



CERN-THESIS-2003-044

Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment

Den naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Andreas Teufel
aus Rheydt/Mönchengladbach

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:
Vorsitzender der Prüfungskommission:
Erstberichterstatter:
Zweitberichterstatter:

23. Juli 2003
Prof. Dr. H.Kisch
Prof. Dr. Wolfgang Eyrich
Prof. Dr. Ulrich Katz

Zusammenfassung

Zum detaillierten Studium der Struktur von Hadronen und deren Spektroskopie mit einem $M\mu$ onen- bzw. Hadronenstrahl hoher Intensität, wurde am Europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN in Genf/Schweiz das COMPASS-Experiment am Super Protonen Synchrotron Beschleuniger SPS aufgebaut.

Schwerpunkte des physikalischen Interesses liegen auf der Bestimmung der Spin-Strukturfunktionen des Nukleons und der Messung der Beiträge von Quarks und Gluonen zum Spin des Nukleons. Insbesondere das Studium transversaler Spinstrukturfunktionen, deren theoretische Relevanz erst in jüngster Zeit erkannt wurde, wird Gegenstand der Untersuchungen sein. Dazu werden ein polarisierter $M\mu$ onenstrahl und ein polarisiertes Target verwendet. Die Messung der Wirkungsquerschnitt-Asymmetrie in der '*open charm production*' mit tiefinelastischer Streuung polarisierter $M\mu$ onen an polarisierten Nukleonen ermöglicht es, die Gluonenpolarisation $\Delta G/G$ zu bestimmen. QCD basierte Modelle oder Gitterrechnungen erlauben es, quantitative Vorhersagen für diese Größe zu berechnen.

Neben Experimenten mit dem $M\mu$ onstrahl sind auch Messungen mit einem Hadronenstrahl geplant, mit dem es möglich sein wird, semi-leptonische Zerfälle von Baryonen und Mesonen mit '*charm quark*' Inhalt zu untersuchen. Die Erzeugung theoretisch vorhergesagter, exotischer Zustände wie Gluebälle und Hybridzustände sind einige Beispiele der physikalischen Ziele dieses Experiments.

Das COMPASS Experiment ist als zweistufiges Vorwärts-Spektrometer realisiert. Dabei deckt die erste Spektrometerstufe den Bereich großer Streuwinkel ab, die zweite Stufe erfasst Ereignisse unter kleinen Streuwinkeln. Jede dieser Spektrometerstufen verfügt über elektromagnetische und hadronische Kalorimeter, Spurdetektoren und $M\mu$ on-Filter. Ein ringabbildender Cherenkov-Detektor in der ersten Spektrometerstufe ermöglicht es zusätzlich, geladene Pionen, Kaonen, Protonen und Antiprotonen voneinander zu unterscheiden.

Die COMPASS Gruppe der FAU Erlangen um Prof. W. Eyrich ist mitverantwortlich für die Entwicklung und den Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern zur Spur-Rekonstruktion geladener Teilchen im Primärstrahlbereich. Durch den Einsatz neuer Konzepte konnten sehr gute Zeitauflösungen $\leq 400\text{ps}$, Ortsauflösungen $< 250\text{ }\mu\text{m}$, Nachweiseffizienzen $\geq 99.8\text{ }\%$ bei Teilchenraten von einigen 10^6 Teilchen/s*Kanal erreicht werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	3
2.1	Struktur des Nukleons	3
2.2	Kinematik der tiefinelastischen Streuung	4
2.3	Wirkungsquerschnitte der polarisierten DIS	6
2.3.1	Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien	10
2.4	Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell	12
2.4.1	Summenregeln im QPM	14
2.4.2	Grenzen des QPM	15
2.5	Spin-Struktur des Nukleon	16
2.6	Bestimmung der Gluonenpolarisation	17
2.6.1	<i>Open-charm</i> -Produktion	18
2.6.2	Hadronenpaare mit hohem Transversalimpuls	20
2.7	Anforderungen an das Experiment	23
3	Das COMPASS-Spektrometer	25
3.1	Der polarisierte $M\mu$ onstrahl	26
3.1.1	Strahleigenschaften	28
3.1.1.1	Polarisation	28
3.1.1.2	Strahlprofil	29
3.1.1.3	Strahlimpuls	30
3.2	Das polarisierte Target	31
3.3	Spurdetektoren	32
3.3.1	Kleinwinkel-Spurdetektoren	32
3.3.2	Großwinkel-Spurdetektoren	34
3.4	Detektoren zur Teilchenidentifikation	35
3.5	Das Triggersystem	37
3.6	Datenauslese	39
4	Faserhodoskope für COMPASS	43
4.1	Anforderungen	43
4.2	Detektordesign	45

4.2.1	Grundlagen szintillierender Faserhodoskope	45
4.2.1.1	Szintillierende Fasern	45
4.2.1.2	Photomultiplier	46
4.2.1.3	Zeitauflösung von Szintillationsdetektoren	47
4.2.2	Das Detektorlayout	48
4.3	Teststudien	50
4.3.1	Der Photomultiplier H6568	51
4.3.1.1	Grundlegende Eigenschaften	52
4.3.1.2	Ratenverträglichkeit	54
4.3.1.3	Zeitauflösung	61
4.3.1.4	Magnetfeldmessungen	66
4.3.2	Szintillierende Fasern und Lichtleiter	69
4.3.2.1	Materialauswahl	69
4.3.2.2	Ankopplung an die Lichtleiter	70
4.3.2.3	Strahlenhärte	71
4.3.2.4	Testmessung am X5	73
4.4	Messungen am Prototyp	76
4.4.1	Aufbau des Prototypen	76
4.4.2	Trigger und Auslese	77
4.4.3	Ergebnisse	79
4.4.3.1	Verhalten im Überlappbereich	80
4.4.3.2	Nachweiswahrscheinlichkeit	81
4.4.3.3	Amplitudenüberwachung	82
4.4.3.4	Diskriminatortests	83
4.4.4	Zusammenfassung	88
4.5	Serienfertigung der Detektoren	88
5	Performance der Faserhodoskope	93
5.1	Vorbereitungen	94
5.1.1	Schwellenscan	94
5.1.1.1	Plateaukurven	94
5.1.1.2	Strahlprofile	96
5.1.1.3	Fasergeometrische Abbildung	98
5.1.2	Zeiteichnungen	100
5.1.2.1	T_0 -Kalibration	101
5.1.2.2	Zeitdifferenz-Kalibration	102
5.2	Clusteranalyse	104
5.2.1	Algorithmus	105
5.2.2	Clustergüte	107
5.2.3	Multiplizitäten und Cluster	110
5.3	Zeitauflösung	112
5.3.1	Treffer im zentralen Faserbereich	113
5.3.2	Treffer im Überlappbereich	117

5.3.2.1	Clustergüte q3	117
5.3.2.2	Clustergüte q4 bzw. q5	120
5.3.3	Zusammenfassung	120
5.4	Ortsauflösung	123
5.5	Crosstalk	125
5.6	Detektoreffizienz	128
5.6.1	Messprinzip	128
5.6.2	Ergebnisse	130
6	Zusammenfassung und Ausblick	133
A	Photomultiplier H6568	137
B	Szintillierende Fasern und Lichtleiter	141
C	Photographien der Faserhodoskope	145

Kapitel 1

Einleitung

Seit den späten 60er Jahren ist die tiefinelastische Streuung von strukturlosen Leptonen an Nukleonen ein besonders aufschlussreiches Mittel, um die Struktur der Konstituenten im Nukleon zu analysieren. Fortschritte in experimentellen Techniken sowie die Entwicklung neuer theoretischer Modelle auf diesem Gebiet haben wesentliche Beiträge zu einem grundlegenden Verständnis über den Aufbau der Materie geliefert. Das Standardmodell der Teilchenphysik ist nach heutigem Wissen in der Lage, das bisher gesammelte Erfahrungsmaterial der subnuklearen Physik mit erstaunlicher Präzision zu beschreiben und spielt deswegen in der Erklärung unserer Welt eine überragende Rolle.

Dennoch sind viele gegenwärtige Fragestellungen der Elementarteilchenphysik im Rahmen des Standardmodells nicht oder nur unzureichend beantwortet. Moderne Experimente versuchen Beiträge zur Bewältigung dieser Herausforderung zu leisten. Die zunehmend höheren Anforderungen an den experimentellen Aufbau, sowie die immer kleiner werdenden Strukturen, die untersucht werden, erfordern neue Detektorkonzepte, die die nötige Präzision der Daten gewährleisten. Sehr geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten führen dazu, dass die Strahlintensitäten, mit denen die Nukleonen untersucht werden, immer größer werden, um während der geplanten Messzeit ein ausreichend großes Datensample anzureichern. Insbesondere die Teilchenspektroskopie im Strahlbereich lässt die Strahlrate pro Detektorkanal auf einige MHz anwachsen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Detektorkonzept für Hodoskope aus szintillierenden Fasern für das COMPASS*-Experiment am Europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik CERN in Genf/Schweiz entwickelt. Das COMPASS-Experiment hat sich zum Ziel gesetzt, grundlegende Fragen zur Struktur der Nukleonen zu beantworten und gleichzeitig umfangreiche Experimente zur Spektroskopie von Hadronen zu ermöglichen.

***CO**mmun **M** μ on and **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy

Ein zentraler Punkt der experimentellen Anstrengungen ist es, den Beitrag der Gluonenpolarisation zum Gesamtspin des Nukleons zu bestimmen. Zugang zu dieser Messgröße bietet die tiefinelastische Streuung von polarisierten $M\mu$ onen an polarisierten Nukleonen, bei der in der '*open charm production*' Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien gemessen werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Bestimmung der Asymmetrie produzierter Hadronen-Jets mit hohem Transversalimpuls.

Jede dieser Messungen erfordert den Nachweis von $M\mu$ onen, die an einem Nukleon-Target unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden und den größten Teil ihres Weges durch das Spektrometer noch im oder nahe am Strahl zurücklegen. Die Ermöglichung einer Spurrekonstruktion im Strahlbereich ist nur durch Detektoren mit guter Zeitauflösung bei hoher Nachweiseffizienz und gleichzeitiger Ratenbelastbarkeit möglich. Die Entwicklung, der Bau und die Inbetriebnahme, sowie die Performance-Analyse von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern, die diesem Zweck dienen, ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Nach der Erläuterung theoretischer Aspekte in Kapitel 2 wird der allgemeine Aufbau des COMPASS-Spektrometers in Kapitel 3 dargelegt. Dabei wird insbesondere auf zentrale Elemente des Experiments, wie polarisierter Strahl und Target, sowie neuere Entwicklungen verschiedener Detektoren näher eingegangen. Der Experimentbeschreibung folgt ein Kapitel, in dem die grundlegenden Anforderungen an die Faserhodoskope definiert werden und es wird gezeigt, wie im weiteren Verlauf aus zahlreichen Tests einzelner Komponenten ein Detektor-konzept entwickelt und ein Prototyp gebaut wurde. Nach dem erfolgreichen Test des Prototypen entstanden insgesamt vier Detektorstationen, die in das Experiment im Spektrometerbereich integriert wurden. Ergebnisse zur Performance der Faserhodoskope im Rahmen des Experimentbetriebes finden sich in Kapitel 5. Eine kurze Zusammenfassung mit Ausblick beschließt diese Arbeit.

Alle oben genannten Faserhodoskope wurden in enger Zusammenarbeit der Arbeitsgruppen um Prof. Wolfgang Eyrich vom Physikalischen Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen/Nürnberg und Prof. Jens Bisplinghoff vom Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn entwickelt und gebaut.

Kapitel 2

Theoretischer Hintergrund

2.1 Struktur des Nukleons

Im Jahr 1969 wurde erstmals in tiefinelastischen Streuexperimenten (DIS*) am SLAC[†] [Blo69, Bre69] in der Streuung von 17 GeV Elektronen an Protonen das Skalenverhalten der Strukturfunktionen beobachtet[‡]. Bjørken konnte zeigen, dass das Skalenverhalten aus der Existenz von punktförmigen Konstituenten im Nukleon abgeleitet werden kann [Bio69] und bestätigte somit das von Feynman postulierte Partonmodell [Fey69]. In diesem Modell wird das Proton in einem schnell bewegten System betrachtet, in dem die transversalen Impulse und die Ruhemassen der Konstituenten vernachlässigt werden können, so dass die innere Struktur des Nukleons in erster Näherung durch die longitudinalen Impulse ihrer Konstituenten gegeben ist [PRSZ94]. Die Konstituenten werden als punktförmige Spin-1/2-Teilchen mit drittelzahliger Ladung charakterisiert, die während des tiefinelastischen Streuprozesses als freie Teilchen behandelt werden können.

Bereits 1964 postulierten Gell-Mann und Zweig unabhängig voneinander die Existenz von Konstituententeilchen im Nukleon, als es gelungen war, die bekannten Hadronen in Multipletts einer SU(3)-Symmetriegruppe einzuordnen [GM64, Zwe64]. Diese von Gell-Mann als *quarks* bezeichneten Konstituententeilchen wurden später mit den Feynman'schen Partonen identifiziert.

Dieses einfache Quark-Parton-Modell (QPM) musste jedoch erweitert werden, als sich in genaueren Messungen herausstellte, dass die *quarks* nur etwa 50% des Nukleonimpulses tragen und die beobachtete Skalenbrechung der Strukturfunktionen nicht erklärt werden konnte. Gluonen als Vermittler der starken Wechselwirkung wurden als Träger des fehlenden Impulses erkannt; dies führte zur Entwicklung eines neuen theoretischen Modells, der *Quantenchromodynamik*

*Deep Inelastic Scattering

[†]Stanford Linear Accelerator Center

[‡]Eine ausführliche Beschreibung dieser Entwicklung unter chronologischen Gesichtspunkten findet sich in [Tay91, Ken91, Fri91]

QCD. Im Rahmen der QCD werden die Gluonen als masselose Vektorbosonen mit $J^P = 1^-$ identifiziert, die an den *quarks* über die sog. Farbladung koppeln, in Analogie zur *Quantenelektrodynamik* in der elektromagnetischen Wechselwirkung, bei der das Photon das Austauscheteilchen zwischen elektrisch geladenen Teilchen ist. Im Gegensatz zu Photonen besitzen Gluonen jedoch selbst Farbladung und können deswegen auch selbstkoppelnde Zustände annehmen (*Glueballs*) [PRSZ94].

Erste polarisierte tiefinelastische Streuexperimente 1976 am SLAC versuchten den Spinbeitrag der *quarks* zum Gesamtspin des Nukleons über die Spin-Strukturfunktion zu bestimmen [A⁺76]. Ellis und Jaffe stellten eine Summenregel auf [EJ74], die den Spinbeitrag der *quarks* aus den Zerfallskonstanten der Baryonen des Baryonen-Oktetts vorhersagt, allerdings unter der Annahme, dass nur die beiden leichtesten *quarks* einen Beitrag zum Nukleonspin leisten. Demnach würde etwa 60% des Nukleonspins von den *quarks* getragen. Während erste Experimente im Rahmen ihrer Messgenauigkeit dieses Bild bestätigen konnten [B⁺83], zeigten Daten der EMC[§]-Kollaboration, die in einem größeren kinematischen Bereich gewonnen wurden, dass die *quarks* nur zu einem sehr geringen Teil zum Gesamtspin des Nukleons beitragen [A⁺88, A⁺89].

Diese Entdeckung wird als *Spinkrise* oder *Spinrätsel* bezeichnet. Weitere Experimenten am CERN [Aea98b], SLAC [A⁺98a, A⁺97a] und DESY[¶] [A⁺97c], die umfangreiche Datensätze lieferten, bestätigten im wesentlichen die Ergebnisse des EMC-Experiments.

Um bei der Erforschung des Nukleonenspins weitere Fortschritte zu erzielen, wurden eine Reihe von neuen Experimenten geplant, die neben der Messung der polarisierten Spinstrukturfunktion vor allem den direkten Beitrag des Gluonenspin ΔG zum Gesamtspin des Nukleons bestimmen sollen. Eines dieser Experimente ist das COMPASS-Experiment, mit dem die Gluonpolarisation in der tiefinelastischen Streuung von $M\mu$ onen an polarisierten Protonen bestimmt werden soll.

2.2 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

In einem polarisierten Streuexperiment werden polarisierte Leptonen $\vec{l}$ mit einer Strahlenergie $\vec{E}$ und einem Spinvektor $\vec{s}$ an einem ruhenden Nukleontarget mit Viererimpuls P und Spinvektor $\vec{S}$ gestreut:

$$\vec{l} + \vec{N} \rightarrow l' + X \quad (2.1)$$

[§]European $M\mu$ on Collaboration

[¶]Deutsches Elektronen **S**ynchrotron

Nach der Streuung hat das Lepton die Energie E' und wird um den Winkel θ abgelenkt. Das Nukleon $\vec{N}$ kann durch den absorbierten Energie- bzw. Impulsübertrag aufgebrochen werden und geht in den hadronischen Endzustand X über. Ein solcher Streuprozess heißt tiefinelastisch, wenn die Masse W des Endzustandes oberhalb der Masse der Nukleonresonanzen ($W \geq 2\text{GeV}$) liegt. Bei Experimenten, in denen nur das gestreute Lepton nachgewiesen wird, spricht man von inklusiven Messungen. Wird neben dem gestreuten Lepton mindestens ein Hadron des Endzustands X nachgewiesen, spricht man von semi-inklusiven Messungen. Bei exklusiven Messungen werden alle Hadronen des Endzustands im Detektor aufgelöst.

Ein tiefinelastisches Streueignis kann in erster Näherung als Wechselwirkung eines punktförmigen Leptons mit einem Nukleon unter Austausch eines virtuellen Bosons beschrieben werden. Bei dem für das COMPASS-Experiment abgedeckten kinematischen Bereich kann die Lepton-Nukleon Streuung in guter Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons zwischen Lepton und Nukleon beschrieben werden (Bornsche Näherung). Abbildung 2.1 zeigt den zu diesem Prozess zugehörigen Feynmangraphen.

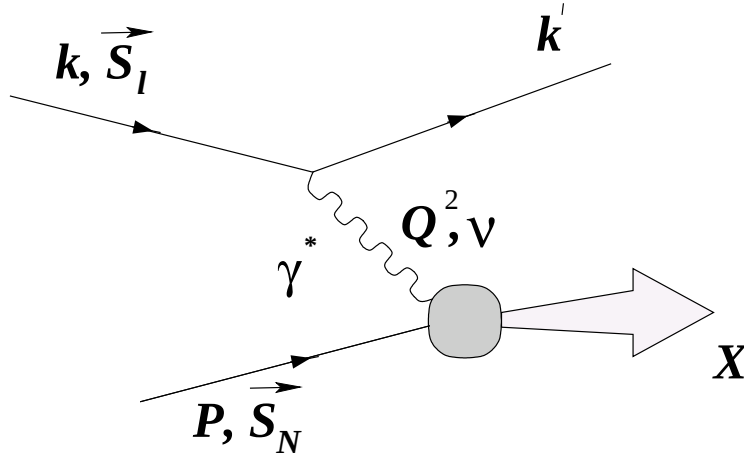


Abbildung 2.1: Tiefinelastische Streuung (DIS) eines Leptons mit Spin $\vec{S}_l$ und Viererimpuls k an einem Nukleon ($\vec{S}_N, P$) in Bornscher Näherung. Das virtuelle Photon γ^* trägt den Viererimpuls Q^2 und die Energie ν .

Aus den kinematischen Variablen der Teilchen lassen sich folgende lorentzinvariante Größen bilden [HM84]:

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 \stackrel{\text{lab}}{\approx} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.2)$$

$$P \cdot q \stackrel{\text{lab}}{=} M \cdot \nu = M \cdot (E - E') \quad (2.3)$$

$$P \cdot k \stackrel{\text{lab}}{=} M \cdot E \quad (2.4)$$

Dabei sind $k = (E, \vec{p})$ und $k' = (E', \vec{p}')$ die Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Leptons. $P \stackrel{\text{lab}}{=} (M, 0, 0, 0)$ ist der Viererimpuls des im Laborsystem ruhenden Nukleons mit Masse M . Q^2 ist das Quadrat des negativen Viererimpulses des Photons, $\nu = E - E'$ dessen Energie. Ausgehend von diesen Lorentzskalaren werden die beiden dimensionslosen Variablen

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.5)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \quad (2.6)$$

eingeführt. Die Variable y beschreibt den relativen Energieübertrag vom Lepton auf das Nukleon durch das Photon. Die Bjørkensche Skalenvariable x kann als Maß für die Inelastizität des Streuprozesses interpretiert werden [PRSZ94]. Im Rahmen des Quark-Parton-Modells QPM (vgl. Abschnitt 2.4) beschreibt x den Impulsanteil des Quarks im schnell bewegten Bezugssystem gemäß

$$W^2 = (q + P)^2 = \frac{1-x}{x} Q^2 + M^2 \quad (2.7)$$

von dem das Photon absorbiert wird ($W^2 \equiv$ invariante Masse des hadronischen Endzustands). Die physikalischen Randbedingungen $W^2 \geq M^2$ und $0 \leq E' \leq E$ schränken x und y auf das Intervall $0 \leq x, y \leq 1$ ein. Bei den oben definierten lorentz-invarianten Größen sind nur zwei voneinander unabhängig, so dass durch die Angabe von z.B. x und Q^2 die Kinematik eines tiefinelastischen Streueignisses vollständig festgelegt ist.

2.3 Wirkungsquerschnitte der polarisierten DIS

Der Streuprozess in Abbildung 2.1 kann in zwei Teilprozesse zerlegt werden: die Abstrahlung des Photons durch das Lepton und die Absorption des Photons durch das Nukleon. Der Wirkungsquerschnitt kann dann als Produkt aus einem leptonischen Tensor $L_{\mu\nu}$ und einem hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}$ formuliert werden [HM84, Lea01]:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.8)$$

mit

α - elektromagnetische Feinstrukturkonstante

Ω - Raumwinkel, unter dem das Lepton detektiert wird

Im Rahmen der Quantenelektrodynamik QED kann $L_{\mu\nu}$ nach Summation über die unbeobachteten Spinzustände des auslaufenden Leptons berechnet werden :

$$L_{\mu\nu} = 2 (k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu} (kk' - m^2) + im\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} q^\lambda s^\sigma) \quad (2.9)$$

$$= L_{\mu\nu}^{(S)}(k, k') + iL_{\mu\nu}^{(A)}(k, k', s) \quad (2.10)$$

Der Tensor zerfällt in einen symmetrischen spinunabhängigen Teil $L_{\mu\nu}^{(S)}$ und einen asymmetrischen spinabhängigen Teil $L_{\mu\nu}^{(A)}$. Die Variable m ist die Leptonmasse, $g_{\mu\nu}$ ist der metrische Tensor.

Der hadronische Tensor $W_{\mu\nu}$ beinhaltet die unbekannte Nukleonstruktur und ist a priori nicht berechenbar. Für ihn wird ein allgemeiner Ansatz gemacht, der sämtliche Linearkombinationen der aus den kinematischen Variablen bildbaren Lorentzinvarianten enthält. Die unbekannte Nukleonstruktur wird dabei durch sogenannte Strukturfunktionen parametrisiert:

$$W^{\mu\nu} = 2 \left[F_1(x, Q^2) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{F_2(x, Q^2)}{Pq} \left(P^\mu - \frac{Pq}{q^2} q^\mu \right) \left(P^\nu - \frac{Pq}{q^2} q^\nu \right) + i \frac{M}{Pq} \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} q_\lambda \left(g_1(x, Q^2) S_\sigma + g_2(x, Q^2) \left(S_\sigma - \frac{Sq}{Pq} P_\sigma \right) \right) \right] \quad (2.11)$$

$$= W^{\mu\nu(S)}(P, q) + iW^{\mu\nu(A)}(P, q, S) \quad (2.12)$$

Der Hadrontensor kann also durch vier Funktionen parametrisiert werden, die die Information über die Struktur des Nukleons beinhalten. Die spinunabhängigen Strukturfunktionen F_1 und F_2 bilden den symmetrischen Teil des Hadrontensors, der asymmetrische Teil wird durch die spinabhängigen Strukturfunktionen g_1 und g_2 beschrieben. Die unpolarisierten Strukturfunktionen $F_2^{p,d}$ für das Proton bzw. Neutron sind sehr häufig vermessen worden und daher gut bekannt. Eine Aufstellung von Datenpunkten verschiedener Experimente findet sich in Abbildung 2.2.

Für den Wirkungsquerschnitt vereinfacht sich das Ergebnis auf

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Mq^4} \frac{E'}{E} \left(\underbrace{L_{\mu\nu}^{(S)}(k, k') W^{\mu\nu(S)}(P, q)}_{\text{spinunabhängig}} - \underbrace{L_{\mu\nu}^{(A)}(k, k', s) W^{\mu\nu(A)}(P, q, S)}_{\text{doppelt spinabhängig}} \right) \quad (2.13)$$

Der erste Term in Gleichung (2.13) ist spinunabhängig und entspricht dem Wirkungsquerschnitt in der unpolarisierten Streuung. Der zweite Term ist spinabhängig und nur in Experimenten mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target zugänglich.

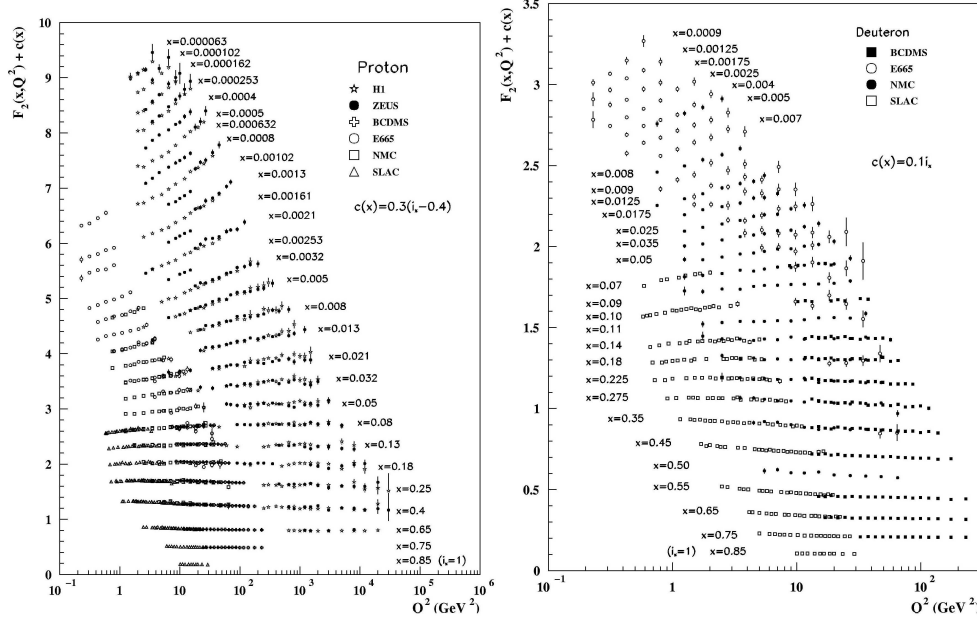


Abbildung 2.2: Gemessene Strukturfunktionen F_2^p und F_2^d in tiefinelastischen Streuexperimenten von Positronen [C⁺01, A⁺01], Elektronen [W⁺92] und M μ onen [B⁺89, A⁺96a, A⁺97d] an Protonen bzw. Deuteronen. Aufgetragen sind F_2^p und F_2^d als Funktion von Q^2 bei konstanten Werten für x .

In der Praxis werden ausschließlich longitudinal polarisierte Teilchenstrahlen verwendet, da bei transversal polarisierten Teilchenstrahlen die spinabhängigen Differenzen der Wirkungsquerschnitte mit einem Faktor m_1/E kinematisch unterdrückt sind [A⁺95]. Aus diesem Grund ist nur die Orientierung der Targetpolarisation frei wählbar.

Die Lage des Targetpolarisationsvektors wird in Bezug auf die von $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ aufgespannte Streuebene durch zwei Winkel Φ und ψ definiert (vgl. Abbildung 2.3). Unter Berücksichtigung der Helizität $H_l = \pm 1$ des einfallenden Leptons lässt sich bei longitudinaler Strahlpolarisation der differentielle Wirkungsquerschnitt in der Form

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} - H_l \cos \psi \frac{d^2\Delta\sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} - H_l \sin \psi \cos \Phi \frac{d^2\Delta\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} \quad (2.14)$$

schreiben [A⁺95], wobei die Winkel gemäß Abbildung 2.3 definiert sind. Der Ausdruck mit $\bar{\sigma}$ gibt an dieser Stelle den spingemittelten Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left(\frac{2F_1(x, Q^2)}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{F_2(x, Q^2)}{\nu} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.15)$$

an, der durch die spinunabhängigen Strukturfunktionen F_1 und F_2 beschrieben wird. Die aus experimenteller Sicht interessanten Terme, bei denen der Nukle-

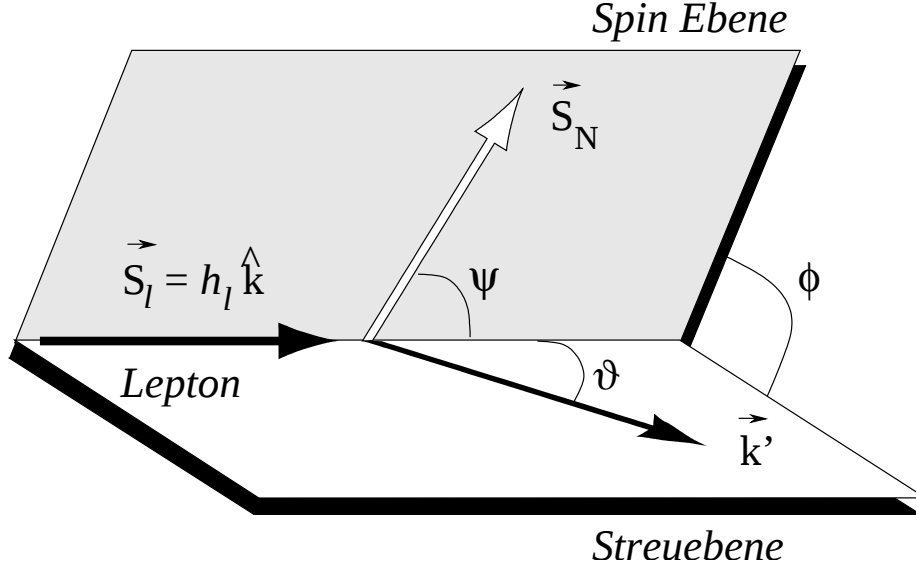


Abbildung 2.3: Definition der verwendeten Winkel in Gleichung (2.14) zur Beschreibung der polarisierten DIS. Die beiden Impulsvektoren des ein- bzw. auslaufenden M μ ons definieren die Streuebene, die Spinvektoren des M μ ons und des Targetnukleons die Spinebene

onspin (anti)parallel ($\psi = 0, \pi$) bzw. orthogonal ($\psi = \pi/2$) zum Leptonenspin ausgerichtet ist, gehen als Differenz der beiden relativen Spinausrichtungen ein [Jaf90]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta \sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} &= \frac{d^2(\sigma^{\leftarrow\leftarrow} - \sigma^{\leftarrow\rightarrow})}{d\Omega dE'} = \\ &= \frac{4\alpha^2}{Q^2 M\nu} \frac{E'}{E} \left[g_1(E + E' \cos \theta + \frac{2m_\mu \nu^2}{Q^2 E}) + g_2 \frac{Q^2}{\nu} \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Delta \sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} &= \frac{d^2(\sigma^{\leftarrow\downarrow} - \sigma^{\leftarrow\uparrow})}{d\Omega dE'} = \\ &= \frac{4\alpha^2}{Q^2 M\nu} \frac{E'^2}{E} \left[g_1(1 + \frac{2m_\mu^2}{Q^2} y) + g_2 \frac{2E}{\nu} \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

In obiger Notation symbolisiert $\leftarrow$ den Leptonenspin, für den Nukleonspin wird $\leftarrow$ verwendet. $\Delta_{\parallel}$ kennzeichnet die Wirkungsquerschnittsdifferenz zwischen parallel ($\leftarrow\leftarrow$) und antiparallel ($\leftarrow\rightarrow$) ausgerichteten Spinorientierungen, $\Delta_{\perp}$ beschreibt die Wirkungsquerschnittsdifferenzen für $\Phi(\leftarrow\uparrow)$ und $\Phi + \pi(\leftarrow\downarrow)$ zwischen den orthogonal ausgerichteten Spinorientierungen.

Der g_2 -Term in Gleichung (2.16) ist kinematisch unterdrückt, so dass die Strukturfunktion g_1 bei longitudinalen Spinausrichtungen von Strahl und Target sehr

gut bestimmt werden kann. In Gleichung (2.17) gehen die Strukturfunktionen g_1 und g_2 in gleicher Größenordnung ein, so dass aus den Daten mit orthogonaler Spinorientierung von Strahl und Target bei bekannter Strukturfunktion g_1 die unbekannte Strukturfunktion g_2 extrahiert werden kann.

2.3.1 Wirkungsquerschnitt-Asymmetrien

Weil die spinabhängigen Teile der gemessenen Wirkungsquerschnitte nur einen kleinen Beitrag gegenüber den dominierenden spin-unabhängigen Wirkungsquerschnitten ausmachen, ist eine direkte Bestimmung von g_1 bzw. g_2 sehr schwierig.

Direkte Messungen sind zudem sensitiv auf apparative Asymmetrien des Detektors, die durch unterschiedliche Nachweiseffizienzen, geometrische Akzeptanzen und Schwankungen in der Strahlqualität verursacht werden. Diese systematischen Effekte können jedoch aufgehoben werden, wenn Asymmetrien der Wirkungsquerschnitte gemessen werden.

Die Photon-Nukleon-Asymmetrien A_1 und A_2 , die den Absorptionsprozess des virtuellen Photons durch das Nukleon im Schwerpunktsystem Photon-Nukleon beschreiben, lassen sich nach [Mal96] wie folgt definieren:

$$A_1 = \frac{\sigma^{1/2} - \sigma^{3/2}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \quad (2.18)$$

$$A_2 = \frac{2\sigma^{IF}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} = \gamma \frac{g_1 + g_2}{F_1} \quad (2.19)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{2Mx}{\sqrt{Q^2}} = \frac{\sqrt{Q^2}}{\nu} \quad (2.20)$$

$\sigma^{3/2}$ ($\sigma^{1/2}$) beschreibt den Absorptionsquerschnitt für die parallele (antiparallele) Ausrichtung von Photon- und Nukleonspin. Der Interferenzterm σ^{IF} beschreibt die Überlagerung von Absorptionsquerschnitten durch transversal und longitudinal polarisierte Komponenten des virtuellen Photons.

Die Verbindung von A_1 und A_2 zu den experimentell zugänglichen Lepton-Nukleon-Asymmetrien $A_{\parallel}$ und $A_{\perp}$ erfolgt gemäß

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\rightarrow\rightarrow} - \sigma^{\leftarrow\leftarrow}}{\sigma^{\rightarrow\rightarrow} + \sigma^{\leftarrow\leftarrow}} = D(A_1 + \eta A_2) \quad (2.21)$$

$$A_{\perp} = \frac{\sigma^{\leftarrow\downarrow} - \sigma^{\leftarrow\uparrow}}{\sigma^{\leftarrow\downarrow} + \sigma^{\leftarrow\uparrow}} = d(A_2 - \xi A_1) \quad (2.22)$$

wobei die Faktoren ξ , η und d aus der Kinematik berechnet werden [Gre01]. Der Depolarisationsfaktor D beschreibt den Polarisationsübertrag zwischen Lepton und Nukleon und ist ebenfalls eine rein kinematische Größe. Die Variable

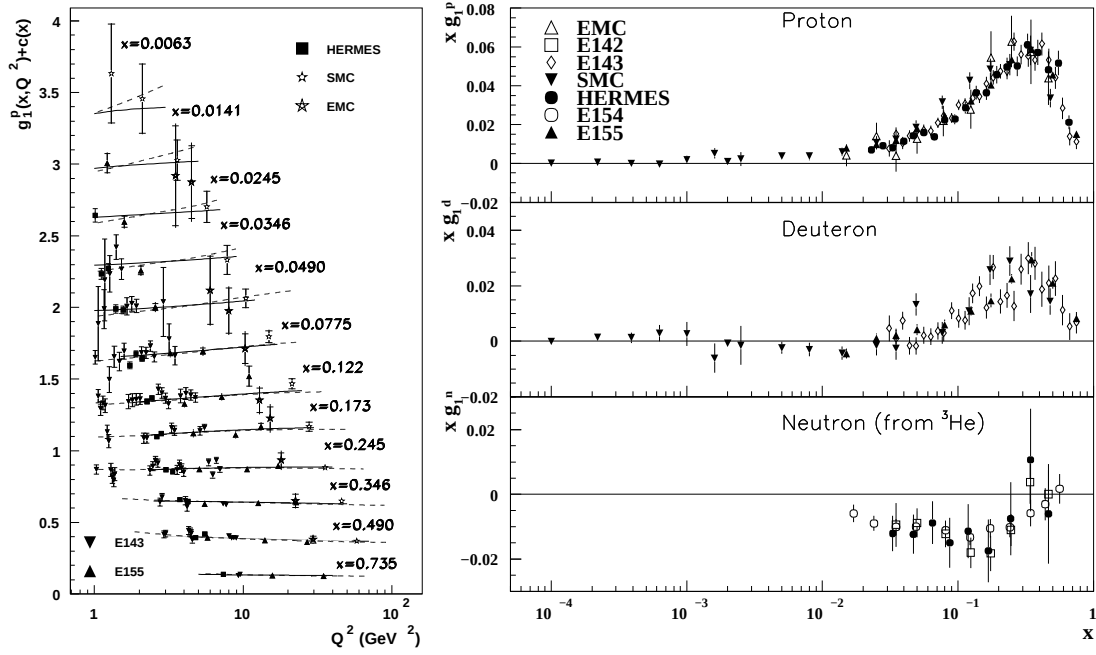


Abbildung 2.4: Links : Aufstellung der Daten zur Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ des Protons bei verschiedenen Werten von x_B [Stö00]. Rechts : Polarisierte Strukturfunktionen xg_1 von Proton, Deuteron und Neutron, extrahiert aus tiefinelastischen Streuexperimenten mit Elektronen, Positronen (E142 [A+96b], E143 [A+98a], E154 [A+97b], E155 [A+96b], HERMES [A+98c]) und Mμonen (EMC [A+89], SMC [A+98b]).

$R = \sigma_L/\sigma_T$ ist das Verhältnis zwischen den Wirkungsquerschnitten für die Absorption eines longitudinalen und eines transversalen Photons .

Gleichungen (2.18) bis (2.22) stellen den direkten Zusammenhang zwischen den Spinstrukturfunktionen g_1 und g_2 und den experimentell zugänglichen Größen her und ermöglichen so deren Bestimmung aus den gemessenen Asymmetrien:

$$\begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \end{bmatrix} = \frac{F_1}{(1 + \gamma^2)(1 + \eta\gamma)} \begin{bmatrix} 1 + \gamma\xi & \gamma - \eta \\ \xi/\gamma - 1 & \eta + 1/\gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{\parallel}/D \\ A_{\perp}/d \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Da sowohl der Leptonstrahl als auch das Nukleontarget im Experiment nie zu 100% polarisierbar sind, reduzieren sich die gemessenen Asymmetrien gemäß

$$A_{\parallel,\perp}^{exp} = A_{\parallel,\perp}^{theo} \cdot P_T \cdot P_B \cdot f \quad (2.24)$$

wobei P_T und P_B der Polarisation von Target und Strahl entsprechen. Der materialabhängige *Dilutionfaktor* f ist ein Maß für die Zahl der im Target polarisierbaren Nukleonen. Abbildung 2.4 gibt einen Überblick des aktuellen Datensatzes zur Strukturfunktion g_1 aus verschiedenen Experimenten (entnommen aus [Stö00]).

2.4 Strukturfunktionen im Quark-Parton-Modell

Das Quark-Parton-Modell (QPM) beschreibt das Nukleon als zusammengesetzt aus punktförmigen, masselosen Konstituenten (Partonen) mit Spin $1/2$ [Bio69]. Werden die Partonen im Björken-Limit ($\nu, Q^2 \rightarrow \infty, x$ fest) untersucht, können die Partonen als *quasifrei* angesehen werden, die nicht miteinander wechselwirken. Unter dieser Bedingung erhält die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung im QPM die Bedeutung einer elastischen Streuung an den Partonen. Die Strukturfunktionen können auf die übliche Weise berechnet werden. Die Partonen werden heute - wie bereits erwähnt - mit den von Gell-Mann und Zweig postulierten Quarks identifiziert [Zwe64, GM64]. Das Modell ist in einem schnell bewegten Bezugssystem formuliert, in dem die transversalen Impulse und die Ruhemassen der Quarks des Nukleons vernachlässigt werden können. Auf diese Weise kann die Variable x_B als Impulsbruchteil des Nukleons verstanden werden, der von den Quarks getragen wird. Die unpolarisierten Strukturfunktionen lassen sich als Summe über alle Quark *flavours* berechnen:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 q_f(x) \quad (2.25)$$

$$F_2(x) = x \sum_f e_f^2 q_f(x) \quad (2.26)$$

Hierbei gibt e_f die Ladung der Quarks eines bestimmten *flavours* an und $q_f(x)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit *flavour* f und einem Impulsbruchteil x im Nukleon zu finden.

Eine wesentliche Eigenschaft des QPM ist das Skalenverhalten der Strukturfunktionen, welches besagt, dass im Björken-Limit die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen verschwindet [Bjo69]:

$$F_{1,2}(x, Q^2) \xrightarrow{(\nu, Q^2 \rightarrow \infty)} F_{1,2}(x) \quad (2.27)$$

Die Annahme, dass die masselosen Quarks Spin $1/2$ tragen führt zur Callan-Gross-Beziehung [CG69] :

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \quad (2.28)$$

Sowohl das Skalenverhalten als auch die Callan-Gross-Beziehung konnten experimentell beobachtet werden und sind eine der Grundsteine des Quark-Parton-Modells.

Die polarisierte Strukturfunktion g_1 kann im QPM ebenfalls interpretiert werden. Abbildung 2.5 zeigt schematisch die polarisierte Photon-Quark-Streuung. Um die Erhaltung der Helizität zu gewährleisten, muss das polarisierte Photon den Spin des Quarks zum Zeitpunkt der Kollision umkehren (*spin-flip*). Diese Forderung erlaubt es dem Photon jedoch nur an solche Quarks zu koppeln, deren

Spin antiparallel zum Photonspin ausgerichtet ist.

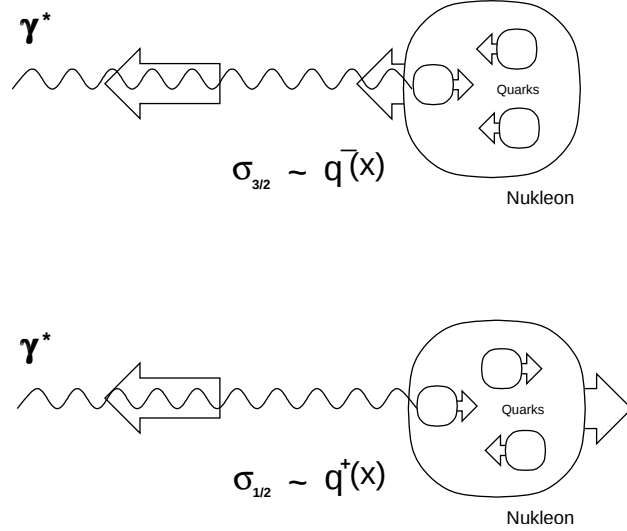


Abbildung 2.5: Schemaskizze zur polarisierten DIS im Quark-Parton-Modell. Das polarisierte Photon wechselwirkt mit einem Quark, dessen Spin parallel (unten) oder antiparallel (oben) zum Nukleonspin ausgerichtet ist.

Aus diesem Grund ist der Photon-Nukleon Absorptionsquerschnitt $\sigma^{1/2}$ ($\sigma^{3/2}$) proportional zu $\sum_f e_f^2 q^+$ ($\sum_f e_f^2 q^-$), wobei $q^{+(-)}$ die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Quark mit *flavour* f und parallel (antiparallel) ausgerichtetem Spin zum Nukleonspin zu finden. Die Wahrscheinlichkeiten $q^{+(-)}$ sind mit den unpolarisierten Quark-Verteilungen q_f gemäß $q_f = q_f^+(x) + q_f^-(x)$ verknüpft, so dass die polarisierte Strukturfunktion g_1 mit der polarisierten Quark-Verteilung $\Delta q_f(x)$ angegeben werden kann :

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 (q_f^+(x) - q_f^-(x)) \quad (2.29)$$

Die Strukturfunktion g_2 hat im Rahmen des Quark-Parton-Modells keine Interpretation ($g_2(x) \equiv 0$).

Bis heute sind theoretische Modelle nicht in der Lage Vorhersagen für die polarisierte Strukturfunktion g_1 zu machen. Lediglich für das erste Moment $\Gamma_1(x)$ von g_1 gibt es Rechnungen, die über Summenregeln (vgl. Abschnitt 2.4.1) experimentell überprüft werden können:

$$\Gamma_1(x) = \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx \quad (2.30)$$

Betrachtet man nur die leichtesten drei Quark *flavours*, können die ersten Momente $\Gamma_1 p(n)$ der Strukturfunktion g_1 für das Proton bzw. Neutron unter Verwendung von Gleichung (2.29) berechnet werden [Mal96] :

$$\Gamma_1^p \equiv \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (2.31)$$

$$\Gamma_1^n \equiv \int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{9} \Delta u + \frac{4}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (2.32)$$

Im QPM können die axialen Kopplungskonstanten der SU(3) durch die ersten Momente der polarisierten Quarkverteilungen gemäß

$$\begin{aligned} a_0 &\equiv \Delta u + \Delta d + \Delta s \\ a_3 &\equiv \Delta u - \Delta d \\ a_8 &\equiv \frac{1}{\sqrt{3}} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) \end{aligned} \quad (2.33)$$

ausgedrückt werden. Aus dem β -Zerfall des Neutrons lässt sich a_3 unter der Voraussetzung einer Isospinsymmetrie über das Verhältnis von Axialvektor- zu Vektor-Kopplungskonstanten $|g_A/g_V|$ bzw. über die schwachen Zerfallskonstanten F und D bestimmen [EJ74] :

$$a_3 = F + D = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad (2.34)$$

Setzt man weiterhin SU(3)-Flavoursymmetrie voraus, kann man über den Hyperon- β -Zerfall a_8 bestimmen und auf diese Weise eine Verbindung zur Spinstruktur des Nukleons herstellen. Somit besteht die Möglichkeit, Summenregeln für die ersten Momente der Spinstrukturfunktion g_1 des Nukleons aufzustellen und diese experimentell zu überprüfen.

2.4.1 Summenregeln im QPM

Bildet man die Differenz der ersten Momente der Spinstrukturfunktionen (Gleichungen (2.31) und (2.32)) von Proton und Neutron, so erhält man eine einfache Vorhersage für das Verhältnis der Axialvektor- zu Vektor-Kopplungskonstanten:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} (\Delta u - \Delta d) = \frac{1}{6} a_3 = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad (2.35)$$

Diese Vorhersage ist unter dem Namen 'Björkensche-Summenregel' bekannt, deren experimentelle Bestätigung in zahlreichen Experimenten wie SMC am CERN,

E143 am SLAC und HERMES am DESY gelungen ist. Will man eine Vorhersage für das Proton bzw. Neutron alleine machen, muss man annehmen, dass die Strangequarks im Nukleon unpolarisiert sind ($\Delta s \equiv 0$). Diese Forderung führt dann zur 'Ellis-Jaffe-Summenregel' [EJ74] :

$$\Gamma_1^{p(n)} = \frac{1}{12} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \left(+(-)1 + \frac{5}{3} \cdot \frac{3F/D - 1}{F/D + 1} \right) \quad (2.36)$$

Die 'Ellis-Jaffe-Summenregel' wurde 1974 aufgestellt, konnte aber im Verlauf der experimentellen Überprüfung nicht vollständig bestätigt werden. Weil ein experimenteller Test der Summenregeln nur in einem eingeschränkten Bereich von x_B , in dem die einzelnen Experimente sensitiv sind, durchgeführt werden kann, muss die gemessene Strukturfunktion g_1 immer aus dem experimentell zugänglichen Bereich auf $x \rightarrow 0$ und $x \rightarrow 1$ extrapoliert werden.

Insbesondere die Extrapolation $x \rightarrow 0$ ist mit Unsicherheiten behaftet und führt einen deutlichen systematischen Fehler in alle Messungen dieser Art ein. Die ersten Experimente schienen die 'Ellis-Jaffe-Summenregel' zu bestätigen, bis die EMC-Kollaboration am CERN den kinematischen Bereich zu sehr viel kleineren x_B erweitern konnte und eine signifikante Verletzung der Summenregel nachwies [A⁺88, A⁺89].

Die Verletzung der Summenregel führte zu der Erkenntnis, dass die Quarks nur einen kleinen Beitrag zum Gesamtspin des Nukleons leisten und motivierte zur Planung und Umsetzung einer neuen Generation von Experimenten zur Entschlüsselung der Spinstruktur.

2.4.2 Grenzen des QPM

Das vom Quark-Parton-Modell vorhergesagte Skalenverhalten kann experimentell nur in einem engen kinematischen Bereich um $x \simeq 0.2$ bestätigt werden. Für größere Werte von x_B und zunehmendes Q^2 wird eine Abnahme von F_2 bzw. im umgekehrten Fall eine deutliche Zunahme beobachtet. Dieses Verhalten kann nur im QCD-erweiterten Partonmodell verstanden werden, bei der die starke Wechselwirkung der Quarks durch den Austausch von Gluonen vermittelt wird. Sowohl die Quarks als auch die Gluonen sind Träger einer *Farbladung*. In erster Ordnung Störungstheorie der QCD können Quarks Gluonen abstrahlen, ein Gluon kann ein Quark-Antiquark bilden oder ein weiteres Gluon abstrahlen etc. Abhängig von Q^2 werden insbesondere bei kleinen x_B die Beiträge von Quarks und Gluonen aufgelöst.

All diese Prozesse führen dazu, dass die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s eine effektive Konstante ist, die von Q^2 abhängt. Für große Werte von Q^2 (kleine Abstände) wird die Kopplungsstärke der Quarks untereinander

kleiner und verschwindet asymptotisch, so dass diese im Limes $Q^2 \rightarrow \infty$ als quasifrei betrachtet werden können. Dieses Phänomen wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet. Im umgekehrten Fall wächst die Kopplungsstärke bzw. die Bindung zwischen den Quarks bei großen Abständen so stark an, dass einzelne Quarks nicht aus dem Nukleon entfernt werden können. Dieses Phänomen bezeichnet man als *Confinement* [PRSZ94].

Im Rahmen des QCD-erweiterten QPM konnte die 'Björkensche-Summenregel' modifiziert und bisher von allen Experimenten eindrucksvoll bestätigt werden.

2.5 Spin-Struktur des Nukleon

Um die Spinbeiträge der Quark-Flavours zum Gesamtspin des Nukleons zu bestimmen, ist eine Messung von g_1 über einen weiten kinematischen Bereich von x_B erforderlich. Im Rahmen solcher Messungen können dann die ersten Momente $\Gamma_1^{p(n)}$ der Nukleonen berechnet und mit den Vorhersagen verglichen werden. Analysen der EMC-Kollaboration ergaben einen Spinbeitrag der Quarks zum Gesamtspin von nur

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.12 \pm 0.17 \quad (2.37)$$

der mit Null verträglich ist und zu der Vorhersage QCD-erweiterter Quark-Parton-Modelle im Widerspruch steht, die einen Wert von $\Delta\Sigma \sim 0.75$ erwarten [FJ01]. Eine neue Generation von Experimenten bestätigte die Diskrepanz zwischen Vorhersage und Ergebnis, lieferten im Gegensatz zum SMC-Experiment jedoch deutlich von Null verschiedene Werte und grenzen $\Delta\Sigma$ auf einen Bereich von 0.2 bis 0.4 ein.

Allgemeine Modellansätze beziehen polarisierte 'See-Quarks', Gluonen und mögliche Bahndrehimpulse von Quarks und Gluonen bei der Betrachtung des Nukleon-Gesamtspins mit ein.

Der Nukleonspin kann demnach von allen Konstituenten getragen werden und setzt sich aus folgenden Einzelkomponenten zusammen :

$$S = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \quad (2.38)$$

mit

$\Delta\Sigma$ - Spinbeitrag der *quarks*

ΔG - Spinbeitrag der Gluonen

L_q - Bahndrehimpuls der *quarks*

L_g - Bahndrehimpuls der Gluonen

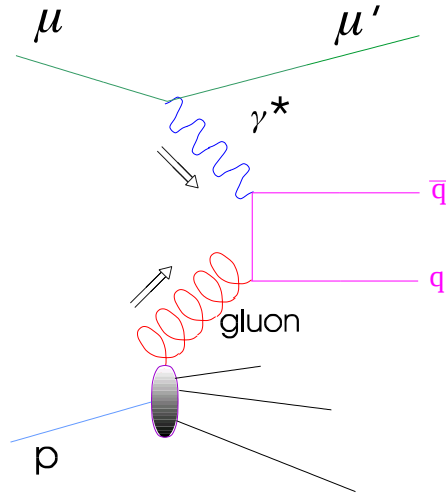


Abbildung 2.6: Feynmangraph der Photon-Gluon-Fusion. Das virtuelle Photon γ^* koppelt über ein Quark-Antiquark Paar $c\bar{c}$ an das Gluon

Erste Hinweise durch das HERMES-Experiment (vgl. Abbildung 2.9) deuten darauf, dass die Gluonen einen nicht unerheblichen Beitrag zum Gesamtspin des Nukleons leisten [S⁺00]. Aus experimenteller Sicht ist der derzeit vielversprechendste Ansatz zur Bestimmung der Gluonenpolarisation, die Durchführung von semi-inklusiven Messungen unter Beobachtung geeigneter Endkanäle, die unter anderem mit dem COMPASS-Experiment [Col96] realisiert werden.

2.6 Bestimmung der Gluonenpolarisation

Einen direkten Zugang zur Gluonverteilung in der tiefinelastischen Streuung erhält man mit dem Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF). Abbildung 2.6 zeigt den Feynmangraphen dieser Reaktion. Das vom Lepton erzeugte virtuelle Photon koppelt über ein Quark-Antiquark-Paar an das aus dem Nukleon stammende Gluon.

Der Nachweis der PGF erfolgt über die Vermessung des hadronischen Endzustandes (semi-inklusive Messung). Man geht bei der Analyse des hadronischen Endzustandes davon aus, dass die energiereichsten Hadronen diejenigen Quarks enthalten, die am primären Stoßprozess beteiligt waren.

Die Fragmentationsfunktion $D_q^h(z)$ gibt dabei an, wieviele Hadronen vom Typ h mit einem Energieanteil $[z, z + dz]$ aus einem Quark q entstehen, so dass durch Identifikation der Hadronen Rückschlüsse auf die am primären Prozess beteiligten Quarks möglich sind.

Beim Studium der PGF müssen alle anderen Reaktionsmöglichkeiten des vir-

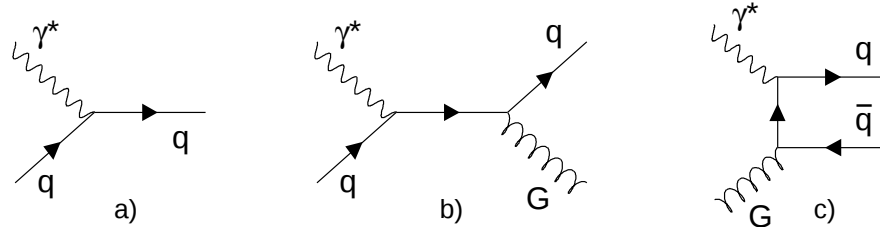


Abbildung 2.7: Feynmangraphen der tiefinelastischen Streuung in führender und nächster Ordnung. a) ist der LO-Streuprozess, b) die QCD-Comptonstreuung und c) die Photon-Gluon-Fusion.

tuellen Photons mit den Partonen im Nukleon als Untergrund angesehen werden. In nullter und erster Ordnung der starken Kopplungskonstanten α_s sind folgende Reaktionen von Bedeutung (vgl. Abbildung 2.7): Der erste Term a) ist der *Leading-Order* Prozess (LO) der tiefinelastischen Streuung. Die beiden *Next-to-Leading-Order* Prozesse (NLO) sind zum einen die QCD-Abwandlung des Compton-Streudiagramms mit einem Gluon anstelle eines Photons im Ausgangskanal (b) und die hier interessierende Photon-Gluon-Fusion (c) - jeweils mit einem einlaufenden virtuellen Photon γ^* .

Bei der dem COMPASS-Experiment zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie von bis zu 18 GeV [Col96] gibt es zwei bekannte Strategien zur Analyse der PGF und zur Unterdrückung der Untergrundereignisse a) und b) : Die Erzeugung schwerer Quarks in der sogenannten *Open-charm*-Produktion und als weiterer Zugang die Detektion von Hadronen mit einem, bezüglich der Richtung des virtuellen Photons, großem Transversalimpuls [B⁺98b].

2.6.1 *Open-charm*-Produktion

Der Nachweis von Mesonen mit schweren Quarks, z.B. *charm-quarks* bei COM-PASS-Energien, ist eine klare Signatur für die PGF. Wegen der fehlenden Konstituenten-Charmquarks im Nukleon und der unterdrückten Charmproduktion in der Hadronisierung ist dieser Kanal besonders untergrundfrei. Experimentell zugänglich ist die spinabhängige Asymmetrie der *charm*-Produktion gemäß

$$A^{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}} = P_B \cdot P_T \cdot A_{\mu N}^{c\bar{c}}(y) \quad (2.39)$$

d.h. nach der Anzahl der *charm*-Ereignisse $N_{c\bar{c}}$ mit paralleler (antiparalleler), longitudinaler Spinausrichtung von $M\mu$ on- und Targetspin (vgl. Abschnitt 2.3.1). Die virtuelle Photonasymmetrie $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ hängt über den Depolarisationsfaktor D des virtuellen Photons mit der aus Gleichung (2.39) zu bestimmenden Asymmetrie $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ nach

$$A_{\mu N}^{c\bar{c}} = D(y) \cdot A_{\gamma N}^{c\bar{c}} \approx \frac{1 - (1 - y)^2}{1 + (1 - y)^2} \cdot A_{\gamma N}^{c\bar{c}} \quad (2.40)$$

zusammen. Die polarisierten und unpolarisierten Wirkungsquerschnitte für die *charm*-Produktion können als Faltungen der elementaren Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma(\hat{s})$ und $\sigma(\hat{s})$ mit den Gluonverteilungen ΔG und G formuliert werden, indem über den kinematisch erlaubten Bereich integriert wird [Wat82] :

$$A_{\gamma N}^{\bar{c}c}(E, y) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}} = \frac{\int_{4mc^2}^{2M_N\nu} \Delta\sigma(\hat{s}) \Delta G(x_G, \hat{s})}{\int_{4mc^2}^{2M_N\nu} \sigma(\hat{s}) G(x_G, \hat{s})} \quad (2.41)$$

Der Wirkungsquerschnitt der $M\mu$ onproduktion von Charm ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}}{dQ^2 d\nu} = \Gamma(E_\mu, Q^2, \nu) \frac{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_0^2}\right)^2} \quad (2.42)$$

Dabei beschreibt der Vorfaktor Γ den Photonenfluss in Abhängigkeit von der Leptonstrahlenergie und dem Energie- bzw. Impulsübertrag des Photons:

$$\Gamma(E_\mu, Q^2, \nu) = \frac{\alpha_e}{2\pi} \frac{2(1-y) + y^2 + Q^2/2E_\mu^2}{Q^2(Q^2 + \nu^2)^{1/2}} \quad (2.43)$$

Der Photonenfluss steigt also für endliche Energien ν und kleine Vierer-Impulsüberträge Q^2 wie $1/Q^2$ steil an. Um von diesem Anstieg profitieren zu können, sollte bei der Messung der Charmproduktion das *gesamte* Spektrum der virtuellen Photonen bis hin zum quasi-reellen Fall ($Q^2 \approx 0$) ausgenutzt werden.

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion $\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}$ aus Gleichung (2.42) steigt bei einer Photonen-Energie von ca. 50 GeV stark an [Col96], so dass vor allem Reaktionen in denen ein hochenergetisches, virtuelles Photon ausgetauscht wird, für die Charmproduktion interessant sind.

Für einen experimentellen Zugang zur Photon-Gluon-Fusion über die '*open-charm*'-Produktion ist es folglich wegen der $1/Q^2$ -Abhängigkeit für kleine Q^2 *entscheidend*, die unter kleinsten Winkeln gestreuten $M\mu$ onen, die sich zum überwiegenden Teil im Kernbereich des Strahls oder in dessen naher Umgebung befinden, zu detektieren.

Aus den Viererimpulsen q und r von Photon und Gluon kann mit $\hat{s} = (q+r)^2$ die invariante Masse des Photon-Gluon-Systems berechnet werden, der Impulsanteil des Gluons berechnet sich via $x_G = \hat{s}/(2M_N\nu)$. Auf diese Weise läßt sich aus den gemessenen Asymmetrien der *charm*-Produktion die polarisierte Gluonverteilung berechnen.

Nach ihrer Entstehung in der Photon-Gluon-Fusion hadronisieren die charm-Quarks zu charmtragenden Mesonen und Baryonen. Dabei fragmentieren etwa 60% der *charm*-Quarks in ein D^0 , so dass pro *charm*-Ereignis im Mittel 1.2 D^0

und $\overline{D}^0$ entstehen. Die Messung der Asymmetrie $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ erfolgt über den Nachweis der Zerfallsprodukte der D^0 -Mesonen. Im einfachsten Fall zerfällt das D^0 -Meson in ein Kaon und ein Pion ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) mit einem Verzweigungsverhältnis von $(3.38 \pm 0.09)\%$ [Hag02]. Für diesen Zerfallsmodus steht im Schwerpunktsystem des D^0 ein großer Impuls zur Verfügung, so dass die Zerfallsprodukte unter großen Winkeln relativ zur Bewegungsrichtung des D^0 auseinanderfliegen. Diese können durch geeignete kinematische Schnitte gut von solchen Pionen und Kaonen getrennt werden, die direkt aus der Fragmentation stammen und vorwiegend in Strahlrichtung fliegen. Das Signal zu Untergrundverhältnis liegt in diesem Fall bei etwa 25% [Col96].

Beschränkt man sich bei der Analyse auf D^0 -Mesonen, die aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ stammen, kann kombinatorischer Untergrund weitgehend unterdrückt werden, allerdings werden etwa zwei Drittel aller D^0 -Ereignisse verworfen. Zu diesem Zweck muss ein zusätzliches, niederenergetisches Pion nachgewiesen werden.

Es wird erwartet, dass der Wert von $\Delta G/G$ für $x_G \geq 0.1$ ein Maximum erreicht. Deshalb wurden in diesem Bereich bereits ersten Messungen durch das HERMES-Experiment vorgenommen [S⁺00]. Die maximale Photonenergie ν bestimmt den minimalen Wert von x_G , der experimentell zugänglich ist. Die $M\mu$ onenergie sollte nur wenig größer sein, damit der Depolarisationsfaktor mit $y = \nu/E$ nach Gleichung (2.40) nicht zu klein wird. Bei einer $M\mu$ onenergie von 100 GeV kann der Bereich $0.07 < x_G < 0.4$ gut abgedeckt werden. Bei höheren Strahlenergien wird der sensitive Bereich zu kleineren x_G verschoben [Har98], gleichzeitig steigt aber auch der Fluss virtueller Photonen für kleine Q^2 und endliche ν mit $1/Q^2$ an (vgl. Gleichung (2.43)), so dass Messungen zur *open-charm*-Produktion das gesamte Spektrum bis hin zu quasireellen Photonen ausnutzen sollten.

2.6.2 Hadronenpaare mit hohem Transversalimpuls

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von ΔG ist die Messung der Asymmetrie von Hadronenpaaren mit entgegengesetzter Ladung und hohem Transversalimpuls p_t bezüglich der Richtung des virtuellen Photons. Diese Paare werden ebenfalls durch die PGF über die Reaktion $\gamma g \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h^+ h^- X$ erzeugt [B⁺98b].

Die Grundidee bei diesem Analysezugang ist, dass ein großer Transversalimpuls nur durch den harten Streuprozess des Compton- und PGF-Diagramms (vgl. Abbildung 2.7b und c) erzeugt werden kann. Weitere Quellen für transversale Impulskomponenten wie z.B. die Fermibewegung der Quarks im Nukleon (≤ 440 MeV) oder der Transversalimpuls, der in der Hadronisierung der auslaufenden Quarks (≈ 360 MeV) entstehen kann, sind diesen Prozessen zwar überlagert, verursachen jedoch stark bevorzugt nur kleine Transversalimpulse [B⁺98b].

Daraus wird der Gesamt-Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ zu $\langle p_T \rangle \approx 570 \text{ MeV}$ abgeschätzt, so dass ein Schnitt auf größere Transversalimpulse den Streuprozess der führenden Ordnung (vgl. Abbildung 2.7a) unterdrückt, da in diesem Prozess kein zusätzlicher Transversalimpuls erzeugt wird. Die zusätzliche Forderung nach zwei korrelierten Hadronen mit hohem, transversalen Impuls, die im Photon-Gluon-Schwerpunktsystem in entgegengesetzter Richtung auseinander fliegen, unterdrückt den $\gamma^* q \rightarrow q$ -Prozess noch wirkungsvoller.

Nach der Reduzierung des LO-Beitrags ist der QCD-Compton Streuprozess die entscheidende Untergrundquelle. Fordert man eine ausgeglichene Ladungsbilanz der beiden Hadronen und zusätzlich die Entstehung eines K^+K^- -Paares, so erreicht man eine Reduktion des $\gamma^* q \rightarrow qg$ Prozesses, da der strange-Quark Anteil im Nukleon klein ist. Dennoch bleibt ein Restbeitrag des QCD-Compton-Prozesses von 30%, der einen nicht zu vernachlässigenden Untergrund bei der Asymmetrie-Messung ausmacht und in Monte-Carlo Simulationen abgeschätzt werden muss.

Für die $M_{\mu\text{on}}$ -Nukleon-Asymmetrie erhält man in erster Näherung:

$$A^{\mu N \rightarrow h_1 h_2} \approx \langle \hat{a}^{\gamma g \rightarrow q\bar{q}} \rangle \frac{\delta g}{g} \frac{V}{1+V} + \langle \hat{a}^{\gamma q \rightarrow qg} \rangle A_1 \frac{1}{1+V} \quad (2.44)$$

mit V - Verhältnis der Reaktionswahrscheinlichkeiten von PGF- und QCD-Compton Prozess

Die Parton-Asymmetrien $\hat{a}^{\gamma g \rightarrow q\bar{q}}$ und $\hat{a}^{\gamma q \rightarrow qg}$ aus Gleichung (2.44) sind in Abbildung 2.8 in Abhängigkeit vom Impulsübertrag bzw. vom Azimutwinkel Θ der Hadronen bezüglich der Richtung des virtuellen Photons dargestellt. Beide Asymmetrien sind von vergleichbarer Größe. Dies hat zur Folge, dass der Einfluss des Compton-Beitrags auf den Messwert und der damit verbundene systematische Fehler groß ist. Die Vorzeichen der Asymmetrien sind verschieden, d.h. eine negative Asymmetrie kann demnach nur durch die PGF erzeugt werden und würde für eine positive Gluonpolarisation sprechen.

Abbildung 2.8 ist ebenfalls zu entnehmen, dass der Effekt bei kleinem Q^2 am größten ist. Das bedeutet, dass auch über diesen Zugang der Photon-Gluon-Fusion die Detektion von $M_{\mu\text{on}}$ unter kleinen Winkeln ebenfalls sehr wichtig für die Bestimmung der Gluonpolarisation ist.

Ein erster Datenpunkt, der allerdings mit einem großen Fehler behaftet ist, wurde bereits von der HERMES-Kollaboration veröffentlicht [S⁺00] und liefert für die Gluonpolarisation einen Wert von $\Delta G/G = 0.41 \pm 0.18 \pm 0.03$ für $x_G = 0.17$ (vgl. Abbildung 2.9).

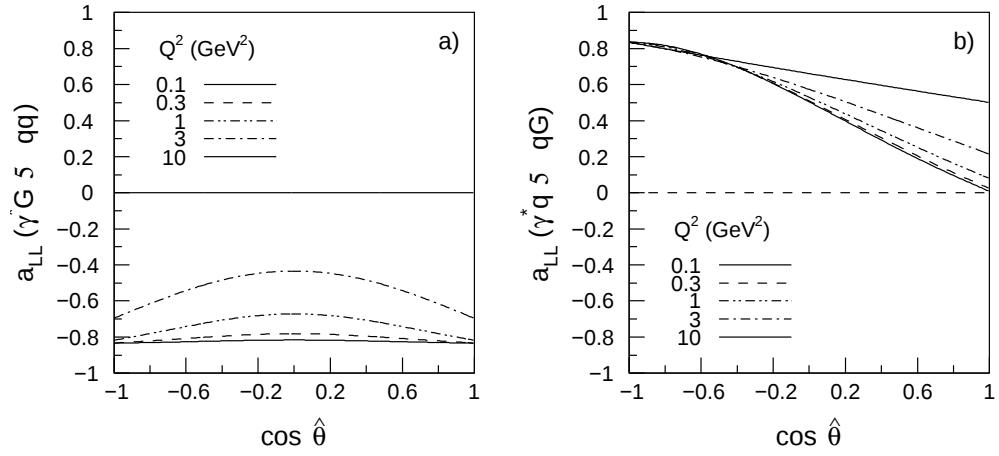


Abbildung 2.8: Gegenüberstellung der Parton asymmetrien der Photon-Gluon-Fusion (a) und des QCD-Compton-Streu-Prozesses (b).

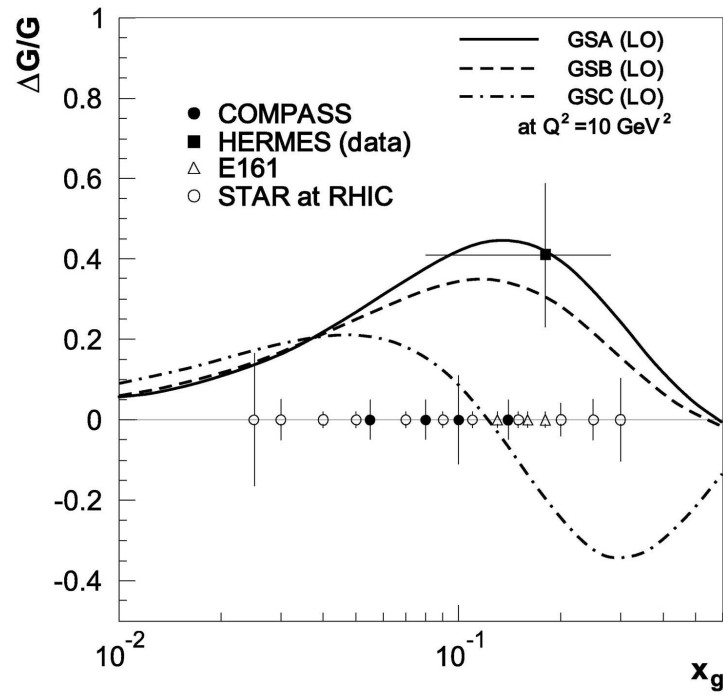


Abbildung 2.9: Experimente zur Bestimmung der Gluonpolarisation [Hei01a]. Eingezeichnet ist der Messbereich mit den erwarteten Fehlern und ein erstes Ergebnis der HERMES-Kollaboration [S⁺00]. Die drei eingezeichneten Kurven sind Vorhersagen mit Parametrisierungen nach [TS95].

2.7 Anforderungen an das Experiment

Im Folgenden sollen die wesentlichen Merkmale eines für die Gluon-Polarisationsmessung geeigneten Experimentaufbaus zusammengefasst werden. Dabei sind einige Anforderungen unabhängig von der Nachweismethode der PGF-Ereignisse:

- Die Vermessung des gestreuten $M\mu$ ons ist unabdingbar, um die kinematischen Variablen x und Q^2 festzulegen.
- Bei beiden PGF-Signaturen spielen die Hadronen eine wichtige Rolle, so dass eine möglichst große Hadronakzeptanz entscheidend für die Ereignisausbeute sein wird. Es muss jeweils ein Hadronpaar identifiziert und dessen Energie und Impuls bestimmt werden.
- In beiden Fällen ist eine Teilchenidentifikation (Pion-Kaon-Separation) bis hin zu hohen Energien notwendig.
- Der kleine Wirkungsquerschnitt der *open charm*-Produktion und die durch das kleine Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $D^0 \rightarrow \pi K$ reduzierte Rekonstruktionseffizienz erfordern eine hohe Luminosität.
- Die Erzeugung eines *charm-quark*-Paares verlangt eine Schwerpunktsenergie von mindestens 3 GeV und damit eine Leptonstrahlenergie in einem fixed-Targetexperiment von mindestens 5.3 GeV. Nahe an der Schwelle ist der Produktionsquerschnitt jedoch noch klein, so dass deutlich höhere Strahlenergien nötig sind (~ 100 GeV), um genügend Charmmesonen zu produzieren.
- Der Fluss an virtuellen Photonen ist abhängig vom Impulsübertrag Q^2 und divergiert für kleine Q^2 wie $1/Q^2$. Um *Charm*-Produktionen zu untersuchen, sollte das volle Photonenspektrum bis hin zum quasi-reellen Bereich ($Q^2 \approx 0$) ausgenutzt werden. Dies bedeutet, dass das gestreute $M\mu$ on speziell unter sehr kleinen Streuwinkeln nachgewiesen werden muss, also auch im Kernbereich des Strahls bzw. dessen unmittelbarer Umgebung.
- Es werden Detektoren benötigt, die insbesondere im Strahlbereich, d.h. bei hohen Raten, einzelne $M\mu$ onen identifizieren und durch Zeitkorrelation deren Spur im Spektrometer rekonstruieren können. Hodoskope aus szintillierenden Fasern sind derzeit die einzigen Detektoren, die in der Lage sind diese Aufgabe zu übernehmen. Die Entwicklung, der Bau und erste Performance-Tests beim Einsatz der Faserhodoskope im COMPASS-Experiment sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Das COMPASS-Experiment hat sich zum Ziel gesetzt, einen Beitrag zur Aufklärung der Spinstruktur des Nukleons zu leisten. Eines der Hauptziele ist die

Bestimmung der Gluonenpolarisation in der tiefinelastischen Streuung von polarisierten $M\mu$ onen an polarisierten Protonen über die Prozesse der Photon-Gluon-Fusion PGF. Der experimentelle Aufbau des COMPASS-Spektrometers wird im folgenden Kapitel 3 ausführlich beschrieben.

Kapitel 3

Das COMPASS-Spektrometer

Im folgenden Kapitel wird der experimentelle Aufbau des zweistufigen COMPASS-Spektrometers beschrieben, wie es sich zu Beginn der physikalischen Messungen in den Jahren 2001/2002 im Rahmen des $M\mu$ onprogramms darstellte. Neben Beschreibungen der vielfältigen Detektoren zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation, der Impuls und Energiemessung, dem Triggersystem und der Datenauslese, wird zunächst ein Abschnitt dem polarisierten Strahl und dem polarisierten Target gewidmet.

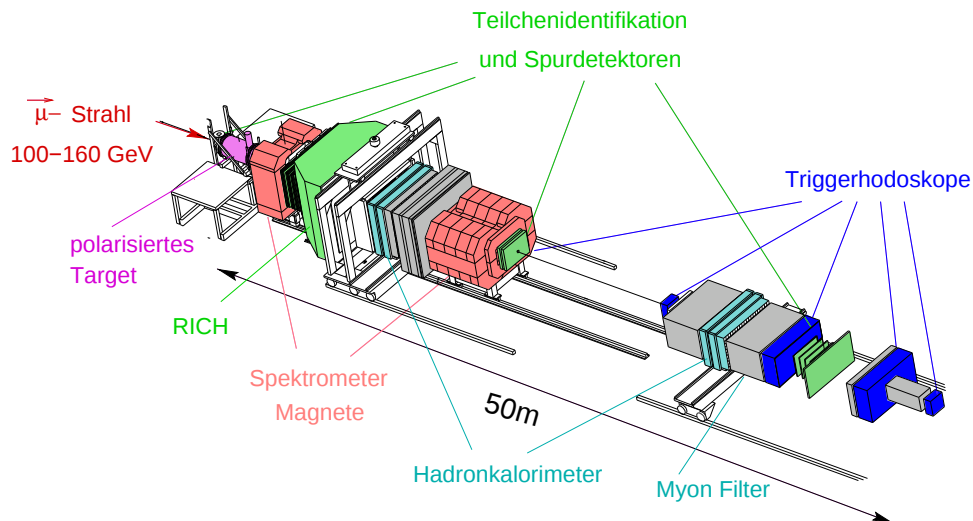


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung zum Aufbau des zweistufigen COMPASS-Spektrometers in der ersten Ausbaustufe.

Abbildung 3.1 zeigt die erste Ausbaustufe des COMPASS-Spektrometers. Der einlaufende, polarisierte $M\mu$ onstrahl trifft mit einer Energie zwischen 100 GeV und 160 GeV auf das polarisierte Target. Das gestreute $M\mu$ on und die restlichen

Streuprodukte werden in zwei hintereinander angeordneten Magnetspektrometern analysiert. Der Grund für die Aufteilung in zwei Spektrometer liegt in der Akzeptanzsteigerung des Gesamtsystems [Col96]. Dabei können in der ersten Stufe Teilchen mit einem Streuwinkel von bis zu 200 mrad nachgewiesen werden. In der nachfolgenden Spektrometerstufe können Teilchen mit weniger als 30 mrad Streuwinkel erfasst werden.

Die Impulsbestimmung der gestreuten $M\mu$ onen und korrelierten Produktionsteilchen erfolgt mit den beiden Spektrometermagneten SM1 und SM2. Die integrale Feldstärke $\int B \cdot dl$ von SM1 beträgt 1.0 Tm und dient der Vermessung von Teilchen mit niedrigem Impuls, höherenergetische Teilchen werden mit SM2 bei einem Feldintegral von 4.4 Tm Impulsanalysiert. Die Öffnungswinkel der Magneten sind so gewählt, dass die Gesamtakzeptanz, die durch die Öffnung des Target-Solenoidmagneten begrenzt ist, nicht zusätzlich eingeschränkt wird.

Beide Spektrometermagnete sind von Spurrekonstruktionsdetektoren umgeben. Jedes Spektrometer besitzt hadronische und elektromagnetische Kalorimeter, sowie Detektoren zur Identifizierung von $M\mu$ onen. Ein Ringabbildender Čerenkovdetektor in der ersten Stufe des Spektrometers erlaubt eine Separation von Pionen, Kaonen und Protonen bis zu Energien von 55 GeV. Die triggerauslösenden Hodoskope befinden sich zum größten Teil in der zweiten Stufe des COMPASS-Spektrometers.

3.1 Der polarisierte $M\mu$ onstrahl

Der $M\mu$ onstrahl M2 ist ein tertiärer Teilchenstrahl. Ausgangspunkt für die Erzeugung ist der Protonenstrahl des Super-Proton-Synchrotron SPS. Das SPS ist der zweitgrößte Beschleunigerring des CERN (vgl. Abbildung 3.2), in dem pro Zyklus $1.3 \cdot 10^{13}$ Protonen auf eine Energie von 400 GeV/c beschleunigt werden [Gat].

Zur Erzeugung des $M\mu$ onstrahls wird der beschleunigte Protonenstrahl (Primärstrahl) extrahiert und auf das Produktionstarget T6 gerichtet. Die Dauer des Beschleunigungszyklus betrug 1999 14.4 s und wurde ab dem Jahr 2000 auf 16.8 s, die Extraktionszeit (*Spill*) von 2.6 s auf 5.1 s verlängert.

Das T6-Target besteht aus Beryllium, dessen Dicke zwischen 40 mm und 500 mm eingestellt werden kann, um die Strahlintensität des Sekundär- bzw. Tertiärstrahls zu variieren. Die im Produktionstarget erzeugten Hadronen bilden den Sekundärstrahl, der im wesentlichen aus Protonen, Pionen und Kaonen besteht [A⁺80], die direkt im Anschluss in einem eng definierten Impulsbereich mit einem Spektrometermagneten vorselektiert werden.

Auf der anschließenden 600 m langen Flugstrecke zerfällt ein erheblicher Teil der Pionen und Kaonen in $M\mu$ onen. Alle übrigen Hadronen werden in mehreren Hadronabsorbern aus Beryllium von insgesamt zehn Metern Dicke herausgefiltert. Der entstandene $M\mu$ onstrahl (Tertiärstrahl) wird ebenfalls impulsselektiert und

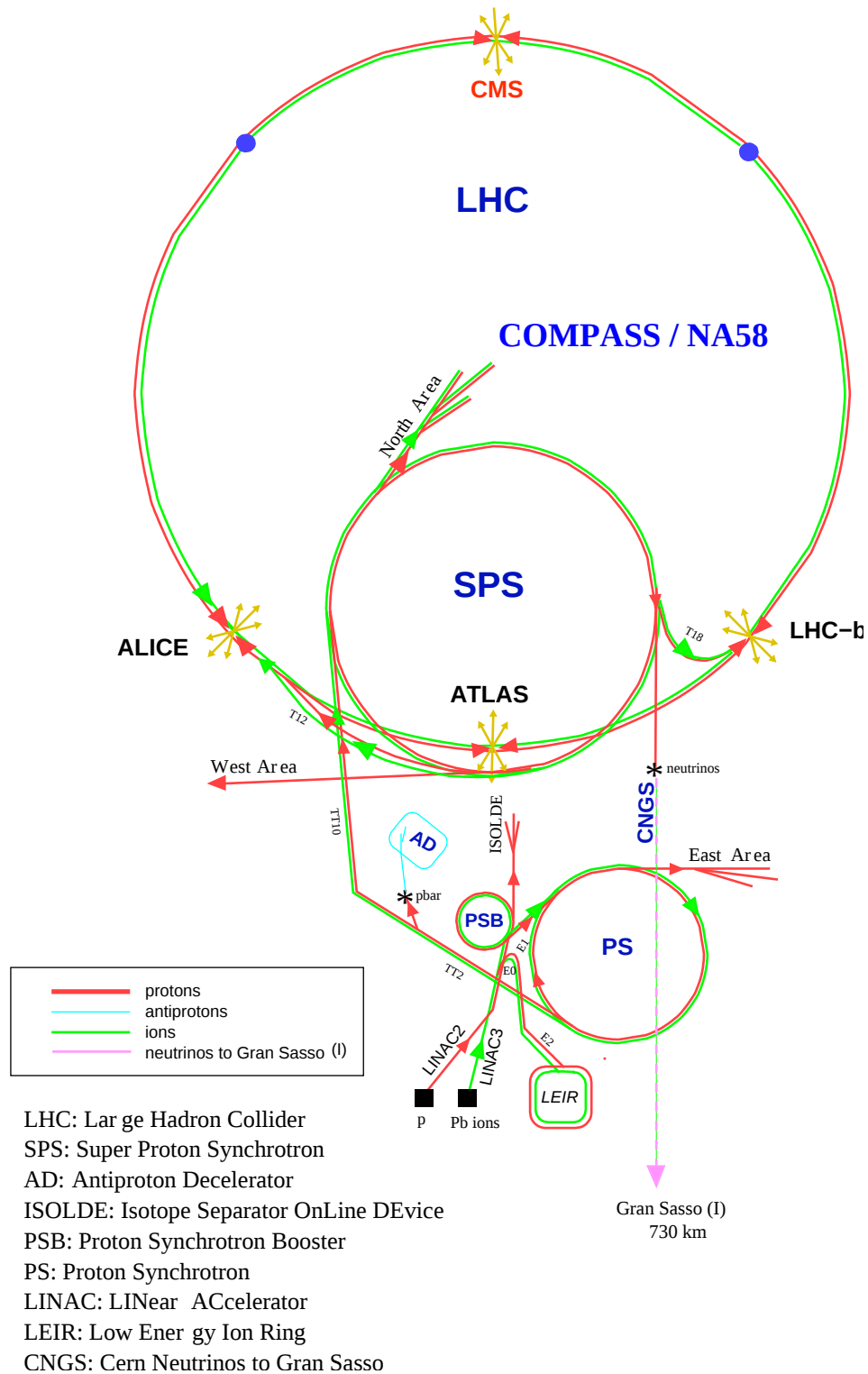


Abbildung 3.2: Der Beschleunigerkomplex am CERN (nicht maßstabsgetreu). Mit 7 km Umfang ist der SPS der zweitgrößte Beschleunigerring [Ley]. Das Compass-Experiment befindet sich in Halle 888 der North-Area, in die der M2-Strahl gelenkt wird.

über eine 800 m lange Strahlführungslinie dem Experiment zugeführt. Je nach gewählter $M\mu$ onenergie enthält der auf diese Weise produzierte $M\mu$ onstrahl bis zu $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro *Spill*, bei einer Hadronenkontamination von nur 10 ppm.

3.1.1 Strahleigenschaften

Die wesentlichen Eigenschaften des $M\mu$ onstrahls sind durch den Produktionsmechanismus vorgegeben. Von besonderem Interesse sind Polarisierung und Phasenraumeigenschaften des Strahls, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

3.1.1.1 Polarisation

Die maximale Paritätsverletzung des schwachen Zerfalls von Kaonen und Pionen (z.B. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) führt dazu, dass der $M\mu$ onenstrahl auf natürliche Weise, entgegen der Flugrichtung longitudinal polarisiert ist [Gar57, Bac61]. Abbildung 3.3 zeigt den Zerfall des Pions im Ruhesystem des Mesons.

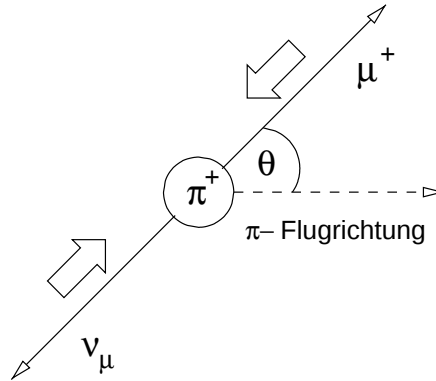


Abbildung 3.3: Zerfall des Pions im Ruhesystem. Die Spinstellungen der auslaufenden Teilchen (große Pfeile) sind durch die Linkshändigkeit des Neutrinos vorgegeben.

Das Pion hat als pseudoskalar Meson den totalen Drehimpuls Null. Da in dem Zweikörperzerfall kein zusätzlicher Bahndrehimpuls entsteht, *müssen* die Spins beider auslaufender Fermionen nach dem fundamentalen Gesetz der Drehimpulserhaltung entgegengesetzt gerichtet sein. Weil Neutrinos *immer* eine Helizität von $H(\nu_\mu) = -1$ aufweisen (Linkshändigkeit) [Sch97], d.h. dass Spin und Impuls des Neutrinos antiparallel ausgerichtet sind, ist die Spinausrichtung des $M\mu$ ons automatisch festgelegt. Die Abstrahlung des $M\mu$ ons im Ruhesystem erfolgt isotrop, d.h. in Flugrichtung besitzt das $M\mu$ on eine transversale und eine longitudinale Impulskomponente:

$$p_{\mu\parallel} = |\vec{p}_\mu| \cos \theta \quad \text{und} \quad p_{\mu\perp} = |\vec{p}_\mu| \sin \theta \quad (3.1)$$

Nach der Transformation in das Laborsystem erwartet man bei Impulsen von $p_\pi = 177\text{GeV}/c$ und $p_\mu = 160\text{GeV}/c$ mittels Monte-Carlo-Simulationen [D⁺94] eine Polarisation von

$$P_\mu = -0.75 \pm 0.04 \quad (3.2)$$

Bei COMPASS wird auf eine Vermessung der Strahlpolarisation verzichtet, da Messungen der SMC-Kollaboration [Aea98a, A⁺00] stets in guter Übereinstimmung mit den berechneten Werten gewesen sind.

3.1.1.2 Strahlprofil

Der Produktionsmechanismus des tertiären $M\mu$ onstrahls und das große Durchdringungsvermögen der $M\mu$ onen führen zu einem vergleichsweise großen Phasenraumvolumen, der den Aufbau der Detektoren weitreichend bestimmt.

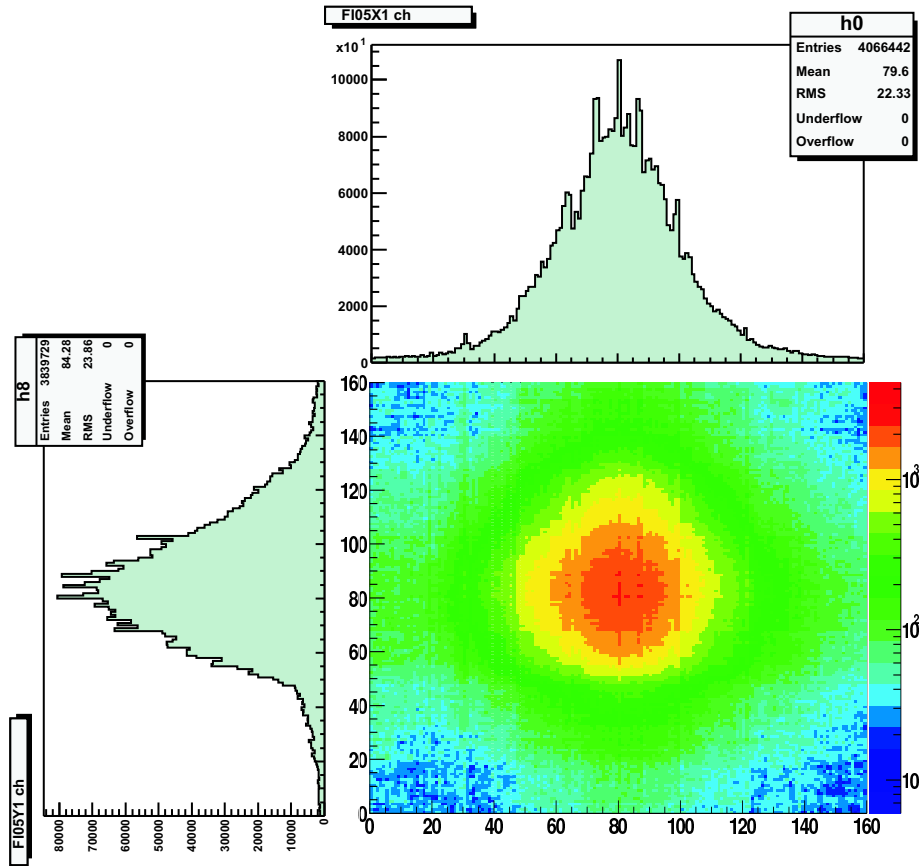


Abbildung 3.4: Zweidimensionale Verteilung inklusive horizontaler bzw. vertikaler Projektion des $M\mu$ onstrahls, gemessen mit der Detektorstation FI05. 160 Kanäle entsprechen ~ 84 mm.

Aufgrund des großen Durchdringungsvermögens der $M\mu$ onen ist der annähernd gaußförmige Strahlkern von einem starken Strahlhalo umgeben. Der Strahlhalo besteht aus Teilchen, die nicht durch die strahlführende Magnetoptik gelaufen sind, sondern an ihr vorbei. Abbildung 3.4 zeigt eine gemessene, zweidimensionale Verteilung des Strahls, mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Hodoskop aus szintillierenden Fasern, das sich 5.50 m nach dem COMPASS-Target befindet.

Mit den Faserhodoskopen am Target wurde die 1σ -Breite des $M\mu$ onstrahls in horizontaler Richtung zu 8.9 mm und in vertikaler Richtung zu 7.6 mm bestimmt. Die Strahldivergenz beträgt in beiden Richtungen 0.7 mrad bzw. 0.9 mrad.

3.1.1.3 Strahlimpuls

Die Impulsunschärfe des $M\mu$ onstrahls von etwa 5% [D⁺94] erfordert, den Impuls der einlaufenden $M\mu$ onen vor dem Target zu vermessen. Diese Aufgabe übernimmt die 'Beam-Momentum-Station' BMS. Die BMS besteht aus vier Szintillator-Hodoskopen, die in der Strahlführungslinie paarweise vor und nach dem letzten Dipolmagneten angeordnet sind und aus der Krümmung der Trajektorien den Impuls jedes einzelnen $M\mu$ ons mit einer Genauigkeit von 0.5% bestimmen. Abbildung 3.5 zeigt ein von der BMS aufgenommenes Impulsspektrum des 160 GeV/c $M\mu$ onstrahls.

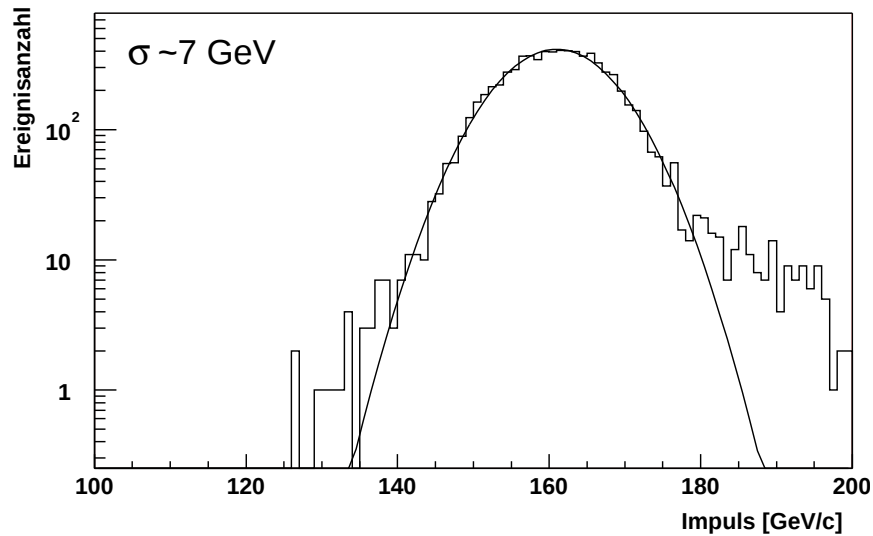


Abbildung 3.5: Mit der BMS gemessenes Impulsspektrum des 160 GeV/c $M\mu$ onstrahls. Die gemessene 1σ -Breite der nahezu gaußförmigen Verteilung beträgt 7 GeV/c.

3.2 Das polarisierte Target

Das polarisierte Target (PT) bei COMPASS basiert auf dem Targetsystem aus dem Vorgängerexperiment SMC [Kyy95] und besteht im wesentlichen aus den drei Hauptkomponenten Targetzelle, supraleitendem Magnet-Solenoid und Kältemaschine (vgl. Abbildung 3.6).

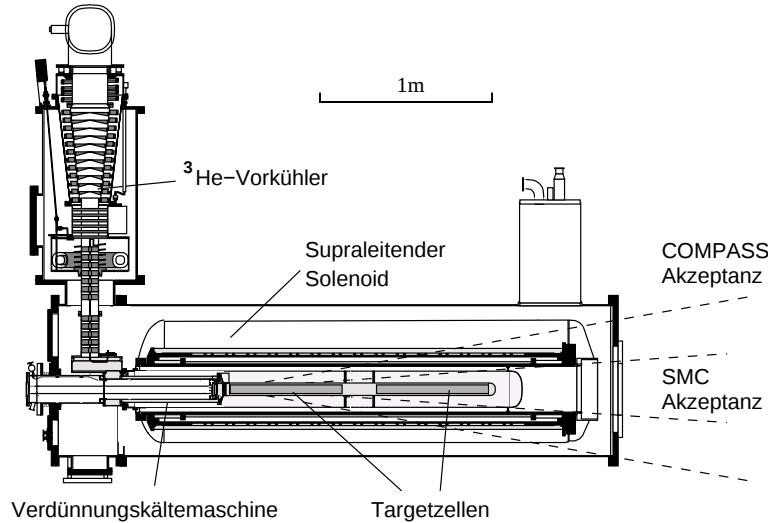


Abbildung 3.6: Querschnittszeichnung durch das polarisierte Targetsystem, wie es auch bei COMPASS verwendet wird.

Die beiden Targetzellen, die das Targetmaterial beinhalten, sind zylindrisch geformt (je 600 mm lang mit einem Durchmesser von 30 mm) und befinden sich im Zentrum des Targetaufbaus [T⁺03]. Aus Luminositätsgründen werden Festkörpertargets verwendet, die entweder aus ⁶LiD (Deuteriumtarget) oder NH₃ (Protontarget) bestehen. Um bei der Analyse der physikalische Daten sog. 'apparative Asymmetrien' wirkungsvoll eliminieren zu können, werden die beiden Targetzellen entgegengesetzt polarisiert. In Verbindung mit einer regelmäßigen Umkehr der Polarisation (etwa alle acht Stunden) in den Targetzellen, können systematisch bedingte Asymmetrien durch die gleichzeitige Messung beider Polarisationsrichtungen in der Datenanalyse kompensiert werden. Die Targetzellen befinden sich in einem homogenen, longitudinalen Magnetfeld mit einer Feldstärke von 2.5 T [T⁺03], das von einem supraleitenden Solenoiden erzeugt wird. Das Targetmaterial wird mit einer Verdünnungskältemaschine bis auf 50 mK abgekühlt und nach dem Prinzip der Dynamischen Kernpolarisation DNP* [AG78] polarisiert.

Um im Vergleich zum Vorgängerexperiment SMC die Hadronakzeptanz auf 180 mrad zu erhöhen, ist ein Target-Solenoid mit einer größeren Spulenöffnung

*Dynamic Nuclear Polarisation

geplant [Col96]. Schwierigkeiten im Herstellungsprozess des Solenoidmagneten führten jedoch zu Verzögerungen, die einen Einsatz für die Strahlzeiten in den Jahren 2001/2002 nicht ermöglichten. Aus diesem Grund wurde für diese Messperiode das SMC-Target verwendet [A⁺99], das dem COMPASS-Target prinzipiell sehr ähnlich ist (vgl. [K⁺00]), jedoch nur eine Winkelakzeptanz von 69 mrad aufweist. Abbildung 3.6 zeigt den Unterschied der jeweiligen Akzeptanzen.

Mit diesem Aufbau konnte im Jahr 2002 mit ⁶LiD als Targetmaterial eine Polarisation von $P_+ = +54.2\%$ bzw. $P_- = -47.1\%$ gemessen werden [T⁺03], was der höchsten Polarisation entspricht, die bisher mit einem Lithium-Target dieser Größe erreicht werden konnte.

3.3 Spurdetektoren

Im COMPASS-Experiment sind viele verschiedene Spurdetektorsysteme implementiert, deren Aufgabe es ist, die Flugbahn gestreuter Teilchen durch die Bestimmung von Orts- und Zeitkoordinaten zu rekonstruieren. Aus der Krümmung der Spuren im Magnetfeld der beiden Spektromettermagneten wird deren Impuls bestimmt.

Je nach Position im Experiment werden in Abhängigkeit der zu erwartenden Strahlrate unterschiedliche Bedingungen an die Detektoren in Bezug auf Zeit- bzw. Ortsauflösung und Ratenbelastbarkeit gestellt. In Targetnähe sollte beispielsweise eine Ortsauflösung von mindestens 50 μm erreicht werden, um Reaktionsvertices so genau wie nötig rekonstruieren zu können [Col96], wogegen im weiter entfernten Bereich des Spektrometers Auflösungen von einigen Millimetern ausreichend sind. Wegen der enormen Ratenbelastung im Kernbereich des Strahls sind die meisten Detektoren, die symmetrisch um den Strahl aufgebaut sind, in ihrer Mitte mit Öffnungen oder deaktivierten Zonen versehen. Diese Zonen werden dann mit einigem Überlapp von Detektoren abgedeckt, die den Strahlratenbelastungen bei geforderter Orts- und Zeitauflösung gewachsen sind.

Die Spurdetektoren werden in Kleinwinkeldetektoren, die im bzw. nahe am Strahl aufgebaut sind und Großwinkeldetektoren, die große Flächen weit entfernt vom Strahlkern des $M\mu$ onstrahls abdecken, eingeteilt.

3.3.1 Kleinwinkel-Spurdetektoren

Silizium-Mikrostreifen-Detektoren In unmittelbarer Nähe zum Target decken vier Silizium-Mikrostreifen-Detektoren den Strahlbereich mit einer Detektorfläche von 5x7 cm² in jeweils vier Ebenen ab, die gegeneinander um 90° verdreht sind. Jede Ebene ist in Streifen segmentiert, die mit Streifenbreiten von 50 μm und einem Streifenabstand von 15 μm eine Ortsauflösung von 14.4 μm gewährleistet [Wag01]. Die erreichte Zeitauflösung liegt bei $\sigma_t \sim 5$ ns.

Hodoskope aus szintillierenden Fasern Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Hodoskope aus szintillierenden Fasern, deren Aufbau und Eigenschaften ausführlich in den Kapiteln 4 und 5 beschrieben wird, werden für die Rekonstruktion von Teilchenspuren im Kernbereich des $M\mu$ onenstrahls eingesetzt.

Micromega Der Micromega[†]-Detektor gehört zur Gruppe der Mikrostreifengasdetektoren, deren Signal auf der primären Ionisation eines Zählgases und der anschließenden Verstärkung durch Lawinenbildung in einem elektrischen Feld durch Stoßionisation beruht. Im Micromega-Design unterteilt ein Mikrogitter den Detektor in zwei Teile: In der 3 mm dicken Konversionszone werden die ionisierten Ladungen gesammelt und in einem Driftfeld von 1 kV/cm zur Anode beschleunigt. Im anschließenden Verstärkungsbereich, der 100 μm dick ist, findet in einem Driftfeld von 50 kV/cm die Lawinenbildung statt (vgl. Abbildung 3.7). Auf einem Isolator aufgebraute Auslestestreifen detektieren die Signale. Bei einem Streifenabstand von 317 μm können Ortsauflösungen von bis zu 50 μm erreicht werden. Der gesamte Detektor deckt eine Fläche von 40x40 cm^2 ab [M⁺02, K⁺01a, K⁺01b].

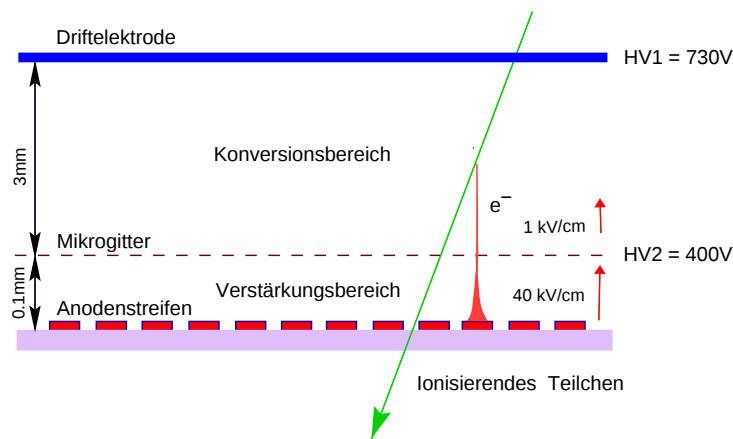


Abbildung 3.7: Schemaskizze eines Micromega-Detektors. Das einfallende Teilchen erzeugt in der Konversionszone Elektron-Ionen-Paare, die im Driftfeld getrennt werden. Die Elektronen werden zur Anode hin beschleunigt und passieren das Mikrogitter. Im anschließenden, 100 μm dicken Verstärkungsbereich bildet sich dann eine Elektronenlawine aus, die auf den Anodenstreifen in ein messbares Signal umgewandelt wird.

GEM-Detektoren Der GEM[‡]-Detektor ist ähnlich aufgebaut, wie die vorstehend beschriebenen Micromegas. In einem Gasvolumen, in dem zwischen zwei Ebenen eine Driftspannung angelegt wird, befinden sich bis zu drei GEM-Folien.

[†]Micromesh Gaseous Chamber

[‡]Gas-Electron-Multiplier

Die GEM-Folie besteht aus $50\text{ }\mu\text{m}$ dünnem Kapton, das auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet ist. In die Folie werden $70\text{ }\mu\text{m}$ große Löcher mit einem Lochabstand von $100\text{ }\mu\text{m}$ geätzt. Bei einer Spannungsdifferenz von 200 V zwischen beiden Seiten der Folie können Gasverstärkungen von einem Faktor 20 erreicht werden. Die Elektronenlawine wird wiederum von Anodenstreifen in ein messbares Signal umgewandelt, die erreichte Ortsauflösung liegt bei $60\text{ }\mu\text{m}$. Abbildung 3.8 zeigt den schematischen Aufbau eines GEM-Detektors, wie er bei COMPASS eingesetzt wird [S⁺01, S⁺02a].

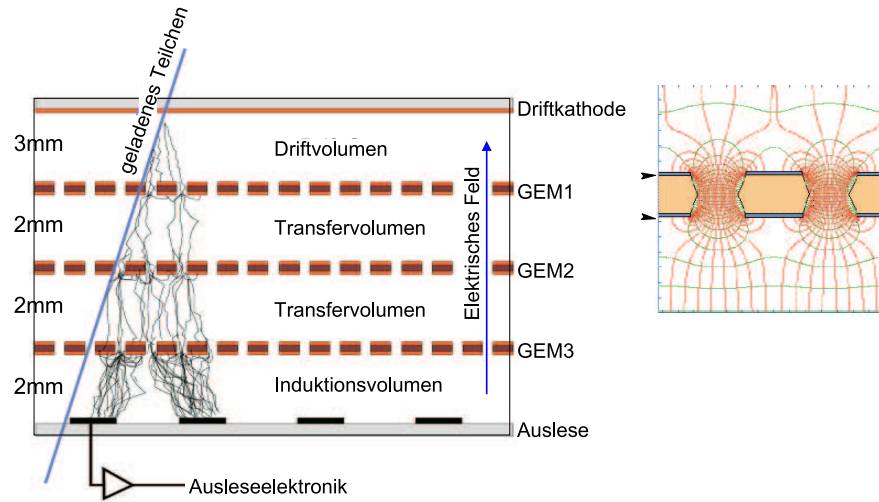


Abbildung 3.8: Funktionsprinzip eines Dreifach-GEM-Detektors. Das einfallende Teilchen erzeugt im Driftbereich Elektron-Ionen-Paare, die durch das angelegte Driftfeld zur Anode beschleunigt werden. Der große Feldgradient in den Löchern der GEM-Folien führt zu Ladungsverstärkungen, die auf den Anodenstreifen zu einem messbaren Signal führen.

3.3.2 Großwinkel-Spurdetektoren

MWPC's Bei den MWPC's[§] handelt es sich um Vieldraht-Proportionalkammern, die mit einer aktiven Fläche von $1.5 \times 1.2\text{ m}^2$ bei einer Ortsauflösung von $665\text{ }\mu\text{m}$ die Bereiche bei COMPASS abdecken, bei denen der zu erwartende Teilchenfluss bei etwa 150 kHz/Kanal liegt. In der Mitte des Detektors blendet eine tote Zone mit einem Durchmesser zwischen 12 cm und 20 cm den Hochratenbereich des $M\mu$ onstrahls aus. Das Detektionsprinzip beruht auf der Ionisation eines Zähl-gases. Durch Lawinenbildung wird eine Ladungswolke an Anodendrahten, die zwischen zwei Kathodenebenen gespannt sind, als Strompuls nachgewiesen.

[§]Multi Wire Proportional Chamber

Driftkammern Drei Driftkammern mit je vier Ebenen mit einer Fläche von $1.2 \times 1.2 \text{ m}^2$ decken den Bereich zwischen Target und dem RICH-Detektor ab. Die Ortsauflösung beträgt $175 \text{ }\mu\text{m}$, die maximale Ratenbelastung je Kanal 300 kHz . Auch bei diesen Detektoren wird im Zentralbereich eine Fläche von ca. $\varnothing = 30 \text{ cm}^2$ ausgeblendet. Im Gegensatz zu Proportionalzählern wird in Driftkammern die Zeit zwischen Teilchendurchgang und der Ankunft am Anodendraht gemessen, die vom Durchgangsort des Teilchens abhängt. Dadurch kann die Ortsauflösung bei gleicher Drahtanzahl deutlich verbessert werden.

Straw-Driftröhren Straws arbeiten nach dem gleichen Prinzip wie Driftkammern. Bei diesem Detektor sind jedoch die Anodendrähte einzeln in einem zylinderförmigen Gasvolumen in einer leitenden Röhre aus graphitbeschichteter Kaptonfolie gespannt. Die Röhrenwände sind nur $12 \text{ }\mu\text{m}$ dick und werden in überlappenden Doppellagen zu Detektoren zusammengesetzt. Die Straw-Driftröhren sind die Detektoren bei COMPASS, die mit einer aktiven Fläche von $3.2 \times 2.4 \text{ m}^2$ den größten Teil des Großwinkelbereichs abdecken. Der inaktive Bereich im Zentrum des Detektors hat eine Größe von $30 \times 30 \text{ cm}^2$. Durch die Messung der Driftzeit können mit den Straws Ortsauflösungen von $100 \text{ }\mu\text{m}$ erreicht werden. Im COMPASS-Experiment kommen insgesamt 15 Doppellagen zum Einsatz, von denen je drei zu einer Detektorstation zusammengefasst sind [Byc02, Mer01].

3.4 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Mit den Spurdetektoren kann der Impuls aus der Bahnkrümmung im Magnetfeld der Spektromettermagneten berechnet werden. Zur Bestimmung der Energie der Teilchen sind weitere Detektoren erforderlich. Weiterhin sollte das Spektrometer die wichtigsten Teilchenarten voneinander unterscheiden können.

Der RICH-Detektor Um die verschiedenen Hadronenarten im Endzustand voneinander zu trennen, ist eine Geschwindigkeitsmessung der Hadronen erforderlich. Bei kinetischen Energien in der Größenordnung mehrerer GeV eignen sich insbesondere Čerenkov-Detektoren zur Identifikation von Hadronen.

Ein geladenes Teilchen, das ein Medium mit Brechungsindex n mit einer Geschwindigkeit v durchläuft, die größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium ist, emittiert eine charakteristische elektromagnetische Strahlung, das Čerenkov-Licht [Gru93]. Das Licht breitet sich kegelförmig in Flugrichtung des Teilchens aus. Der Winkel zwischen Teilchenbahn und ausgesandtem Photon berechnet sich gemäß

$$\cos \theta_{\check{C}} = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (3.3)$$

und hängt sowohl von der Teilchengeschwindigkeit β als auch vom Brechungsindex n des Mediums ab. Bei bekannter Brechzahl und Messung des Öffnungswinkels lässt sich so die Geschwindigkeit des Teilchens messen und bei bekanntem Impuls die Masse bestimmen.

RICH[¶]-Detektoren sind ringabbildende Čerenkov-Detektoren, d.h. alle Photonen, die unter einem bestimmten Winkel emittiert werden, werden über eine sphärische Spiegelwand auf einen Kreisring außerhalb des Akzeptanzbereichs des Detektors fokussiert (vgl. Abbildung 3.9). Aus dem gemessenen Radius des abgebildeten Ringes kann der Čerenkov-Winkel und damit die Geschwindigkeit β bestimmt werden. Die Spiegelwand befindet sich in einem 3 m langen Radiator, der mit C_4F_{10} -Gas gefüllt ist. Der Brechungsindex dieses Gases beträgt 1.00153 und führt zu Schwellenenergien für die Ausstrahlung von Čerenkov-Licht für Pionen, Kaonen und Protonen bei 2.5 GeV, 8.9 GeV und 17 GeV.

Nachgewiesen wird das Čerenkov-Licht an einer CsI-Schicht, an der die auftretenden Photonen in Elektronen konvertiert werden. Im Anschluss wandelt eine Vieldrahtkammer die Elektronen in ein messbares Signal um. Mit dem RICH-Detektor werden insgesamt 80000-Kanäle ausgelesen, jeder Kanal überdeckt eine Fläche von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ [DT⁺99, T⁺02a].

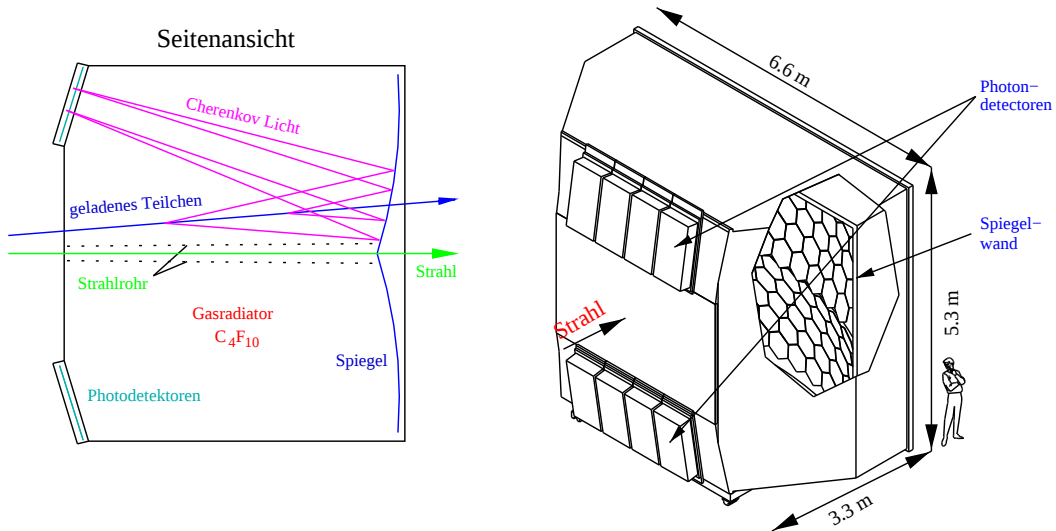


Abbildung 3.9: RICH-Detektor in seitlicher und räumlicher Ansicht. Das in Flugrichtung emittierte Čerenkov-Licht wird über die Spiegelsphärenwand ober- und unterhalb der Strahlebene in einen Ring auf die Detektorebenen abgebildet.

[¶]Ring Imaging Čerenkov

Hadronkalorimeter Jeweils im hinteren Bereich der beiden Spektrometerstufen befindet sich ein Hadronkalorimeter (HCAL1 und HCAL2). Die Hadronkalorimeter decken eine Fläche von ca. $4 \times 3 \text{ m}^2$ ab und bestehen aus einigen hundert Eisen-Szintillator-Sandwich-Modulen. Darunter versteht man, dass ein Kalorimetermodul aus einer Abfolge mehrerer Schichten von Eisen- und Szintillatorplatten aufgebaut ist. Das einfallende Hadron löst in inelastischen Reaktionen einen Schauer von Sekundärteilchen aus und wird schließlich gestoppt. Mit den Szintillatorplatten wird der sich in den Eisenplatten entwickelnde Hadronschauer vermessen. Die Summe der Lichtsignale aller Szintillatoren ist dann ein Maß für die im Kalorimeter deponierte Energie [Gru93]. Die Auslese erfolgt über Photomultiplier.

Elektromagnetische Kalorimeter Die beiden elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 und ECAL2 werden im Hadronprogramm von COMPASS eingesetzt. Ziel ist es, Photonen in einem Energiebereich zwischen 100 MeV und einigen 100 GeV zu detektieren. Das Kalorimeter besteht aus einer hochgranulierten Anordnung von schweren Blei-Wolframat Szintillatorkristallen (PWO), die mit Standard-Photomultipliern ausgelesen werden [S⁺99b]. Auch hier ist eine aufschauende Kaskade ein Maß für die im Detektor deponierte Energie.

M μ onidentifikation Das im Vergleich zu Hadronen sehr viel größere Durchdringungsvermögen von M μ onen wird zur Identifikation der M μ onen im M μ on- und Hadronprogramm ausgenutzt. Die Detektoren befinden sich am Ende jeder Spektrometerstufe zwischen M μ on-Filterwänden und den Hadronkalorimetern. Die M μ on-Filterwände bestehen in der ersten Spektrometerstufe aus einer 30 cm dicken Eisenwand, in der zweiten Stufe aus 3 m dickem Stahlbeton. Teilchen die diese M μ on-Filterwände durchdringen können, werden als M μ onen identifiziert und mit Kunststoff-Iarocci-Röhren [I⁺83] bzw. Stahldriftröhren [A⁺90] nachgewiesen.

3.5 Das Triggersystem

Das Triggersystem bei COMPASS besteht aus mehreren Stufen und steuert den Datenfluss des Experiments. Erfüllt ein Ereignis im Spektrometer eine bestimmte Bedingung (Triggerbedingung), wird über das '*Trigger-Control-System*' TCS ein Signal an die Ausleseelektronik verteilt [Gru01]. Das TCS-Signal enthält neben der Ausleseinformation weitere Informationen, wie Zeitsignal, Spillbeginn und -ende, Ereigniszahl und -typ. Bei COMPASS beträgt die maximale Triggerrate etwa 25.000 Trigger pro Spill.

Mit dem Triggersystem werden mit Hilfe von Szintillatorhodoskopen und den Hadronenkalorimetern HCAL1 und HCAL2 die Signaturen zweier Ereignisklassen selektiert. Diese Auswahl basiert zum einen auf der Detektion eines gestreuten

$M\mu$ ons und dessen Eigenschaften, sowie auf der in den Kalorimetern deponierten Energie.

PGF-Ereignisse Zur Bestimmung der Gluonpolarisation ΔG wird neben einem gestreuten $M\mu$ on mit $Q^2 \simeq 0$ und einem großen Energieübertrag $y \geq 0.2$ ein erzeugtes Hadron gefordert. Der Nachweis dieser Reaktion wird über einen Energieverlusttrigger mittels zweier Szintillatorwände HI, HM und HL^{||} realisiert, die jeweils hinter den $M\mu$ on-Filterwänden (μF) positioniert sind (vgl. Abbildung 3.10). Die Triggerhodoskope bestehen jeweils aus bis zu 32 senkrecht angeordneten Szintillatorstäben. Jeweils zwei Hodoskope an unterschiedlichen Stellen im Experiment sind über eine elektronische Koinzidenzmatrix miteinander verknüpft, so dass auf $M\mu$ onen mit einem bestimmten Ablenkwinkel im Magnetfeld der Spektromettermagneten getriggert werden kann. Untergrundereignisse, die ein $M\mu$ on mit einem bestimmten Energieverlust vortäuschen (elastische $M\mu$ on-Elektron-Streuung, $M\mu$ on-Bremsstrahlung, etc.) können durch die zusätzliche Forderung einer im Kalorimeter deponierten Mindestenergie unterdrückt werden [Leb02].

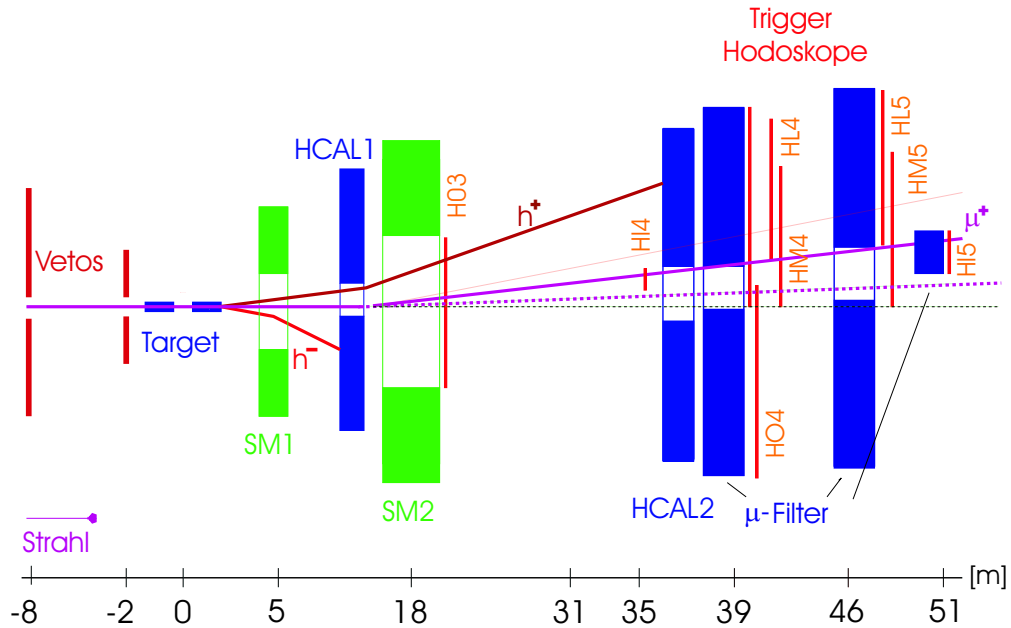


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau des Triggersystems bei COMPASS. Die Spektromettermagnete SM1 und SM2 trennen unter Energieverlust gestreute $M\mu$ onen von Strahl μ onen (punktirt). In diesem Fall lösen die Hodoskope HI4, HM4 und HI5 ein Triggersignal aus, das mit $Q^2 \leq 0.5 \text{ GeV}^2$ und dem Nachweis von Hadronen in den Kalorimetern ein Kandidat für ein PGF-Ereignis ist.

^{||}Hodoscope Inner, Hodoscope Middle, Hodoscope Ladder

Inklusive Tiefeinelastische Streueignisse Nur bei ausreichend großen Viererimpuls Überträgen können tiefeinelastische Streueignisse im Rahmen der QCD-Störungsrechnung interpretiert werden. Für das Triggersystem bedeutet dies eine Selektion von Ereignissen mit $Q^2 \geq 0.5 \text{ GeV}^2$ über einen weiten Bereich von x_{Bj} . Der Akzeptanzbereich vom SM2 begrenzt den Bereich des maximalen Viererimpulsübertrags auf $Q^2 \sim 60 \text{ GeV}^2$ [Leb02]. Die Kinematik dieser Streueignisse verknüpft den Streuwinkel θ mit dem Viererimpuls Q^2 (vgl. Kapitel 2), so dass über den gemessenen Streuwinkel Ereignisse dieser Art selektiert werden können. Ebenfalls über eine Koinzidenzmatrix werden mit den Hodoskopen HM und HO** $M\mu$ onen, die unter einem bestimmten Winkel am Target gestreut wurden, geometrisch von Untergrund μ onen getrennt.

3.6 Datenauslese

Da eine bestimmte Triggersignatur die Datenauslese startet, das Triggersignal aber erst dann verteilt werden kann, wenn die Triggerhodoskope ganz am Ende des Spektrometers ausgewertet sind, müssen während dieser Zeit die Dateninformationen aller Detektoren gespeichert werden. Die maximal mögliche Verzögerungszeit ist über die Größe der vorhandenen Datenpuffer limitiert. Der begrenzende Faktor bei COMPASS sind die durch Verzögerungskabel gepufferten ADC-Informationen der Kalorimeter (600 ns). Bei allen anderen Detektoren werden die Informationen direkt am Detektor digitalisiert und solange zwischengespeichert, bis die Triggerentscheidung zur Auslese oder zum Verwerfen des Ereignisses eingetroffen ist [S⁺99a].

Nach der Digitalisierung am Detektor werden die Detektordaten über das CATCH*-System weiterverarbeitet [Sch02, B⁺98a, Fis01]. Die CATCH-Module sind als VME-Module realisiert und können je nach Bedarf mit verschiedenen CMC[†]-Modulen bestückt werden. CMC-Module können entweder als Schnittstelle zwischen bereits digitalisierten Detektordaten und entfernter elektronischer Weiterverarbeitung dienen (*HotLink*- bzw. *HotFibre*-CMCs) oder sie verarbeiten die digitale Information selbst (TDC-CMC bzw. *Scaler*-CMC) [Sch02].

Für die Zeitmessung bei COMPASS kommt insbesondere der F1-TDC [Hei01b] zum Einsatz, der im *standard mode* bis zu acht, im *double precision mode* bis zu 16 digitalisierte Treffer über einen internen *Ringbuffer* speichern kann. Die Zeitauflösung beträgt in diesen beiden Modi 120 ps bzw. 60 ps. Pro TDC-CMC werden 4 F1-TDCs aufgenommen.

Alle Daten, die auf den CATCH-Modulen verarbeitet werden, werden mit den Informationen des TCS-Signals zusammengefasst, über optische Fasern an *Readout-Buffer* gesendet und dort auf Konsistenz geprüft. Das Zusammenfassen

**Hodoskope Outer

*COMPASS Accumulate Transfer and Control Hardware

†Common Mezzanine Card

aller Daten der Detektorinformationen (*eventbuilding*) wird vom Online-System, das auf dem Softwarepaket DATE der Alice-Kollaboration basiert [Ali99, Col], auf den *Eventbuildern* durchgeführt. Diese Rohdaten werden zunächst lokal auf Festplatten gespeichert. Zu diesem Zeitpunkt sind die Rohdaten in *runs*[‡] organisiert, wobei jeder *run* aus 100-120 Dateien der Größe 1 GB besteht, die im *byte-stream*-Format geschrieben wurden.

Die Rohdaten werden mit dem CDR[§]-System zur COMPASS-Computing Farm CCF geschickt und dort in ein objektorientiertes Datenbankformat konvertiert [T⁺02b, Mar00]. Die Konversion der Rohdaten und die weitere Datenverarbeitung auf der CCF erfolgt auf etwa 100 Doppelprozessor-PC's, die mit dem Betriebssystem Linux und einem schnellen Gigabit-Ethernet Netzwerk eine parallele Datenverarbeitung ermöglichen. Die erstellten Datenbankdateien werden auf dem am CERN neu entwickelten CASTOR[¶]-Filesystem gespeichert und können jederzeit von den Nutzern wieder abgerufen und zur Analyse weiterverarbeitet werden (vgl. Abbildung 3.11). Ist der Speichervorgang abgeschlossen, werden die Daten auf den Online-Festplatten gelöscht.

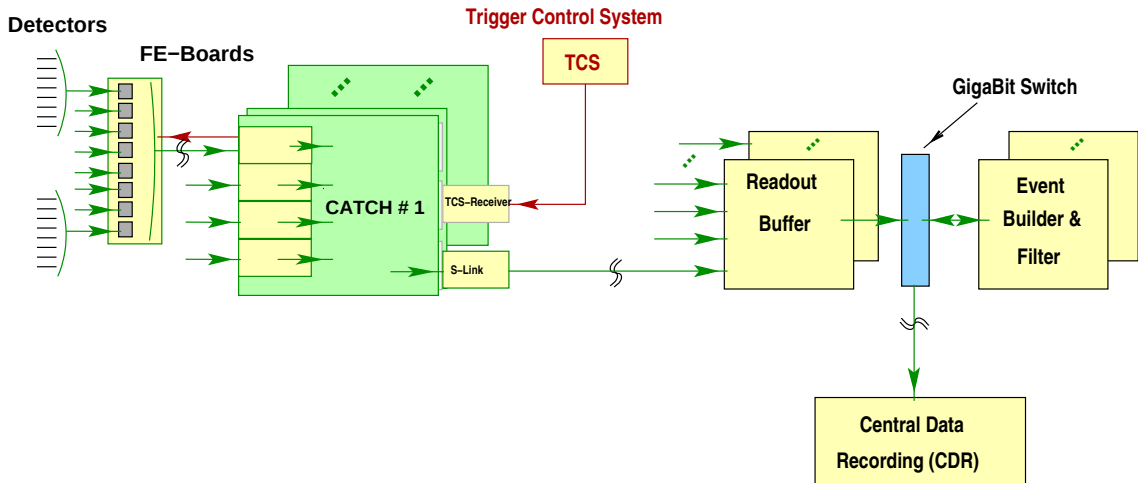


Abbildung 3.11: Das Datenaufnahmesystem des COMPASS-Experiments nach [vH02]. Gezeigt ist der Datenfluss von den Detektoren über das CATCH-System zu den *Readout Buffern* und *Eventbuildern*, die die Daten schließlich mit dem CDR-System zum Rechenzentrum des CERN transferieren.

Bei einer *event*-Größe von ca. 30 kB steigt das Datenvolumen bei den zu erwartenden hohen Strahlraten auf einige Gigabyte pro Sekunde an, so dass frühzeitig eine Datenreduktion erforderlich ist, um die großen Datenmengen handhaben zu

[‡]unter einem *run* versteht man eine bestimmte Zeitperiode, in der das Experiment stabil betrieben wird

[§]Central-Data-Recording

[¶]CERN Advanced STORage Manager

können. Zu diesem Zweck wurde ein Pipeline-Konzept entwickelt [Sch02], welches es ermöglicht, nur diejenigen Daten auszulesen, die mit einem Ereignis korreliert sind, das den Trigger ausgelöst hat. Bei der oben genannten Triggerate von 25.000 Trigger pro Spill kann der Datenstrom auf 35 MB/s reduziert werden, so dass in 100 Tagen eine integrale Datenmenge von 300 TB an aufgezeichneten Rohdaten erwartet wird [H⁺01].

Die Offlinegruppe von COMPASS prüft die Rohdaten auf Konsistenz und führt eine vollständige Rekonstruktion aller Spuren sowie eine Teilchenidentifikation mit dem eigens für COMPASS entwickelten Softwarepaket CORAL^{||} durch. Diese Informationen werden wiederum in einem komprimierten Format auf Mini-DST's gespeichert und zur Analyse physikalischer Fragestellungen herangezogen. Abbildung 6.1 in Kapitel 6 zeigt ein von der Offlinegruppe vollständig rekonstruiertes tiefinelastisches Streueignis, bei dem ein am Target gestreutes $M\mu\text{on}$ und zwei hadronische Sekundärteilchen im Spektrometer nachgewiesen werden.

^{||}COMPASS Reconstruction and AnaLysis Program

Kapitel 4

Faserhodoskope für COMPASS

Im $M\mu$ onprogramm von COMPASS werden Detektoren benötigt, die insbesondere im Strahlbereich bei hohen Raten einzelne $M\mu$ onen identifizieren und durch Zeitkorrelation deren Spur im Spektrometer rekonstruieren können. Die Bestimmung der Gluonpolarisation macht den Nachweis von $M\mu$ onen erforderlich, die unter sehr kleinen Winkeln am Target gestreut werden und den größten Teil ihrer Flugstrecke im Primärstrahlbereich zurücklegen. Insgesamt acht Detektorstationen müssen in mindestens zwei Projektionen Raum- und Zeitkoordinaten bestimmen, um dieser Aufgabe gerecht zu werden. Zwei Detektorstationen vor dem Target dienen gemeinsam mit der '*Beam Momentum Station*' dazu, das $M\mu$ on vor der Streuung zu identifizieren und mit einem Impuls zu verknüpfen. Zwei Detektorstationen unmittelbar nach dem Target messen das gestreute $M\mu$ on. Je zwei Stationen hinter den beiden großen Spektromettermagneten SM1 und SM2 bestimmen die Ablenkung im Magnetfeld für die $M\mu$ onen, die im Primärstrahl selbst oder in dessen direkter Umgebung verbleiben. Die letzte Detektorstation deckt dabei nur noch den Ortsbereich der gestreuten $M\mu$ onen ab, so dass im Vergleich mit den anderen Detektoren gestreute $M\mu$ onen aus dem Primärstrahlbereich extrahiert werden können.

4.1 Anforderungen

Das Design und die Materialauswahl der Faserhodoskope richten sich nach den im Folgenden, aufgeführten Größen :

Ratenfestigkeit Im alten SPS Zyklus* werden bei einer Spillzeit von 2.58 s ca. $2 \cdot 10^8$ $M\mu$ onen auf einer Fläche von $(7.8 \times 7.8)mm^2$ am Target auftreffen [Gat99]. Der mittlere Teilchenfluss im Zentralbereich des Strahls[†] beträgt somit $1.2 \cdot 10^6 \mu^+ / (s \cdot mm^2)$.

*Zykluszeit = 14.5s

[†]Die Fläche auf der 68% des Strahls konzentriert sind

Strahlenhärte Treffen $2 \cdot 10^8$ $M\mu$ onen auf einer Fläche von 60.84 mm^2 pro SPS Zyklus auf den Detektor, so entspricht dies einem Durchfluss von $2.26 \cdot 10^5$ $M\mu$ onen pro Sekunde und mm^2 . In 100 Tagen COMPASS Strahlzeit ist der Detektor somit einem $M\mu$ onenfluss von $1.19 \cdot 10^{14} \mu^+$ ausgesetzt. Die Strahlenbelastung des Detektors schätzt sich wie folgt ab :

Die Strahlungsdosis D ist definiert als der Quotient aus der in einem Volumen deponierten Energie E_{ges} und der Masse M dieses Volumens. Durchqueren N Teilchen das Detektorvolumen $V = x \cdot A$ der Dichte ρ und deponieren je Teilchen die Energie E_{single} , so berechnet sich für die nahezu minimal ionisierende $M\mu$ onen die daraus resultierende Strahlungsdosis gemäß [Leo94]

$$D = \frac{dE_{ges}}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE_{single}}{dx} \cdot \frac{N}{A} \quad (4.1)$$

Für Polystyren als Szintillatormaterial mit $dE_{\mu^+}/dx = 1.936 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$ [Hag02] errechnet sich unter den oben genannten Bedingungen eine akkumulierte Strahlendosis von 31 kGy .

Zeitauflösung Der mittlere zeitliche Abstand zwischen zwei Ereignissen liegt bei den genannten Strahlraten bei 12.9 ns. Um zeitkorrelierte Treffer in den Detektorebenen bei minimalem kombinatorischen Untergrund zuzuordnen, ist eine Zeitauflösung von deutlich unter einer Nanosekunde notwendig. Gute Zeitauflösungen erlauben es, später bei der Analyse enge Zeitfenster zu setzen. Dadurch kann die Ereignismultiplizität gering gehalten und folglich Mehrdeutigkeiten in den Treffermustern aufgelöst werden.

Ortsauflösung Die Genauigkeit, mit der der Impuls des gestreuten $M\mu$ ons berechnet werden kann, wird durch die Ortsauflösung des Detektors bestimmt. Die großen Abstände der Detektoren im Experiment erlauben es, die Ortsauflösung vergleichsweise gering zu halten, so dass eine Auflösung von 0.5 mm bis 1.0 mm je nach Position des Detektors ausreichend ist.

Nachweiseffizienz Im $M\mu$ on-Programm von COMPASS wird es entscheidend sein, das $M\mu$ on sowohl vor der Streuung als auch danach zu rekonstruieren. Eine sichere Rekonstruktion erfordert einen Nachweis in allen acht Detektorstationen. Um eine Gesamteffizienz von nur 85% zu erreichen, ist schon eine Einzeleffizienz von 99% nötig. Dabei müssen neben der Nachweiswahrscheinlichkeit, die durch den Detektor selbst bedingt ist, auch Totzeiteffekte der 'Front-End Elektronik' oder Ineffizienzen in den Algorithmen zur Spurrekonstruktion berücksichtigt werden.

Massenbelegung Da die Faserdetektoren den Bereich des Primärstrahls über weite Strecken abdecken und somit mitten im Akzeptanzbereich des Spektrometers positioniert sind, verringert jede weitere Materie in diesem Bereich durch

mögliche Sekundärreaktionen die Auflösung des Gesamtsystems. Die Massenbeladung im Öffnungsbereich der Spektrometermagnete sollte aus diesem Grund so gering wie möglich gehalten werden. Insbesondere mechanische Halterungen und Ausleseelektronik müssen außerhalb des Akzeptanzbereichs angebracht werden, der eine Fläche von bis zu $(2.5 \times 1.6) \text{ m}^2$ haben kann [Col96].

Magnetische Streufelder Die beiden großen Spektrometermagnete SM1 und SM2 stellen eine integrale Feldstärke von 1.0 Tm bzw. 4.4 Tm bereit, um eine Impulsbestimmung für Teilchen mit geringem bzw. hohem Impuls zu erlauben. Positionsbedingt sind die Detektorstationen dadurch magnetischen Streufeldern zwischen 10 und 100 mT ausgesetzt. Dies hat zur Folge, dass magnetfeldempfindliche Elemente, wie Photomultiplier ausreichend abgeschirmt werden müssen.

4.2 Detektordesign

Szintillationsdetektoren sind in der Lage, alle im vorangegangenen Abschnitt genannten Anforderungen zu erfüllen. Die geforderte Ortsauflösung von unter einem Millimeter sowie die Ratenverträglichkeit lässt sich nur durch den Einsatz szintillierender Fasern realisieren. Die Voraussetzung für den Einsatz von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern als Spurdetektoren bei sehr hohen Raten [Ago98] wurde erst in den vergangenen Jahren durch die Entwicklung moderner, positionsempfindlicher Vielkanal-Photomultiplier [Ham97], sowie optimierter Fasertypen [Kur98] geschaffen. Die Auslese über angekoppelte Lichtleiter erlaubt zudem einen Einsatz im Bereich sehr großer Magnetfelder.

4.2.1 Grundlagen szintillierender Faserhodoskope

4.2.1.1 Szintillierende Fasern

Szintillierende Fasern bestehen aus einem Szintillatorkern, im Folgenden *Core* genannt, der von einer äußeren Schicht, dem *Cladding*, umgeben ist. Die Dicke des *Cladding*, das aus einer oder zwei Schichten mit abgestuften Brechungsindizes besteht, nimmt in der Regel ca. 10% des Faserdurchmessers ein. Der *Core* besteht aus Polystyren[‡], das mit einem organischen Szintillatormaterial dotiert ist. Beim Durchgang von ionisierender Strahlung werden schwach gebundene Elektronensysteme angeregt, die unter Emission von Szintillationslicht im UV-Bereich in den Grundzustand übergehen [Whi88].

Um das Szintillationslicht in den sichtbaren Bereich und damit in den spektralen Empfindlichkeitsbereich gängiger Photomultiplier zu transferieren, werden die Fasern mit einer geringen Beimischung von Wellenlängenschiebern dotiert.

[‡] $(C_8H_8)_n$

Wellenlängenschieber absorbieren mit großer Wahrscheinlichkeit das Szintillationslicht und reemittieren es ausserhalb des Absorptionsbereiches des Szintillators.

Das Cladding besteht in der Regel aus Polymethylmethacrylat (PMMA). Die Brechungsindizes von *Core* und *Cladding* sind so angepasst, dass der größte Teil des in der Faser entstehenden Lichts durch Totalreflexion an der Grenzschicht *Core-Cladding* innerhalb der Faser transportiert wird [Kur98].

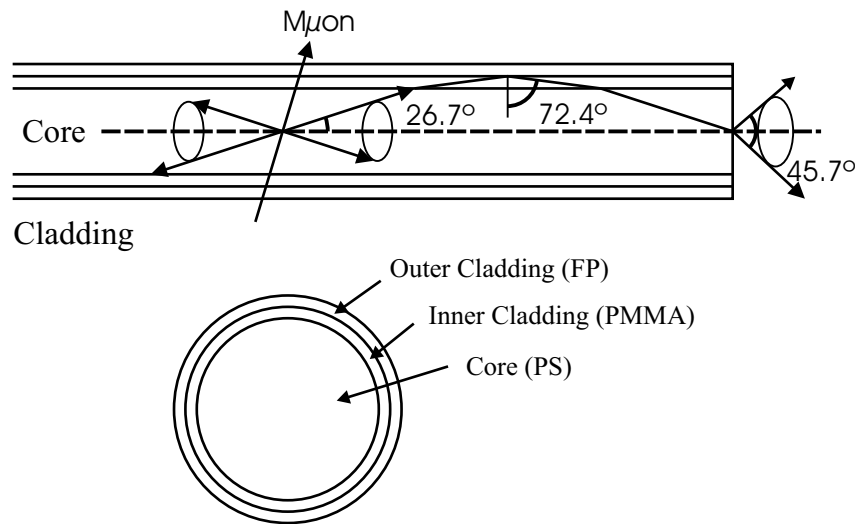


Abbildung 4.1: Längs- bzw. Querschnitt durch eine Faser. Hierbei handelt es sich um die neuartige Multiclad-Faser SCSF-78MJ der Firma Kurary [Kur98], die auch in den Detektoren zum Einsatz kommt (vgl. Abschnitt 4.3).

4.2.1.2 Photomultiplier

Das Auslese-Instrument für Szintillatoren ist der Photomultiplier. Er wird eingesetzt, um das Szintillationslicht in elektronisch verwertbare Spannungssignale umzuwandeln. Das Szintillationslicht löst durch Photoeffekt Elektronen aus einer meist mit einer Alkali-Metall-Schicht bedampften Photokathode aus, die auf negativem Spannungspotential liegt. Die entstandenen Photoelektronen werden in einem mehrstufigen Dynodensystem vervielfacht, so dass ein Ladungssignal entsteht, das durch ein RC-Glied als Spannungssignal abgegriffen werden kann. Die Amplitude und die Form des am Ausgang des Photomultipliers abgegriffenen Spannungssignals hängt im wesentlichen von der Energie und der Anzahl der auftreffenden Photonen ab [Leo94].

Ein wichtiger Parameter eines Photomultipliers ist die Quanteneffizienz QE. Die QE ist definiert durch das Verhältnis der emittierten Photoelektronen von der Photokathode zur Anzahl einfallender Photonen und beträgt üblicherweise zwischen 15% und 20% [Gru93]. Der Wellenlängenbereich der maximalen Empfindlichkeit eines Photomultipliers ist durch die Wahl des Kathodenmaterials vor-

gegeben. Durch die Verwendung von Bialkalikathoden kann die QE deutlich verbessert werden. Hier ergeben sich Werte um die 25% bei einer Wellenlänge von ~ 400 nm [Ham97].

4.2.1.3 Zeitauflösung von Szintillationsdetektoren

Die Zeitauflösung wird durch eine Vielzahl von Effekten beeinflusst und kann durch gezielte Auswahl der Detektorkomponenten optimiert werden. Dabei tragen folgende Prozesse zur Zeitauflösung des Gesamtsystems bei:

1. **Fasern** : Molekülanregung durch ein ionisierendes Teilchen ; Emission von UV-Licht ; Absorption und Re-Emission in sichtbares Licht ; Lichttransport in der Faser
2. **Photomultiplier** : Auslösen von Photoelektronen an der Kathode des Photomultipliers ; Sekundärelektronenvervielfachung im Dynodensystem des Photomultipliers
3. **Elektronik** : Signalverarbeitung in der Ausleseelektronik
4. **Quantenstatistik**

Die Prozesse unter (1) und (2) sind spezifische Eigenschaften der jeweiligen Fasern und Photomultiplier und sind daher nachträglich nicht mehr beeinflussbar. Eine sorgfältige Auswahl aufeinander abgestimmter Komponenten ist hier entscheidend, um die Basis für eine gute Zeitauflösung des Detektors zu legen.

Hat man sich für eine geeignete Kombination aus szintillierender Faser und Photomultiplier entschieden, wird die Zeitauflösung σ_t im wesentlichen nur noch von der an der Kathode des Photomultipliers ausgelösten Anzahl an Photoelektronen N_{PE} bestimmt [Leo94, GS59] :

$$\sigma_t \sim \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \quad (4.2)$$

Die Zeitauflösung kann demnach durch die Lichtmenge, die beim Durchflug eines Teilchens entsteht, und somit über die Menge an Szintillatormaterial, beeinflusst werden. Die entstandene Lichtmenge sollte außerdem so gut wie verlustfrei zum Photomultiplier transportiert werden. Für den Einsatz im COMPASS Experiment muss also ein Kompromiss zwischen guter Zeitauflösung und minimaler Materiebelegung im Strahl gefunden werden.

Eine weitere Möglichkeit, die Zeitauflösung des Detektors zu optimieren, ist die bestmögliche Methode zu finden, die analogen Ausgangssignale mit Hilfe von Diskriminatoren zu digitalisieren. Die Wahl des Diskriminators hängt dabei entscheidend von der Homogenität der Signale, der Signalform selbst und der Anstiegszeit der Signalflanken ab.

4.2.2 Das Detektorlayout

Das Layout der Faserhodoskope wird durch die Forderung nach minimaler Massenbelegung im Akzeptanzbereich des Spektrometers dominiert. Mit dieser Bedingung ist verknüpft, dass die Photomultiplier zur Auslese der Szintillatoren mindestens 0.75 m von der aktiven Fläche des Detektors entfernt angeordnet werden müssen. Damit der Lichtverlust durch Autoabsorptionseffekte in der Faser über diese Strecke nicht zu groß wird, ist der Einsatz von Lichtleitern, die an die szintillierenden Fasern angekoppelt werden, unerlässlich (vgl. Abbildung 4.2). Der Lichtverlust beträgt bei Lichtleitern nur etwa 20% verglichen mit szintillierenden Fasern gleicher Länge [S⁺02b].

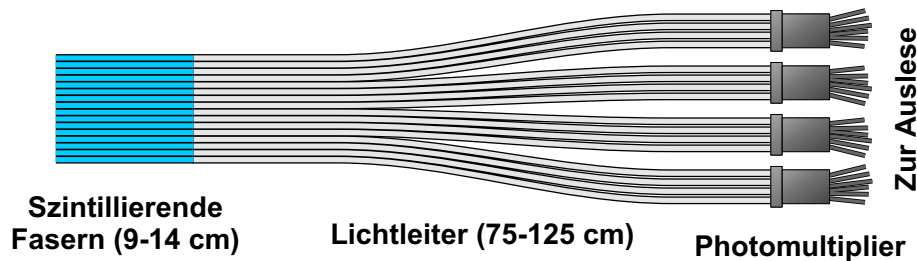


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau einer Detektorebene. Das Szintillationslicht wird über die angekoppelten Lichtleiter zum Photomultiplier transportiert.

Bei dieser Anordnung - szintillierende Faser gekoppelt mit Lichtleiter über eine Länge zwischen 0.75 m und 1.50 m - ist die Anzahl an Photoelektronen bei 1mm Fasern, die wegen der zu erwartenden hohen Strahlraten und der nötigen Orstauflösung erforderlich sind, zu gering, um eine ausreichend gute Zeitauflösung zu erreichen (Gleichung 4.2). Um die Photonenstatistik zu maximieren werden mehrere Fasern hintereinander in Strahlrichtung angeordnet und auf einen Kanal am Photomultiplier zentriert (vgl. Abbildung 4.3). Die Granularität, der Faserdurchmesser und damit die Größe des Detektors müssen - je nach Position im Spektrometer, der dort herrschenden Strahlrate und benötigten Ortsauflösung - individuell optimiert werden.

Es kommen nur runde Fasern in Betracht, da rechteckige Fasern herstellungsbedingt Inhomogenitäten des Claddings in den Randbereichen aufweisen. Damit keine Effizienzlücken benachbarter Faserkanäle entstehen, wird ein Überlappbereich zwischen den Kanälen von 30% des Faserdurchmessers gewählt. Die minimale Weglänge eines Teilchens sinkt somit nicht unter 60% des Faserdurchmessers, so dass auf diese Weise eine kompakte honigwabenähnliche Struktur entsteht (vgl. Abbildung 4.4).

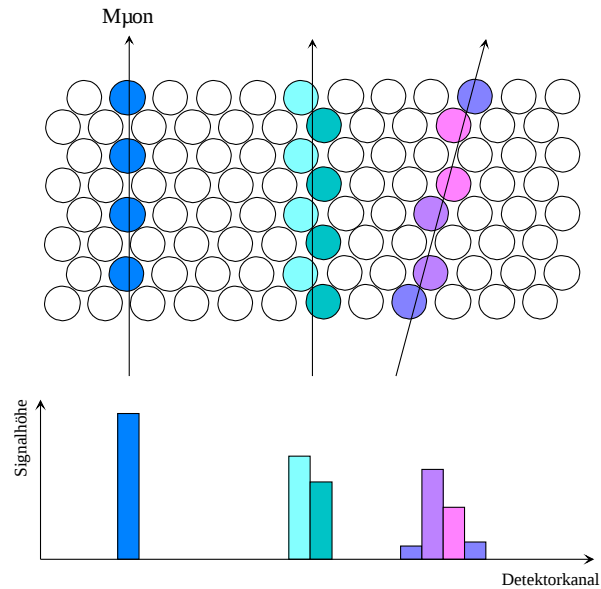


Abbildung 4.3: Querschnitt durch die aktive Fläche des Detektors. Je zwei übereinanderliegende Faserreihen bilden eine Lage. Direkt darunter ist das Ansprechverhalten der Kanäle für unterschiedliche Trajektorien, die den Detektor passieren, gezeigt.

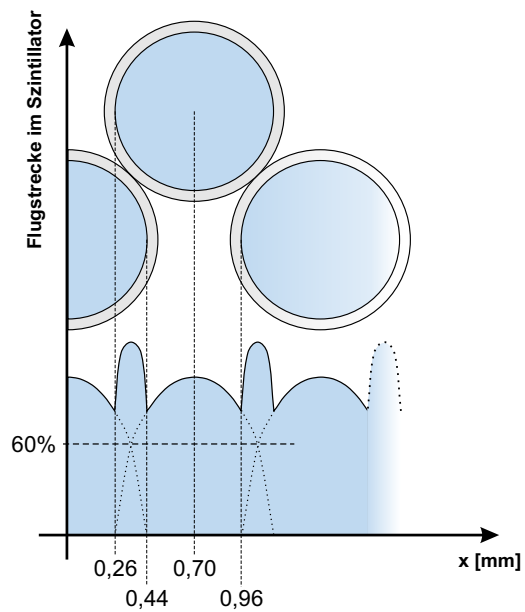


Abbildung 4.4: Überlapp zwischen benachbarten Fasern am Beispiel der Faserhodoskope FI06-FI08 mit einem Faserdurchmesser von 1.0 mm. Jedes Teilchen durchquert mindestens 60% des maximal möglichen Weges im Szintillator.

Um Ambiguitäten in der Spurrekonstruktion zu verringern, werden an drei Stellen im Experiment zusätzliche Detektorebenen eingebaut, die gegenüber den XY-Ebenen um 45° verdreht sind (vgl. Abbildung 5.24). Die Fasermodule selbst werden in einer Rohacellplatte eingebettet. Rohacell besteht aus aufgeschäumtem Acrylglas (PMMA), ist sehr stabil, leicht zu verarbeiten und mit einer Dichte von nur 30 mg/cm^3 ideal geeignet, der Forderung nach minimaler, homogener Massenbelegung im Akzeptanzbereich des Spektrometers nachzukommen.

Die Zeitabnahme und Digitalisierung der analogen Signale erfolgt mit Diskriminatoren [Gor00] direkt am Detektor, die Zeiten werden mit dem an der Universität Freiburg entwickelten $\mathcal{F}1$ -TDC gemessen [Hei01b]. Auf ADC[§]-Informationen zur Bestimmung der Signalamplituden muss aufgrund der großen Anzahl an Kanälen und der damit verbundenen Kosten verzichtet werden.

Tabelle 4.1 fasst Parameter wie Position, Faserdurchmesser, aktive Fläche und Anzahl der Kanäle für alle acht Detektorstationen im COMPASS Experiment zusammen.

Station	Position [m]	Faser-Ø [mm]	Faserabstand [mm]	aktive Fläche [mm ²]	Kanäle
FI01 XY	-8.0	7 x 0.5	0.41	39.4 x 39.4	192
FI02 XY	-3.0	7 x 0.5	0.41	39.4 x 39.4	192
FI03 XYU	+1.0	7 x 0.5	0.41	52.5 x 52.5	384
FI04 XYU	+2.2	7 x 0.5	0.41	52.5 x 52.5	384
FI05 XY	+5.9	6 x 0.75	0.53	84 x 84	320
FI06 XYV	+15.0	4 x 1.0	0.7	100 x 100	462
FI07 XY	+21.0	4 x 1.0	0.7	100 x 100	286
FI08 XY	+31.0	4 x 1.0	0.7	123 x 123	352

Tabelle 4.1: Technische Parameter aller Detektorstationen. Die Stationen vor und nach dem Target wurden von einer japanisch-russischen Gruppe nach ähnlichen Konzepten entwickelt und gebaut [Hor99, Dai99].

4.3 Teststudien

Die gezielte Auswahl geeigneter Fasern und Photomultiplier ist entscheidend, um den Grundstein für einen Detektor zu legen, der Anforderungen wie Ratenstabilität, Strahlenhärte, Zeitauflösung etc. gerecht wird. In einer Reihe von Voruntersuchungen wurden verschiedene Komponenten auf ihre Eignung für den Bau von Faserhodoskopen für das COMPASS Experiment getestet. Die Ergebnisse dieser Tests werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

[§]Analog to Digital Converter

4.3.1 Der Photomultiplier H6568

Aufgrund der großen Kanalzahl pro Detektorebene (vgl. Tabelle 4.1), erscheint es hinsichtlich finanzieller Ressourcen, aber auch aus Platzmangel, nicht sonderlich sinnvoll, konventionelle Einkanal-Photomultiplier für den Bau von hochgranularen Faserhodoskopen einzusetzen. Um bei gleichzeitiger Kostenreduktion die maximal mögliche Kanalzahl zu erreichen, bedarf es Photomultiplier, die auf kleinstem Raum mehrere Kanäle zur Verfügung stellen. Die erste Generation dieser Vielkanal-Photomultiplier litt jedoch an sehr hohem Übersprechverhalten zwischen den Kanälen, großen Schwankungen in der Verstärkung [Wag97] und zuviel Raumbedarf. Neuere Entwicklungen der Firma Hamamatsu Photonics [Ham98] führten zu einer erheblichen Verbesserung der Situation, so dass bereits in der Planungsphase der COMPASS-Detektoren erste Erfahrungen in der Arbeitsgruppe mit diesen Photomultipliern gemacht werden konnten [Wag97].

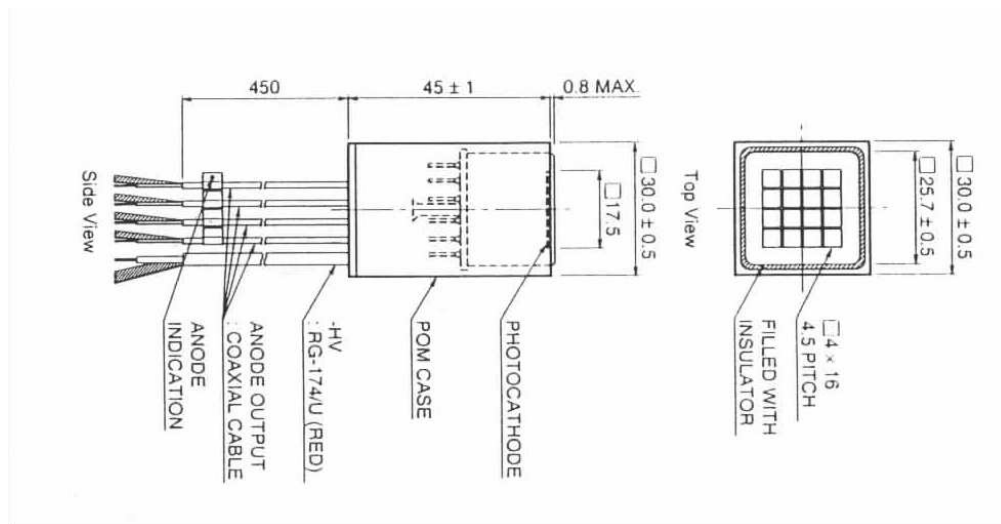


Abbildung 4.5: Der Photomultiplier H6568

Der Photomultiplier H6568 (Abbildung 4.5) vereinheitlicht in einem kompakten Gehäuse ein Dynodensystem von 16 unabhängigen Kanälen. Jeder der 16 Kanäle besteht aus einer 12 stufigen Dynodenstruktur, die als '*Metal-channel*'-Dynode bezeichnet wird. Alle 16 Dynodensysteme bilden eine räumliche Gitterstruktur (vgl. Abbildung 4.6) und können einzeln ausgelesen werden. Das Eintrittsfenster des H6568 besteht aus 0.8 mm starkem Borsilikatglas, in dem die allen 16 Kanälen gemeinsame, bialkalibeschichtete Photokathode integriert ist. Die Photokathode selbst bildet eine 4x4-Matrix. Jedes Pixel dieser Matrix hat eine aktive Fläche von $4 \times 4 \text{ mm}^2$, der Pixelabstand beträgt 0.5 mm. Jedem Pixel ist ein Dynodenkanal der '*Metal-channel*'-Dynode zugeordnet.

Das kompakte Design (45 mm x 30 mm x 30 mm) und geringe Gewicht (55 g) kommt den Anforderungen, die an die Faserhodoskope gestellt sind, entgegen. Der spektrale Empfindlichkeitsbereich der Bialkali-Photokathode erstreckt sich von 300 nm bis 650 nm, die maximale Quanteneffizienz (QE) von ca. 20% wird bei 420 nm erreicht. Stromverstärkungen von bis zu $5 \cdot 10^7$ erlauben es, den Photomultiplier ohne zusätzliche, externe Verstärker zu betreiben.

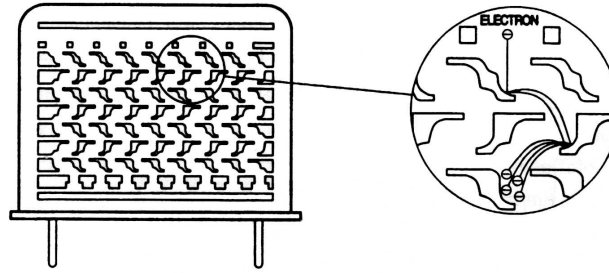


Abbildung 4.6: Dynodenstruktur der *Metal-channel*-Dynode des H6568, gezeigt am bauähnlichen Modell H5900-64 [Ham97]

4.3.1.1 Grundlegende Eigenschaften

Erste Untersuchungen am Photomultiplier H6568 für den Einsatz bei COMPASS wurden im Labor mit einer 2 mm quadratischen, szintillierenden Faser des Typs BCF12 der Firma Bicron [Bic] gemacht. Die Faser wurde trocken auf ein Pixel der Photokathode aufgesetzt und mit einer ^{90}Sr -Quelle von der Seite bestrahlt. Die Elektronen-Emissionsrate der ^{90}Sr -Quelle betrug zum Zeitpunkt der Messung ca. 10 kHz. Die Signale wurden mit einem Vielkanalanalysator ausgewertet.

Rauschverhalten Das Rauschverhalten des H6568 ist mit weniger als 20% des Ein-Photonen-Signals (SER - *Single Electron Response*) extrem gering. Bei einer mittleren Spannung von 750V kann das SER-Signal deutlich vom thermisch induzierten Untergrund absepariert werden (vgl. Abbildung 4.7).

Crosstalk Ebenfalls untersucht wurde das Übersprechverhalten („Crosstalk“) für alle Kanäle. Unter Übersprechen versteht man den Bruchteil eines Signals, der von einem Kanal zu anderen Kanälen gelangen kann. Dabei muss zwischen optischem und elektronischem Übersprechen unterschieden werden. Optisches Übersprechen kann verursacht werden, wenn bei der Ankopplung von Fasern auf ein Pixel der Kathode das austretende Licht durch Streuung und Mehrfachreflexion im Eintrittsfenster zu einem geringen Teil in Nachbarkanäle gelangt. Elektronisches Übersprechen dagegen ist dadurch bedingt, dass an der Kathode ausgelöste Elektronen auf die Dynoden eines benachbarten Kanals treffen [Näh98]. Das bei

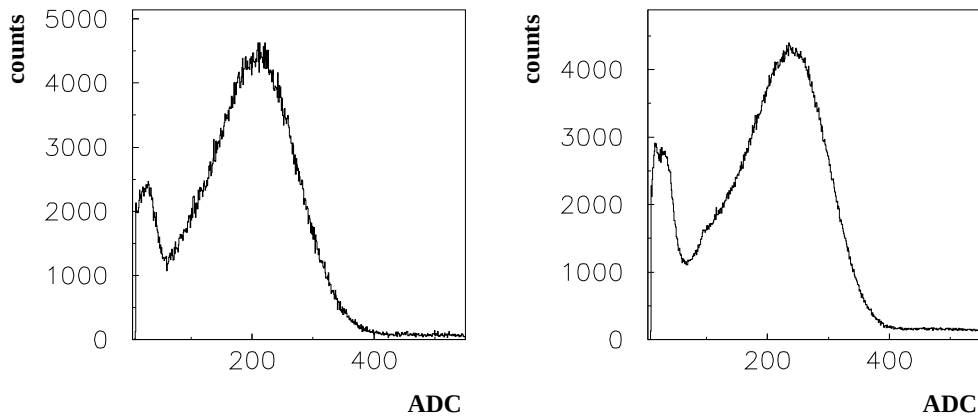


Abbildung 4.7: SER-Signal des H6568 am Beispiel zweier Kathodenkanäle

diesen Messungen beobachtete Übersprechen beider Effekte in Summe wurde zu weniger als 5% in die direkten Nachbarkanäle bestimmt und zu etwa 1% in die weit entfernten Kanäle (vgl. Abbildung 4.8). Somit ergibt sich ein integrales Übersprechverhalten von 30% in alle anderen, nicht beleuchteten Kanäle.

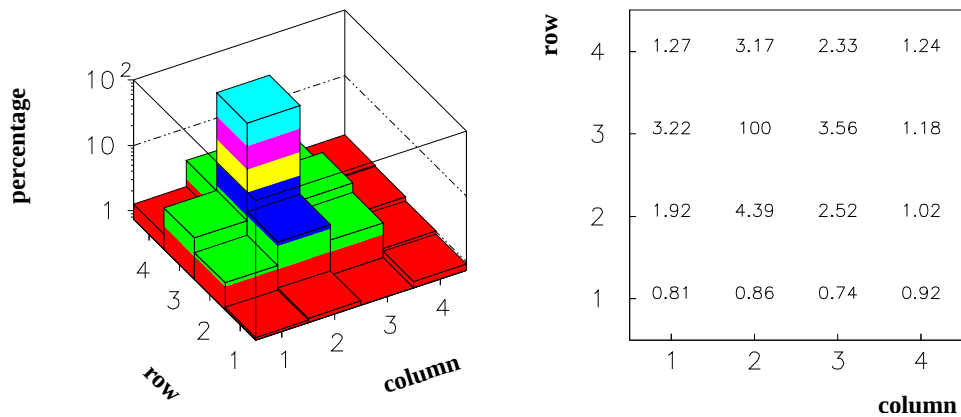


Abbildung 4.8: Beobachtbares Übersprechen in andere Kanäle, wenn ein Kanal des H6568 beleuchtet wird

Uniformität Die Homogenität, d.h. die relativen Signalthöhen der Ausgangssignale aller 16 Kanäle, wurde an 10 verschiedenen Photomultipliern getestet. Schwankungen zwischen 12% und 45% wurden beobachtet, die mittlere Schwankung betrug 20% (vgl. Abbildung 4.9).

Zeitauflösung Um eine Abschätzung zu erhalten, welche Zeitauflösung mit dem H6568 erwartet werden kann, wurde die szintillierende Faser zwischen zwei Kanäle des Photomultiplier positioniert und aus der gemessenen Zeitdifferenz beider Signale die Zeitauflösung bestimmt. Die Signale entsprachen etwa 15 Photoelektronen je korrelierter Photokathode und ergaben eine Zeitauflösung von $\sigma \approx 330$ ps (vgl. Abbildung 4.9). Bei ausreichender Lichtmenge ist also eine befriedigende Zeitauflösung für das COMPASS Experiment erreichbar.

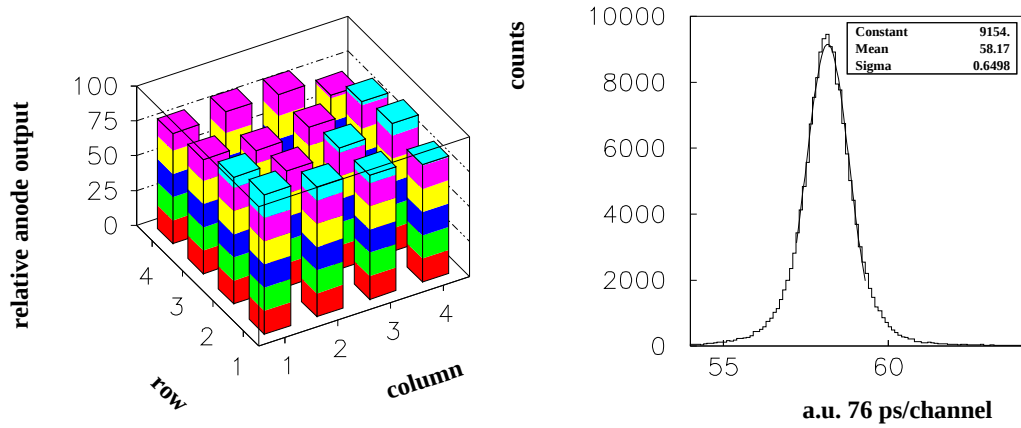


Abbildung 4.9: Homogenität der Verstärkung aller Kanäle (**links**) und die zwischen zwei Kanälen gemessene Zeitauflösung des H6568 (**rechts**)

4.3.1.2 Ratenverträglichkeit

Um den Photomultiplier H6568 auf seine Signalstabilität bei hohen Raten zu untersuchen, wurden am Erlanger Tandem van de Graaff Beschleuniger, an dem ein Meßplatz mit vertikaler Strahlführung zur Verfügung steht [Teu98], eine Reihe von Belastungstests durchgeführt. Der Tandem-Beschleuniger kann Protonen mit einer maximalen Energie von $E_{max} = 11$ MeV bereitstellen. Mit Hilfe von passiven Schlitzen und zwei variabel einsetzbaren Strahlaperturen - die erste dient der Strahldefinition, die zweite weitet den Strahl mit Streufolien auf - kann der Protonenstrahl in seiner Intensität zwischen 1 kHz und weit über 10 Mhz pro mm^2 variiert und auf eine homogene Fläche von mehr als 100 cm^2 aufgeweitet werden.

Die Protonen dringen in 16 Fasern ein, die parallel zum Strahl angeordnet sind, werden auf einer Strecke von einigen Millimetern vollständig gestoppt und erzeugen so das für den Belastungstest nötige Szintillationslicht. Eine 1 mm starke Titanblende mit 16 Löchern (wahlweise mit 1 mm oder 0.5 mm Lochdurchmesser) sorgt dafür, dass die Protonen nur in den zentralen Bereich der Faserstirnflächen

eindringen können und verhindert gleichzeitig einen Protonenfluss in den Photomultiplier. Die Fasern selbst wurden ohne optische Hilfsmittel am Photomultiplier angekoppelt und von einer Fixiereinheit auf die jeweilige Photokathode zentriert. Verwendet wurden runde und quadratische Fasern vom Typ BCF12 der Firma Bicon [Bic] (Länge 12 cm ; 1 mm Ø bzw. 2mm Kantenlänge). Durch optische Entkopplung der Fasern vom Photomultiplier konnten Signale erzeugt werden, die 15 bis 40 Photoelektronen entsprechen und so den Energieverlust minimalisierender Teilchen beim Durchgang von Fasern mit 1-2 mm Durchmesser simulieren.

Die analogen Anodenausgangssignale wurden nach einer Kabelstrecke von ca. 30 m[¶] mit Standard NIM^{||}- und CAMAC^{**}-Modulen um einen Faktor 10 verstärkt, digitalisiert und mit dem Echtzeitbetriebssystem OS-9 ausgelesen. Zur weiteren Datenverarbeitung stand eine Sun Workstation zur Verfügung.

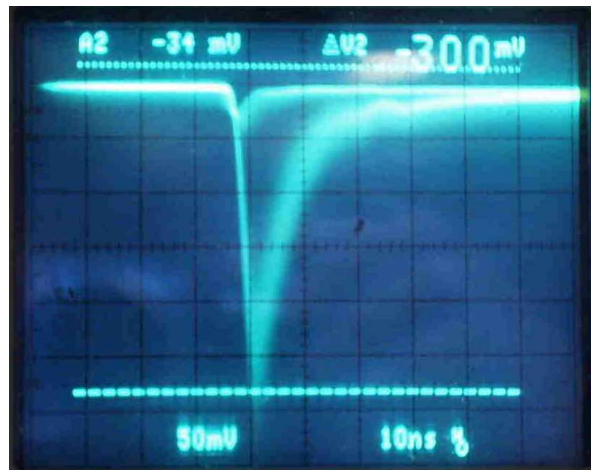


Abbildung 4.10: Typisches Szintillatorsignal, gemessen am H6568 bei einer Spannung von 750V

Abbildung 4.10 zeigt ein typisches Anodenausgangssignal des H6568, erzeugt durch einen 8 MeV Protonenstrahl. Das Signal hat eine Amplitude von etwa 200 mV bei einer Anstiegszeit von 2.5 ns und einer Länge von circa 20 ns. Deutlich kann man das Ein-Photonen-Signal (SER^{††}) erkennen. Dieses ist mit nur 6 ns Länge wesentlich kürzer, was darauf hindeutet, dass die Photonen, die im Szintillator erzeugt werden einer größeren Zeitverschmierung (Abklingzeit und Lichttransport) unterliegen. Bildet man das Verhältnis R der Flächen, die vom Ein- bzw. Viel-Photonen Signal eingeschlossen werden, so erhält man die Zahl

[¶]nach dieser Strecke sind die Amplituden der Signale um etwa 40% verringert

^{||}Nuclear Instrument Module

^{**}Computer Applications to Measurements And Control

^{††}Single Electron Response - Das Ein-Photonen-Signal

der an der Photokathode erzeugten Elektronen. Im abgebildeten Beispiel erhält man einen Wert von $R = 25 \pm 2$.

$$R = \frac{\int I_{Signal}(t)dt}{\int I_{SER}(t)dt} \quad (4.3)$$

Mit diesem Aufbau wurden am Erlanger Tandem-Beschleuniger Testreihen zwischen 100 kHz und 10 MHz Strahlrate pro Kathodenkanal durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass die Signalstabilität stark davon abhängt, welche Beschaltung für die Basis zur Auslese des Photomultipliers gewählt wird.

Standard Basis Zunächst wurde die sogenannte Standard Basis getestet. Bei diesem Basistyp wird die angelegte Spannung durch ein Widerstandsnetz linear auf die Dynoden heruntergeteilt (vgl. Abbildung 4.13 oben). Bei hohen Raten führt diese Art der Beschaltung jedoch zu einem signifikanten Signaleinbruch, abhängig vom Anodenstrom, der seinerseits eine Funktion der angelegten Spannung ist. Bei niederen Spannungen von 650 V bleibt das Signal stabil bis hin zu 1.2 MHz Strahlrate, um dann drastisch abzufallen. Erhöht man die Spannung um 100 V, verdoppelt sich bei niedrigen Raten die Signalthöhe, der Einbruch beginnt allerdings schon bei 300 kHz Strahlrate. Dieser Effekt wird bei 850 V noch mehr verstärkt (vgl. Abbildung 4.11).

Grund für den Signaleinbruch bei hohen Strahlraten ist der Strom auf den letzten drei Dynodenstufen. Mit steigender Strahlintensität steigt auch der resultierende Anoden- und Dynodenstrom. Der tatsächliche Strom, der durch das Widerstandsnetz fließt, ist dann die Differenz zwischen Dynodenstrom und dem sog. Querstrom zwischen der Dynode und dem Spannungsteiler. Dies hat einen Spannungseinbruch zur Folge, der im Einbruch des Photomultipliersignals resultiert.

Aufgrund dieser Tatsache wurden drei weitere Basisbeschaltungen untersucht, um eine Lösung zu finden, der Anforderung nach Ratenstabilität gerecht zu werden.

Tapered Bleeder Basis Bei der Tapered Bleeder Basis handelt es sich ebenfalls um ein passives Widerstandsnetzwerk, mit dem Unterschied, dass die angelegte Spannung nicht linear auf die Dynoden aufgeteilt wird. Die ersten und die letzten drei Dynoden werden jeweils mit höheren Widerständen beschaltet. Der funktionelle Verlauf der Signalamplitude in Abhängigkeit der Strahlrate sieht aufgrund dessen stark verändert aus. Bei niedrigen Raten sind die Amplituden klein, erreichen einen maximalen Wert bei 0.3 bis 4 MHz - je nach angelegter Spannung. Nach Überschreiten des Maximums münden unabhängig von der angelegten Spannung alle Kurven in den gleichen Endwert. Das Maximum selbst verschiebt sich mit zunehmender Spannung zu kleineren Werten hin. Allerdings lassen sich bei Strahlraten von 2 MHz bereits Signalthöhen erzielen, die verglichen mit der Standard Basis etwa doppelt so groß sind. Die starke Abhängigkeit

der Amplitude von der Strahlrate erscheint jedoch wenig wünschenswert für einen Einsatz in den Faserhodoskopen bei COMPASS. Abbildung 4.11 verdeutlicht den Zusammenhang.

Transistor Basis Werden die Widerstände an den letzten drei Dynoden durch aktive Transistoren ersetzt, so erhält man die Transistor Basis. Die Sekundärelektronen gelangen über die aufeinander folgenden Dynoden zu den jeweiligen Kollektoren der Transistoren und liefern so den nötigen Anodenstrom. Die Ratenabhängigkeit der Ausgangssignale zeigt ein ähnliches Verhalten wie bei der Standardbasis. Durch die zusätzlich verstärkende Wirkung der Transistoren erhält man jedoch etwas größere Signale. Bei 600 V bleibt das Signal von 40 mV stabil bis 2 MHz, bei 650 V verdoppelt sich bereits die Amplitude auf 80 mV, bleibt aber nur bis etwa 1.2 MHz stabil. Bei höheren Raten fällt die Amplitude unabhängig von der gewählten Spannung auf weniger als 30 mV ab (Abbildung 4.12).

Booster Basis Um zu verhindern, dass die Spannung aufgrund der großen Querströme, die bei hohen Raten am Ende der Dynodenstufe fließen, einbricht, werden die letzten drei Dynoden über eine externe Spannungsversorgung und ein angepasstes, passives Widerstandsnetzwerk mit deutlich kleineren Widerständen stabilisiert. Die anzulegende Spannung von $U_{Boost} = \frac{3}{13} \cdot U_{PM}$ sorgt dafür, dass alle drei Dynoden gleichmäßig mit Spannung versorgt werden. Bei einer angelegten Spannung von 650 V am Photomultiplier kann so über den maximalen Ratenbereich von über 6 MHz das Signal stabil bei 50 mV gehalten werden (vgl. Abbildung 4.12). Bei 750 V sinkt die Amplitude erst ab 3.5 MHz Signalarate, fällt aber nicht unter 100 mV. Erhöht man die Spannung weiter auf 850 V, lassen sich Ausgangssignale von 160 mV erzielen, die von 100 kHz bis 2.5 MHz konstant bleiben. Bei 6 MHz stellt sich dann ein Endwert von 90 mV ein.

Aufgrund der hohen Signalstabilität bei Raten von über 6 MHz pro Kanal und damit über 100 MHz auf der gesamten Kathodenfläche ist der Photomultiplier H6568 in Verbindung mit der Booster Basis gut geeignet, um in den Faserhodoskopen für das COMPASS Experiment eingesetzt zu werden.

Um jedoch keinerlei Risiko im späteren Experimentbetrieb einzugehen, wurden im Vergleich zum Testmodell bei den zum Einsatz kommenden Photomultipliern die letzten *vier* anstatt nur der letzten *drei* Dynoden mit einer externen Spannungsversorgung stabilisiert (vgl. Abbildung A.2).

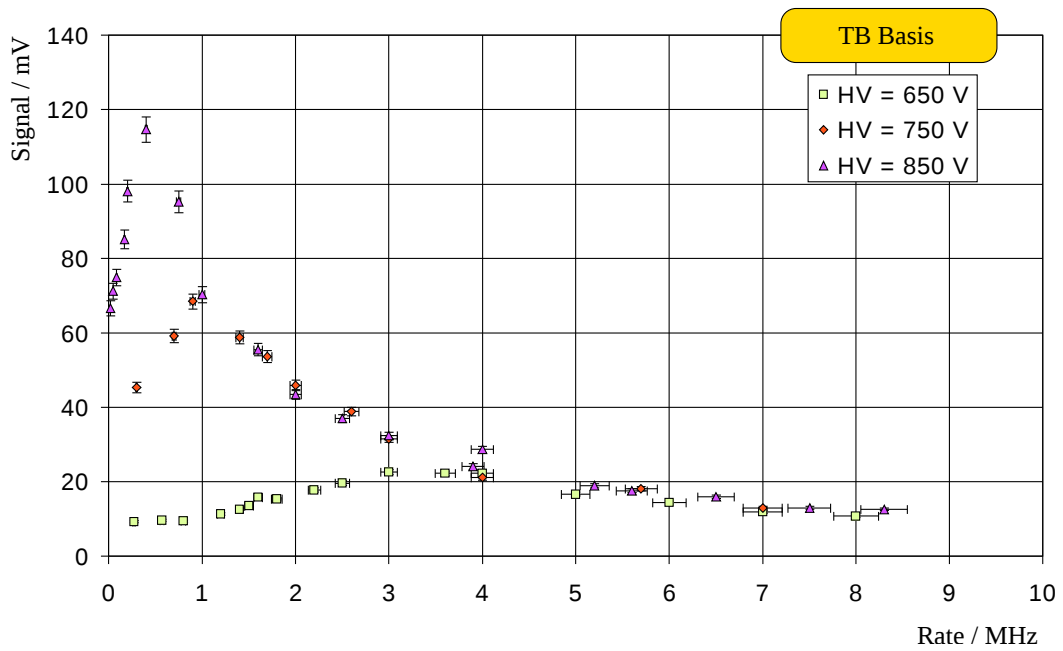
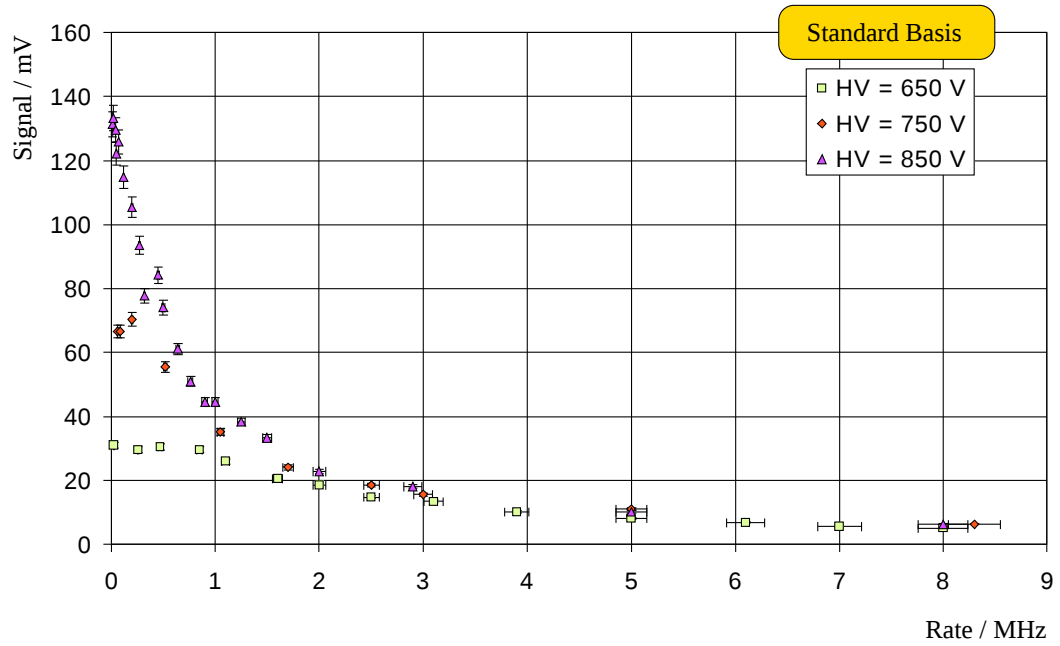


Abbildung 4.11: Signalamplitude als Funktion der Strahlrate bei verschiedenen Spannungen am Photomultiplier. **Oben:** Standard Basis - **Unten:** Tapered Bleeder Basis

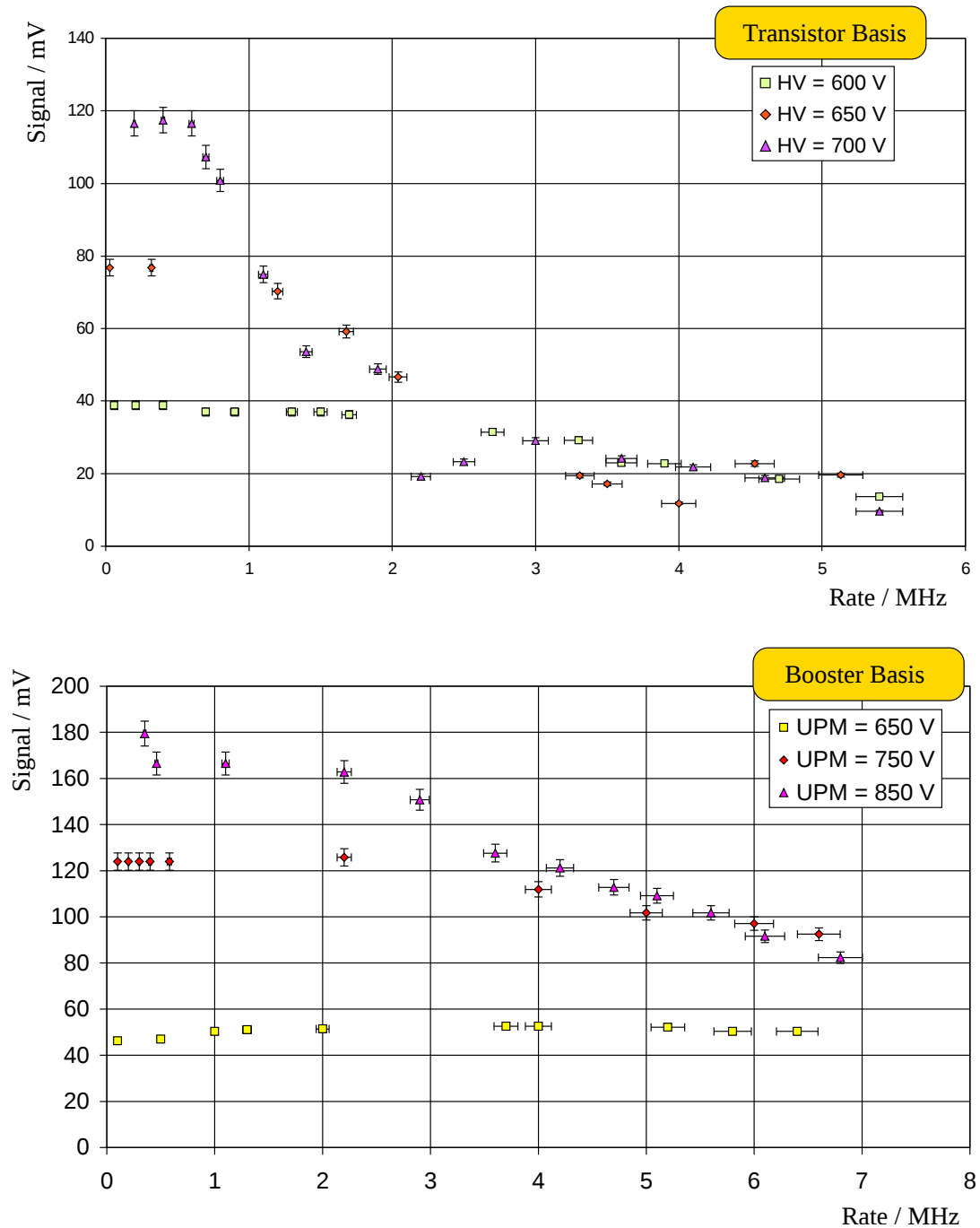


Abbildung 4.12: Signalamplitude als Funktion der Strahlrate bei verschiedenen Spannungen am Photomultiplier. **Oben:** Transistor **Basis-** Unten : Booster Basis

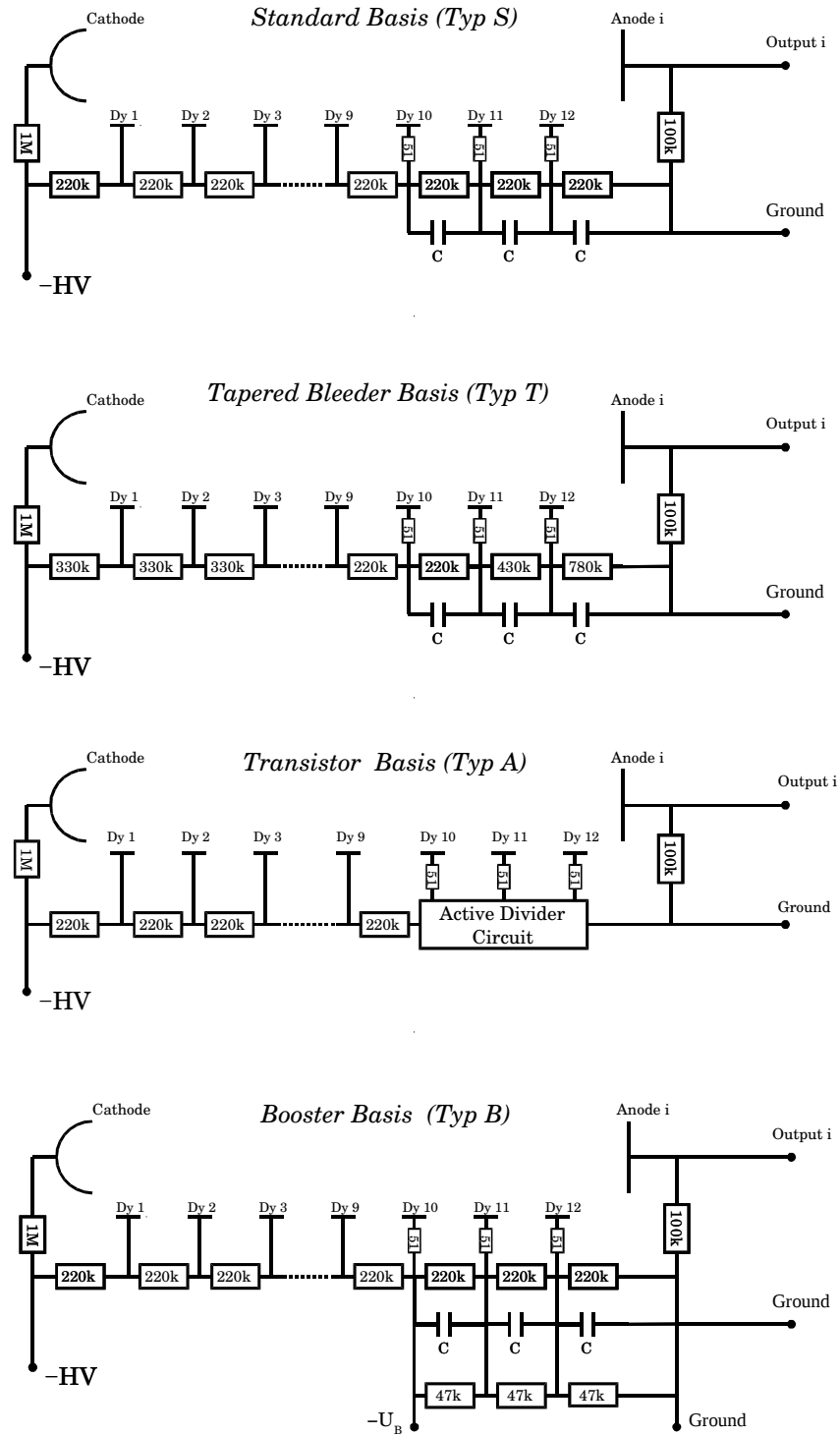


Abbildung 4.13: Die unterschiedlichen Basentypen für den Photomultiplier H6568

4.3.1.3 Zeitauflösung

Eine wichtige Eigenschaft für den Einsatz der Faserhodoskope im COMPASS Experiment ist deren Zeitauflösung. Diese sollte auch bei den zu erwartenden hohen Raten von 3 MHz pro Kanal nicht schlechter als 500 ps sein, um eindeutige Korrelationen zwischen den verschiedenen Detektorstationen herstellen zu können. Im Rahmen der Messungen zur Ratenstabilität wurden mit einem leicht veränderten Aufbau Zeitauflösungen als Funktion der Strahlrate und darüber hinaus als Funktion der Photoelektronenzahl gemessen. Durch Zentrieren einer Faser zwischen zwei Photokathoden des Photomultipliers konnte aus der gemessenen Zeitdifferenz zwischen den beiden Kanälen die Zeitauflösung bestimmt werden. Die verbleibenden 14 Kanäle wurden dabei wie bisher mit Szintillationslicht beleuchtet, so dass der Photomultiplier unter voller Last betrieben wurde. Eine Reduzierung der Photoelektronenzahl konnte mit Hilfe von Absorberfolien zwischen Fasern und Eintrittsfenster des Photomultiplier erreicht werden.

Die Zeitabnahme erfolgte mit einem Standard LeCroy 623B Leading Edge Diskriminator [LeC92]. Dieser Diskriminator enthält in einem Standard NIM Gehäuse 8 Diskriminatorskanäle, von denen jeder individuell in einem Schwellenbereich von -30 mV bis -1.0 V stufenlos eingestellt werden kann. Aufgrund der weiten Verbreitung und Zuverlässigkeit dieses Typs wurde er auch in späteren Messungen immer als Referenz herangezogen.

Zunächst wurde in einem Strahlratenbereich von 100 kHz bis 5 MHz die Zeitauflösung von 25 photoelektron-äquivalenten Signalen bestimmt. Die korrespondierende Schwelle zur Definition des Zeitpunktes, wurde in zwei unabhängigen Messreihen zunächst in die Gegend des Ein-Photonen-Signals (= 24 mV) gesetzt und dann verdoppelt. Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abbildung 4.14:

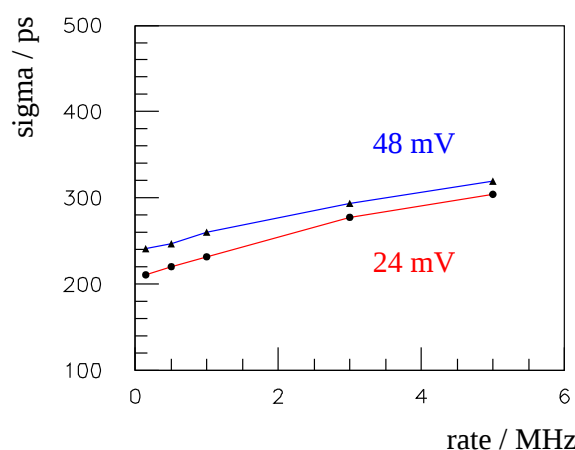


Abbildung 4.14: Zeitauflösung als Funktion der Strahlrate und korrespondierender Diskriminatorschwelle

Der Verlauf der Kurven zeigt, dass eine Verschlechterung der Zeitauflösung um 30% eintritt, wenn die Strahlrate von 100 kHz auf 5 MHz ansteigt, was im wesentlichen auf 'Pile-Up'-Effekte zurückzuführen ist. Weiterhin ist zu beobachten, dass sich die Zeitauflösung bei Verdoppelung der Diskriminatorschwelle über den ganzen Ratenbereich um etwa 12% verschlechtert.

Um den Einfluss der Anzahl der Photoelektronen (PE) auf die Zeitauflösung zu erforschen, wurde in einem nächsten Messschritt bei einer Strahlrate von 1 MHz die Anzahl der Photoelektronen von 25 PE auf 15 PE herabgesetzt. Verglichen wurde ebenfalls bei einer Schwelle im SER- bzw. doppelt so hohen Amplitudenbereich. Bei einer Schwelle, die dem Zwei-Photonen-Signal entspricht, bewirkt eine

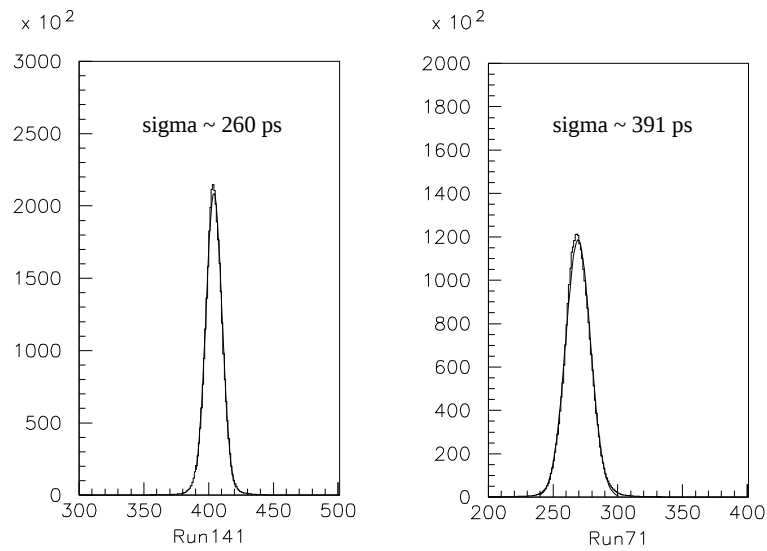


Abbildung 4.15: Gemessene Zeitauflösungen bei einer Strahlrate von 1 MHz - **links:** 25 Photoelektronen - **rechts:** 15 Photoelektronen

Halbierung der Photoelektronen eine Erniedrigung der Zeitauflösung um 33%. Setzt man die Schwelle auf Höhe des SER, ist der Verlust mit 25% etwas geringer. Das Ergebnis zeigt, dass sowohl eine ausreichende Anzahl an Photoelektronen als auch eine niedrige Schwelle für die am Experiment erforderliche Zeitauflösung notwendig sind. Tabelle 4.2 fasst die Ergebnisse zusammen.

	24 mV	48 mV
σ_{15PE}	312 ps	391 ps
σ_{25PE}	232 ps	260 ps

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Abhängigkeit der Zeitauflösung von Photonenstatistik und gesetzter Schwelle. Die Fit-Fehler liegen in der Größenordnung von $\sim 1\%$.

Die Diskriminatorschwelle sollte jedoch nicht sehr viel niedriger als die Amplitude des Ein-Photonen-Signals gesetzt werden, da ansonsten im Detektor fälschlicherweise Ereignisse registriert werden, die nur dadurch bedingt sind, dass die Schwelle im Bereich des Rauschens liegt. Wird die Schwelle zu hoch gewählt, verschlechtert sich die Zeitauflösung und es gehen Ereignisse verloren (vgl. auch Abschnitt 4.4.3.4). Es muss also ein Kompromiss zwischen guter Zeitauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit gefunden werden.

Im Folgenden wurde untersucht, wie der Einsatz von zwei Schwellen und damit die Messung von zwei Zeitpunkten pro Detektorsignal die Zeitauflösung weiter steigern lässt. Dieses Verfahren erlaubt eine sog. „Time Zero Extrapolation“ (TZE), bei dem der Zeitnullpunkt, an dem das Ereignis stattfindet, durch eine lineare Extrapolation der beiden gemessenen Zeiten festgelegt wird (vgl. Abbildung 4.16).

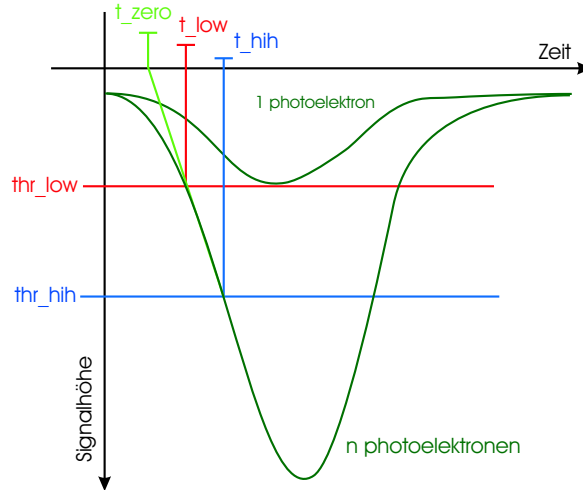


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung zum TZE Verfahren

Der Zeitnullpunkt t_{zero} lässt sich aus einfachen geometrischen Überlegungen aus den beiden Zeiten t_{low} , t_{high} und den dazugehörigen Schwellen thr_{low} und thr_{high} berechnen:

$$t_{zero} = t_{high} - r \cdot (t_{high} - t_{low}) \quad (4.4)$$

$$r = \frac{thr_{high}}{thr_{high} - thr_{low}} \quad (4.5)$$

Durch Variation des Parameters r über einen geeigneten Bereich in engen Schritten kann der Wert der Zeitauflösung von t_{zero} experimentell optimiert werden. In mehreren Messreihen wurde untersucht, inwieweit sich die Zeitauflösung durch dieses Verfahren bei verschiedenen Schwellen und Strahlraten steigern lässt.

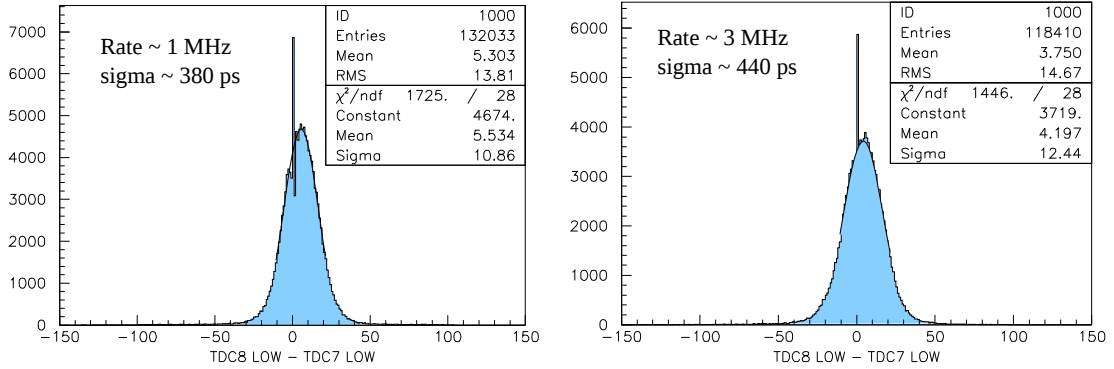


Abbildung 4.17: Zeitauflösung bei niedriger (**links**) bzw. hoher (**rechts**) Rate - bestimmt aus der gemessenen Zeit t_{low} . Die Spitzen bei Kanal 0 sind elektronische Artefakte der Datenaufnahme.

Zur Bestimmung von $\sigma^{t_{zero}}$ wurde bei drei verschiedenen Schwellenpaaren (100:200, 120:240, 140:280 mV) und drei verschiedenen Strahlraten (1-2-3 MHz) gemessen. Die Spannung am H6568 Booster Basis betrug $U_{PM}=750$ V ($U_{Boost}=230$ V), die Signale entsprachen 12 ausgelösten Photoelektronen an der Kathode, bei mittleren Signalhöhen nach Verstärkung zwischen 600 mV und 1000 mV.

Betrachtet man das Schwellenpaar 120/240 mV, so erhält man aus der zur low-Schwelle korrespondierenden Zeit t_{low} bei 1 MHz Strahlrate eine Zeitauflösung von 380 ps. Steigert man die Rate auf 3 MHz erhöht sich dieser Wert um etwas mehr als 10% auf 440 ps (vgl. Abbildung 4.17).

Führt man jetzt die Parametervariation von $r = 1$ bis $r = 3$ in 0.1 Schritten durch, so erhält man den funktionalen Verlauf von $\sigma^{t_{zero}}$ in Abhängigkeit des Parameters r . Dieser Verlauf weist ein Minimum bei $r = 1.6$ auf, dessen Wert bei etwa 340 ps liegt - also 10% besser als der Wert, den man über die reine low-Zeit ($r = 1$) erhält. Abbildung 4.18 zeigt den funktionalen Verlauf für die untersuchten drei Schwellenpaare bei 1 MHz Strahlrate.

Man kann deutlich erkennen, dass das Minimum für die unterschiedlichen Schwellenpaare bei jeweils anderen r -Werten liegt, was vom nicht linearen Anstieg der Signale herrührt. Bei einem linearen Anstieg sollte sich gemäß Gleichung (4.5) ein Wert von $r=2$ ergeben. Legt man die so gefundenen Werte für die Berechnung der Zeitauflösung $\sigma^{t_{zero}}$ als Funktion der Diskriminatorschwelle und Strahlrate zugrunde, erhält man die in Tabelle 4.3 zusammengefassten Ergebnisse. Die Steigerung der Zeitauflösung beträgt je nach gesetzter Schwelle - jedoch unabhängig von der jeweiligen Strahlrate - zwischen 10% und 15%.

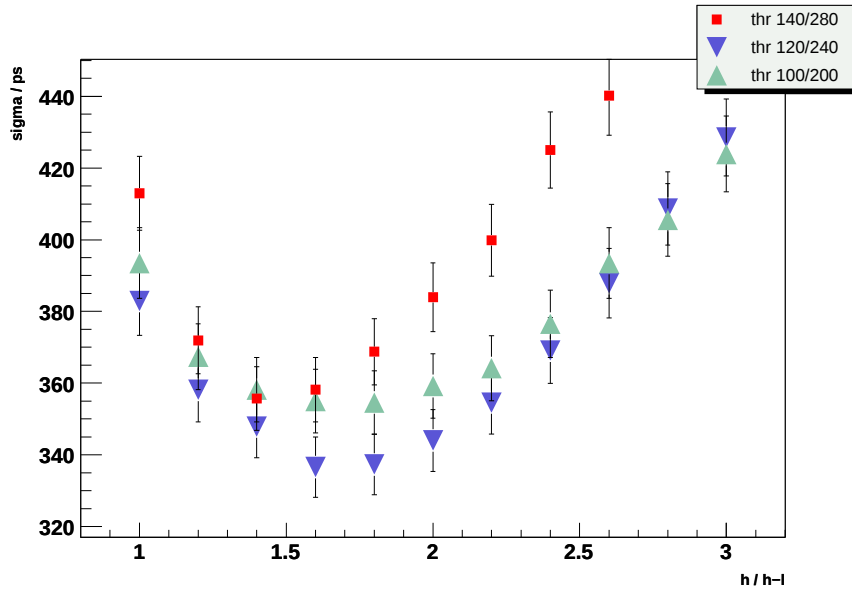


Abbildung 4.18: Variation des r -Parameters (Gleichung 4.4) für verschieden eingestellte Schwellen.

Neben der Möglichkeit, die Zeitauflösung des Detektors zu optimieren, bietet die Verwendung einer Doppelschwelle weitere Vorteile. So kann beispielsweise aus der Differenz der zwei Zeitinformationen eine Veränderung der Signalamplitude im laufenden Betrieb überwacht werden (vgl. Abschnitt 4.4). Da für die COMPASS Faserhodoskope aus Kostengründen keine ADC-Auslese vorgesehen ist, ist dies eine einfache Möglichkeit, eine „quasi-analog“-Information zu erhalten. Des weiteren ist es möglich, aus den zusätzlich aufgezeichneten Informationen eine einfache Zuordnung von Clusterschwerpunkten im Überlappbereich der Fasern zu finden und damit die Zeit- und die Ortsauflösung des Systems zu verbessern (vgl. Kapitel 5 Abschnitte 5.3 und 5.4). Allerdings verursacht die Verwendung ei-

	100/200 mV			120/240 mV			140/280 mV		
	$\sigma^{t_{low}}$	$\sigma^{t_{zero}_{hard}}$	$\sigma^{t_{zero}_{soft}}$	$\sigma^{t_{low}}$	$\sigma^{t_{zero}_{hard}}$	$\sigma^{t_{zero}_{soft}}$	$\sigma^{t_{low}}$	$\sigma^{t_{zero}_{hard}}$	$\sigma^{t_{zero}_{soft}}$
1 MHz	395ps	355ps	356ps	384ps	343ps	338ps	421ps	384ps	356ps
2 MHz	410ps	372ps	372ps	402ps	372ps	351ps	436ps	413ps	368ps
3 MHz	430ps	403ps	383ps	439ps	426ps	384ps	454ps	453ps	383ps
Ratio r	1	2	1.8	1	2	1.6	1	2	1.4

Tabelle 4.3: Mit dem TZE-Verfahren erreichte Zeitauflösungen $\sigma^{t_{zero}_{soft}}$ bei unterschiedlich gesetzten Schwellen, verschiedenen Strahlraten und optimiertem r -Wert. Im Vergleich dazu die resultierenden Werte für die gemessene low-Zeit $\sigma^{t_{low}}$ ($r = 1$) bzw. für das echte Verhältnis von $r = 2$ ($\sigma^{t_{zero}_{hard}}$).

ner Doppelschwelle auch eine Kostenverdoppelung im Diskriminator- und TDC-Auslesebereich.

4.3.1.4 Magnetfeldmessungen

Positionsbedingt werden drei von vier Faserhodoskopen im Spektrometerbereich wegen ihrer unmittelbarer Nähe zu den großen Spektrometermagneten SM1 und SM2 magnetischen Streufeldern zwischen 10 mT und 100 mT ausgesetzt sein. Da Photomultiplier bauartbedingt durch magnetische Felder in ihrer Funktionsweise beeinträchtigt werden, wurde im Vorfeld ausführlich untersucht, welche Maßnahmen zur Abschirmung möglich sind [Hee00]. Die wichtigsten Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefasst.

Messaufbau Um die erforderliche Magnetfeldstärke von 100 mT für die Tests bereitzustellen, wurde ein ringförmiger Elektromagnet mit einem inneren Durchmesser von 150 mm und einer Tiefe von 60 mm verwendet (vgl. Abbildung 4.19). Der untersuchte Photomultiplier konnte im Zentrum der Spule fixiert werden. Das erforderliche Licht für die Beleuchtung der Kathodenkanäle stellte ein speziell für Labormessungen entwickeltes, gepulstes LED-System [Web99] zur Verfügung. Die Wellenlänge der Leuchtdiode emittiert bei 420 nm und kann bei Raten zwischen 1 Hz und 2 MHz betrieben werden. Für die Messungen wurde eine Frequenz von 1 kHz gewählt. Gegenstand der Untersuchungen war es, herauszufinden, wie stabil

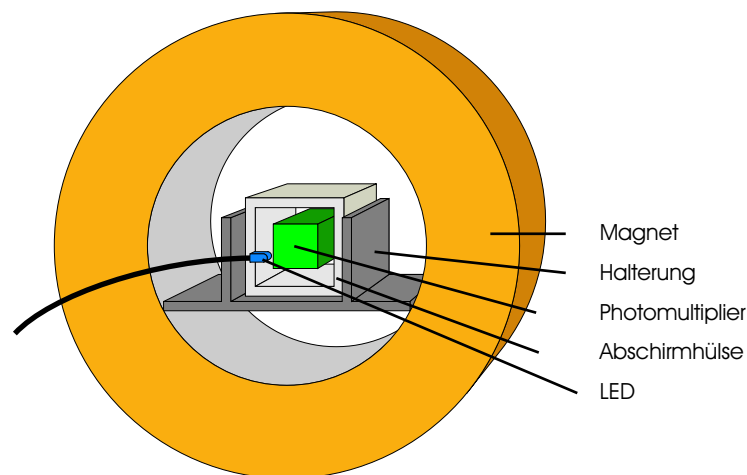


Abbildung 4.19: Experimenteller Aufbau um das Verhalten des H6568 in magnetischen Feldern zu studieren.

die Signale in Abhängigkeit der relativen Lage des H6568 zum Feld sind und mit welchen Mitteln Instabilitäten wirksam unterbunden werden können. Zu diesem Zweck wurde der Photomultiplier sowohl parallel, als auch orthogonal zum ange-

legten H-Feld orientiert (vgl. Abbildung 4.20) und die Signalhöhen als Funktion des H-Feldes aufgezeichnet.

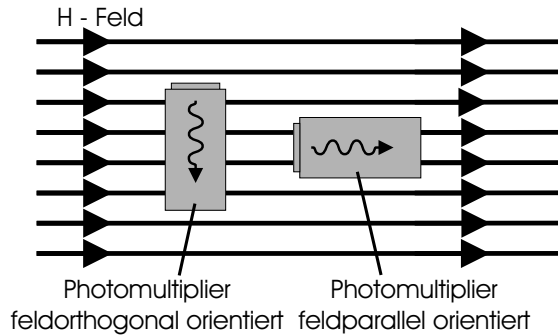


Abbildung 4.20: Relative Orientierung des H6568 zum angelegten H-Feld. Zu jeder Position wurden zusätzlich alle vier möglichen Rotationen um die Längsachse des Photomultipliers (z-Achse) vermessen.

Feldparallel Unabhängig von der Drehung um die z-Achse, mit der der Photomultiplier parallel zum H-Feld angeordnet ist, bleibt das Ausgangssignal bis nur 12 mT [Hee00] konstant, um dann sehr schnell abzufallen.

Feldorthogonal Im Gegensatz zum feldparallelen Fall zeigt sich bei dieser Messung eine klare Abhängigkeit der Signalstabilität als Funktion der gewählten z-Rotation. Dabei sind die Signalamplituden je nach Rotationslage zwischen minimal 25 mT und maximal 50 mT stabil, um dann bei entsprechen höheren Feldstärken einzubrechen [Hee00].

Abschirmungen Da sowohl bei feldparalleler als auch bei feldorthogonaler Orientierung des Photomultiplier im besten Fall eine Signalstabilität bis etwa 50 mT gewährleistet werden kann, ist der Einsatz einer Feldabschirmung unabdingbar. Getestet wurde der Einfluss verschiedener Materialien unterschiedlicher Stärken. Die Dimensionen des jeweiligen Abschirmgehäuses (Vierkantrohr) waren mit einer Länge von 70 mm und innerer Kantenlänge von minimal 31 mm an die Geometrie des Photomultiplier angepasst. Tabelle 4.4 gibt einen Überblick über die verwendeten Abschirmungen. Ausgangspunkt der Messungen war die Orientierung, bei denen das Signal im nicht abgeschirmten Fall am stabilsten war. Im feldorthogonalen Fall zeigte sich, dass alle Kombinationen einen ausreichenden Schutz vor dem Zusammenbruch des Signals bis zu 100 mT gewährleisten. Aufgrund der hohen Materialkosten von Weicheisen und μ -Metall, sowie der starken Erschütterungsempfindlichkeit speziell des μ -Metalls, erscheint der Einsatz von Stahl mit einer Wandstärke von 5 mm die ökonomischste Lösung zu sein. Abbildung 4.21 - oben - zeigt die Messpunkte von Stahl bei verschiedenen Wandstärken.

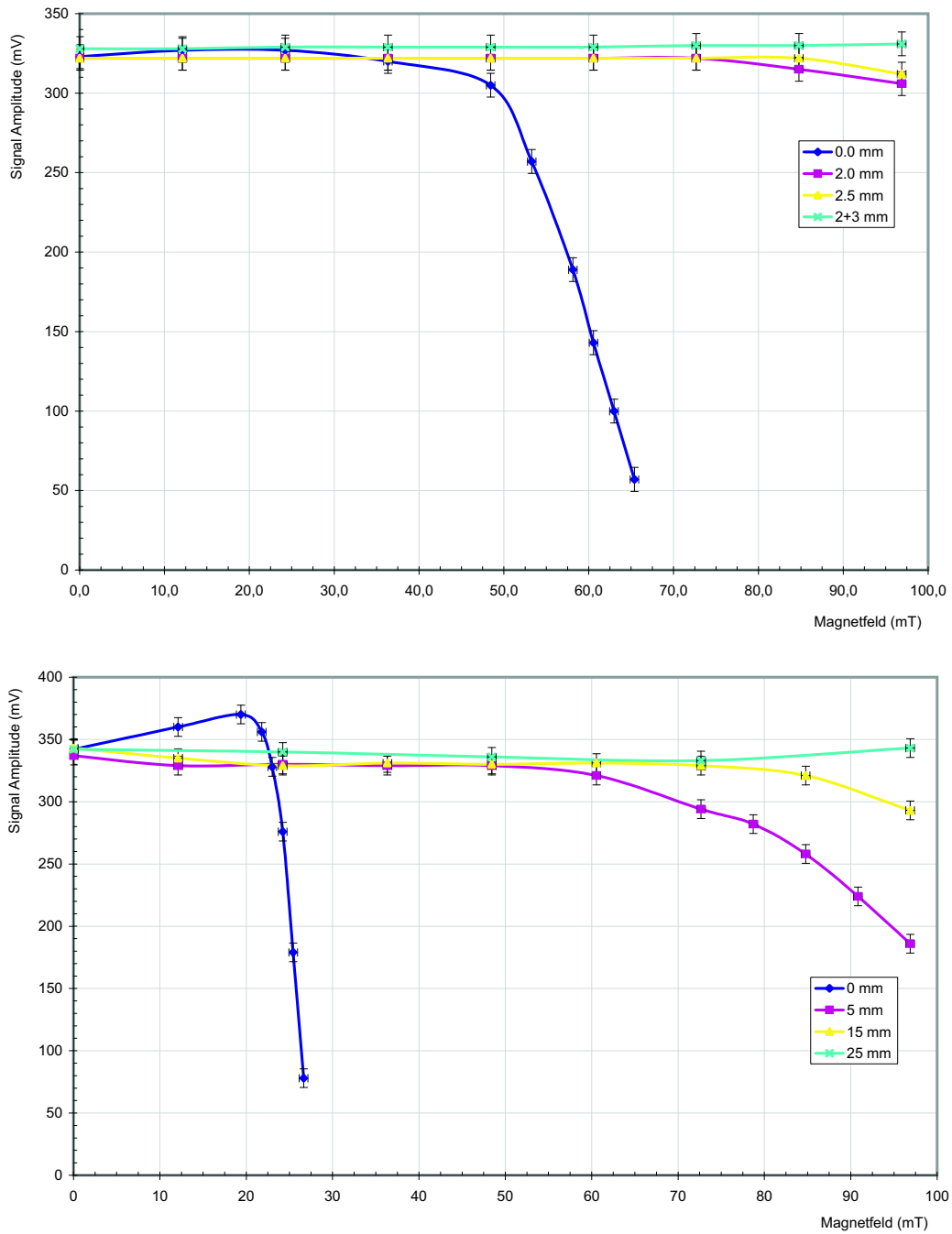


Abbildung 4.21: Messungen zur H-Feld Abschirmung. Oben: Ausrichtung des PM H6568 orthogonal zum Feld. Unten : Ausrichtung des PM H6568 parallel zum Feld. Die blaue Kurve zeigt den jeweiligen Verlauf ohne Abschirmgehäuse.

Material	Wandstärke	Kantenlänge
Stahl	2.0 mm	33.0 mm
Stahl	2.5 mm	36.5 mm
Stahl	3.0 mm	47.0 mm
μ -Metal	2.0 mm	34.0 mm
Weicheisen	2.0 mm	33.0 mm
Weicheisen	3.0 mm	34.0 mm

Tabelle 4.4: Material und dessen Abmessung für die Untersuchungen zur Magnetfeldabschirmung

Im feldparallelen Fall stellte sich heraus, dass der entscheidende Parameter für einen wirksamen Schutz vor dem H-Feld, die Länge des Überstandes der Abschirmhülse im Bereich der Photokathode ist. Ein Überstand von 25 mm, gemessen ab dem Eintrittsfenster des Photomultiplier, ist mindestens erforderlich, um diesen Schutz zu gewährleisten (vgl. Abbildung 4.21 - unten). Alle untersuchten Materialien sind für den Einsatz gut geeignet, so dass aus oben genannten Gründen die Wahl auf das Stahlgehäuse mit einer Wandstärke von 5 mm gefallen ist.

4.3.2 Szintillierende Fasern und Lichtleiter

Wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben wurde, ist eine möglichst große Anzahl der an der Photokathode emittierten Photoelektronen das entscheidende Kriterium für das Resultat einer guten Zeitauflösung. Bei gegebener Quanteneffizienz des Photomultipliers ist folglich die Zahl der entstehenden Photonen pro Ionisationsprozess in der szintillierenden Faser und der Transport zur Kathode des Photomultipliers das Auswahlkriterium.

4.3.2.1 Materialauswahl

Um für das COMPASS Experiment geeignete Fasern auszuwählen, wurde eine Reihe von Fasern unter realistischen Bedingungen mit minimal ionisierenden Teilchen getestet [Näh98]. Bei den untersuchten runden Fasern handelte es sich um Produkte der Firmen Kuraray und PolHihTec mit Durchmessern zwischen 0.5 mm und 1.0 mm. Es zeigte sich, dass der Fasertyp SCSF 78MJ der Firma Kuraray [Kur98] die mit Abstand höchste Lichtausbeute liefert und so für einen Einsatz in den Faserhodoskopen besonders gut geeignet ist. Der Grund für die hohe Lichtausbeute liegt zu einem großen Teil in einer zweiten Claddingschicht, die einen Anteil der an der ersten Claddingschicht verlorenen Photonen wieder in den *Core* zurückreflektiert und für den Weitertransport in der Faser zum Photomultiplier verfügbar macht (vgl. Abbildung 4.1). Dieser Fasertyp wurde speziell

für eine verbesserte Strahlenhärte entwickelt und seine Abschwächlänge^{‡‡} liegt bei etwa 150 cm. Als Lichtleiter wurde der Typ Clear-PSMJ des gleichen Herstellers gewählt, da er bezüglich Aufbau und Dicke der Cladding-Schichten so an die szintillierende Faser angepasst ist, dass am Übergang der Grenzschicht 'aktive Faser - Lichtleiter' kein zusätzlicher, signifikanter Lichtverlust durch Auskopplung von Licht zu erwarten ist. Die Abschwächlänge dieser Lichtleiter liegt bei 4 m. Bei einer Länge von maximal 1.5 m beträgt der Lichtverlust auf der Transportstrecke weniger als 30%.

4.3.2.2 Ankopplung an die Lichtleiter

Für die Verbindung von szintillierender Faser und Lichtleiter wurde eine Schweißtechnik entwickelt, die eine mechanisch stabile und strahlenharte Verbindung bei geringem Lichtverlust herstellt [S⁺02b, Näh98]. Für dieses Verfahren müssen die zu verbindenden Faserstirnflächen zunächst planparallel poliert werden. Dieser Vorgang geschieht auf einer rotierenden Schleifscheibe mit Naßschleifpapier unterschiedlicher Körnungsgrade [Teu98]. Als für die Stabilität der Verbindung optimal hat sich ein Polierkorndurchmesser von 10 μm herausgestellt. Im Anschluss werden die polierten Faserenden mit einer Isopropanol-Lösung im Ultraschallbad gereinigt. Zum Verschweißen werden die beiden Fasern in einem, dem Durchmesser entsprechenden Glasröhrchen lokal bis zum Fließpunkt von Polysterol bei etwa 105°C bis 110°C erhitzt. Während des gesamten Schweißvorganges müssen die Faserenden mit konstantem Druck gegeneinander gepresst werden, da ansonsten an der Verbindungsstelle Lufteinschlüsse entstehen können, die Lichtverluste hervorrufen und die mechanische Stabilität beeinträchtigen. Die Licht-Transmission der so erzeugten Verbindung beträgt 95%.

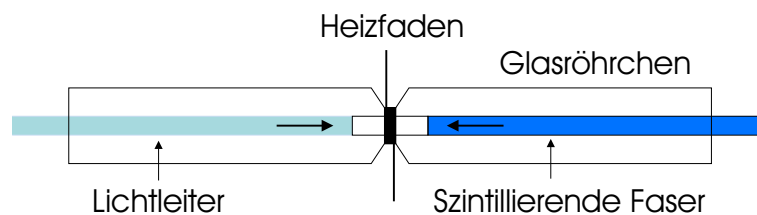


Abbildung 4.22: Aufbau zum Verschweißen von Fasern.

Der entscheidende Vorteil im Vergleich zum Verkleben der beiden Fasern mit optischem Epoxydharz ist, dass eine Eintrübung oder braune Verfärbung [Näh98] bei den zu erwartenden hohen Strahlendosen nicht eintritt. Des weiteren kann jede einzelne Verbindung vor der Integration in das Detektormodul auf ihre Qualität geprüft und falls nötig, mit geringem Aufwand durch erneutes Schleifen und Polieren wieder verwendet werden.

^{‡‡}Strecke, nach der die Lichtintensität auf den Faktor $1/e$ abgesunken ist

4.3.2.3 Strahlenhärte

Durchdringen Teilchen mit ionisierender Wirkung Kunststoff-Polymere, werden freie Radikale im Material gebildet, die Strahlenschäden verursachen. Radikale sind Atome, Moleküle oder Ionen mit ungepaarten Bindungselektronen, die chemisch sehr reaktionsfreudig sind. Sie können als Farbzentren wirken, die zusätzlich Licht im UV-Bereich absorbieren [Clo96]. Dadurch wird die Effizienz der Wellenlängenschieber im Szintillator und damit die Lichtausbeute im sichtbaren Bereich stark reduziert [Bar96, Bro93]. Bei Strahlungsdosen von mehr als 50 kGy nimmt Polysterol durch die steigende Radikalkonzentration eine gelblich-grüne Färbung an, die die Transparenz deutlich herabsetzt. Nach der Bestrahlung verschwindet diese Färbung durch Sauerstoffdiffusion in das Material. Der Sauerstoff reagiert mit den freien Radikalen [Bro93, BPD92], was zu Kettenbrüchen in der Polymerstruktur führt und dadurch die Transparenz dauerhaft verringert [BPD92].

Bestrahlungstests Um die Strahlenhärte der szintillierenden Faser vom Typ SCSF-78MJ und den Lichtleitern Clear PSMJ zu untersuchen, wurden am Meßplatz für medizinische Experimente [Teu98] am Erlanger Tandembeschleuniger eine Reihe von Bestrahlungstests durchgeführt. Die Bestrahlung erfolgte mit Protonen der Energie 10-11 MeV bei Strahlraten von bis zu 10 MHz pro mm².

Zunächst wurde in einem ersten Test ein 8 mm langer Abschnitt entlang der szintillierenden Faser mit einer Dosis von 100 kGy bestrahlt. Nach einer Abklingzeit von 48 Stunden wurde das Szintillationsverhalten der Faser mit einer ⁹⁰Sr-Quelle im Labor entlang der Faserachse und relativ zum bestrahlten Bereich vermessen. Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abbildung 4.23. Das Längsprofil zeigt, dass im bestrahlten Bereich eine Schädigung der Faser eingetreten ist. Vergleicht man die Signalamplituden an den Rändern des bestrahlten Bereiches mit den Ausgangsamplituden, ist die Szintillationseffizienz um etwa 15% gesunken. Die unterschiedlich hohen Signalhöhen vor und hinter dem bestrahlten Bereich lassen darauf schließen, dass neben der Szintillationseffizienz auch Licht-Transportmechanismen beeinträchtigt worden sind.

Da die Lichtleiter mit einer Länge von maximal 1.5 m einen nicht unerheblichen Flächenanteil des Strahlhalos abdecken und von Reaktionsteilchen passiert werden, kann jede strahlungsinduzierte Verringerung der Abschwächlänge die Lichtausbeute am Photomultiplier stark vermindern. Insbesondere bei Detektorstation FI08XY gilt es zu bedenken, dass hier die Lichtleiter aufgrund ihrer aus dem Strahl herausgeschobenen Position, zusätzlich vom Randbereich des Strahls erfasst werden. An dieser Stelle ist die lokale Strahlenexposition deutlich erhöht.

Aus detaillierten Halo-Messungen, die in der COMPASS Halle durchgeführt wurden [Mag98] konnte eine radiale Abhängigkeit des Teilchenflusses der Form $f(r) = a/(1 + b \cdot r^2)$ extrahiert werden. Bei einer Strahlenergie von 190 GeV

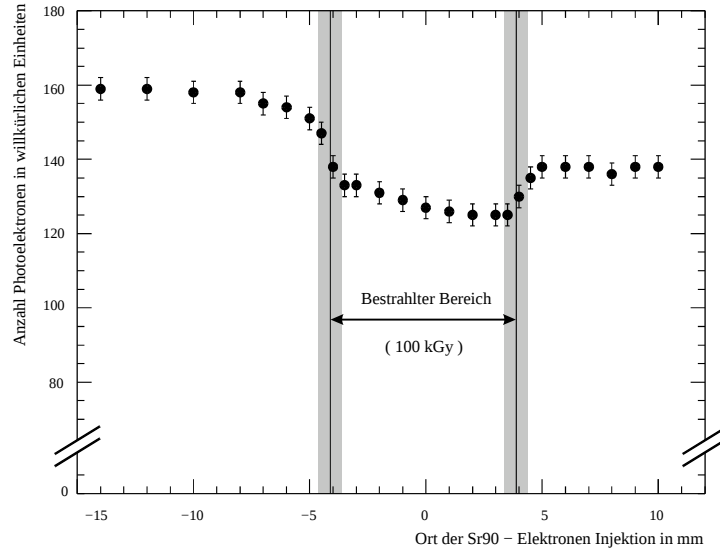


Abbildung 4.23: Szintillationsverhalten der Faser SCSF-78MJ nach einer lokalen Bestrahlung von 100 kGy. Der bestrahlte Bereich ist durch die grauen Balken angedeutet, die Photomultiplier-Auslese erfolgt von links.

und eingeschalteten Solenoidmagneten ergaben sich die Parameter zu $a = 9.249 \cdot 10^4 \mu^+ / \text{cm}^2$ und $b = 0.3871 \cdot 10^{-1} / \text{cm}^2$. Aus diesen Daten lässt sich eine zu erwartende, akkumulierte Strahlendosis gemäß Gleichung 4.1 von 2.9 kGy berechnen. Wegen der erhöhten Strahlenbelastung der Lichtleiter von Staton FI08 wurde für die Bestrahlungstests eine Dosis von 10 kGy gewählt.

Zur Bestrahlung wurden die Lichtleiter am Rand einer Kreisscheibe befestigt, die über dem Austrittsfenster am Strahlrohr des Meßplatzes ferngesteuert gedreht werden konnte. Auf diese Weise war es möglich, Fasern mit unterschiedlichen Strahlungsdosisprofilen zu bestrahlen. Jeweils zwei Fasern wurden homogen mit 10 KGy bestrahlt, mit einem halbgaußförmigen Profil mit $\sigma = 50 \text{ cm}$ bzw. $\sigma = 100 \text{ cm}$ und mit einem Profil gemäß den Messungen aus [Mag98] bestrahlt.

Nach einer Abklingzeit von einigen Wochen wurden die Fasern mit einer blauen Leuchtdiode auf ihre Transmission überprüft [Näh02]. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 4.24. Bei einer homogenen Bestrahlung mit 10 KGy verkürzt sich die Abschwächlänge von 4 m auf 1.2 m. Bei einem realistischen Dosisprofil gemäß [Mag98] beträgt der strahleninduzierte Verlust jedoch nur 11%, so dass keine signifikante Beeinträchtigung des Detektors an dieser Stelle zu befürchten ist. Tabelle 4.5 fasst die wichtigsten Ergebnisse zusammen. Abschließend lässt sich sagen, dass die zu erwartende Strahlenexposition über die Laufzeit des Experiments für die Detektoren keine den Betrieb störende Beeinträchtigung darstellen wird. Die ausgewählten Fasern sind auch unter diesen Gesichtspunkten ideal für den Einsatz im Experiment geeignet.

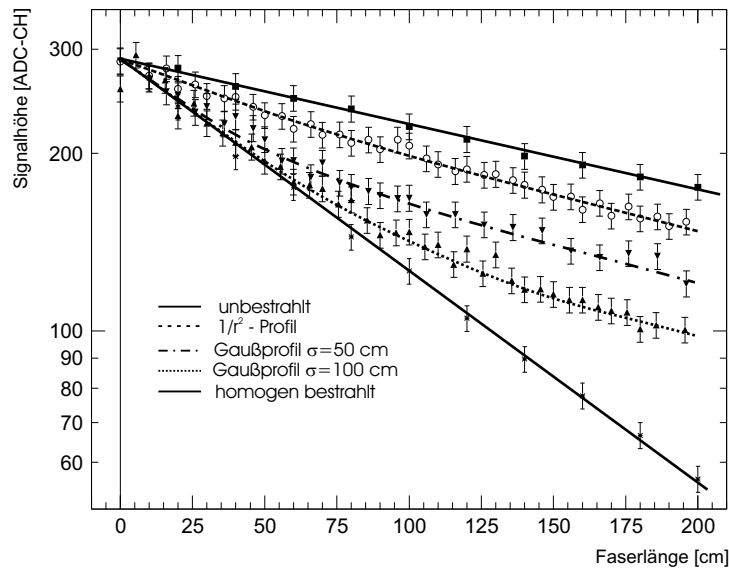


Abbildung 4.24: Einfluss der Bestrahlungsprofile auf die Abschwächlänge des Lichtleiters.

	Transmissionsverlust			
Lichtleiter	unbestrahlt	Gauß($\sigma=50\text{cm}$)	Gauß($\sigma=100\text{cm}$)	$1/r^2$
75 cm	16%	46%	36%	25%
125cm	26%	59%	47%	37%

Tabelle 4.5: Lichtverlust unbestrahlter und mit unterschiedlichen Dosisprofilen bestrahlte Lichtleiter bei zwei, im Experiment geplanten Faserlängen

4.3.2.4 Testmessung am X5

Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 verdeutlicht wurde, ist das Kriterium einer optimalen Zeitauflösung eine genügend hohe Zahl an ausgelösten Elektronen an der Photokathode des Photomultipliers. Damit verbunden ist demzufolge eine bestimmte Menge szintillierendes Fasermaterial im aktiven Bereich des Detektors. Um die Photonenstatistik zu maximieren, müssen mehrere Fasern hintereinander in Strahlrichtung angeordnet werden (vgl. Abschnitt 4.2.2). Andererseits sollte die Massenbelegung im Akzeptanzbereich des Spektrometers so gering wie möglich gehalten werden, um die Auflösung des Gesamtsystems durch zusätzlich induzierte Sekundärreaktionen, erhöhte Energieverluste von Reaktionsteilchen etc. nicht zu verringern.

Um einen Kompromiss zwischen minimaler Massenbelegung im Strahl und dem Erreichen einer - unter dieser Bedingung - optimalen Zeitauflösung zu finden wurde am X5 Messplatz am CERN eine Testmessung mit einem speziell für diesen Test entworfenen Detektormodul durchgeführt (Abbildung 4.25). Am X5

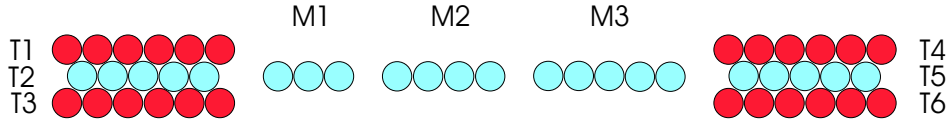


Abbildung 4.25: schematischer Aufbau des Detektors für den Test am X5 Messplatz. T1-T6 bilden den Trigger, M1-M3 werden untersucht. Der Strahl kommt von links.

Messplatz werden $M\mu$ onen mit Energien zwischen 100 GeV und 160 GeV Energie bereitgestellt. Die Strahlrate beträgt dabei ca. 10^4 Teilchen pro 100 cm^2 und Extraktionsburst [CERb].

Um herauszufinden, wieviele Fasern hintereinander eine akzeptable Zeitauflösung liefern, wurden in Strahlrichtung drei Fasermodule mit drei Fasern (M1), vier Fasern (M2) und fünf Fasern (M3) untersucht. Bei den Fasern handelte es sich um den favorisierten Typ SCSF 78MJ mit einer Länge von 50 cm. Die Lichtauslese erfolgte ebenfalls mit dem favorisierten Photomultiplier H6568 Booster Basis.

Um spezielle Bereiche der untersuchten Module auszufiltern, wurden je drei Lagen szintillierender Fasern des gleichen Typs als Triggerfasern vor und nach den Modulen ebenenparallel angeordnet (vgl. Abbildung 4.25). So konnte unter verschiedenen Triggerbedingungen die jeweilige Zeitauflösung von M1, M2 und M3 extrahiert werden. Die Triggerfasern vor den Modulen M1, M2 und M3 bildeten das für die Zeitmessung nötige „Common Start Signal“. Die Auslese und Digitalisierung erfolgte mit Standard NIM und CAMAC Elektronik, zur Datenanalyse wurde das Programm PAW* [Bru92] verwendet.

Bei den Modulen M1 und M2 wurde jeweils nur bei einer Diskriminatorschwelle (30 mV) gemessen, für das Modul M3 standen zwei Schwellen zur Verfügung (30/80 mV), so dass in diesem Fall auch das TZE Verfahren (vgl. Abschnitt 4.3.1.3) zur Zeitanalyse durchgeführt werden konnte.

Zunächst wurde die Zeitauflösung für den Fall untersucht, dass nur die zentralen Bereiche der Fasern getroffen werden. Dazu wurden die Faserreihen T1, T3 und T4, T6 als Veto-Zähler definiert, d.h. wenn in diesen Faserebenen ein Ereignis registriert wird, wird das Gesamtereignis verworfen. Um ein Gesamt ereignis aufzunehmen, bestand die Forderung nach Treffer in T2, M1, M2, M3 und T5. Die Zeitauflösung $\sigma_{M1,M2,M3}$ relativ zu den Triggerauslösenden Fasern berechnet sich dann gemäß Gleichung 4.6 :

$$\sigma_{Mx} = \sqrt{\sigma_{MxT2}^2 - \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 \cdot \sigma_{T2T5}^2} \quad (4.6)$$

*Physics Analysis Workstation

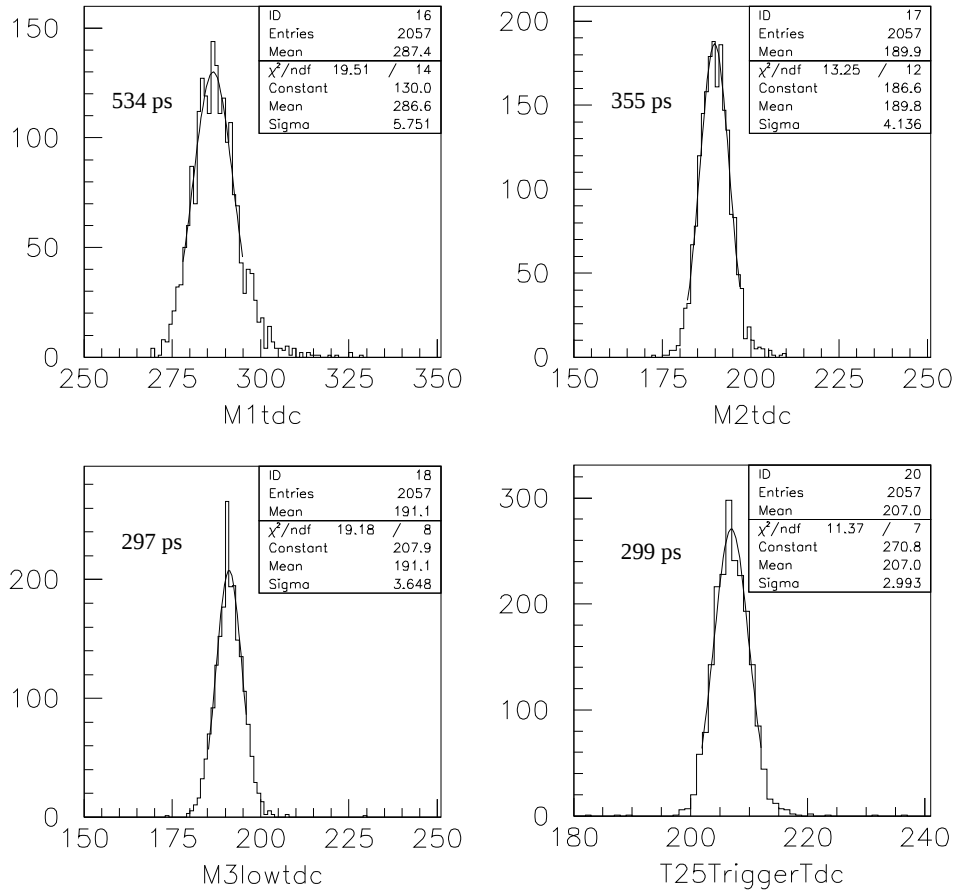


Abbildung 4.26: TDC Spektren für zentrale Treffer in den Fasern. Oben links: M1 - Oben rechts: M2 - Unten links: M3 - Unten rechts: Triggerzeit T25 ; Die Kanalaufösung beträgt 100 ps. Die angegebenen Zeitaufösungen wurden gemäß Gleichung 4.6 extrahiert. Der statistische Fehler von σ beträgt ~ 10 ps.

Unter Berücksichtigung der Triggerzeit ergeben sich für die Module M1 bis M3 folgende Zeitaufösungen : $\sigma_{M1} = 534\text{ps}$, $\sigma_{M2} = 355\text{ps}$, $\sigma_{M3} = 297\text{ps}$ (vgl. Abbildung 4.26); Mit dem TZE Verfahren für Modul M3 läßt sich die Zeitaufösung nochmals um 8% auf 273 ps steigern. Werden die Triggerbedingungen gelockert, so dass auch die Randbereiche der Fasern mit in die Zeitspektren eingehen, ergeben sich diese Werte : $\sigma_{M1} = 528\text{ps}$, $\sigma_{M2} = 384\text{ps}$, $\sigma_{M3} = 375\text{ps}$; In diesem Fall bringt das TZE Verfahren eine Steigerung um 14% auf 321 ps.

Diese Ergebnisse bestätigen die Messungen aus Abschnitt 4.3.1.3. Die zu erwartende Verschlechterung der Zeitaufösung um 20% bei einem Zuwachs der Strahlrate auf 3 MHz kann durch das TZE Verfahren kompensiert werden, so dass der Einsatz von nur 4 Fasern pro Detektorkanal ausreicht, der Forderung nach möglichst geringer Massenbelegung bei optimaler Zeitaufösung gerecht zu werden.

4.4 Messungen am Prototyp

Mit den gewonnenen Ergebnissen aus den vorangegangenen Teststudien konnte der Prototyp eines Faserhodoskopes für COMPASS gebaut werden. Ziel der Messungen am Prototyp war es, unter möglichst experimentnahen Bedingungen, wesentliche Eigenschaften des Detektors wie Homogenität, Nachweiseffizienz und Zeitauflösung zu untersuchen. Speziell zur Untersuchung der Zeitauflösung wurden mehrere Diskriminatoren mit unterschiedlichen Zeitabnahmeverfahren getestet.

Die Messungen wurden im September 1999 am CERN in Halle 888, dem Standort des COMPASS Spektrometers, durchgeführt. In einer vorab durchgeführten, 2-stufigen Inbetriebnahme der Strahlführungslinie wurde der $M\mu$ onenstrahl bezüglich Divergenz und Fokussierung optimiert [Gat99, CERa], so dass die geforderten Strahldesignwerte von $2 \cdot 10^8$ $M\mu$ onen in einem SPS-Zyklus von 14.4 s bei einer Spilldauer von 2.58 s erreicht wurden und für die Tests zur Verfügung standen. Für Messungen bei niedrigen Strahlraten konnte das Produktionstarget gewechselt [Gat] und so die Strahlrate auf $3 \cdot 10^7 \mu^+$ reduziert werden.

4.4.1 Aufbau des Prototypen

Der Prototyp wurde aus szintillierenden Fasern vom Typ Kuraray SCSF 78MJ und Lichtleitern Clear PSMJ des gleichen Typs gefertigt. Die Auslese der Fasern erfolgte über den Photomultiplier Hamamatsu H6568 Booster Basis. Die Produktionstechnik entsprach bis auf wenige Details derselben Technik, wie sie auch für die Anfertigung der endgültigen Faserhodoskope zum Einsatz kam (vgl. Abschnitt 4.5). Der Prototyp bestand aus zwei gekreuzten Ebenen, so dass neben Zeit- auch Ortskoordinaten gemessen werden konnten.

Das Detektormodul selbst wurde aus vier Lagen szintillierender Fasern mit einer Länge von 100 mm und einem Durchmesser von 1 mm aufgebaut. Der Abstand von einem Faserkanal zum nächsten betrug 0.7 mm, so dass ein Überlapp von insgesamt 36% beider Fasern bestand. Die angekoppelten Lichtleiter hatten eine Länge von 120 cm. Die Gesamtgröße der aktiven Fläche jeder Detektorlage von $(34 \times 100) \text{ mm}^2$ entsprach ungefähr einem Drittel der finalen Faserhodoskope. In beiden Richtungen wurden je 48 Kanäle über drei Photomultiplier ausgelesen. Von den 48 Kanälen je Detektorebene wurden 24 Kanäle aus aluminiumbedampften Fasern aufgebaut, um den Einfluss der Verspiegelung auf Lichtausbeute und Signalqualität zu untersuchen. Die mittleren Photomultiplier waren somit zur Hälfte mit verspiegelten und unverspiegelten Fasern belegt, so dass Abweichungen in der Verstärkung der einzelnen Kathodenkanäle getrennt betrachtet werden konnten.

Das gesamte Fasermodule wurde in eine Rohacellplatte integriert, die ihrerseits in einem Rahmen aus Aluminiumprofilen fixiert war. Die Rohacellplatte samt Detektor wurde mit schwarzer $M\mu$ larfolie lichtdicht eingepackt. Der Aluminium-

rahmen wurde in eine Trägerstruktur eingesetzt, die eine sehr genaue Höhenverstellung des Detektors relativ zum Strahl erlaubte und zudem flexibel in der Experimentierhalle positioniert werden konnte. Ein Querträger, der am äußeren Rahmen fixiert war, bildete eine Plattform, an dem die Triggerdetektoren angebracht werden konnten.

4.4.2 Trigger und Auslese

Der Trigger für die Messungen am Prototypen bestand aus vier Einzelkomponenten. Zwei, in Strahlrichtung hintereinander angeordnete, szintillierende Fasern mit einem Durchmesser von 2.5 mm wurden diagonal vor die aktive Fläche des Detektors angebracht und bildeten die Triggerelemente mit den Bezeichnungen TF1 und TF2. Mit TF1 und TF2 war es möglich, $M\mu$ onen auf der gesamten Detektorfläche nachzuweisen, die in einem etwa 2 mm breiten Korridor auf einer Faser auftreffen. Die beiden anderen Triggerelemente - TP1 und TP2 - bestanden aus Szintillatorplättchen mit einer Fläche von $30 \times 30 \text{ mm}^2$ und einer Materialstärke von 3 mm. Das Triggerplättchen TP1 wurde orthogonal zum Strahl aufgestellt

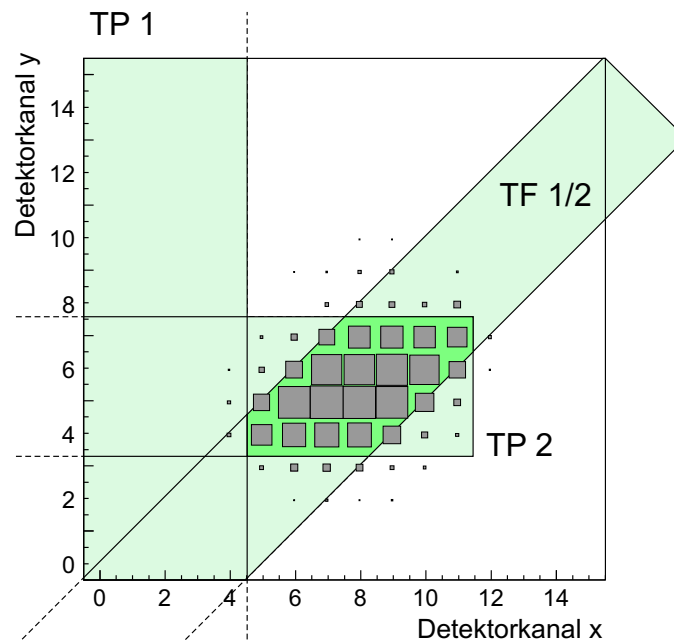


Abbildung 4.27: Räumliche Verteilung der zum Trigger korrelierten Ereignisse in der X- und Y-Ebene des Detektors unter der Bedingung : $\neg TP1 \wedge TP2 \wedge TF1 \wedge TF2$

und diente als Vetodetektor, Triggerplättchen TP2 präparierte zusammen mit TF1 und TF2 einen kleinen Triggerbereich auf der Fläche des Prototypen heraus, indem es strahlparallel und ebenenorthogonal zu TP1 orientiert war. Abbildung 4.27 verdeutlicht den Zusammenhang. Die Gesamtanordnung der Triggerdetekto-

ren war in X- und Y-Richtung fahrbar montiert und konnte ferngesteuert bedient werden.

Damit möglichst schnell und flexibel Änderungen an der Ausleseelektronik vorgenommen werden konnten, wurden alle Analogsignale über 50 m lange Kabel aus dem Bereich des Experimentes herausgeführt. Aus Strahlenschutzgründen ist ein Zutritt während des Strahlbetriebes in diesem Bereich verboten und jede Strahlunterbrechung dauert ungefähr 30 Minuten, womit ein erheblicher Zeitverlust verbunden ist. Die Kabelstrecke von 50 m verursacht eine Abschwächung der Signalamplituden von 40%, die für die weitere Analyse berücksichtigt werden muss.

Zur Aufzeichnung der Daten wurden die Signale mit Standard NIM und CAMAC Modulen digital verarbeitet und via VME[†] Bus mit einem Datenaufnahmesystem auf OS9 Basis ausgelesen. Über ein TCP/IP Netzwerk wurden die aufgezeichneten Rohdaten auf einen Linux PC transferiert, auf diesem dekodiert und analysiert. Abbildung 4.28 zeigt schematisch die Verknüpfung der Ausleseelektronik für Trigger und Detektor.

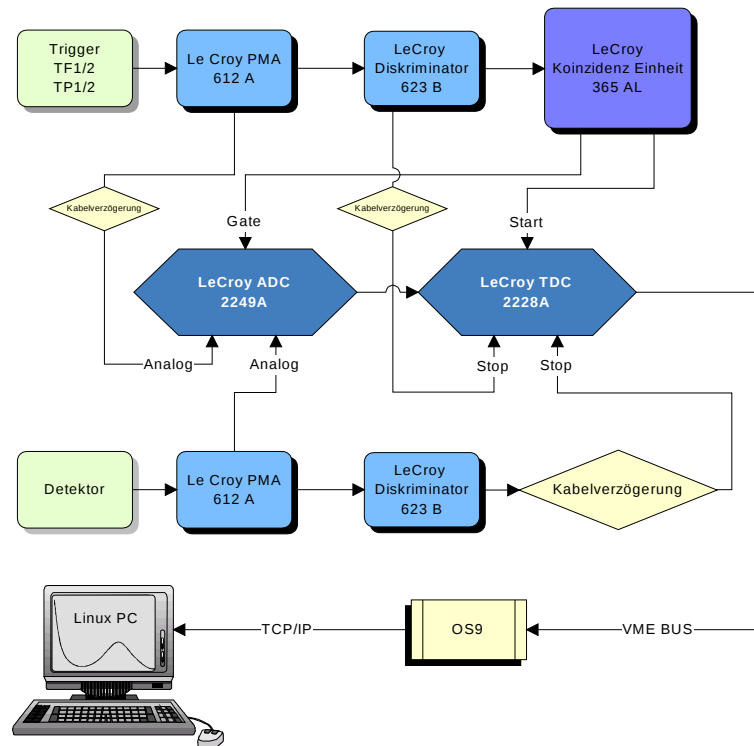


Abbildung 4.28: Darstellung der Ausleseelektronik für die Tests am Prototypen. Das Triggererelement TF2 hatte im Trigger die Zeitführung.

[†]Versabus Modified for Eurocard

Die analogen Signale von Trigger und Detektor wurden zunächst mit dem Modul LeCroy PMA 612A um den Faktor 10 verstärkt und in zwei Signale aufgeteilt. Vom Trigger wurde der eine Signalzweig mit dem Diskriminator LeCroy 623B diskriminiert und einer Koinzidenzeinheit zugeführt, die das Startsignal für die Zeitmessung am TDC[‡] gab und das Fenster für den ADC öffnete. Der andere Signalzweig wurde nach einer, die Laufzeit berücksichtigenden Kabelverzögerung in das ADC Modul geführt. Beim Detektor bildete der eine Signalzweig nach Diskriminierung und definierter Kabelverzögerung das Stoppsignal für die Zeitmessung, der andere Zweig wurde ebenfalls laufzeitausgeglichen dem ADC Modul zugeführt. Auf diese Weise konnten amplitudenkorrelierte Zeitspektren aufgezeichnet werden.

4.4.3 Ergebnisse

Zu Beginn der Messung wurden zunächst alle analogen Detektorsignale am Oszilloskop betrachtet und auf Signalhöhe, Signalform, Photoelektronenausbeute und Signal zu Untergrundverhältnis überprüft. Es stellte sich heraus, dass im Rahmen der Ablesegenauigkeit die Signalamplituden aller Kanäle sehr homogen waren und weitestgehend den im Labor gemessenen Uniformitätsschwankungen der Photomultiplier unterlagen. Ein Einfluss der Verspiegelung der szintillierenden Fasern konnte nicht festgestellt werden (vgl. Abbildung 4.29). Bei einer Betriebsspan-

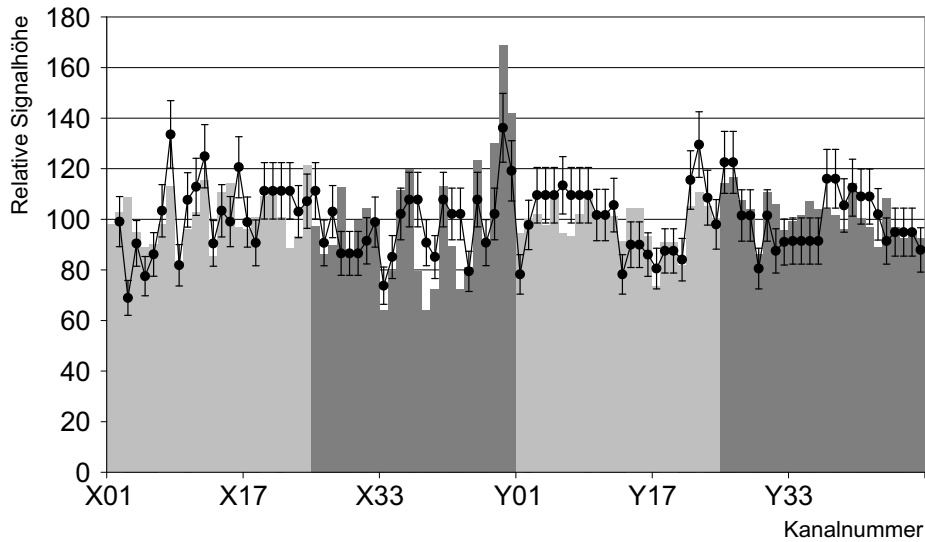


Abbildung 4.29: Am Oszilloskop gemessene Signalhöhen (Punkte) verglichen mit den relativen Verstärkungen der Photomultiplier. Kanäle mit verspiegelten Fasern sind hellgrau hinterlegt [Näh02].

[‡]Time to Digital Conversion

nung von 800 V am Photomultiplier (240 V am Booster) konnten Signale beobachtet werden, die im Mittel 30 emittierten Photoelektronen an der Kathode entsprachen. Mit dem Referenz Leading Edge Diskriminator LeCRoy 623B wurden bei niedriger Strahlrate ($3 \cdot 10^7 \mu^+ / \text{Spill}$) Zeitauflösungen zwischen 350 ps und 400 ps (Schwelle beim Ein-Photonensignal) erzielt, bei hohen Strahlraten ($1.4 \cdot 10^8 \mu^+ / \text{Spill}$) sank die Zeitauflösung auf maximal 450 ps.

4.4.3.1 Verhalten im Überlappbereich

Mit einem Abstand von 0.7 mm von einem Faserkanal zum nächsten beträgt der Überlapp 36% der gesamten, aktiven Faserfläche (vgl. Abbildung 4.4). Durchquert ein Teilchen die Mitte der Überlappzone, werden in zwei benachbarten Kanälen Signale mit idealerweise gleicher, korrelierter Amplitude induziert. Verlagert sich die Flugbahn des Teilchens so, dass die zurückgelegte Wegstrecke in der einen Faser größer ist als in der anderen, so führt dies zu größeren Signalamplituden, die mit kleineren Amplituden im Nachbarkanal korreliert sind. Durch den großzügigen Überlapp gelingt es, dass Teilchen, die eine Faser nur streifend durchfliegen - die also nur durch kleine Signale nachgewiesen werden - zusätzlich in einer ihrer Nachbarfasern mit einer deutlich höheren Signalamplitude nachgewiesen werden können. Dieses Konzept ist von entscheidender Bedeutung für die Homogenität des Hodoskopes bezüglich Nachweiseffizienz und Zeitauflösung. Insbesondere durch den Einsatz von zwei Diskriminatorschwellen kann eine Zeitauflösung des Faserhodoskopes im Überlappbereich erreicht werden, die praktisch genauso gut ist, wie im Zentralbereich einer Faser. In Kapitel 5 wird dieser Sachverhalt vertieft.

Abbildung 4.30 [Näh02] zeigt Signalamplituden korrelierter Treffer im Überlappbereich zweier Fasern. Man erkennt deutlich, dass niedrige Signalamplituden in einem Kanal durch große Amplituden im Nachbarkanal kompensiert werden.

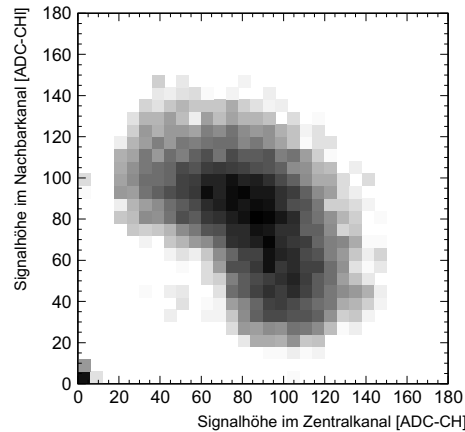


Abbildung 4.30: Signalamplituden korrelierter Treffer in benachbarten Faserkanälen.

4.4.3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit oder intrinsische Effizienz eines Detektors ist definiert als das Verhältnis der Anzahl, der in der zu untersuchenden Detektorebene nachgewiesenen Teilchen zur Anzahl der in einer geometrisch abdeckenden Referenzebene beobachteten Teilchen. In dem konkreten Fall für den Prototypen wurde gefordert, dass jedes Ereignis in einer bestimmten Faser aus der vertikalen Detektorebene räumlich und zeitlich zu einem Ereignis in der horizontalen Detektorebene korreliert sein muss. Mit der Triggerkonfiguration aus Abbildung 4.27 wurde ein enger, räumlicher Bereich aus der aktiven Fläche des Detektors definiert, der durch zusätzliche Bedingungen in der Analysesoftware auf den Zentralbereich einer Faser reduziert werden konnte. Misst man unter diesen Bedingungen das oben definierte Verhältnis (vgl. Abbildung 4.31), so ergibt sich eine intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit von mehr als 99%.

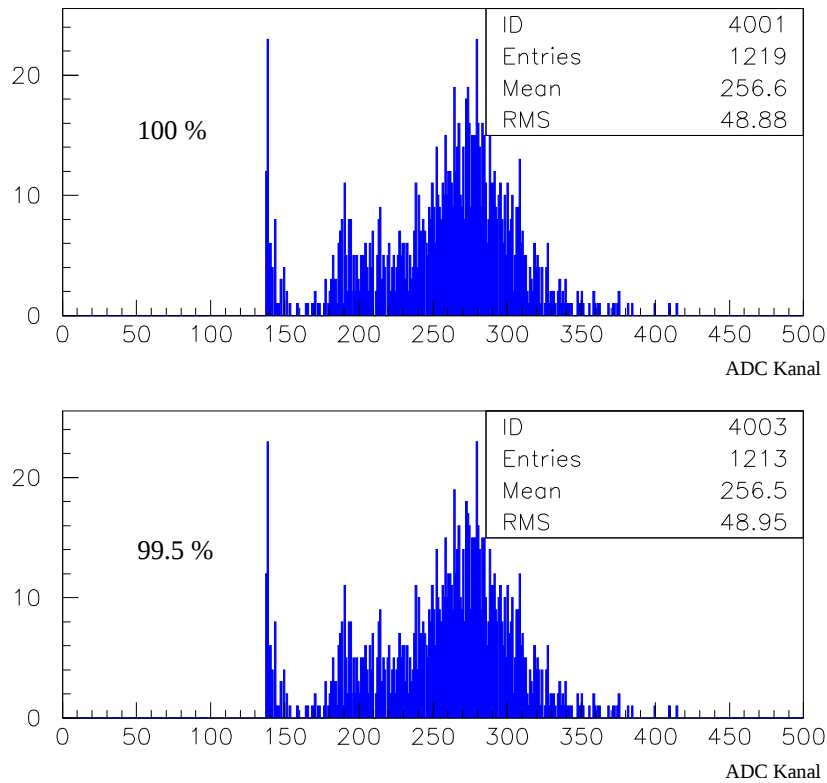


Abbildung 4.31: Bestimmung der intrinsischen Effizienz. **Oben:** Freies Spektrum einer Faser in Ebene X unter der Triggerbedingung, dass nur der zentrale Bereich dieser Faser getroffen wurde. **Unten:** Das gleiche Spektrum unter der Zusatzbedingung, dass eine geometrisch korrelierte Faser in der Y-Ebene in einem engen Zeitfenster von 7 ns ebenfalls einen Treffer hat.

Weiterführende Untersuchungen haben ergeben [Näh02], dass die Effizienz über einen weiten Bereich unabhängig von der Höhe der gesetzten Diskriminatorschwelle ist. Die Ursache dafür liegt in der Größe des Faserüberlapps, der bei

niedrigen Signalhöhen in einem Kanal entsprechend höhere im Nachbarkanal erzeugt. Einbrüche in der Effizienz sind erst dann zu beobachten, wenn die Schwelle so hoch ist, dass Signale verworfen werden, die Treffern im Zentralbereich der Faser entsprechen.

4.4.3.3 Amplitudenüberwachung

Aus finanziellen Gründen ist für den Einsatz der Faserhodoskope bei COMPASS eine ADC-Auslese zur Amplitudenbestimmung nicht vorgesehen. Für die Überwachung des Detektors besteht jedoch die Möglichkeit, durch den Einsatz von zwei Diskriminatorschwellen anhand der gemessenen Zeitdifferenz Rückschlüsse auf die Amplitude zu ziehen, da zwischen der Anstiegszeit eines Photomultiplier-signals und der Amplitude selbst ein eindeutiger Zusammenhang besteht [Leo94]. Um zu überprüfen, inwieweit die Genauigkeit der Zeitmessung eine Veränderung der Signalamplitude erkennen lässt, wurde in zwei verschiedenen Messungen die Hochspannung am Photomultiplier variiert. Dadurch veränderten sich die Signalhöhen und es konnte bei gleich bleibenden Schwellen eine Verschiebung in der gemessenen Zeitdifferenz beobachtet werden (vgl. Abbildung 4.32).

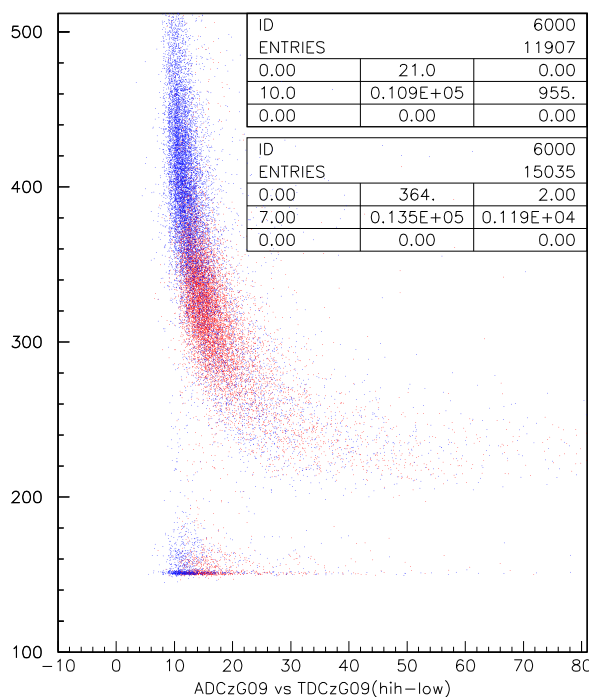


Abbildung 4.32: Signalthöhe gegen Zeitdifferenz zwischen zwei Schwellen bei hohen Signalen (blau) und niedrigen Signalen (rot)

Man erkennt deutlich, dass bei niedrigen Signalen (roter Bereich), die gemessenen Zeitdifferenzen sehr viel größer sind als bei hohen Signalen (blauer Be-

reich). Bei fehlender Amplitudeninformation muss folglich durch die Verschiebung des Mittelwertes der Differenzverteilung erkennbar sein, ob sich die Signalhöhen verändert haben oder nicht. Abbildung 4.33 zeigt eine gemessene Differenzverteilung zweier, unterschiedlich hoher Signale und verdeutlicht, dass eine Überwachung der Amplituden durch den Einsatz von zwei Schwellen mit einer Genauigkeit von deutlich unter 5% möglich ist. Bei den im COMPASS-Experiment vorliegenden Zählraten können auf diese Weise Amplitudenveränderungen innerhalb weniger Sekunden erkannt werden.

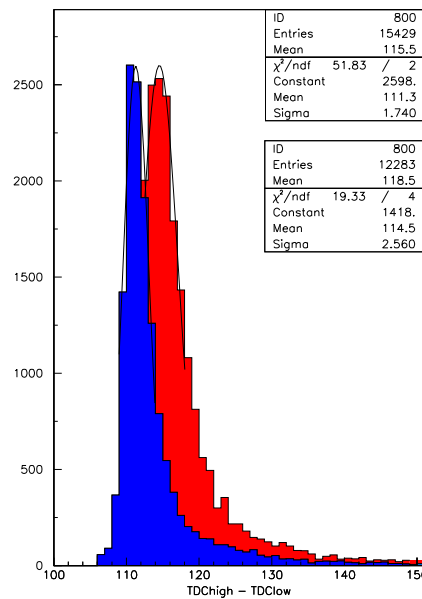


Abbildung 4.33: Verschiebung der Zeitdifferenz zwischen zwei Schwellen bei unterschiedlich hohen Signalen. Blau: 270 mV Signal; Rot: 200 mV Signal

4.4.3.4 Diskriminatortests

Die Zeitauflösung des Systems kann in entscheidender Weise durch die Art des Zeitabnahmeverfahrens beeinflusst werden. Die optimale Methode zur Signaldiskriminierung hängt dabei von der Homogenität der Signale, der Signalform und der Anstiegszeit der Signalflanken ab. Die einfachste Methode, ein logisches Signal aus einem analogen Signal zu generieren, ist das „Leading Edge Triggering“. Der *Leading Edge Diskriminator* erzeugt in dem Moment ein logisches Signal, wenn das Analogsignal eine voreingestellte Schwelle überschreitet. Bei Signalen mit sehr inhomogener Amplitudenverteilung führt diese Art der Zeitabnahme jedoch zu sogenannten „Walk“-Effekten. Niedrige Signale werden systematisch später registriert als hohe Signale (vgl. Abbildung 4.34) und verbreitern dadurch die gemessenen Zeitverteilungen.

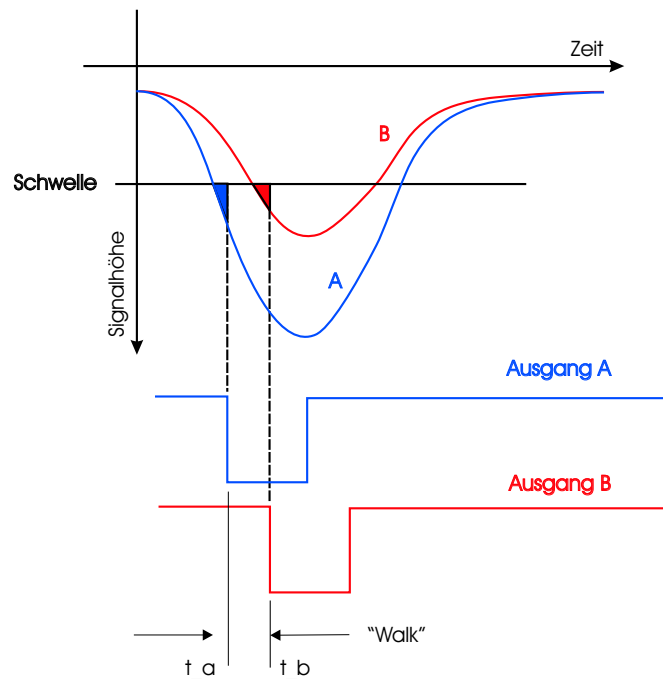


Abbildung 4.34: Walk Effekt bei Diskriminatoren. Signale unterschiedlicher Höhe überqueren die Schwelle zu verschiedenen Zeiten.

Die Methode des „Constant Fraction Triggering“ versucht diesen Walk Effekt zu umgehen. Der *Constant Fraction Diskriminator* passt die Triggerschwelle dynamisch an die Signalthöhe an, so dass sie immer einen konstanten Bruchteil der Signalthöhe beträgt. Die Zeitverschiebungen können dadurch im allgemeinen deutlich verkleinert werden.

Bei der bereits in Abschnitt 4.3.1.3 vorgestellten *Zeit-Null-Extrapolation* wird über zwei oder mehr Schwellen die Anstiegszeit der Signalfanke gemessen und daraus der Zeitnullpunkt des Eingangssignals extrapoliert. Auf diese Weise kann der zeitliche Walk ebenfalls wirkungsvoll reduziert werden (vgl. Abbildung 4.35). Als Testobjekte standen drei verschiedene Diskriminatoren auf Basis unterschiedlicher Chips zur Verfügung. Alle drei wurden jeweils unter gleichen Testbedingungen (eingestellte Schwelle, Photomultiplier und Faserkanal, Strahlrate) mit dem Referenzdiskriminator LeCroy 623B verglichen.

1. **LeCroy 623B**[LeC92] : Dieser Diskriminator enthält in einem Standard NIM Gehäuse 8 Diskriminatorkanäle, deren Schwellen von -30 mV bis -1 V eingestellt werden können. Wegen seiner Zuverlässigkeit wurde er in allen vorangegangenen Messungen verwendet, kann aber aus Platz- und Kostengründen, sowie mangelnder Fernbedienbarkeit nicht in den Faserhodoskopen zum Einsatz gelangen.

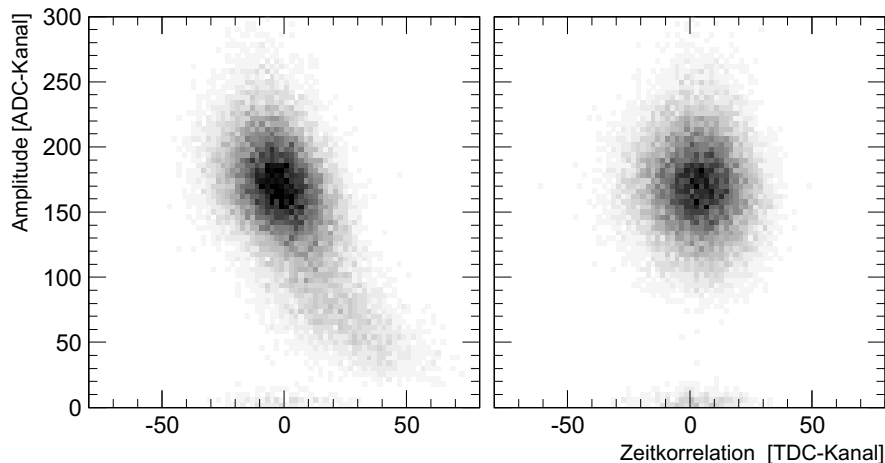


Abbildung 4.35: Links : Time walk beim Leading Edge Triggering unterschiedlich hoher Signale. Die amplitudenkorrelierte Zeitverteilung verschiebt sich für niedrige Signale zu späteren Zeiten. Rechts: Durch den Einsatz von zwei Schwellen im Zeit-Null-Extrapolationsverfahren kann diese Verschiebung für Signale, die beide Schwellen überschreiten, nahezu eliminiert werden [Näh02].

2. „Orsay-Chip“: Ein *Constant Fraction Diskriminator*, der von der Elektronikabteilung des IPN[§] Orsay entwickelt wurde und für die Triggerhodoskope im COMPASS-Experiment zum Einsatz kommt [Gro02].
3. „GSI[¶]-Chip“ [Rue99]: Dieser Chip arbeitet intern mit zwei Schwellen pro Kanal und definiert über eine Nullpunktextrapolation die Ausgabezeit des logischen Signals. Die beiden Schwellen können nur für vier Kanäle gemeinsam gesetzt werden, so dass die Signale in benachbarten Kanälen möglichst homogen sein sollten.
4. „Diskriminator mit Peak-Sensing Circuit“ [Gor00]: Der *Peak-sensing Diskriminator* ist ein um eine Amplituden-Abtastfunktion erweiterter Leading Edge Diskriminator. Diese Funktion bestimmt bei koinzidenten Signalen in benachbarten Kanälen die jeweilige Amplitude und ordnet das Ereignis dem Kanal mit der höheren Amplitude zu. Diese Abtastfunktion lässt sich durch geringfügige Änderungen auf der Platine deaktivieren, so dass sich das Modul wie ein normaler Leading Edge Diskriminator verhält. Auf einer Platine sind 16 Kanäle hochintegriert untergebracht, deren Schwellen einzeln über eine serielle Schnittstelle programmiert werden können.

Zeitauflösung Um Ergebnisse unter möglichst realistischen Testbedingungen zu erzielen, wurden alle Diskriminatortypen direkt am Detektor bei maximal

[§]Institut Physique Nucleaire

[¶]Gesellschaft für SchwerIonenforschung, Darmstadt

verfügbarer Strahlrate von $1.4 \cdot 10^8 \mu^+$ pro Spill getestet. Der Referenzdiskriminator erreichte dabei je nach gesetzter Schwelle eine Zeitauflösung von 450 ps. Diese konnte durch den Einsatz von zwei Schwellen pro Kanal und durch die softwareseitige Analyse um 20% auf 360 ps verbessert werden. Die auf den Referenzdiskriminator normierten Ergebnisse der verschiedenen Diskriminatormodule sind in Tabelle 4.6 zusammengefaßt.

Diskriminator	Methode	σ relativ
LeCroy 623B	leading edge	1.0
PSC-Modul	leading edge	~ 1.0
GSI-chip3	zero extrapolation	~ 1.0
Orsay	constant fraction	~ 0.9
LeCroy 623B	zero extrapolation	~ 0.8

Tabelle 4.6: Relative Zeitauflösungen der getesteten Diskriminatoren. Der Standard Leading Edge Diskriminator LeCroy 623B diente als Referenz-Diskriminator und wurde auf einen Wert von 1.0 gesetzt.

Wie man sieht, ließ sich im Rahmen der Messgenauigkeit zwischen den einzelnen Diskriminatoren kein signifikanter Unterschied feststellen. Weder der *'Constant-Fraction'*-Diskriminator noch der GSI-Chip3 mit eingebauter Doppelschwelle brachte eine merkbliche Verbesserung. Allein der Einsatz zweier Diskriminatorkanäle im Leading Edge Modus mit anschließender Softwareanalyse konnte die Zeitauflösung weiter steigern.

Doppelpulsauflösung Eine weitere wichtige Kenngröße eines Diskriminators ist dessen Doppelpulsauflösung, das heißt der minimale zeitliche Abstand innerhalb dessen der Diskriminator aus zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden, analogen Eingangssignalen logische Ausgangssignale erzeugen kann. Bei den maximal zu erwartenden Strahlraten im Zentrum des $M\mu$ onenstrahls von $\sim 3 \cdot 10^6 \mu^+$ pro Sekunde und Faser liegt der mittlere zeitliche Abstand zwischen zwei Ereignissen bei 330 ns.

Zur Bestimmung der Doppelpulsauflösung wurde das Signal vom Photomultiplier über einen linearen Fan IN/OUT gesplittet. Das so erhaltene zweite Signal wurde über eine Kabelverzögerung zusammen mit dem Originalsignal auf ein Oszilloskop gegeben (vgl. Abbildung 4.36). Die Kabelverzögerung wurde so gewählt, dass das verzögerte Signal gerade noch am Oszilloskop erkennbar war und so als Maß für die jeweilige Doppelpulsauflösung des Diskriminators angesehen werden konnte. Tabelle 4.7 fasst die auf diese Weise erhaltenen Messergebnisse zusammen.

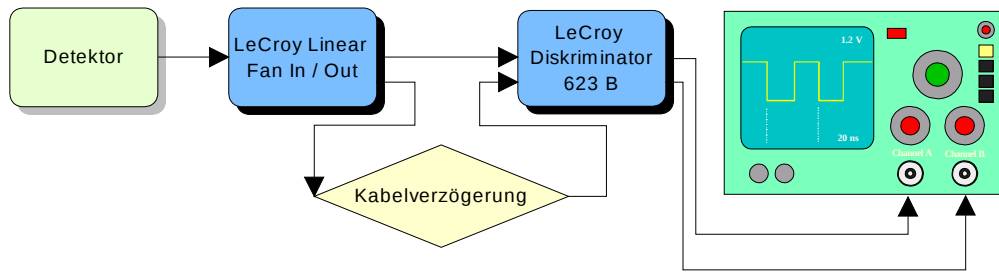


Abbildung 4.36: Aufbau zur Bestimmung der Doppelpulsaufösung

Diskriminator	Auflösung
LeCroy 623B	22 ± 2 ns
PSC-Modul	15 ± 2 ns
GSI-chip3	48 ± 5 ns
Orsay	20 ± 2 ns

Tabelle 4.7: Doppelpulsaufösung der getesteten Diskriminatoren

Die schlechteste Doppelpulsaufösung zeigte der GSI-chip3. Mit einer Auflösezeit von ca. 50 ns ist sie rund drei mal so lang wie die des PSC-Diskriminators, der den besten Wert mit 15 ns aufweist. (vgl. Abbildung 4.37 - links). Alle anderen Diskriminatoren bewegen sich in ähnlichen Zeitbereichen und sind von dieser Seite aus betrachtet ebenfalls geeignet.

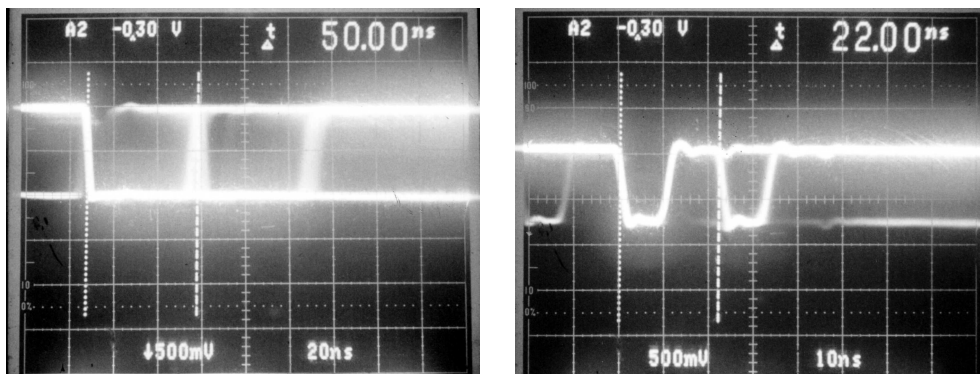


Abbildung 4.37: Am Oszilloskop beobachtete Doppelpulsaufösung. **Links:** GSI-chip3 mit 48 ns; **Rechts:** LeCroy 623B mit 22 ns

4.4.4 Zusammenfassung

Sowohl in den Teststudien als auch in den Messungen am Prototyp konnte gezeigt werden, dass der Bau eines Faserhodoskopes für das COMPASS Experiment unter Erfüllung aller Randbedingungen möglich ist.

Die szintillierende Faser vom Typ SCSF 78MJ der Firma Kuraray [Kur98] und der entsprechende Lichtleiter Clear PSM erzielen bei vertretbarer Materialdicke in Kombination mit dem Photomultiplier H6568 Booster Basis der Firma Hamamatsu [Ham97] eine ausreichende Menge an Licht, um die gewünschte Zeitauflösung von weniger als 500 ps bei Strahlraten von $2 \cdot 10^8 \mu^+$ pro Spill zu erreichen. Strahlenschäden, die den Betrieb der Faserhodoskope beeinträchtigen könnten, sind für die geschätzte Dauer des Experimentes nicht zu erwarten.

Auf eine Verspiegelung der szintillierenden Fasern durch Aluminiumbedampfung wird verzichtet, da kein Einfluss auf Lichtausbeute erkennbar geworden ist, der die zeitaufwendige Prozedur der Bedampfung rechtfertigt.

Intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeiten von mehr als 99% gewährleisten, dass $M\mu$ ontrajektorien zuverlässig mit den Faserhodoskopen im Strahlbereich rekonstruiert werden können. Eine Serienfertigung (vgl. Abschnitt 4.5) ist bei konstanter Fertigungsqualität sowohl von der Herstellung als auch vom Aufwand her ohne größere Schwierigkeiten möglich.

Die Diskriminatortests haben gezeigt, dass hinsichtlich Zeit- und Doppelpulsauflösung der *Peak-Sensing Diskriminator* am besten für den Einsatz in den Faserhodoskopen geeignet ist. Die Platinenlösung mit 16 fernprogrammierbaren Diskriminatorschwellen lässt sich ohne größeren Aufwand in das Detektorkonzept integrieren. Auf den PSC-Algorithmus wird verzichtet, um für die spätere Datenanalyse auf alle Informationen zugreifen zu können. Speziell zur Bildung von Clustern in benachbarten Kanälen ist die Aufzeichnung dieser Information unabdingbar.

Durch den Einsatz von zwei Schwellen pro Kanal kann die Zeitauflösung um bis zu 20% optimiert werden. Die Zeitdifferenzinformation beider Schwellen kann dazu genutzt werden, die Signalamplituden des Detektors mit einer Genauigkeit von besser als 5% zu überwachen. Eine Verschlechterung der Photomultipliersignale ist somit jederzeit erkennbar.

4.5 Serienfertigung der Detektoren

Im folgenden Abschnitt sollen Techniken und Verfahren dargestellt werden, die sowohl beim Bau des Prototypen, als auch bei der Herstellung aller vier Detektorstationen für den Spektrometerbereich des COMPASS Experimentes entwickelt und angewendet wurden. Die Beschreibung wesentlicher Elemente zur Integration der Faserhodoskope in das COMPASS Spektrometer schliessen das Kapitel.

Gemäß Tabelle 4.1 mußten für die vier Spektrometerstationen Fasern für insgesamt 1420 Photomultiplierkanäle von Hand präpariert werden. Bei 6 Fasern pro Kanal für die Station FI05XY und je 4 Fasern pro Kanal für die übrigen Stationen mussten folglich 6320 szintillierende Fasern und 6320 Lichtleiter entsprechend der jeweiligen Geometrie abgelängt und poliert werden und die Qualitätskontrolle passieren. Das bedeutet das praktisch ca. 7000 Fasern bearbeitet werden mussten.

Zum Ablängen werden je 40 Fasern in einen speziell angepassten Plexiglasblock eingespannt und mit einem heißen Draht präzise durchtrennt. 50% der szintillierenden Fasern werden so abgetrennt, dass die endgültige Faserlänge 4 mm länger ist als die Soll-Länge zur Definition der aktiven Fläche, die anderen 50% werden um 2 mm länger abgetrennt. Beim späteren Zusammensetzen der Fasern zu einem Modul (siehe weiter unten) werden benachbarte Fasern mit je 2 mm Versatz nebeneinander angeordnet, um so eine Stabilisierung der Verbindungsstellen Faser-Lichtleiter zu erreichen (vgl. Abbildung 4.38).

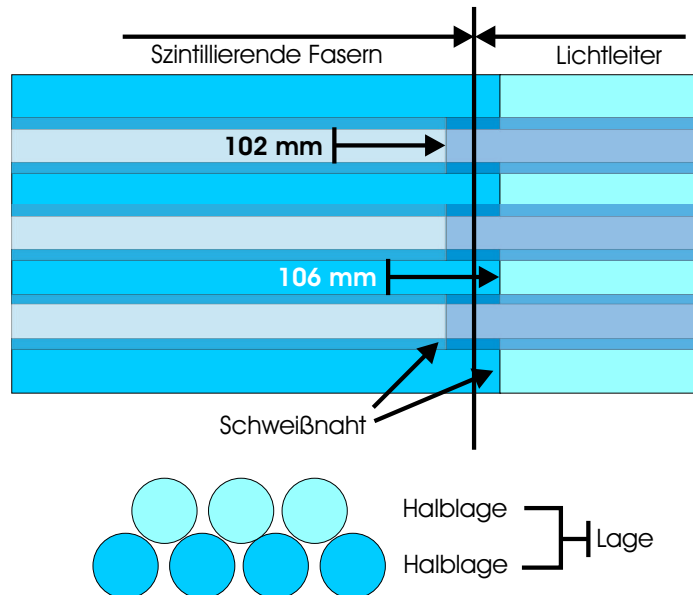


Abbildung 4.38: Schematische Darstellung des Faserversatzes in der Umgebung der Schweißnaht. Jede Faserhalblage ist um vier Millimeter gegenüber der anderen versetzt, so dass dieser Bereich zusätzlich stabilisiert wird. Zwei Halblagen bilden eine Lage.

Nach dem Abtrennen werden die so fixierten Fasern auf einer rotierenden Schleifscheibe mit Nassschleifpapier auf den gewünschten Politurgrad ($10\text{ }\mu\text{m}$ Polierkorndurchmesser für den Übergang zum Lichtleiter und $6\text{ }\mu\text{m}$ auf der anderen Seite) poliert, so dass eine senkrecht zur Faserachse orientierte Stirnfläche entsteht. Auf diese Weise können die Fasern mit einer Genauigkeit von besser als $5/10\text{ mm}$ abgelängt werden. Nach dem Schleif und Poliervorgang müssen die Fasern in einer Isopropanol-Lösung im Ultraschallbad gereinigt werden, um zu

vermeiden, dass Verunreinigungen die Lichttransmission an der Verbindungstelle zum Lichtleiter herabsetzen. Unter dem Mikroskop wird jede einzelne Faser auf Beschädigung des Claddings oder Unebenheiten der Stirnfläche kontrolliert. Die so vorbereiteten Fasern werden gemäß den Beschreibungen in Abschnitt 4.3.2.2 einzeln verschweißt.

Direkt im Anschluss wird die Lichttransmission der verschweißten Fasern überprüft. An einem Ende der Faser eingekoppeltes blaues Licht einer LED wird am anderen Ende mit einem Photowiderstand vermessen. Übersteigt der gemessene Widerstand einen bestimmten Grenzwert, wird die Schweißnaht aufgetrennt. Der Lichtleiter kann nach entsprechender Aufbereitung wieder verwendet werden.

Auf einer Aluminiumplatte mit präzise gefrästen Nuten (1.4 mm Nutabstand für die Stationen FI06 bis FI08) können jetzt die szintillierenden Fasern mit angeschweißten Lichtleitern in die Nuten eingelegt und mit Spannbacken fixiert werden. Eine dünne Polyethylen Folie zwischen Aluminium und Fasern dient als Trennschicht. Die Lichtleiterenden werden alle einzeln nummeriert und in eine Schablonenmatrix einsortiert, die dem Raster auf dem Photomultiplier entspricht. In die Vertiefungen zwischen benachbarten Fasern dieser *Halblage* werden die Fasern der nächsten *Halblage* eingelegt, so dass auf diese Weise eine honigwabenhähnliche Struktur entsteht (vgl. Abbildung 4.3 und 4.38). Die Verklebung der Fasern erfolgt mit lösungsmittelfreier, weißer Acrylfarbe, die einerseits die Fasern dauerhaft fixiert und andererseits benachbarte Fasern voneinander optisch isoliert und so das Übersprechen verringert.

Sind alle vier bzw. sechs Lagen, die eine Detektorebene bilden, zusammengefügt, werden die nummerierten Enden der Lichtleiter in einen Block aus schwarzem Polyethylen, der die Kathodenmatrix des Photomultipliers nachbildet, eingefädelt und nach einem Test mit Laserlicht - um zu kontrollieren, dass je vier bzw. sechs Fasern übereinander einen Kanal bilden - eingeklebt. Anschließend werden die photomultiplierseitigen Faserenden plan geschliffen und poliert. Die Ankopplung an den Photomultiplier erfolgt trocken, da optisches Fett nach relativ kurzer Zeit seine optischen Eigenschaften verändert und Silikonpads je nach Materialstärke durch Aufstreuung des Lichts das Übersprechen in benachbarte Pixel je nach Dicke erheblich verstärken können [Näh98, Wag97]. Das so entstandene Fasermodule wird in einen Hilfsträger aus Rohacell eingebettet und lichtdicht verpackt.

Um die Detektormodule auf den Hilfsträgern an der jeweiligen Stelle im COMPASS Experiment zu integrieren, wurden Trägerstrukturen gebaut, die neben der Aufnahme der Fasermodule auch die Photomultiplier und Diskriminatoren beherbergen (vgl. Abbildung 4.39). Die maximal erlaubte Ausdehnung der Faserhodoskope in Strahlrichtung beträgt 60 mm. Aus diesem Grund wurden für die Trägerstrukturen Aluminium U-Profile mit einem Querschnitt von $(60 \times 60) \text{ mm}^2$

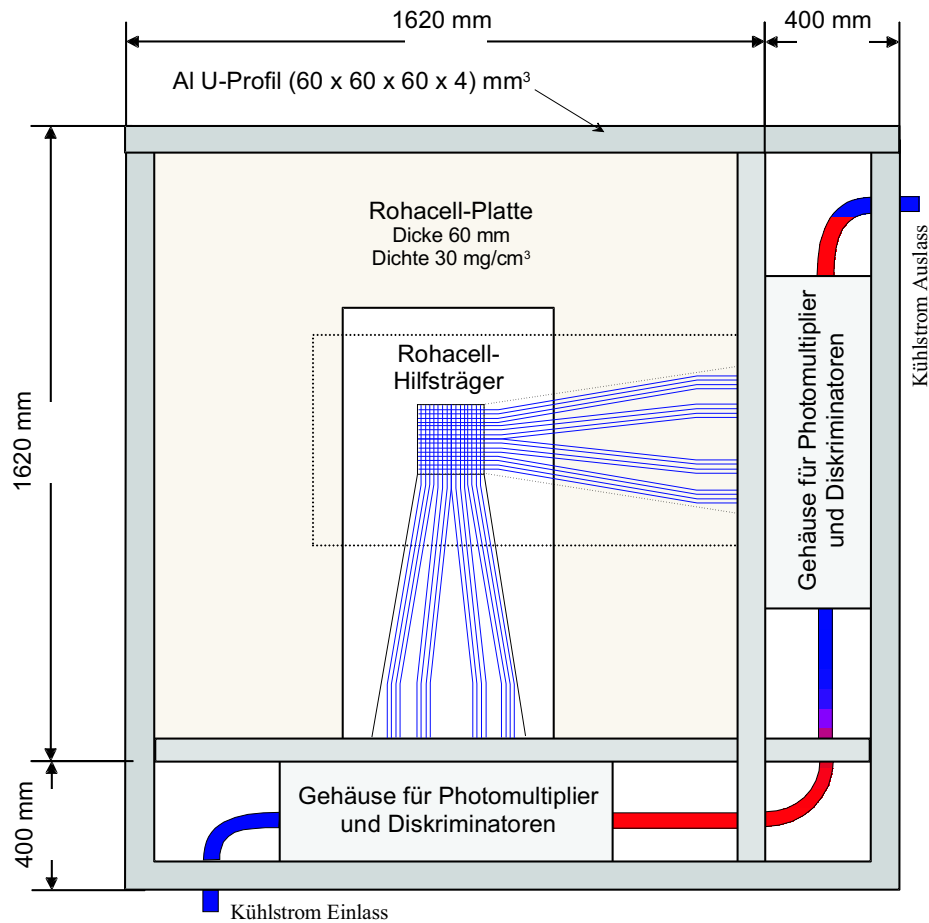


Abbildung 4.39: Trägerstruktur für Faserhodoskope, Photomultiplier, Diskriminatoren und Kühlvorrichtung (schematisch).

und einer Wandstärke von 4 mm verwendet. In einen inneren Rahmen wurde eine Rohacellplatte mit einer Materialstärke von 60 mm eingesetzt, die wiederum Ausfräsungen für die Hilfsträger mit den Detektormodulen hat. Auch dieser Rahmen wurde mit schwarzer Folie lichtdicht verschlossen. In dem inneren Rahmen befinden sich die Durchbrüche für die Photomultiplier, in denen die für die Magnetfeldabschirmung nötigen Abschirmhülsen aus schwarz brüniertem Stahl eingeschraubt sind. Innerhalb dieser Hülsen findet die Ankopplung der Lichtleiter an die Photomultiplier statt, die mit einer einfachen Federkonstruktion ange drückt und fixiert werden. Die Diskriminierung der Photomultipliersignale durch die Diskriminatoren erfolgt unmittelbar in einer zwischen dem inneren und äußeren Rahmen angebrachten Box, in der die Diskriminatorkarten in Viererstapeln montiert sind.

Um die Temperatur der Chips auf den Diskriminatoren unter der kritischen Grenze von ca. 60°C zu halten, müssen die Diskriminatoren jeder Ebene temperaturüberwacht gekühlt werden. Ausreichend dimensionierte Seitenkanalverdichter saugen über Alu-Flex-Schlauchleitungen die heiße Luft durch die Diskriminatorboxen an, um ein Aufwölben der Folie, die den Detektor umgibt, zu vermeiden. Im normalen Betrieb wird so eine Temperatur von 55°C nicht überschritten. Sollte die Kühlung durch die Seitenkanalverdichter ausfallen oder die Temperatur auf den Chips aus anderen Gründen höher als 60°C steigen, sorgt eine externe Notfallabschaltung dafür, dass die Stromversorgung der Diskriminatoren unterbrochen wird.

Die Position jedes Detektorkanals sollte immer deutlich besser bekannt sein als dessen Ortsauflösung. Um dieses zu erreichen, wird die Position von am Detektor angebrachten Referenzmarken relativ zu Marken in der Experimentierhalle, laseroptisch bestimmt. Diese Bestimmung ist bis auf wenige zehntelmillimeter genau. Die Position einer markierten Faser aus jeder Detektorebene relativ zu den Marken am äußeren Detektorrahmen wurde im Vorfeld bestimmt, so dass aus dem gegebenen Faserabstand die absolute Position jedes Detektorkanals im Raum bestimmt werden kann. In einem zweiten Schritt, dem sogenannten *Software alignment*, werden bei sehr niedrigen Strahlraten und ausgeschalteten Spektrometermagneten Teilchenspuren im Spektrometer rekonstruiert. Bildet man ein Teleskop aus zwei Detektoren, so kann die Position eines dritten Detektors relativ dazu bestimmt werden, in dem die Differenz von rekonstruierter und tatsächlicher Trefferposition minimiert wird. Für die Faserhodoskope kann auf diese Weise eine Genauigkeit von deutlich unter $100\text{ }\mu\text{m}$ erreicht werden [TT01].

Kapitel 5

Performance der Faserhodoskope im COMPASS-Experiment

Nach den erfolgreichen Tests am Prototypen im September 1999, wurden gemäß den in Kapitel 4, Abschnitt 4.5 beschriebenen Techniken die Faserhodoskope FI06XYV, FI07XY und FI08XY innerhalb von 6 Monaten fertiggestellt und während der Strahlzeit im Jahr 2000 in Betrieb genommen. Spezielle Anforderungen an das Faserhodoskop FI05XY, wie anderer Faserdurchmesser und Adaption an das RICH Detektorsystem (vgl. Tabelle 4.1), erforderten weitere Tests, so dass diese Station erst im Jahr 2001 das Setup der Faserhodoskope im Spektrometerbereich komplettierte. Verzögerungen im Herstellungsprozess der Diskriminatorplatinen machten es ebenfalls erforderlich, dass zunächst nur die X-Ebenen mit je zwei Diskriminatorkanälen pro Photomultiplierkanal ausgestattet wurden, um für diese, in dispersiv messender Strahlablenkung, die maximal mögliche Performance gewährleisten zu können. Insgesamt standen somit während der Strahlzeit im Sommer 2001 2042 Detektorkanäle zur Spurrekonstruktion im Strahlbereich zur Verfügung. Für das Jahr 2002 wurden bis auf die Ebene FI06V alle Kanäle mit zwei Diskriminatorkanälen ausgestattet, so dass die Anzahl der auszulesenden Kanäle um 622 auf 2664 anwuchs.

Die in den folgenden Abschnitten gezeigten Ergebnisse basieren auf Daten, die im Jahr 2002 vom COMPASS Datenaufnahmesystem (vgl. Kapitel 3) aufgezeichnet wurden. Zur Dekodierung der Rohdaten wurde das von der COMPASS Kollaboration entwickelte Online-Monitoring Programm COOOL verwendet. Die eigentliche Datenanalyse erfolgte nach der Konversion mit ROOT [Bru01], das eine eventbasierte, auf der Programmiersprache C++ aufbauende Analyse ermöglicht.

5.1 Vorbereitungen

Für die eigentliche Messung müssen Parameter wie Photomultiplierspannung und Diskriminatorschwelle optimal eingestellt sein, um ideale Bedingungen für die spätere Analyse zu haben. Zeiteichungen sind unerlässlich, um zuverlässige Aussagen über die Performance der Faserhodoskope machen zu können.

5.1.1 Schwellenscan

Da für die Auswertung der Daten keine Analoginformationen zur Verfügung stehen, anhand derer die Diskriminatorschwellen eingestellt werden könnten, wurde in mehreren Runs von allen Kanälen die Diskriminatorschwelle in 20 mV Schritten von 20 mV bis 240 mV stufenweise pro Run erhöht, um auf diese Weise anhand der Zählraten die Signalamplitude schrittweise abzutasten.

Da für jeden Photomultiplierkanal zwei Diskriminatorkanäle vorhanden sind, wurden alle geraden Diskriminatorkanäle (t_{high}) bei 20 mV beginnend stufenweise pro Run erhöht, wogegen alle ungeraden Diskriminatorkanäle (t_{low}) von 240 mV ab stufenweise erniedrigt wurden.

Auf diese Weise konnte im Interesse aller Detektorgruppen Zeit eingespart werden. Diese Intervallmessung führte jedoch dazu, dass neben der *normalen* Zeiteichung eine zusätzliche Zeitkalibration durchgeführt werden musste, auf die in Abschnitt 5.1.2.2 näher eingegangen wird.

5.1.1.1 Plateaukurven

Durch das schrittweise Abtasten der Signalamplitude können aus den gemessenen Zählraten für jeden Detektorkanal sogenannte *Plateaukurven* extrahiert werden. Diese Kurven sollten ab der Ein-Photonen Signalamplitude bis zur mittleren Signalamplitude konstante Zählraten („Plateau“) aufweisen. In Richtung niedriger Schwellen erwartet man einen sprunghaften Anstieg der Zählrate, sobald man den Bereich des Rauschens erreicht. Bei Schwellen jenseits der mittleren Signalamplitude gehen die Zählraten schnell gegen Null.

Im Idealfall kann aus den Plateaukurven aus dem steilen Abfall zu hohen Schwellen hin die Signalamplitude, bzw. aus dem steilen Anstieg zu niedrigen Schwellen hin die Höhe des Rauschens bzw. des Ein-Photonen-Signals abgeschätzt werden.

Unterschiedliche Verstärkungen der einzelnen Photomultiplierkanäle, sowie fertigungsbedingte Schwankungen der Fasermodule führen jedoch dazu, dass nicht bei allen Kanälen ein ausgeprägtes Plateau zu erkennen ist. Abbildung 5.1 zeigt vier ausgewählte Kanäle mit jeweils unterschiedlich ausgeprägten Plateaus. Ein Polynomfit vierten Grades an die Datenpunkte versucht, die Wendepunkte im Plateaubereich zu verdeutlichen.

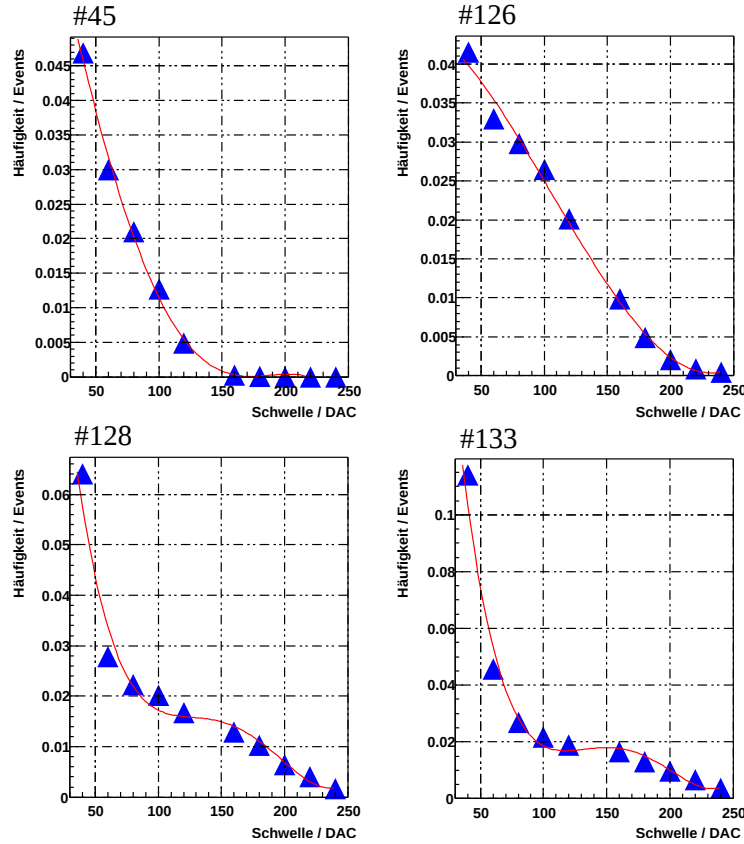


Abbildung 5.1: Aus dem Schwellenscan extrahierte Plateaukurven mit unterschiedlich stark ausgeprägten Plateaus für vier ausgewählte Kanäle. Aufgetragen ist die auf die Gesamtzahl der *Events* normierte Zählrate des Kanals gegen die am Diskriminator gesetzte Schwelle.

Um geeignete Schwelleneinstellungen für 2664 Diskriminatorkanäle zu finden, muss ein robustes, zeiteffizientes, einfaches und für alle Kanäle universelles Verfahren gefunden werden. Insbesondere der Übergang vom Rauschen über das Ein-Photonen Signal in das Plateau muss identifiziert werden können, da er als Richtlinie für die niedrige der beiden Schwellen pro Kanal gilt. Die Bestimmung der zwei Schwellenwerte vollzieht sich dabei in drei Schritten:

Zunächst wird von allen Detektorkanälen mit Hilfe eines Polynomfits vierten Grades der erste Wendepunkt der Plateaukurve bestimmt. Es stellte sich heraus, dass sich im Rahmen der Messgenauigkeit in über 95% der Übergang bei einer Schwelle von ca. 40 mV* befindet. Beginnend bei dieser Schwelle wird ein Linearfit an die Datenpunkte gemacht, der sich bis zu dem Schwellenwert hin erstreckt, bei der die Zählrate auf 10% des Ausgangswertes gefallen ist. Aus den Fitparametern wird im dritten Schritt der niedrige Schwellenwert t_{low} auf 20% und der

*Alle 16 Kanäle einer Diskriminatorplatine besitzen einen intrinsischen Offset von +20 mV, so dass ein Wert von 60 (DAC = 60) einer Schwelle von 40 mV entspricht.

hohe Schwellenwert t_{hih} auf 37% der so bestimmten, maximalen Signalamplitude pro Kanal berechnet. 20% der Signalamplitude entsprechen der mittleren Höhe des Ein-Photonen-Signals. Um für das TZE[†] Verfahren (vgl. Kapitel 4 Abschnitt 4.3.1.3) die Zeitachse zur Bestimmung der Zeitauflösung ausreichend genau abtasten zu können, wird mit den so gewählten Einstellungen ein Schwellenverhältnis von $r = 1.85$ zwischen der niedrigen und hohen Schwelle zugrunde gelegt. Abbildung 5.2 zeigt für unterschiedliche Signalamplituden den jeweiligen Bereich des Linearfits, der für die Berechnung der Diskriminatorschwellen relevant war.

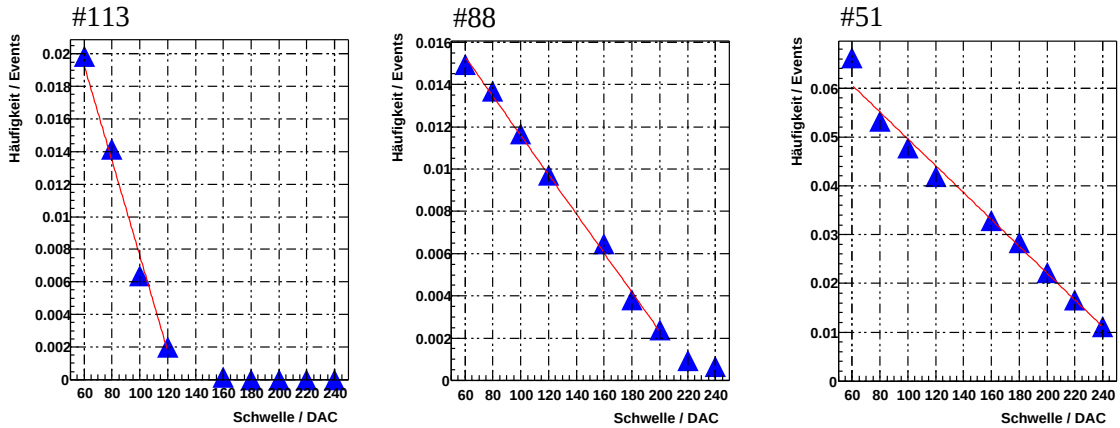


Abbildung 5.2: Extraktion der Schwellenwerte aus den *Plateaukurven* für niedrige (**links**), mittlere (**mitte**) und hohe (**rechts**) Signalamplituden. Die durchgezogene, rote Linie zeigt den Linearfit an die Datenpunkte.

Die auf diese Weise für alle Diskriminatorkanäle gewonnenen Schwellenwerte wurden über eine serielle Datenleitung mit einem für Linux-PC entwickelten Softwareprogramm auf die Diskriminatoren übertragen und jede nachträgliche, manuelle Änderung in einer datenbankähnlichen Struktur protokolliert. Der Linux PC zur Programmierung der Diskriminatoren befindet sich im Kontrollraum des Experiments, so dass ohne Störung des regulären Experimentbetriebs jederzeit eine Änderung an den Schwellen vorgenommen werden kann.

5.1.1.2 Strahlprofile

Einen ersten Überblick, ob die aus dem Schwellenscan extrahierten Schwellen in einem vernünftigen Bereich liegen, gewinnt man aus den resultierenden Strahlprofilen. Die gemessenen Profile sollten keine abrupten Zählratenänderungen aufweisen, sondern einem glatten Verlauf folgen. Bis auf einige kleine Abweichungen ist dieses auch in allen Fällen gut erfüllt.

[†]Zeit-Null-Extrapolation

Abbildung 5.3 zeigt die gemessenen Profile der X- und Y-Ebenen[‡] unter der Bedingung, dass bei jedem Kanal mindestens die Zeit t_{hih} überschritten sein muss:

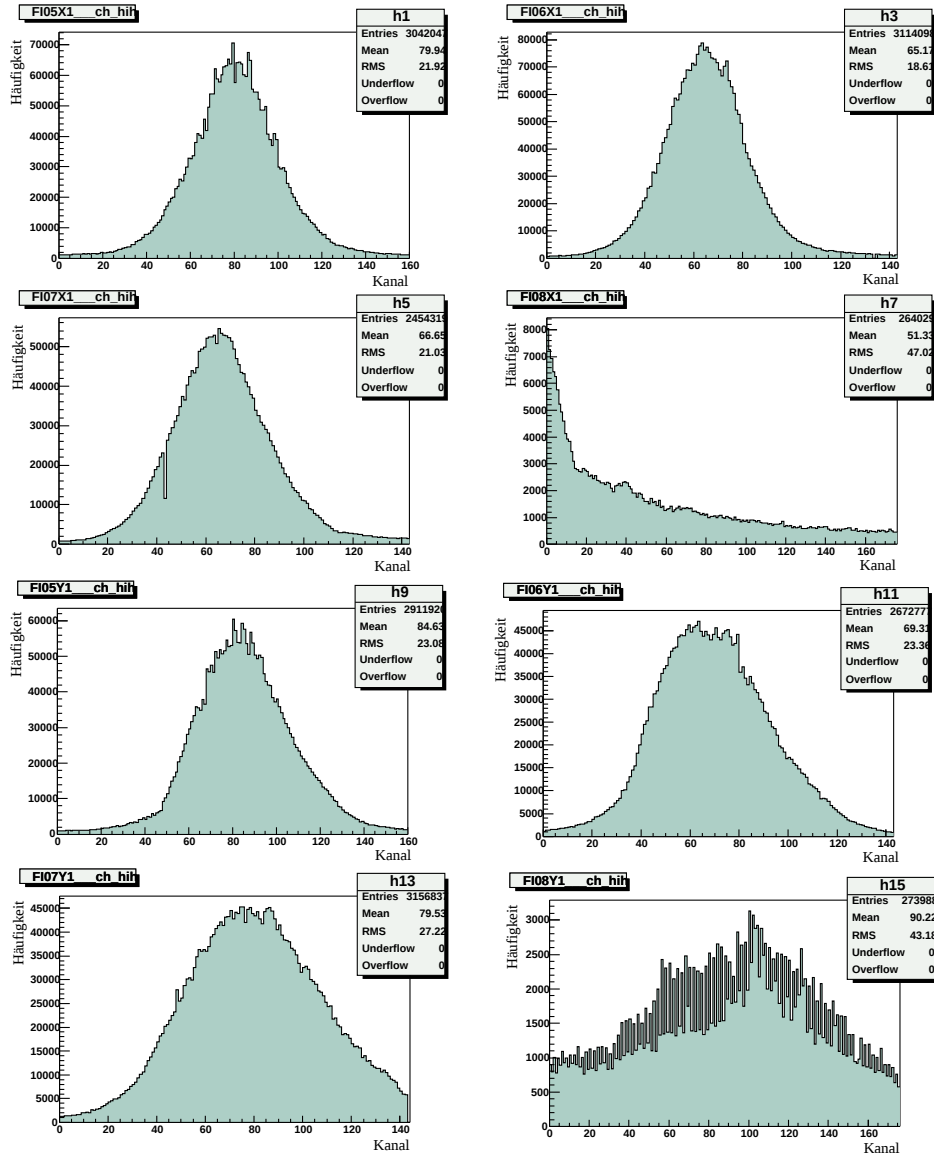


Abbildung 5.3: Gemessene Strahlprofile der Faserhodoskope in X-Richtung (oberer 4er Block) und Y-Richtung (unterer 4er Block) nach optimierter Schwelleneinstellung.

In den Ebenen FI05Y und FI06Y fallen insbesondere die Bereiche zwischen den Kanälen 65 und 80 durch sprunghaften Anstieg in den Zählraten auf. Hier

[‡]Die X-Ebene (Y-Ebene) misst das Strahlprofil in horizontaler (vertikaler) Richtung, entspricht also den vertikal (horizontal) ausgerichteten Fasern.

war die Hochspannung am Photomultiplier zu hoch eingestellt. Die damit verbundene höhere Verstärkung der einzelnen Kanäle führte dazu, dass der Linearfit nicht in dem gewünschten Bereich des *Plateaus*, sondern schon in einem nicht zu vernachlässigenden Teil des Rauschens zustande kam. Als Konsequenz wurden zu niedrige Schwellen berechnet, die diesen Zählratenanstieg erklären.

Idealerweise sollte für diesen Fall die Spannung am Photomultiplier verändert und ein erneuter Schwellenscan durchgeführt werden. Aus diesem können dann die neuen Schwellenwerte berechnet werden. Dieser Vorgang muss iterativ solange durchgeführt werden, bis die korrekten Werte ermittelt sind. Da aus Zeitgründen ein weiterer Scan nicht möglich war und die Ungenauigkeit in den Zählraten für diesen speziellen Fall weniger als 0.1% der gemessenen Daten betrug, wurde auf ein Iterationsverfahren verzichtet.

Der Einbruch bei Kanal 44 in Ebene FI07X ist schwellenunabhängig und deutet darauf hin, dass an dieser Stelle ein intrinsisches Problem am Diskriminator selbst vorliegt.

Auffällig ist der Zählratenunterschied von einem Kanal zum jeweils nächsten in Ebene FI08Y. Dieser Effekt („*staggering*“) kommt dadurch zustande, dass das Faserhodoskop nicht den Primärstrahl, sondern den Bereich der gestreuten $M\mu$ onen überdeckt (vgl. Ebene FI08X). Der Randbereich des Strahls streift nur die ersten 10 bis 15 mm der Y-Ebene. Aus dem Versatz benachbarter Fasern von maximal 2 mm zur Stabilisierung der Verbindungstelle zwischen szintillierender Faser und Lichtleiter (vgl. Kapitel 4 Abschnitt 4.5) resultieren die beobachteten Zählratenunterschiede.

5.1.1.3 Fasergeometrische Abbildung

Eine weitere Methode, die Schwelleneinstellung auf Konsistenz zu prüfen besteht darin, für jeden Kanal die Zählrate im Überlapp- UND Zentralbereich der Faser gegen die Zählrate nur im Zentralbereich der Faser aufzutragen. Sind die Schwellen zu hoch eingestellt, wird der effektive Faserdurchmesser eingeschränkt. Im Extremfall wird der Überlappbereich der Fasern vollständig ausgeblendet, so dass Teilchen in diesem Bereich nur einem Detektorkanal zugewiesen werden. In diesem Fall geht das Zählratenverhältnis gegen den Wert 1. Im umgekehrten Fall zu niedrig eingestellter Schwellen weicht die Grenze zwischen Zentral- und Überlappbereich der Fasern auf, so dass im Extremfall jede Form von Übersprechen aufgezeichnet wird. Das Zählratenverhältnis wird Werte ≥ 2 annehmen.

Für die fasergeometrischen Verhältnisse (vgl. Abbildung 5.4 oben) der Hodoskop Ebenen FI06XYV, FI07XY und FI08XY berechnet sich der theoretische Wert (effektiver Überlappbereich pro Faser $v = 0.36$) für das Zählratenverhältnis gemäß :

$$\psi^{theo} = \frac{1}{1 - 0.36} = 1.56 \quad (5.1)$$

Der über alle Kanäle gemittelte, experimentelle Wert für das Zählratenverhältnis ψ ergibt sich zu $\psi^{exp} = 1.52$ und ist somit in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert (Abbildung 5.4 unten). Die Einzelwerte schwanken im erwarteten Bereich um diese Werte und zeigen, dass alle Schwellen funktionsgerecht eingestellt sind. Analysen zur Effizienz des Detektors ergaben ebenfalls, dass ein Wert für $\psi \simeq 1.5$ einer auf Effizienz optimierten Detektoreinstellung entspricht [Näh02].

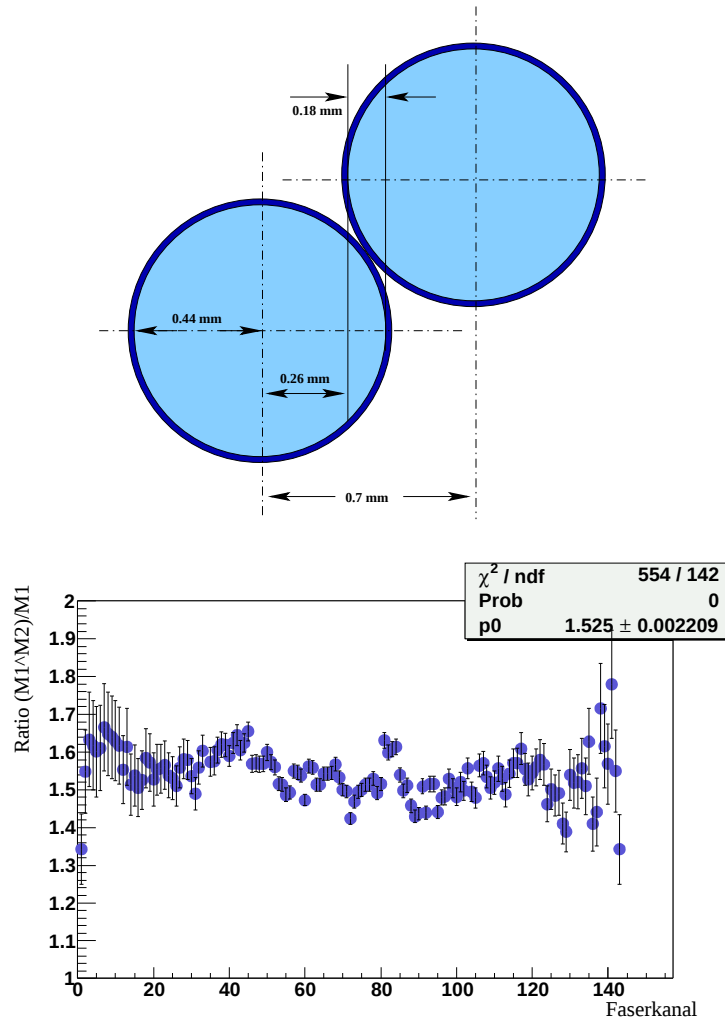


Abbildung 5.4: Oben: Fasergeometrisches Verhältnis für die Ebenen FI06XYV, FI07XY und FI08XY. Der effektive Überlappbereich beträgt 36% der gesamten aktiven Faserfläche. Unten: Das für jeden Kanal aufgetragene Zählratenverhältnis ψ ergibt einen gemittelten Wert von $\psi^{exp} = 1.52$ ($\psi^{theo} = 1.56$).

5.1.2 Zeiteichnungen

Um die Zeitkoordinate eines Ereignisses im Detektor messen zu können, müssen die Analogsignale diskriminiert und anschließend einem TDC übergeben werden, der die Zeitmessung durchführt. Trägt man die gemessenen Zeiten aller Ereignisse in ein Histogramm ein, erhält man zunächst eine homogene Verteilung in der Breite des dynamischen Bereichs des TDCs. Um Parameter wie Zeitkorrelation und Zeitauflösung definieren zu können, müssen die gemessenen Zeiten auf eine Zeitskala transformiert werden, auf der jedes Ereignis einem festen zeitlichen Referenzpunkt zugeordnet werden kann. Dieser zeitliche Fixpunkt entspricht dem generierten Triggersignal. Die Zeitverteilung dieser Triggerzeit ist ebenfalls eine flache Verteilung. Bildet man die Differenz aus der gemessenen Zeit am Detektor und der Triggerzeit erhält man ein Zeitspektrum, dass sich aus unkorreliertem Untergrund und einer Überhöhung zusammensetzt, die der zeitlichen Korrelation zur Triggerzeit entspricht. Abbildung 5.5 verdeutlicht den Zusammenhang.

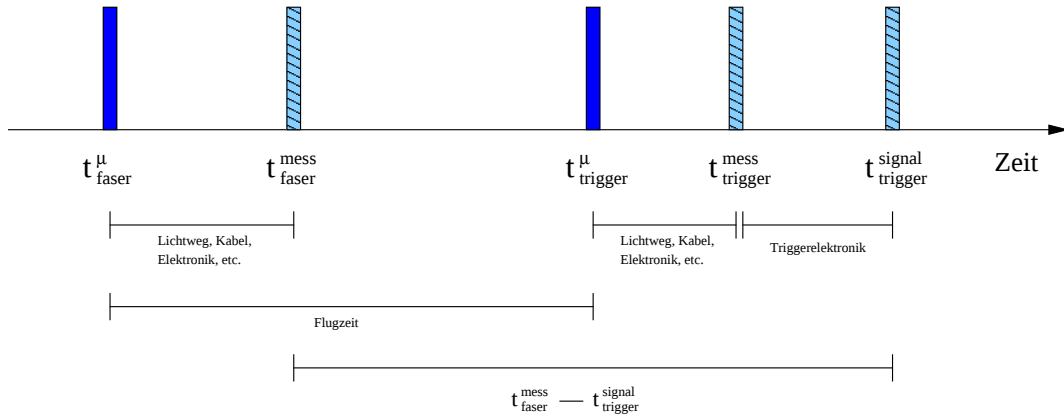


Abbildung 5.5: Zeitliche Erfassung eines Ereignisses, ausgelöst durch ein Triggersignal.

Durchquert ein $M\mu\text{on}$ mit nahezu Lichtgeschwindigkeit eine Detektorfaser zur Zeit t_{faser}^{μ} und ein Triggerelement zur Zeit $t_{trigger}^{\mu}$, so kann die Zeitdifferenz für alle Ereignisse als konstant angenommen werden und entspricht der Flugzeit zwischen den beiden Detektoren. Die im TDC aufgezeichneten Ereignisse t_{faser}^{mess} und $t_{trigger}^{mess}$ sind zwar zu den realen Durchflugzeiten durch Faktoren wie z.B. Lichtweg durch die Faser zum Photomultiplier, Signallaufzeiten in den Kabeln und Elektronikbausteinen etc. verzögert; diese Verzögerungen können jedoch als konstant angenommen werden. Zur Zeit $t_{trigger}^{signal}$ wird das Triggersignal erzeugt, vom TDC aufgezeichnet und an alle Detektoren verteilt. Unter der Annahme, dass die Verzögerungszeiten in der Triggerelektronik ebenfalls konstant sind, erwartet man idealerweise für die gemessene Zeitdifferenz $t_{faser}^{mess} - t_{trigger}^{signal} = const$ eine δ -Funktion. Im Realfall erhält man jedoch eine aufgeweichte Zeitverteilung, da Lichtlaufzeiten in den Fasern je nach Durchflugort der Teilchen variieren und

die Zeitauflösung von Detektor und Triggerelektronik nicht unendlich klein ist (vgl. Abbildung 5.6 oben).

5.1.2.1 T_0 -Kalibration

Zur Spurrekonstruktion der Daten, Definition von Zeitfenstern, Bestimmung der Zeitauflösung des Detektors und Herstellung von Korrelationen verschiedener Detektorebenen ist es zwingend erforderlich, Laufzeitunterschiede zwischen unterschiedlichen Kanälen und Detektoren durch eine Zeitkalibration auszugleichen. Die Kalibration jedes einzelnen Detektorkanals erfolgt durch Subtraktion der zu diesem Kanal korrelierten Größe $T_0 = t_{faser}^{mess} - t_{trigger}^{signal}$ von den gemessenen Zeiten und bewirkt eine lineare Transformation des Zeitspektrums, das sich infolge dessen um den TDC-Wert Null (vgl. Abbildung 5.6 oben rechts) verteilt. Der Wert für T_0 wird aus der Lage des Korrelationspeaks zum Trigger im TDC Spektrum eines jeden Faserkanals durch einen Gaußfit, der mit einem Polynomfit 0-ter Ordnung (zur Abschätzung des Untergrundes) kombiniert ist, ermittelt.

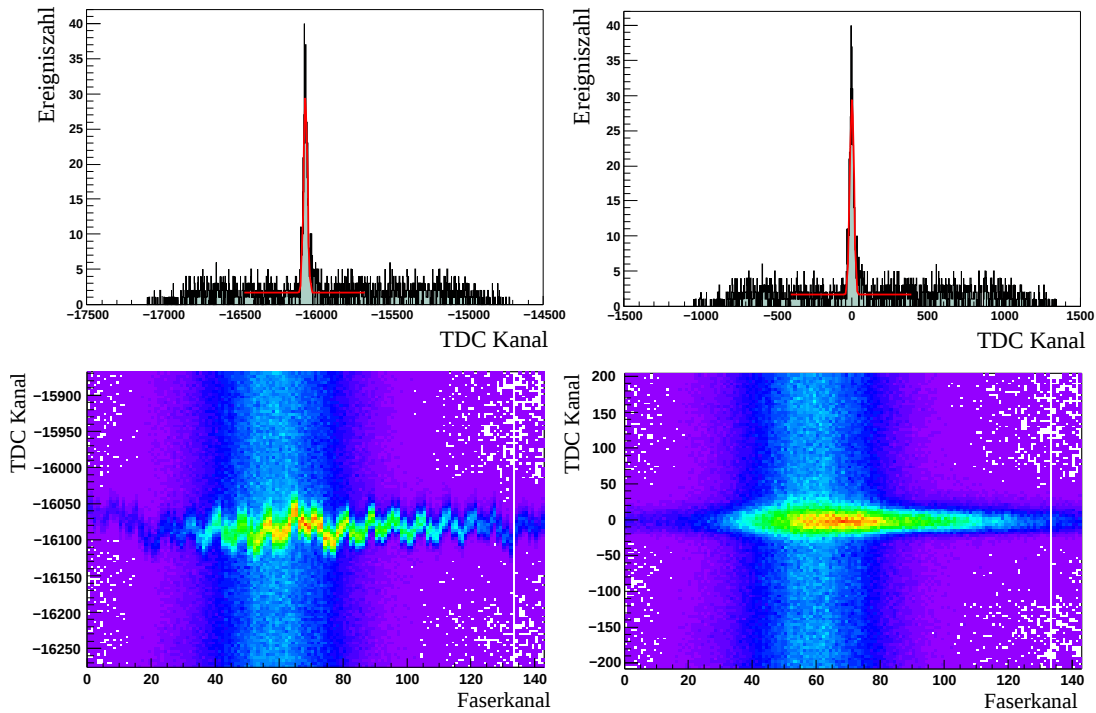


Abbildung 5.6: Zeitkalibration der Faserhodoskopebene FI06X. Laufzeitunterschiede zwischen einzelnen Detektorkanälen (**links**) werden ausgeglichen (**rechts**).

Um die absolute Zeitdifferenz zwischen der von der niedrigen Diskriminatorschwelle definierten Zeit t_{low} und der von der höheren Schwelle definierten Zeit t_{hih}

zu erhalten, wurde der Wert T_0 für die 'low-Zeiten' bestimmt und anschließend für beide Zeiten (t_{low} und t_{hih}) als Offsetfaktor verwendet.

Da jeder Kanal für sich genommen kalibriert wird, minimiert sich die Breite der über alle Kanäle akkumulierten Zeitverteilung. Zur Definition zueinander korrelierter Ereignisse (vgl. auch Abschnitt 5.2) wurde für jede Ebene ein Zeitfenster definiert, dessen Wert $\pm 3\sigma_{low}^{T_0}$ ($\geq 99\%$ der Ereignisse im Peak) der T_0 kalibrierten Zeitverteilung aller Kanäle entspricht. Tabelle 5.1 fasst die Ergebnisse zur Zeitkalibration und Definition von Zeitfenstern für jede Ebenen zusammen:

	$\sigma_{t_{hih}}$	$\sigma_{t_{low}}$	$\sigma_{t_{hih}}^{T_0}$	$\sigma_{t_{low}}^{T_0}$	$\pm 3\sigma_{t_{low}}^{T_0}$
Detektor	TDC# / ns	TDC# / ns	TDC# / ns	TDC# / ns	TDC# / ns
FI05X	24.7 / 1.48	22.8 / 1.36	16.0 / 0.96	14.2 / 0.85	85.2 / 5.11
FI05Y	26.1 / 1.56	25.6 / 1.53	13.9 / 0.83	13.1 / 0.78	78.6 / 4.71
FI06X	18.4 / 1.10	17.3 / 1.03	13.8 / 0.82	12.9 / 0.77	77.4 / 4.64
FI06Y	33.6 / 2.01	33.0 / 1.98	12.9 / 0.77	12.4 / 0.74	74.4 / 4.46
FI07X	16.9 / 1.01	16.2 / 0.97	12.7 / 0.76	11.9 / 0.71	71.4 / 4.28
FI07Y	35.0 / 2.10	33.3 / 1.99	13.0 / 0.78	11.9 / 0.71	71.4 / 4.28
FI08X	30.8 / 1.84	31.2 / 1.87	12.4 / 0.74	11.4 / 0.68	68.4 / 4.10
FI08Y	30.7 / 1.84	30.6 / 1.83	11.7 / 0.70	10.8 / 0.64	64.8 / 3.88

Tabelle 5.1: Vergleich der Breiten, der über alle Kanäle akumulierten Zeitverteilung im unkalibrierten und T_0 -kalibrierten Fall. $\pm 3\sigma$ der kalibrierten Zeitverteilung für t_{low} definieren die Zeitfenster für weitere Untersuchungen.

5.1.2.2 Zeitdifferenz-Kalibration

Für die Zwei-Schwellen-Analyse zur Zeitauflösung ist die gemessene Zeitdifferenz zwischen niedriger und hoher Schwelle von entscheidender Bedeutung. Aus diesem Grund sollte der absolute zeitliche Abstand zwischen diesen auch *nach* der im vorigen Abschnitt beschriebenen T_0 -Kalibration erhalten bleiben. Trägt man nach erfolgter T_0 -Kalibration die Differenz zwischen den gemessenen Zeiten t_{hih} und t_{low} pro Kanal auf, erhält man gemäß Abbildung 5.7 folgendes Ergebnis:

Obwohl nahezu alle aus dem Schwellenscan ermittelten Werte für die jeweiligen Diskriminatorschwellen im gleichen Größenordnungsbereich liegen und das Verhältnis der niedrigen zur hohen Schwelle pro Kanal durch den Ratiofaktor von $r = 1.85$ festgelegt ist (vgl. Abschnitt 5.1.1), variieren die Mean-Werte der Zeitdifferenzspektren aufeinander folgender Kanäle zwischen -5 und +25 in einer 'Modulo vier'-periodischen Struktur, die sich über die komplette Detektorebene hinweg fortsetzt.

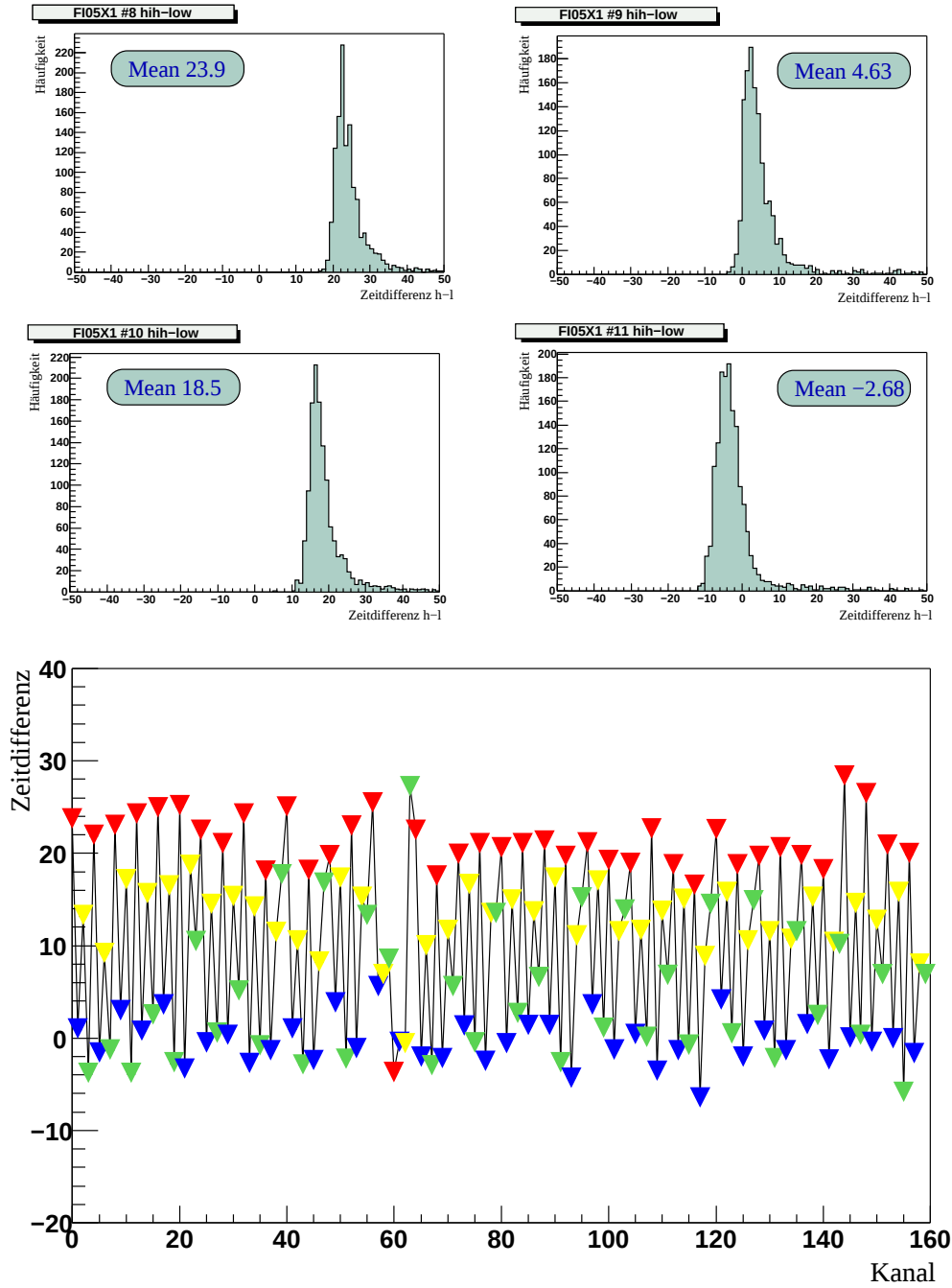


Abbildung 5.7: Zeitdifferenzen Δt zwischen den pro Kanal gemessenen Zeiten t_{hih} und t_{low} . **Oben:** vier aufeinander folgende Kanäle mit deutlich unterschiedlichen Mean-Werten. Die Reihenfolge der Werte folgt einer periodischen Struktur ('Modulo vier'), die sich über die ganze Ebene hinweg fortsetzt. **(Unten:)** Zur Verdeutlichung wurden die Datenpunkte aller Kanäle einer Ebene entsprechend der Periodizität eingefärbt (Gezeigt am Beispiel der Ebene FI05X).

Da aus signaltopologischen Gesichtspunkten negative Zeitdifferenzen zwischen hoher und niedriger Schwelle nicht möglich sind (vgl. Abbildung 4.16), muss eine zusätzliche Kalibration die korrekten Zeitdifferenzen wieder herstellen.

Aufgrund der in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Intervallmessung für den Schwellenscan liegt kein Datensatz vor, bei denen für jeden Photomultiplierkanal die beiden korrelierten Diskriminatorkanäle mit je gleichen Schwellen vermessen wurde. Dadurch wäre der Offsetparameter bestimmt und könnte in die Kalibration einfließen. Eine Möglichkeit zur Eichung der Daten besteht jedoch darin, die aus dem Schwellenscan gemessenen Zeiten für jeden Kanal pro gesetzter Diskriminatorschwelle aufzutragen. Aus der Linearität des Verlaufs kann die zu erwartende Zeitdifferenz für die später real gesetzten Schwellen berechnet und der für die Eichprozedur entsprechende Korrekturwert pro Kanal ermittelt werden (vgl. Abbildung 5.8).

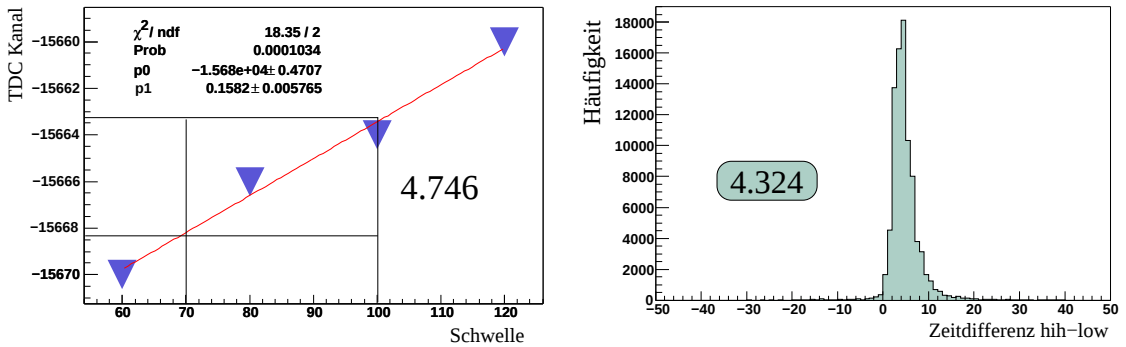


Abbildung 5.8: Links: Der aus dem Schwellenscan erwartete Wert für die Zeitdifferenz bei den im Experiment gesetzten Schwellen von $thr_{low} = 70\text{mV}$ und $thr_{hih} = 100\text{mV}$. **Rechts:** Korrigiertes Zeitdifferenzspektrum. Der Meanwert hat sein Maximum der Verteilung im theoretisch erwarteten Bereich.

Sind für jeden Kanal die entsprechenden Kalibrationskonstanten festgelegt, wird bei der nachfolgenden Analyse jede Zeitinformation aus den Rohdaten entsprechend korrigiert. Bei jeder Veränderung im experimentellen Aufbau (z.B. Austausch eines Signalkabels mit geringfügig anderer Länge), die dazu führt, dass das Zeitverhalten nachhaltig beeinflusst wird, muss eine erneute Zeitkalibration erfolgen.

5.2 Clusteranalyse

Der große räumliche Überlapp zwischen benachbarten Fasern (vgl. Abbildung 5.4) von 36% des gesamten, aktiven Faserquerschnitts, führt dazu, dass beim Durchflug eines Teilchens durch eine Detektorebene häufig mehr als ein Faserkanal anspricht. Darüber hinaus werden bei hohen Strahlraten und festgelegtem Triggerzeitfenster pro *Event* mehr als ein Treffer je Ebene aufgezeichnet. Diese

Multiplizität der registrierten Ereignisse erhöht die Anzahl der kombinatorischen Möglichkeiten für die Spurrekonstruktion und ist das Produkt aus der Anzahl der Treffer in den jeweiligen Ebenen.

Um den Wert der Zahl n zu minimieren, werden für die Datenanalyse alle räumlich und zeitlich korrelierter Treffer (*Hits*) pro *Event* innerhalb einer Detektorebene zusammengefasst. Der Zusammenschluss korrelierter *Hits* wird allgemein als *clustering* bezeichnet und ist Gegenstand der folgenden Abschnitte.

5.2.1 Algorithmus

Nach der Dekodierung (*Decoding*) der Rohdaten stehen für die Analyse der Faserhodoskope folgende Variablen bei jedem aufgezeichneten *Event* zur Verfügung:

- $FI\#_ch$: In dieser Variablen wird der Wert des getroffenen Faserkanals einer Ebene gespeichert. Der Wertebereich hängt von der Anzahl der Fasern des Detektors ab und erstreckt sich für die Ebene FI05XY von $[0 - 159]$, für die Ebenen FI06XY und FI07XY von $[0 - 142]$ und für die Ebenen FI08XY und FI06V von $[0 - 175]$.
- $FI\#_tl$: Wird am TDC der durch die Diskriminatorschwelle thr_{low} definierte Zeitpunkt t_{low} gemessen, erfolgt die Speicherung des Wertes in dieser Variablen.
- $FI\#_th$: Wird am TDC der durch die Diskriminatorschwelle thr_{high} definierte Zeitpunkt t_{high} gemessen, erfolgt die Speicherung des Wertes in dieser Variablen.
- $FI\#_stat$: In dieser Variablen wird gespeichert, ob bei einem *Hit* in einem Faserkanal beide Zeiten t_{low} und t_{high} ($stat = 0$) oder ob nur eine der beiden gemessen wurde (nur $t_{low} \Rightarrow stat = -1$, nur $t_{high} \Rightarrow stat = +1$).

Diese Informationen werden für jedes *Event* und jede Ebene in einer Datenmatrix zusammengefasst, wie folgendes Beispiel zeigt :

Variable	Wert					
$FI\#_ch$	5	18	19	23	17	48
$FI\#_tl$	tl ₁	tl ₂	tl ₃	tl ₄	tl ₅	-
$FI\#_th$	th ₁	th ₂	th ₃	-	-	th ₆
$FI\#_stat$	0	0	0	-1	-1	+1

Die Reihenfolge der Einträge in die Matrix erfolgt *nicht* in auf- oder absteigender Folge der Faserkanäle oder deren gemessenen Zeiten, sondern nach den Werten der *stat*-Variablen von 0 über -1 nach +1. Die Häufigkeit, mit der jeweils zwei oder nur eine der beiden Zeiten gemessen werden, zeigt Abbildung 5.9.

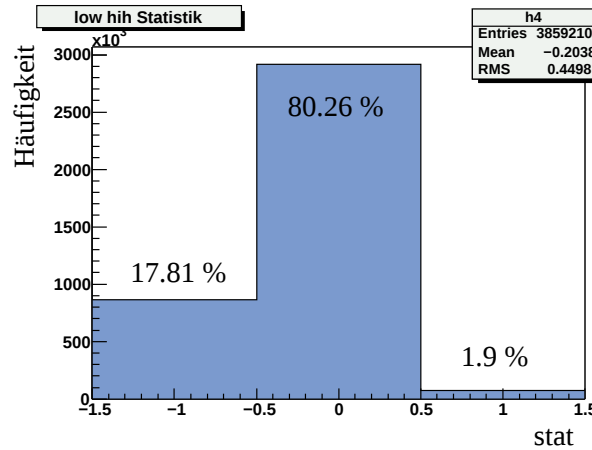


Abbildung 5.9: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Zeiten t_{low} und/oder t_{hih} . Etwa 2% der Daten sind Ereignisse, bei denen nur die Zeit t_{hih} aufgezeichnet wurde.

Bei 80% des Datensatzes werden pro *Hit* in einer Faser beide Zeiten gemessen. In etwas weniger als 18% der Fälle wird nur die niedrige Schwelle überschritten und in knapp 2% aller Ereignisse wird von der Datenaufnahme nur die Zeit t_{hih} registriert. Während *Hits*, bei denen die *stat*-Variable den Wert -1 annimmt, auf niedrige Signale zurückzuführen sind, deutet der Wert +1 auf Totzeiten im Diskriminator hin, da davon auszugehen ist, dass bei einer überschrittenen, hohen Schwelle auch die niedrige Schwelle überschritten sein sollte. Da bei diesem speziellen Effekt immer einer der beiden Diskriminatorkanäle *besetzt* ist, spricht man in diesem Zusammenhang auch von der *Occupancy* des Diskriminators.

Der Clusteralgorithmus liest *Eventweise* die Matrix ein und bildet aus den *Hits* direkt benachbarter Fasern, deren zeitlicher Abstand der Zeiten t_{low} innerhalb des für diese Ebene definierten Zeitfensters (vgl. Tabelle 5.1) liegt, ein *Cluster* der Größe 2. Werden drei oder mehr benachbarte, zeitlich korrelierte Fasern gefunden, bildet der Algorithmus entsprechend zwei oder mehr *Cluster* der Größe 2. In obigem Beispiel :

$$tl_3 - tl_2 \leq \pm 3\sigma_{t_{low}}^{T0} \Rightarrow \text{Clustergröße 2} \quad (5.2)$$

$$ch18 + ch19 \Rightarrow ch18.5 \quad (5.3)$$

Kanal 18 und Kanal 19 bilden ein Cluster, dem ein halbzahliger Wert zugeordnet wird.

Benachbarte Fasern, deren zeitlicher Abstand außerhalb des Zeitfensters liegt, werden als *Cluster* der Größe 1 definiert, ebenso alle anderen *Hits* in nicht benachbarten Fasern. In vorliegendem Beispiel-Ereignis gilt z.B.:

$$tl_5 - tl_2 > \pm 3\sigma_{t_{low}}^{T0} \Rightarrow \text{Clustergröße 1} \quad (5.4)$$

$$ch17 \Rightarrow ch17 \quad (5.5)$$

Kanal 17 bildet ein Cluster, dessen ganzzahliger Wert erhalten bleibt.

Für die Spursuche von $M\mu$ onen, die am Target gestreut werden, reicht es, den Clusteralgorithmus auf triggerkorrelierte Ereignisse anzuwenden und alle nicht triggerkorrelierten *Strahlevents* zu verwerfen. Zum Studium der Detektorperformance können diese jedoch in die Analyse mit einbezogen werden.

Abbildung 5.10 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen den Größen *Hits*, *Clusterzahl* und *Clustergröße* am Beispiel eines einzelnen *Events*, dass von der Datenaufnahme innerhalb des Triggerzeitfenstes aufgezeichnet wird.

5.2.2 Clustergüte

Die Tatsache, dass für jeden Detektorkanal eine oder zwei Zeiten gemessen werden können, erfordert bei der Definition von *Clustern* eine weitere Charakterisierung, die im Folgenden als Clustergüte q bezeichnet werden soll. Grundlage dieser Charakterisierung ist ein Fasertripel $n-1/n/n+1$, damit bei der Analyse die Faser n in ihrer gesamten Faserquerschnittsfläche untersucht werden kann. Dabei werden folgende Zustände unterschieden :

- **$q = 1$:** Cluster der Größe eins (zentraler Treffer in einer Faser n) bei dem beide Zeiten t_{low} und t_{hih} verfügbar sind.
- **$q = 2$:** Cluster der Größe eins (zentraler Treffer in einer Faser n) bei dem nur die Zeit t_{low} verfügbar ist.
- **$q = 3$:** Cluster der Größe zwei (Treffer im Überlappbereich zweier Fasern $n-1/n$ oder $n/n+1$) bei dem für jede der zugehörigen Fasern beide Zeiten t_{low} und t_{hih} verfügbar sind.
- **$q = 4$:** Cluster der Größe zwei (Treffer im Überlappbereich zweier Fasern $n-1/n$ oder $n/n+1$) bei dem für die Faser $n-1$ (n) beide Zeiten, für die Faser n ($n+1$) jedoch nur die Zeit t_{low} verfügbar ist.
- **$q = 5$:** Cluster der Größe zwei (Treffer im Überlappbereich zweier Fasern $n/n+1$ oder $n-1/n$) bei dem für die Faser $n+1$ (n) beide Zeiten, für die Faser n ($n-1$) jedoch nur die Zeit t_{low} verfügbar ist.
- **$q = 6$:** Cluster der Größe zwei (Treffer im Überlappbereich zweier Fasern $n-1/n$ oder $n/n+1$) bei dem für jede der zugehörigen Fasern nur die Zeit t_{low} verfügbar sind.

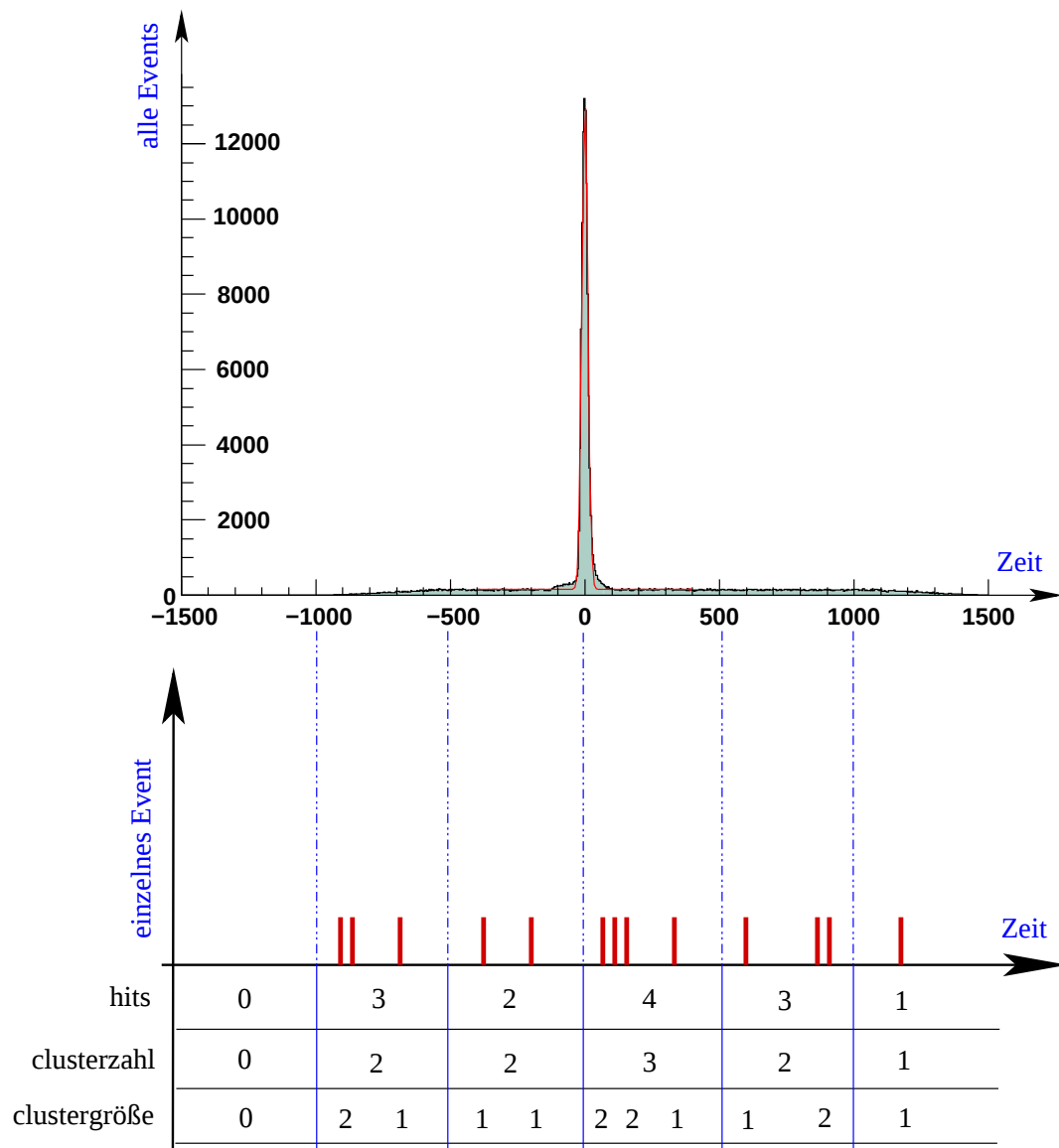


Abbildung 5.10: Oben: Über alle *Events* aufakkumuliertes Zeitspektrum aller Kanäle einer Ebene. Unten: Zeitliche Abfolge, bei der bei einem einzelnen *Event* Hits in unterschiedlichen Kanälen registriert werden. Enger zusammenstehende Balken symbolisieren zeitlich zueinander korrelierte, benachbarte Kanäle und werden zu einem oder mehreren *Cluster* der Größe 2 zusammengefasst.

Alle anderen möglichen Kombinationen, die den Fall berücksichtigen, dass bei einer Faser nur die Zeit t_{hih} gemessen wird ($FI\#_stat = 1$), wurden in der folgenden Analyse (insbesondere in der Analyse zur Zeitauflösung) nicht untersucht. Bei einem Anteil von weniger als 2% der Daten (vgl. Abbildung 5.9) ist die Statistik in den Daten zu gering, um aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen. In Abbildung 5.11 sind die verschiedenen Fälle zur Definition von Clustergüten graphisch zusammengefasst.

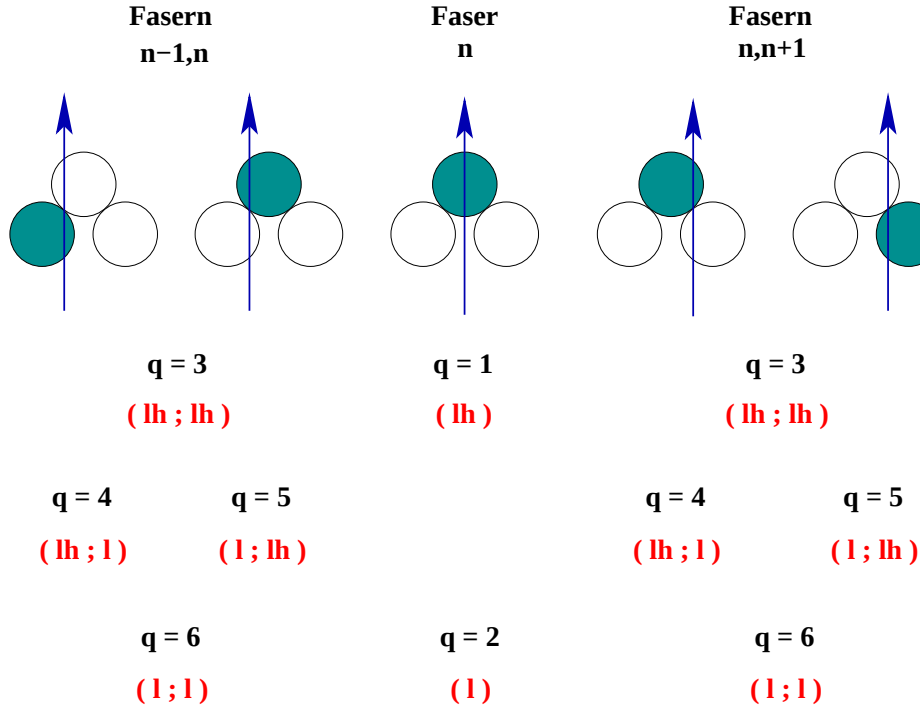


Abbildung 5.11: Charakterisierung von *Clustern* durch die Definition von *Clustergütern*. In Klammern sind die pro *Cluster* verfügbaren Zeiten angegeben. Der Pfeil symbolisiert die $M\mu$ ontrajektorie durch das Cluster. Speziell für $q=1$, $q=4$ und $q=5$ ist diejenige Faser blau eingefärbt, bei der beide Zeiten t_{low} und t_{hih} zur weiteren Analyse verwendet werden können.

Die Asymmetrie der erfassten Zeitdaten für die Clustergüten $q=4$ und $q=5$ deutet darauf hin, dass der Schwerpunkt der $M\mu$ ontrajektorie durch das Cluster näher bei der Faser liegt, bei der auch beide Zeiten gemessen wurden (Streiftreffer). Die in dieser Faser zurückgelegte Wegstrecke des $M\mu$ ons ist länger und die damit verbundene Signalhöhe größer als bei der anderen Faser, mit dem Resultat, dass beide Schwellen überschritten werden. Die Analyse zur Zeitauflösung in Abschnitt 5.3 bestätigt diese Vermutung.

5.2.3 Multiplizitäten und Cluster

Um den Einfluss der Clusterroutine auf die Multiplizitätsverteilung der Detektorebenen zu untersuchen, wurde zunächst für den vollen Zeitbereich des Triggerfensters (~ 150 ns) die Anzahl der *Hits* ohne und mit dem entwickelten Clusteralgorithmus verglichen. Während ohne *clustering* der Schwerpunkt der Verteilung bei durchschnittlich 14 Treffern pro *Event* liegt, bewirkt die Clusterroutine eine Reduktion um 30% auf im Mittel 10 Treffer pro *Event*.

Grenzt man das untersuchte Zeitfenster auf 100 TDC-Kanäle ein ($\equiv 6$ ns) und tastet auf diese Weise das volle Triggerzeitfenster ab, schrumpft die Multiplizität ohne Clusterroutine bereits auf den Wert 1.8. Nach Clusterbildung kann dieser Wert ebenfalls um 30% auf 1.3 gesenkt werden. Durch das Setzen von engen Zeitfenstern und der Bildung von Clustern können die Multiplizitäten so weit reduziert werden, dass eine Spurrekonstruktion mit nur geringem kombinatorischen Untergrund möglich ist.

Betrachtet man die Häufigkeit mit der die unterschiedlichen Clustergüten q verteilt sind, ergibt sich folgendes Bild : $\sim 46\%$ aller gebildeten Cluster sind zentrale *Hits* mit jeweils zwei gemessenen Zeiten ($q=1$ / lh) ; $\sim 11\%$ entsprechen zentralen Treffern, bei denen nur die Zeit t_{low} gemessen wurde ($q=2$ / l) ; den zweitgrößten Anteil bilden Doppeltreffer mit $\sim 23\%$, bei denen jeweils beide Zeiten zur Verfügung stehen ($q=3$ / lh, lh) ; Streiftreffer ($q=4$ / lh, l bzw. $q=5$ / l, lh) treten mit einer Häufigkeit von insgesamt $\sim 17\%$ auf. Doppeltreffer bei denen jeweils nur die Zeit t_{low} aufgezeichnet wurde ($q=6$ / l, l) entsprechen 2% des gesamten Datensatzes und sind vermutlich der *Occupancy* am Diskriminator zuzuordnen. Ob es sich für $q=6$ um Übersprech Ereignisse (Crosstalk *Events*) handelt wird in Abschnitt 5.5 untersucht.

Der entwickelte Clusteralgorithmus generiert nur Cluster der Größe eins und zwei. 60% aller Cluster sind von der Größe eins, werden also genau einer Faser zugeordnet, wogegen etwas mehr als 40% zu Cluster der Größe zwei definiert werden. Abbildung 5.12 zeigt die genannten Verteilungen zu den Größen *Hits*, *Clusterzahl*, *Clustergüte* und *Clustergröße*.

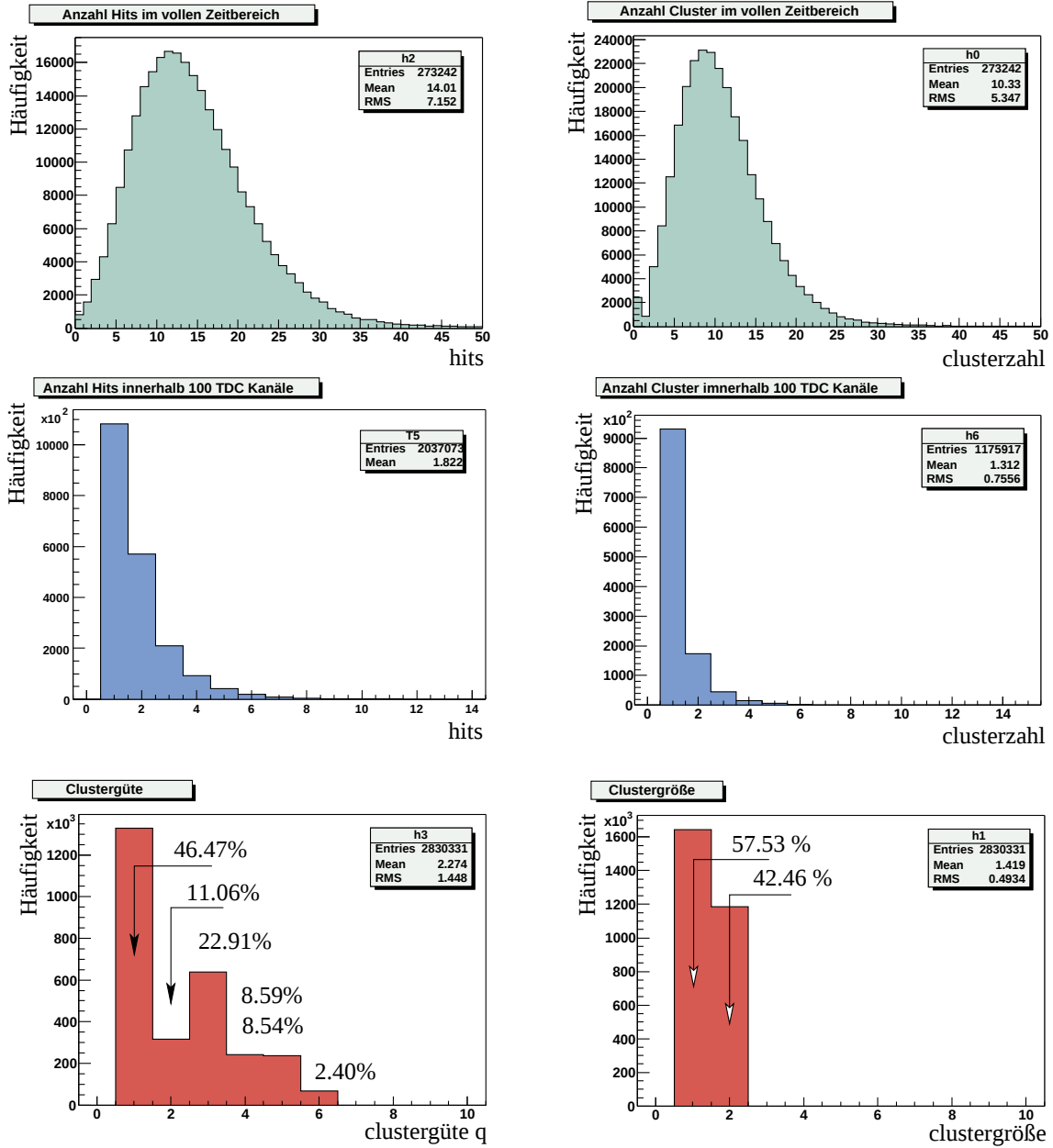


Abbildung 5.12: Multiplizitäten vor und nach dem *clustering*. **Oben:** *Hit*-Verteilung aller *Events* im vollen Triggerzeitfenster. **Mitte:** *Hit*-Verteilung aller *Events*, abgetastet in 6 ns Schritten. Null-Einträge sind unterdrückt. **Unten:** Häufigkeitsverteilungen der Größen *Clustergüte* (links) und *Clustergröße* (rechts).

5.3 Zeitauflösung

Im Folgenden wurde untersucht, auf welche Weise für die verschiedenen Ereignisklassen die optimale Zeitauflösung der Detektoren gewonnen werden kann. Um Einflüsse durch das Zeitverhalten der Triggerhodoskope auszuschließen, wurden die Zeitdifferenzspektren der zu untersuchenden Ebene relativ zu einer anderen Faserhodoskopebene (im Folgenden Referenzebene genannt) gebildet.

Kriterium der Differenzbildung ist eine örtliche Korrelation der *Hits* in den Detektorebenen. Um die Korrelation zwischen den Kanälen zweier Ebenen zu bestimmen, wurde von jedem Kanal der einen Ebene die Verteilung zeitlich korrelierter Kanäle der Referenzebene in ein Histogramm eingetragen und über die Spitze der resultierenden Verteilung mit einem Gaußfit der Schwerpunkt bestimmt (vgl. Abbildung 5.13).

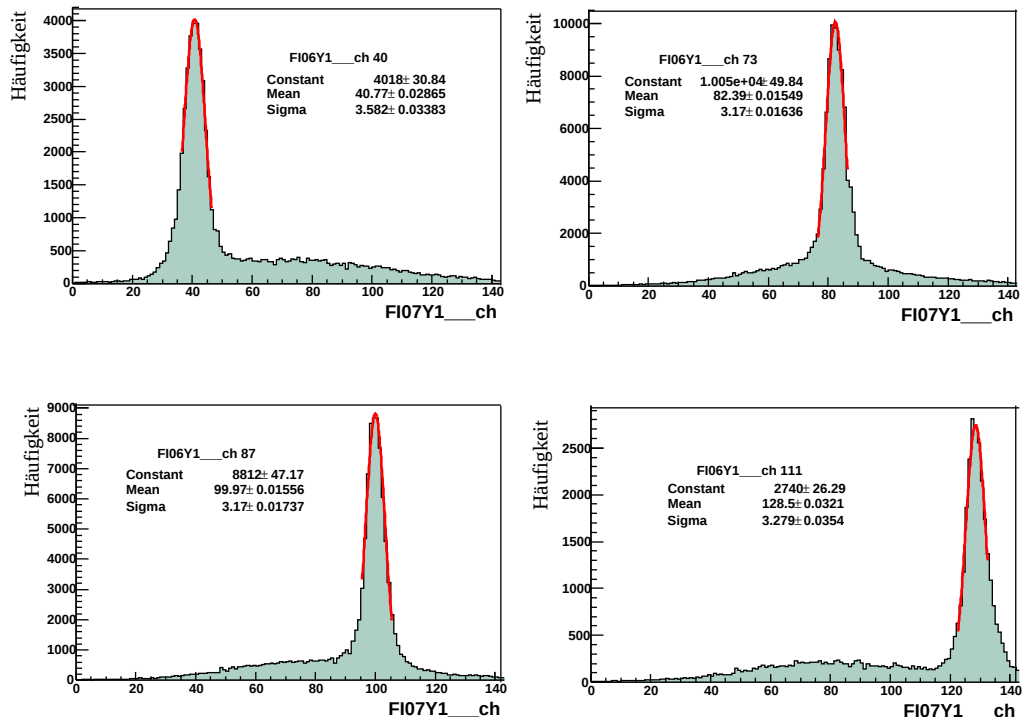


Abbildung 5.13: Bestimmung örtlich korrelierter Faserkanäle durch einen Gaußfit an die Spitze der Verteilung am Beispiel ausgewählter Kanäle der Ebene FI06Y (Referenzebene : FI07Y)

Auf diese Weise kann für jeden Faserkanal der zu untersuchenden Ebene ein Referenzkanal ermittelt werden, dessen Zeitinformation in den Zeitspektren des zu untersuchenden Kanals subtrahiert wird. Abbildung 5.14 zeigt die Ebenenkorrelation zwischen Ebene FI06Y und FI07Y (Referenzebene).

Da die Ebene FI08XY als einzige nicht den Strahlbereich überdeckt und deswegen für Strahlteilchen keine Korrelation mit einer anderen Faserhodoskopebe-

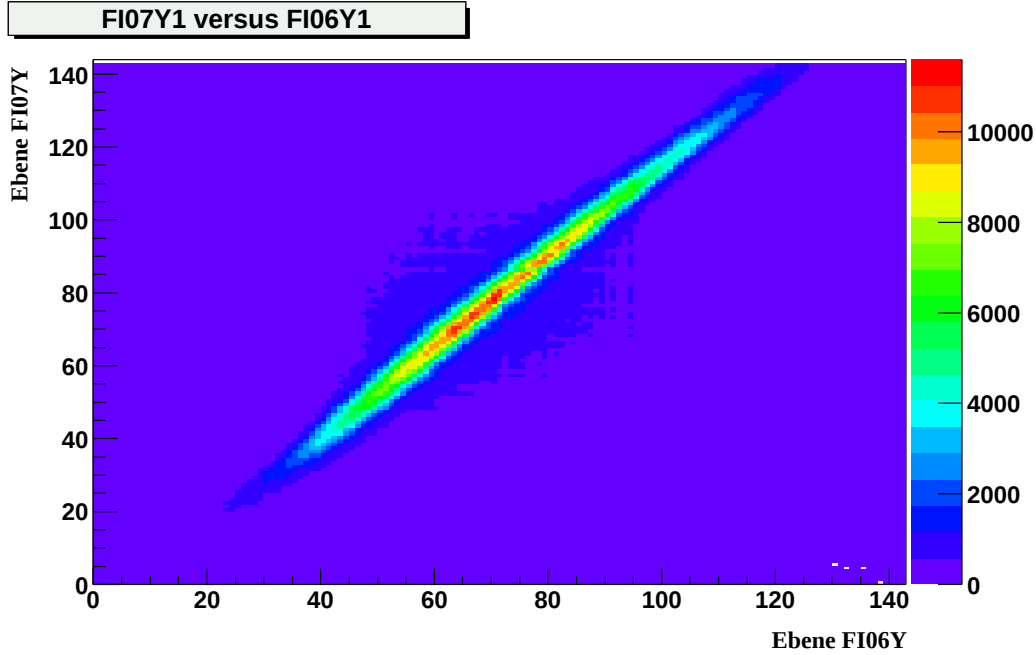


Abbildung 5.14: Ebenenkorrelation zwischen Ebene FI06Y und FI07Y

ne hergestellt werden kann, konnte im Rahmen dieser Arbeit kein Wert für die Zeitaufklösung dieser Detektorstation bestimmt werden. Für die Inbetriebnahme der Detektoren im Jahr 2003 ist geplant, die Station FI08 kurzzeitig in den Strahl zu fahren, so dass weiterführende Performance Studien dieser Art auch mit dieser Station möglich sind.

5.3.1 Treffer im zentralen Faserbereich

Im Folgenden wurde untersucht, unter welchen Bedingungen bei *Hits* im zentralen Bereich der Faserquerschnittsfläche (Clustergüte $q=1$) die beste Zeitaufklösung erreicht werden kann. Zunächst wurde an ausgewählten Kanälen der Detektorebene FI07X bei verschiedenen Strahlraten die Zeitaufklösung der gemessenen Zeiten t_{low} und t_{high} bestimmt und mit der durch das Zeit-Null-Extrapolationsverfahren (TZE - vgl. Abschnitt 4.3.1.3) optimierbaren Zeitaufklösung verglichen.

Zur Analyse bei niedrigen Strahlraten wurden Faserkanäle im Randbereich des Detektors, die auch dem Randbereich des Strahls entsprechen, gewählt. Faserkanäle im Zentralbereich des Detektors lieferten die Ergebnisse für hohe Strahlraten (vgl. Abbildung 5.15). Die Zeitaufklösung wurde durch einen Gaußfit unter Berücksichtigung eines konstanten Untergrundes an die Daten bestimmt. Der Ratio-Parameter r zur software seitigen Minimierung der Zeitaufklösung mit dem TZE-Verfahren wurde von 0.1 bis 3.0 in 0.1-Schritten variiert und das Minimum

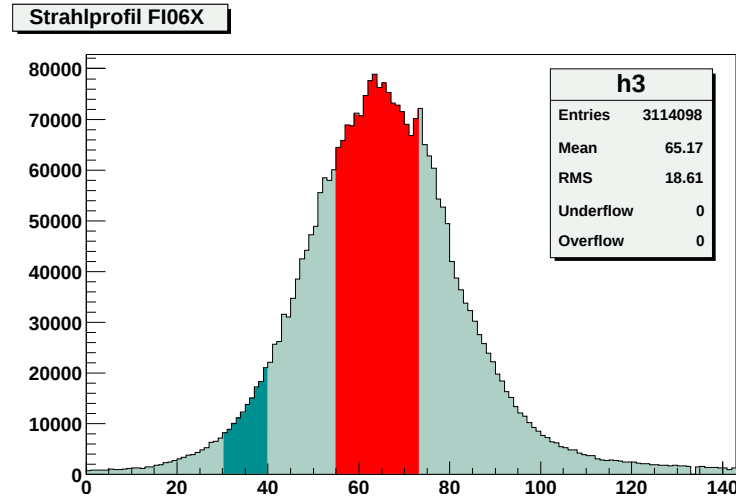


Abbildung 5.15: Auswahl von Faserkanälen für verschiedene Strahlraten. Zur Analyse niedriger Strahlraten wurden Kanäle im Randbereich des Strahls (dunkelgrün markierter Bereich), für hohe Strahlraten Kanäle im Zentralbereich (rotmarkierter Bereich) verwendet.

der Verteilung durch einen Polynomfit vierten Grades extrahiert.

Sowohl bei niedriger als auch bei hoher Strahlrate konnte die Zeitauflösung durch das TZE-Verfahren nur geringfügig von $\sigma_{t_{low}} = 297ps$ auf $\sigma_{t_{TZE}} = 284ps$ (niedrige Rate) bzw. von $\sigma_{t_{low}} = 366ps$ auf $\sigma_{t_{TZE}} = 365ps$ (hohe Rate) beeinflusst werden (vgl. Abbildung 5.16).

Diese Tatsache kann dadurch erklärt werden, dass die Diskriminatorschwellen durch den vorausgegangenen Schwellenscan optimal gesetzt wurden und so eine softwareseitige Optimierung über die hardwareseitige Einstellung hinaus keine nennenswerte Verbesserung bringt. Insbesondere bei hohen Raten wird durch 'pile-up'-Effekte der Gewinn durch das Zwei-Schwellenverfahren überdeckt. Dieses Ergebnis konnte bei allen Detektorebenen in den ausgewählten Strahlbereichen bestätigt werden.

Werden die aus den t_{low} Zeiten ermittelten Zeitauflösungen für alle Kanäle in ein Diagramm eingetragen, dem das zugehörige Strahlprofil überlagert ist, ist eine eindeutige Strahlratenabhängigkeit der Zeitauflösung zu sehen, die in der Größenordnung von 20% liegt. Abbildung 5.17 zeigt die Zeitauflösungsprofile für die untersuchten X- und Y-Ebenen. Die maximal gemessenen Zeitauflösungen $\sigma_{t_{low}}$ im Zentralbereich des Strahls liegen zwischen 350 ps und 380 ps. Sie sind in guter Übereinstimmung mit den Messungen am Prototypen und liegen deutlich unter dem von COMPASS geforderten Wert von 500 ps.

Die großen Fehlerbalken in den Randbereichen des Strahls sind auf die schlechtere Statistik in diesem Bereich zurückzuführen. Die auffällige Abweichung der

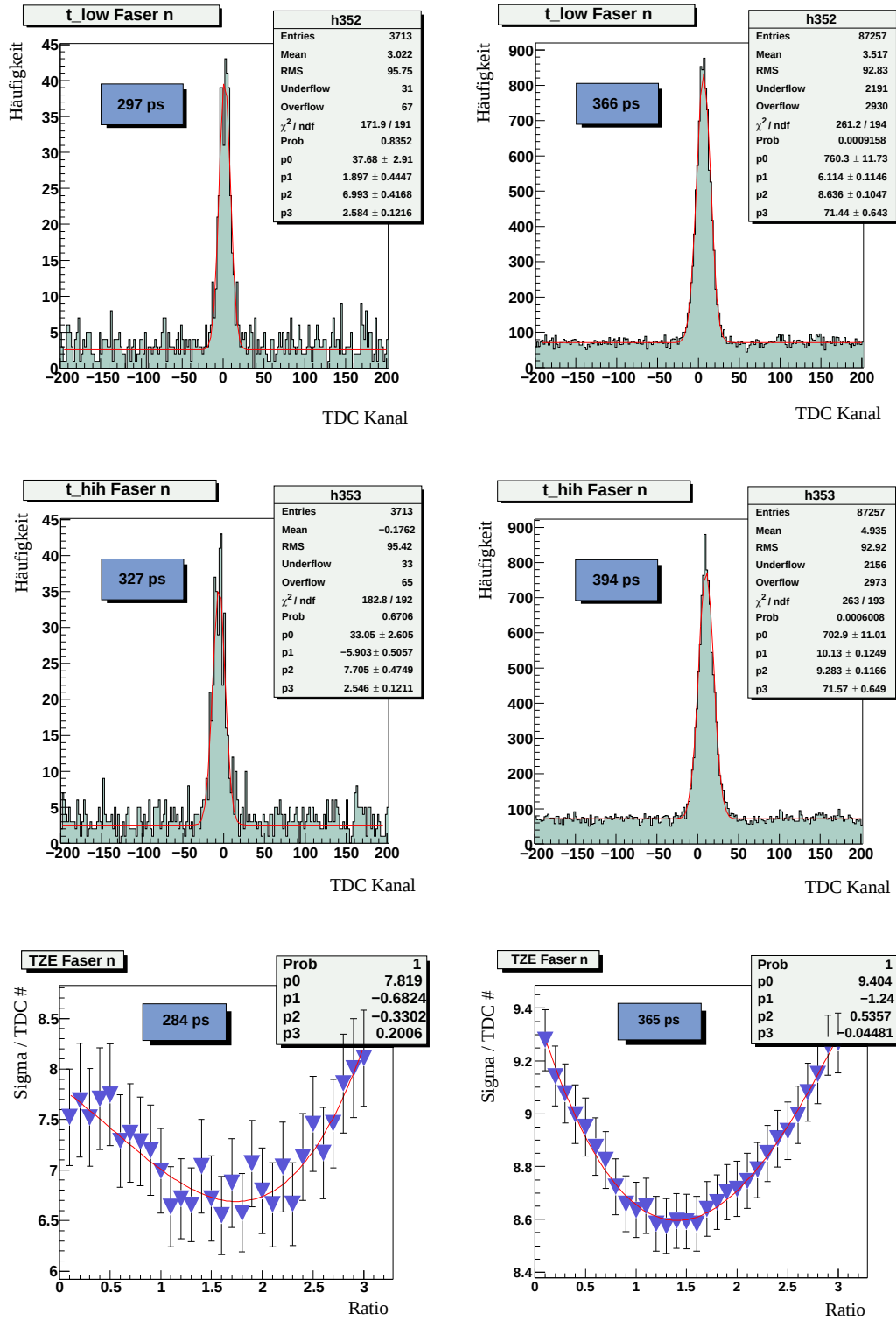


Abbildung 5.16: Zeitaufösungen $\sigma_{t_{low}}$, $\sigma_{t_{hih}}$ und $\sigma_{t_{TZE}}$ bei niedrigen (**links**) und hohen (**rechts**) Strahlraten von Kanal 65 der Ebene FI07X. Der Performance-gewinn durch das TZE-Verfahren ist gering und wahrscheinlich auf optimal eingestellte Schwellen zurückzuführen.

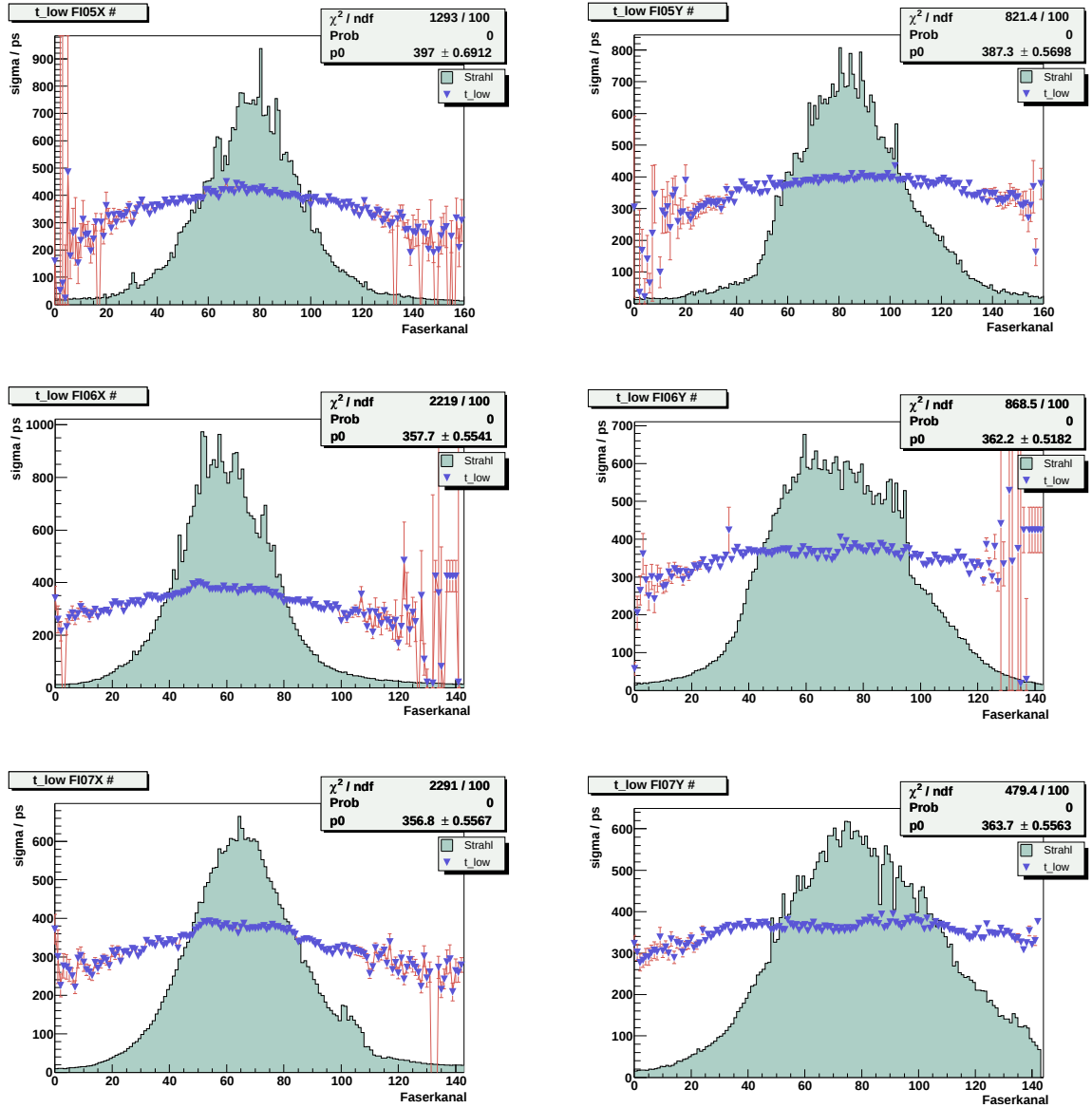


Abbildung 5.17: $\sigma_{t_{low}}$ gemessen über die Breite des Strahlprofils der Ebenen FI05XY (oben), FI06XY (mitte) und FI07XY (unten). Die Zeitauflösung ist strahlratenabhängig und variiert in der Größenordnung von 20%.

Werte bei den hohen Kanalzahlen der Ebene FI6XY kommt durch mangelnde örtliche Korrelation mit der Referenzebene zustande.

5.3.2 Treffer im Überlappbereich

Für alle weiteren Voruntersuchungen an einzelnen Kanälen die ein Cluster der Größe zwei bilden, wurden ausschließlich Kanäle aus dem Zentralbereich des Strahls (vgl. Abbildung 5.15, rote Markierung) ausgewählt, um den jeweils konservativsten Fall für die Werte der Zeitauflösung abschätzen zu können.

5.3.2.1 Clustergüte q3

Neben der Möglichkeit, die Zeitauflösung beider beteiligten Fasern ($n-1/n$) des Clusters software seitig mit dem TZE Verfahren einzeln zu optimieren, wurde auch die Mittelwertbildung (*mean timing*) der Zeitinformationen der einzelnen Zeiten t_{low} und die der TZE-optimierten Zeiten t_{TZE} analysiert.

Auch hier stellte sich heraus, dass die software seitige Optimierung die Werte der Faser n-1 nur sehr gering von $\sigma_{t_{low}} = 387ps$ auf $\sigma_{t_{TZE}} = 389ps$ bzw. bei der cluster-korrelierten Faser n die Werte von $\sigma_{t_{low}} = 417ps$ auf $\sigma_{t_{TZE}} = 407ps$ steigern konnte. Die geringfügig schlechtere Zeitauflösung der Faser n deutet darauf hin, dass das passierende $M\mu\text{on}$ eine größere Wegstrecke in der Faser n-1 zurückgelegt hat.

Bildet man aus den Zeitinformationen beider Fasern den Mittelwert und bestimmt anschließend die auf diese Weise gewonnene Zeitauflösung $\sigma_{<t_{low}>}^{n-1/n}$, kann ein Performancegewinn von mehr als 10% gegenüber der Zeitauflösung $\sigma_{t_{low}}$ erreicht werden. Eine weitere Verbesserung durch *mean timing* der TZE-optimierten Zeitaufösungen ist nicht feststellbar. Abbildung 5.18 fasst die Ergebnisse zusammen.

Der Performancegewinn durch die Bildung von *mean timing* gegenüber den Werten von $\sigma_{t_{low}}$ erstreckt sich über die ganze Ebene. Auch hier ist eine Strahlratenabhängigkeit zu beobachten, die dem Strahlprofil folgt. Je nach untersuchter Detektorebene bewegen sich die Zeitaufösungen im Zentralbereich des Strahls zwischen 380 ps und 420 ps. Die Zeitauflösung im Überlappbereich zweier Fasern, bei denen jeweils beide Zeiten verfügbar sind, ist demzufolge genauso gut wie im Zentralbereich einer Faser. Abbildung 5.19 vergleicht für jede Ebene die Zeitaufösungen $\sigma_{t_{low}}$ einer clusterbildenden Faser mit den durch *mean timing* gewonnenen Werten $\sigma_{<t_{low}>}^{n-1/n}$ des Clusters.

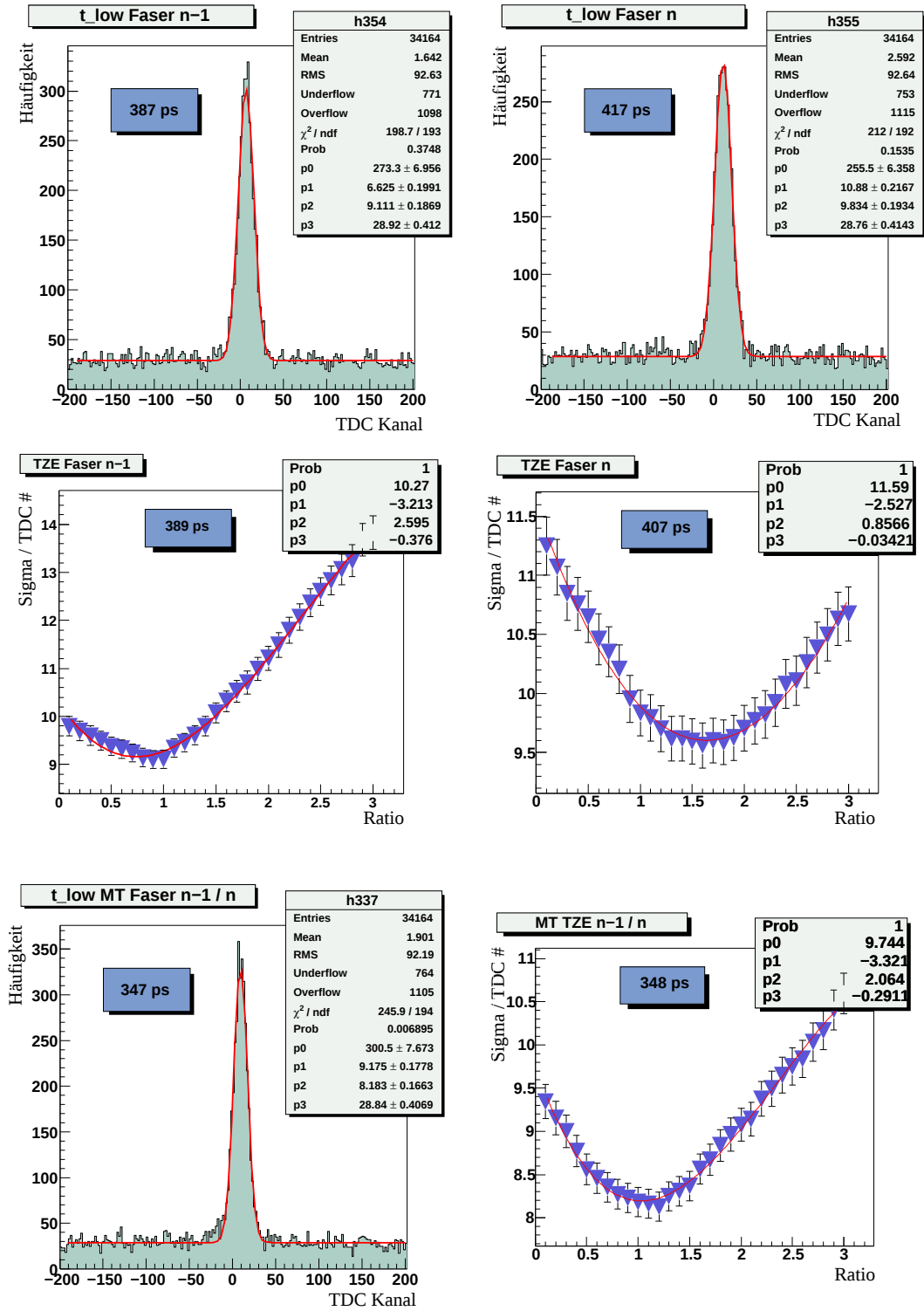


Abbildung 5.18: Zeitaufösungen $\sigma_{t_{low}}$ (oben), $\sigma_{t_{TZE}}$ (mitte) und $\sigma_{<t_{low}}^{n-1/n}$ (unten) bei hohen Strahlraten von Kanal 64 und 65 der Ebene FI07X. Durch Berechnung von *mean timing* beider Kanäle kann die Auflösung um mehr als 10% gesteigert werden, *mean timing* TZE-optimierter Zeitspektren bringt keinen nennenswerten Performancegewinn.

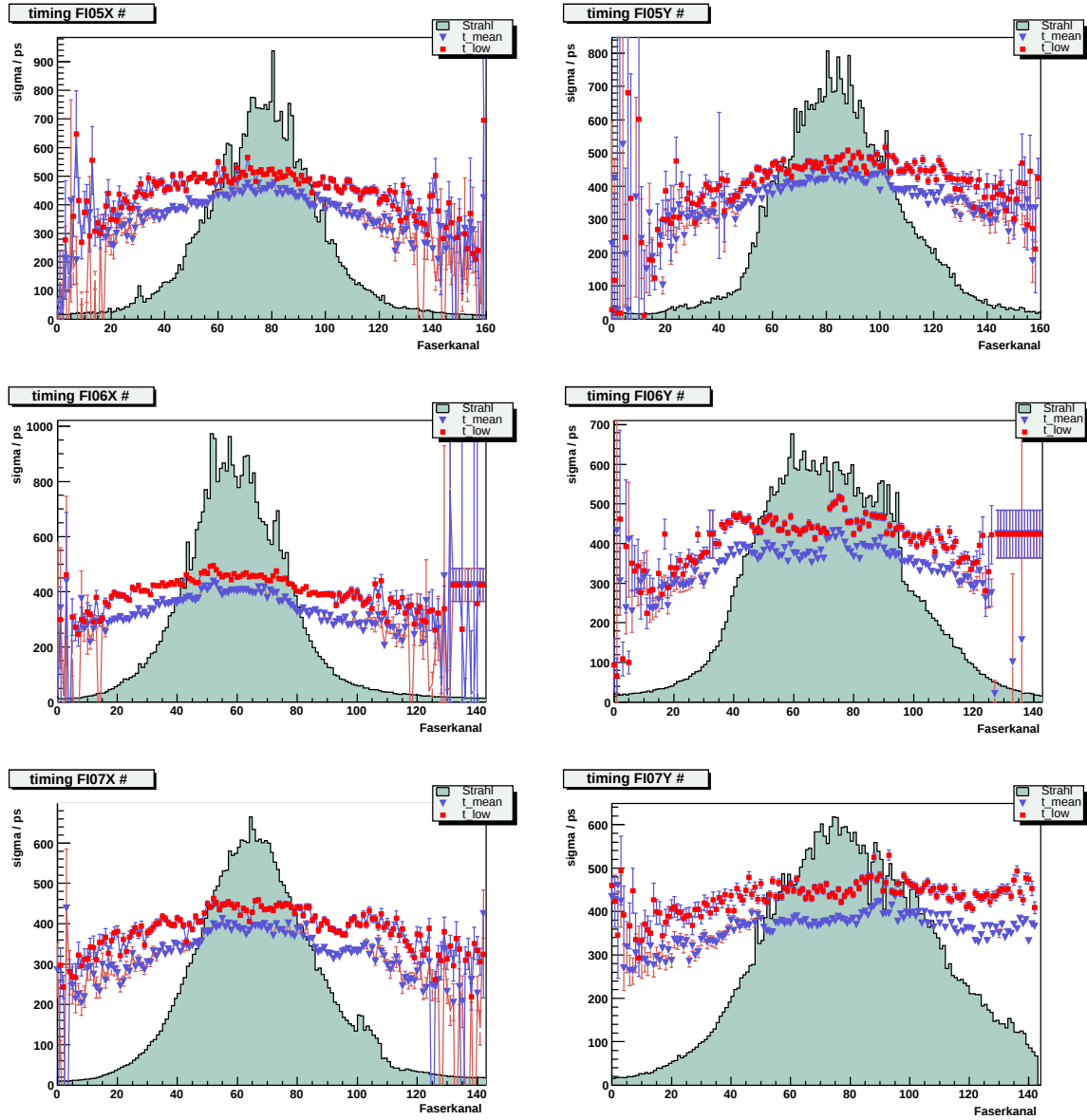


Abbildung 5.19: $\sigma_{t_{low}}$ und $\sigma_{<t_{low}>}^{n-1/n}$ gemessen über die Breite des Strahlprofils der Ebenen FI05XY (oben), FI06XY (mitte) und FI07XY (unten). Die Werte der durch *mean timing* gewonnenen Datenpunkte (blaue Dreiecke) eines Clusters sind immer 10% besser als die Werte der Zeitauflösung $\sigma_{t_{low}}$ (rote Quadrate), die von einer der clusterbildenden Fasern erreicht werden kann.

5.3.2.2 Clustergüte q4 bzw. q5

Da bei den Clustern der definierten Clustergüte $q=4$ bzw. $q=5$ nur eine der beteiligten Fasern beide Zeiten $\sigma_{t_{low}}$ und $\sigma_{t_{high}}$ zur Verfügung steht (vgl. Abschnitt 5.2.2), sind die Analysemöglichkeiten bezüglich des TZE-Verfahrens eingeschränkt. Verglichen wurden die Zeitauflösungen $\sigma_{t_{low}}$ der low-Zeiten mit den *mean timing* gebildeten Auflösungen $\sigma_{<t_{low}>}^{n-1/n}$.

Bei allen vorab ausgewählten Kanälen konnte auch in diesem Fall das TZE-Verfahren die Zeitauflösung gegenüber der für t_{low} ermittelten Zeitauflösung nicht weiter optimieren. Die Asymmetrie der Zeitverteilung innerhalb des Clusters macht sich auch in den Ergebnissen zur Zeitauflösung bemerkbar. Die Werte der Kanäle $n-1$ (wenn $n-1$ diejenige Faser mit beiden Zeiten ist) liegen in der Größenordnung $\sigma_{t_{low}}^{n-1} = 360ps$, während sich die Werte der Kanäle n im Bereich von $\sigma_{t_{low}}^n = 600ps$ bewegen.

Die Tatsache, dass bei einer der beiden Fasern ($n-1 / n$) nur die Zeit t_{low} gemessen wurde und deren Zeitauflösung deutlich schlechter ist, deutet auf eine starke Verschiebung des Clusterschwerpunktes zu der Faser mit beiden Zeitmesspunkten hin, die im Folgenden auch als *zeitführende* Faser des Clusters bezeichnet wird.

Aufgrund der Asymmetrie der Zeitauflösungswerte beider Fasern liegt das Ergebnis der *mean timing*-Analyse $\sigma_{<t_{low}>}^{n-1/n}$ erwartungsgemäß genau zwischen beiden Einzelergebnissen $\sigma_{t_{low}}^{n-1}$ und $\sigma_{t_{low}}^n$.

Bei *Hits*, deren Clustergüte zu $q=4$ oder $q=5$ definiert wird, kann demnach die optimale Zeitauflösung durch $\sigma_{t_{low}}$ der *zeitführenden* Faser ermittelt werden. Die Abbildungen 5.20 und 5.21 zeigen die Ergebnisse an einer ausgewählten Einzel-faser bzw. für alle Faserkanäle der untersuchten Detektorebenen.

5.3.3 Zusammenfassung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde erläutert, auf welche Weise bei den verschiedenen Ereignisklassen die optimale Zeitauflösung ermittelt werden kann. Für die Auswertung physikalischer Fragestellungen durch die Offline-Gruppe von COMPASS (vgl. Kapitel 3) kann daher für jedes einzelne *Event* angegeben werden, welche der gemessenen Zeiten diejenige ist, die zur besten Zeitauflösung gehört. Die wichtigsten Ergebnisse werden im Folgenden noch einmal zusammengefasst.

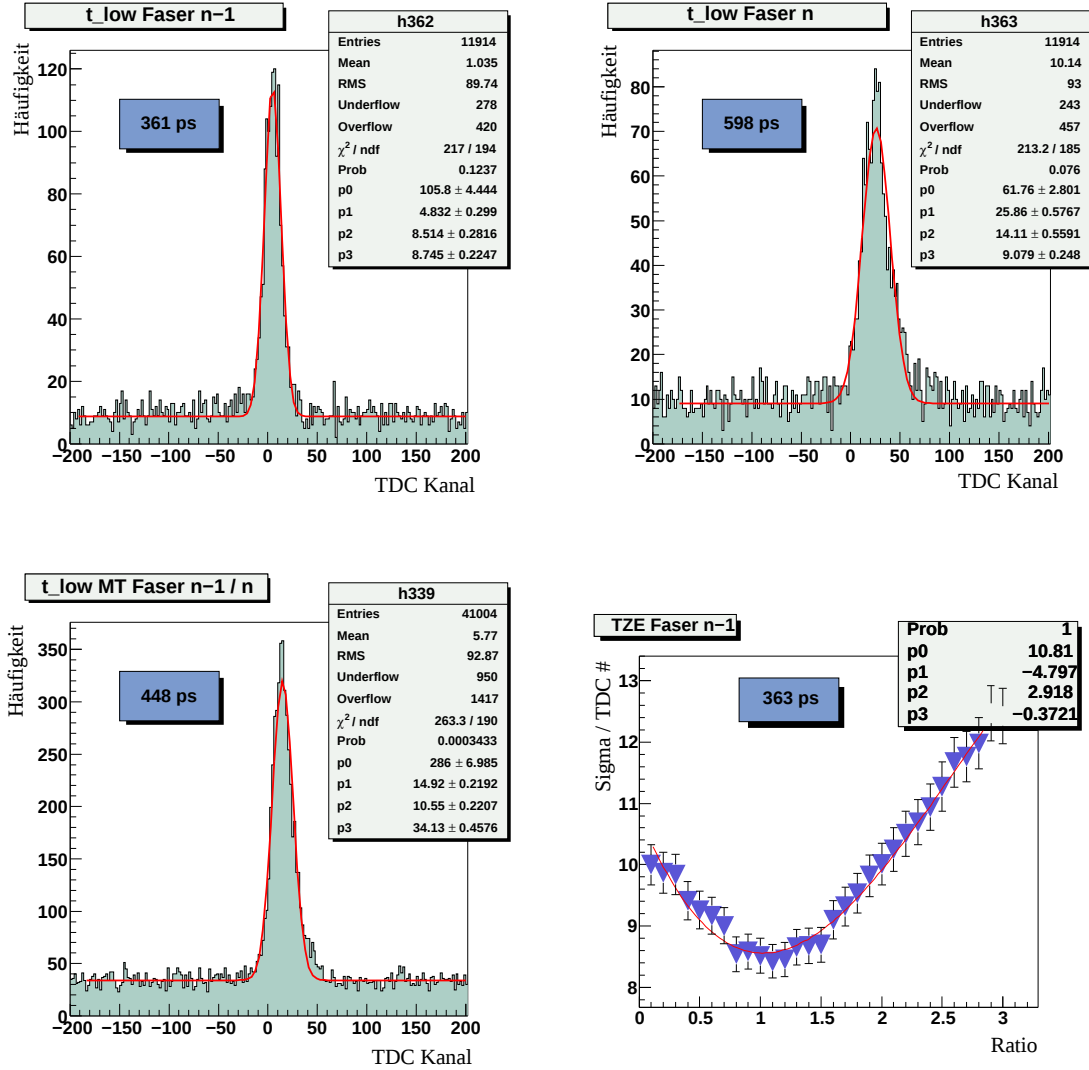


Abbildung 5.20: Zeitaufösungen $\sigma_{t_{low}}$ (oben), $\sigma_{<t_{low}>}^{n-1/n}$ (unten links) und $\sigma_{t_{TZE}}$ (unten rechts) bei hohen Strahlraten von Kanal 64 und 65 der Ebene FI07X. Die starke Asymetrie in den Zeitaufösungen der einzelnen Fasern führt im *mean timing* zu einer Verschlechterung gegenüber der *zeitführenden* Faser (Faserkanal 64 $\equiv$ n-1). Die softwareseitige Variation im TZE-Verfahren bringt keine spürbare Verbesserung.

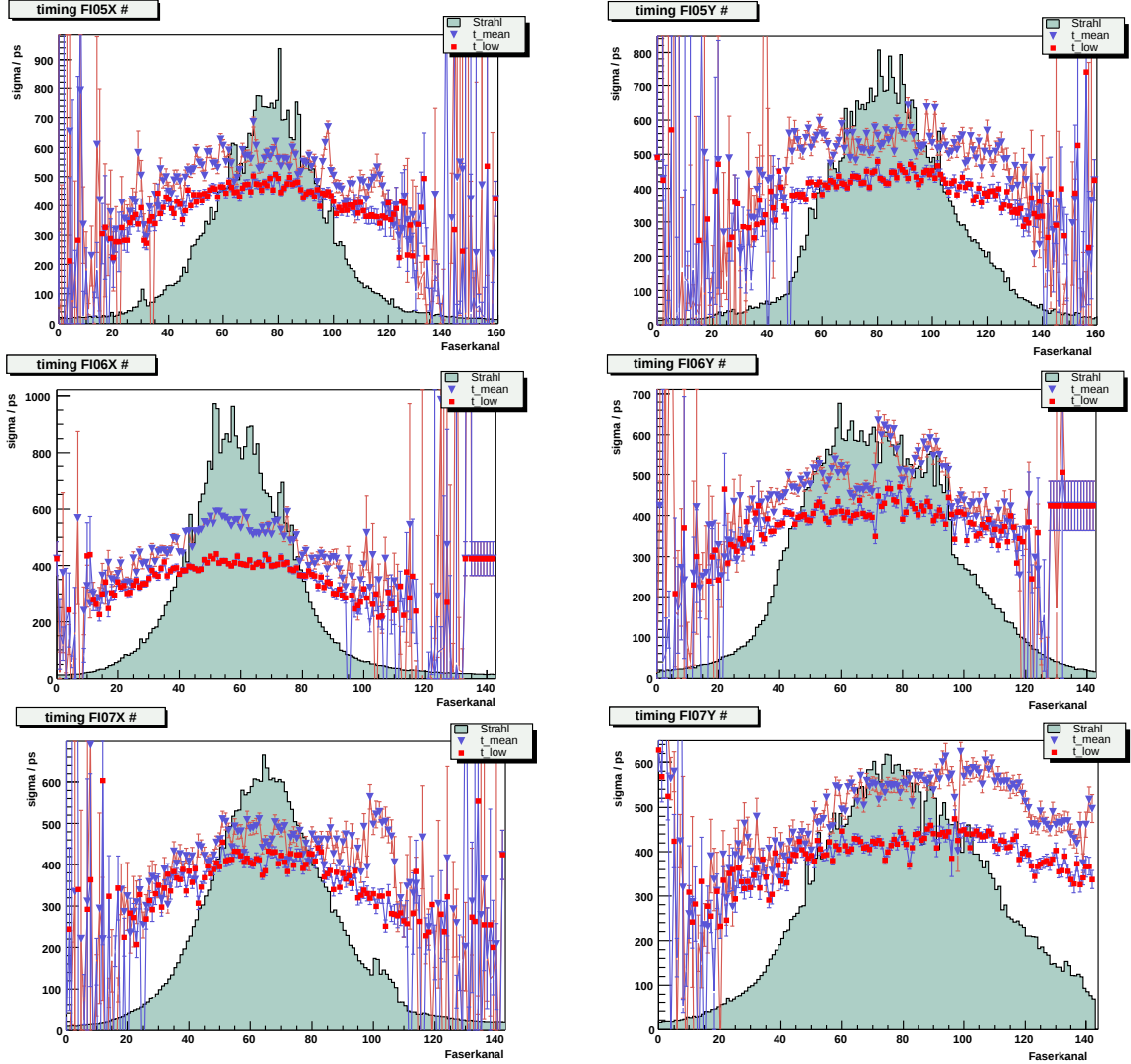
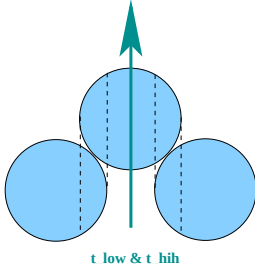
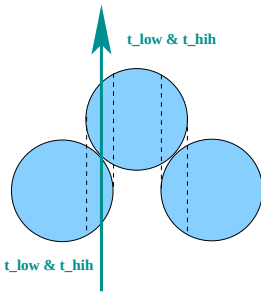


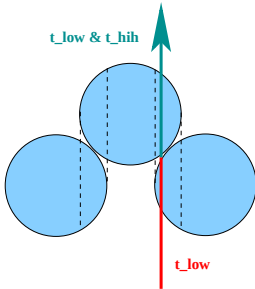
Abbildung 5.21: $\sigma_{t_{\text{low}}}$ und $\sigma_{<t_{\text{low}}>}^{n-1/n}$ gemessen über die Breite des Strahlprofils der Ebenen FI05XY (oben), FI06XY (mitte) und FI07XY (unten). Die Werte der durch *mean timing* gewonnen Datenpunkte (blaue Dreiecke) eines Clusters sind gegenüber den Zeitaufösungen $\sigma_{t_{\text{low}}}$ der zeitführenden Faser (rote Quadrate) erhöht.



Clustergüte q=1 Wird ein Cluster der Größe eins gebildet und sind die zu beiden Diskriminator-schwellen definierten Zeiten t_{low} und t_{high} aufgezeichnet worden, ist die Verwendung der Zeit t_{low} diejenige mit der besten Zeitauflösung. Hier erhält man Zeitauflösungen zwischen $280ps \leq \sigma_{t_{low}} \leq 380ps$, wobei die Werte im Randbereich bei geringen Zählraten um 20-25 % besser sind (vgl. Abbildung 5.17 auf Seite 116).



Clustergüte q=3 Wird ein Cluster der Größe zwei gebildet und sind die Zeiten t_{low} und t_{high} beider Fasern aufgezeichnet worden, so ist die Berechnung des *mean timings* der Zeiten t_{low} das Verfahren, um die beste Zeitauflösung pro *Event* zu erhalten. In diesem Fall werden Zeitauflösungen zwischen $300ps \leq \sigma_{<t_{low}>} \leq 400ps$ erreicht (vgl. Abbildung 5.19 auf Seite 119).



Clustergüte q=4 / q=5 Wird ein Cluster der Größe zwei gebildet und sind nur bei einer der beiden Faserkanäle die Zeiten t_{low} und t_{high} aufgezeichnet worden, führt die Verwendung der Zeit t_{low} der *zeitführenden* Faser zur besten Zeitauflösung pro *Event*. In diesem Fall werden ebenfalls Zeitauflösungen zwischen $300ps \leq \sigma_{t_{low}} \leq 400ps$ erreicht (vgl. Abbildung 5.21 auf Seite 122).

Bei Cluster der Größe eins, bei denen jeweils *nur* die Zeit t_{low} (Clustergüte q=2) bzw. *nur* die Zeit t_{high} gemessen wurde, muss die verfügbare Zeit zur Zeitdefinition für die weitere Analyse verwendet werden. Bei Clustern der Größe zwei, bei denen pro beteiligte Faser *nur* die Zeiten t_{low} (Clustergüte q=6) bzw. *nur* die Zeiten t_{high} vorhanden sind, führt *mean timing* zum besten Resultat.

5.4 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung des Detektors ist prinzipiell durch den Faserabstand δx benachbarter Fasern festgelegt und lässt sich über eine Rechteckverteilung[§] der Breite $\pm \delta x/2$ berechnen [Gru93]. Wird der Durchflug eines Teilchens immer genau einer

[§]Das Ansprechverhalten des Detektors pro Kanal wird durch die Breite der Rechteckfunktion beschrieben

einigen Faser zugeordnet, ergibt sich bei einem Faserabstand von $\delta x = 0.7mm$ ein theoretisches Auflösungsvermögen von

$$\sigma_{theo} = \frac{\delta x}{\sqrt{12}} = \frac{0.7mm}{\sqrt{12}} = 0.202mm \quad (5.6)$$

Aus Spurrekonstruktionsanalysen der Faserhodoskope FI05, FI06 und FI07 konnte der mittlere Abstand zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Trefferort und dadurch die Ortsauflösung bestimmt werden [Näh02]. Mit diesem Verfahren wurde die Ortsauflösung zu $\sigma_{exp} = 0.236 \pm 0.006$ mm bestimmt und ist somit etwas größer als der theoretische Wert, da unterschiedliche Schwelleneinstellungen und Unregelmäßigkeiten in der Anordnung der Faserkanäle sowie Crosstalk die Ortsinformation beeinflussen.

Die Ortsauflösung kann jedoch durch Einbeziehung der Faserüberlappzone und den damit verbundenen, in Abschnitt 5.2.2 definierten Clustergüten, deutlich gesteigert werden. Liegt ein Cluster der Größe eins vor (Clustergüte $q=1$ bzw. $q=2$), beträgt die Breite der Rechteckfunktion 0.52 mm ($\equiv 2 \cdot 0.26mm$; vgl. Abbildung 5.4)[¶]. In diesem Fall berechnet sich die Ortsauflösung theoretisch zu

$$\sigma_{theo}^{zentral} = \frac{\delta x}{\sqrt{12}} = \frac{0.52mm}{\sqrt{12}} = 0.150mm \quad (5.7)$$

und ist damit gegenüber dem Wert ohne Clustering um 25% gestiegen.

Bei einem Cluster der Größe zwei (Clustergüte $q=3,4,5,6$) beträgt die Breite der Rechteckfunktion nur noch 0.18 mm und das theoretische Auflösungsvermögen in diesem Bereich berechnet sich dann zu

$$\sigma_{theo}^{ueberlapp} = \frac{\delta x}{\sqrt{12}} = \frac{0.18mm}{\sqrt{12}} = 0.051mm \quad (5.8)$$

Um diese theoretischen Werte durch eine Spurrekonstruktionsanalyse zu überprüfen, bedarf es Referenzdetektoren, deren Ortsauflösung deutlich besser ist als die der Faserhodoskope. Geeignete Detektoren um die Ortsauflösung für *Hits* im zentralen Bereich der Faserquerschnittsfläche zu vermessen sind zum Beispiel GEM-Detektoren [S⁺01] (vgl. Kapitel 3) mit einer Auflösung von $60\mu m$. Um die Auflösung im Überlappbereich zu bestimmen eignen sich Silizium-Mikrostreifen-Detektoren, die eine Ortsauflösung von weniger als $14\mu m$ bereitstellen [Wag01]. Im Rahmen dieser Arbeit konnten derartige Analysen nicht durchgeführt werden, da die Silizium-Detektoren zum Zeitpunkt der Messung noch nicht im relevanten Bereich des COMPASS Spektrometers integriert waren und die GEM-Detektoren im zentralen Strahlbereich bei hoher Strahlrate nicht aktiviert sind.

[¶]Gilt nur unter der Annahme, dass der Durchmesser der Faser 1.0 mm ist (FI06, FI07 und FI08). Für die Station FI05 müssen die Werte entsprechend korrigiert werden (vgl. Tabelle 4.1)

5.5 Crosstalk

Unter Crosstalk versteht man das Übersprechen von Signalen in benachbarte Detektorkanäle (vgl. Kapitel 4, Abschnitt 4.3.1.1). Folgende Effekte können Crosstalk verursachen :

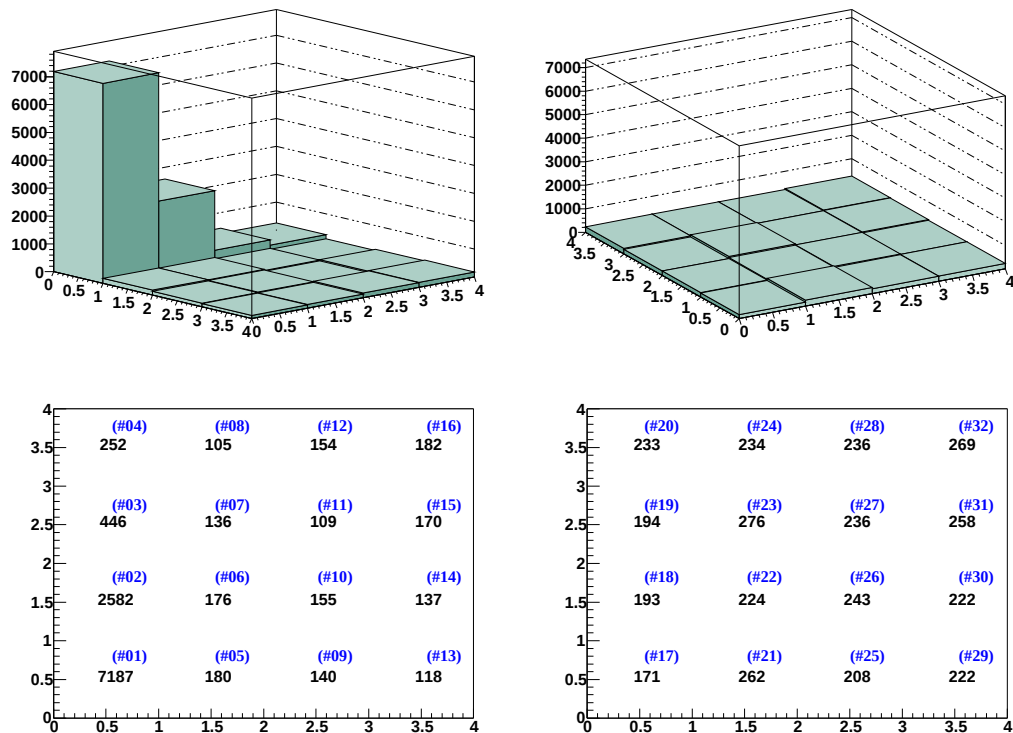
1. Detektorgeometrisch bedingte Mehrfachtreffer zwischen benachbarten Faserkanälen
2. Übersprechen durch im Detektor erzeugte Sekundärteilchen, sogenannte δ -Elektronen.
3. optisches Übersprechen zwischen Fasern im Detektor oder durch Reflexion an der Kathodenoberfläche des Photomultipliers
4. Übersprechen von Elektronen im Dynodensystem des Photomultipliers
5. elektronisches Übersprechen im Diskriminator und den Signalkabeln zur Datenaufnahme

Die Struktur der Detektoren erlaubt zu den Punkten 1. und 3. eine quantitative Bestimmung, die Effekte der restlichen Punkte können nur abgeschätzt werden. Die Faserhodoskope sind derart gestaltet, dass je 16 aufeinanderfolgende Fasern im Detektormodul auf die 4x4 Matrixstruktur des Photomultipliers abgebildet werden. Durch einen Zählratenvergleich der einzelnen Kanäle auf der Kathodenoberfläche entlang aufsteigender Fasernnummern bzw. orthogonal dazu, kann das optische Übersprechen auf der Kathode von 'echten' Ereignissen unterschieden werden. Weiterhin ergibt sich die Möglichkeit durch Variation des Zeitfensters, die Zahl 'zufälliger' Ereignisse abzuschätzen.

Zur Crosstalkanalyse wurden Treffer mit Standardsignalen (d.h. beide Diskriminatorschwellen werden überschritten) in einer Faser ausgewählt und alle zu dieser Faser zeitkorrelierten *Hits* auf diesem und dem direkt anschließenden Photomultiplier in jeweils eine 4x4 Matrix ohne zusätzliche Bedingungen eingetragen.

Die folgenden Ergebnisse demonstrieren das Crosstalkverhalten anhand zweier typischer Photomultiplier der Detektorebene FI06X. Ausgewählt wurde der erste Kanal auf der Kathodenmatrix. Zunächst wurde für die Zeitkorrelation ein Zeitfenster von $\pm 3 \cdot \sigma_{low}^{T0}$ gefordert (vgl. Abbildung 5.22 oben). Bewegt man sich auf der Kathodenoberfläche entlang aufsteigender Faserkanäle (PM1 #1 - #16) so ist eine stetige Abnahme der Zählraten zu beobachten. Insbesondere die ersten vier Kanäle zeigen ein Häufigkeitsprofil, wie man es aus detektorgeometrischer Sicht (Doppeltreffer in der direkt benachbarten Faser, bzw. Mehrfachtreffer schräg passirender Teilchen - vgl. Abbildung 4.3) erwartet.

PM1 & PM2 ; #1 : stat = 0 ; Rest : stat = -1/0/+1 ; $\Delta t = \pm 3\sigma$



PM1 & PM2 ; #1 : stat = 0 ; Rest : stat = -1/0/+1 ; $\Delta t = \pm 1\sigma$

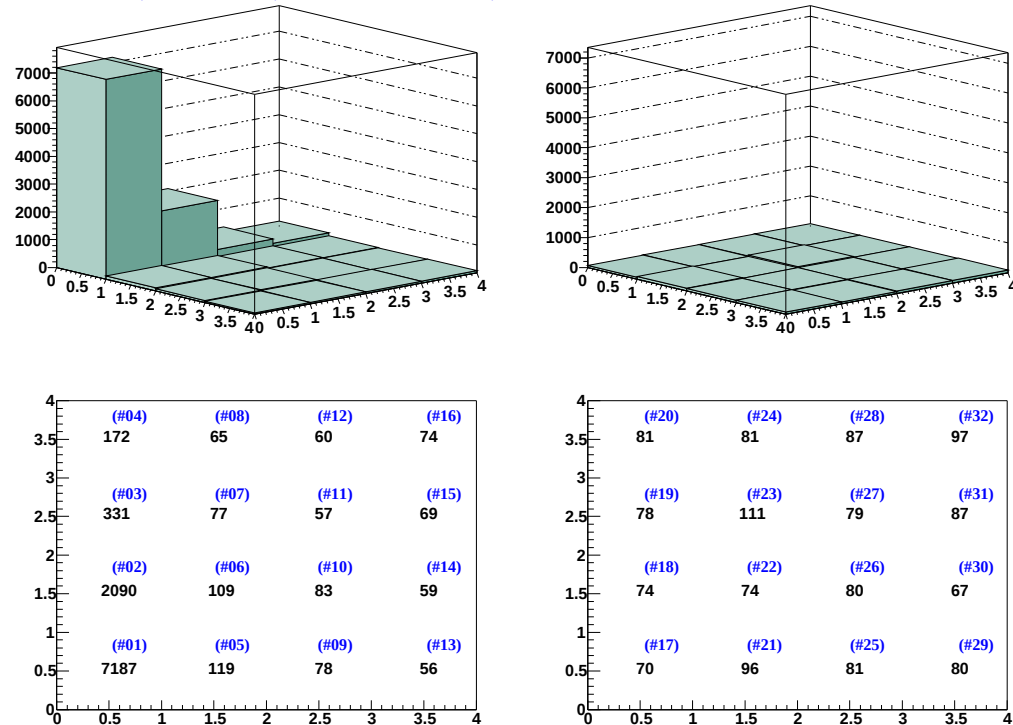


Abbildung 5.22: Zählratenverteilung auf dem Kathodenfenster zweier benachbarter Photomultiplier. **Oben:** Zeitfenster $\Delta t = \pm 3 \cdot \sigma_{t_{low}}^{T0}$ **Unten:** Zeitfenster $\Delta t = \pm 1 \cdot \sigma_{t_{low}}^{T0}$.

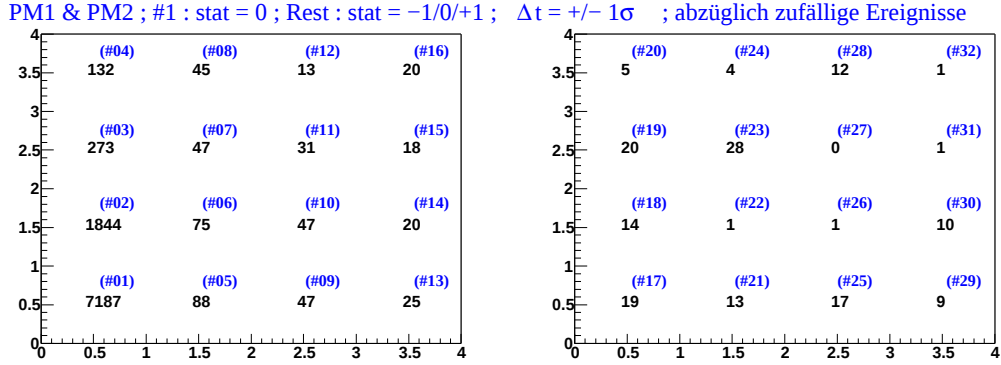


Abbildung 5.23: Zählratenverteilung auf dem Kathodenfenster zweier benachbarter Photomultiplier abzüglich zufälliger Ereignisse. Das Zeitfenster ist auf $\Delta t = \pm 1 \cdot \sigma_{t_{low}}^{T0}$ gesetzt.

Orthogonal zu dieser Linie entlang der Kanäle #01 - #05 - #09 - #13 ist die Zählratenabnahme deutlich abrupter. Diese Tatsache lässt den Schluss zu, dass die Zählraten in benachbarten Kanälen auf der Kathodenoberfläche des Photomultipliers, die *nicht* unmittelbar im Detektormodul benachbart sind, durch 'zufällige' Koinzidenzen dominiert sind und nur ein sehr geringer Anteil auf optisches Übersprechen an der Kathodenoberfläche zurückzuführen ist. Die Zählratenzunahme im Übergang von Photomultiplier 1 zu Photomultiplier 2 resultiert aus der wachsenden Strahlintensität und ist ein weiteres Indiz für die Dominanz 'zufälliger' Ereignisse.

Wird das Zeitfenster für die Zeitkorrelation auf $\pm 1 \cdot \sigma_{t_{low}}^{T0}$ reduziert, verringert sich auch die Zahl der 'zufälligen' Ereignisse (vgl. Abbildung 5.22 unten), wobei sich die Zahl der 'nicht zufälligen' Ereignisse nur minor ändert. Diese Tatsache macht sich dadurch bemerkbar, dass jetzt die Zählraten der nicht unmittelbar betroffenen Kanäle von Photomultiplier 1 (ab Kanal #07) mit denen auf Photomultiplier 2 in guter Übereinstimmung sind. Nur die Zählraten direkt benachbarter Kanäle auf der Kathode (#05 und #06) sind leicht erhöht und deuten auf minimales, optisches Übersprechen an der Kathodenoberfläche hin.

Um die Zahl der 'zufälligen' Ereignisse, die den physikalischen Ereignissen überlagert sind, abzuschätzen, berechnet man aus der *gemessenen* 3σ -Zählrate die *theoretische* 1σ -Zählrate und vergleicht diesen Wert mit der *gemessenen* 1σ -Zählrate. Durch Differenzbildung kann die Zahl physikalischer Ereignisse mit einer Genauigkeit von $\sqrt{n}$ extrahiert werden. Abbildung 5.23 zeigt die Zählratenverteilung auf beiden Photomultipliern abzüglich 'zufälliger' Ereignisse.

Man sieht, dass nur ungefähr 1% zeitlich korrelierter Signale in die unmittelbare Nachbarschaft des untersuchten Kanals (#05 und #06) einstreuen. Die exakte Abbildung der Faserkanäle auf die Photomultipliermatrix durch die Ver-

wendung mattschwarzer Polyethylenfassungen (vgl. Abschnitt 4.5 und [Näh98]) ist sicherlich ausschlaggebend, dass das Übersprechen in dieser Form nahezu ausgeschlossen wird - im Gegensatz zu den Ergebnissen, die im Labor *ohne* diese Fassungen gewonnen wurden (vgl. Abbildung 4.8, Abschnitt 4.3.1.1).

Die voranstehend beschriebenen Untersuchungen zur Crosstalk-Analyse haben gezeigt, dass detektorgeometrisch bedingtes Übersprechen von optischem Übersprechen auf der Kathodenoberfläche der Phtomultiplier getrennt werden kann. Es ist ebenfalls möglich die Zahl 'zufälliger' Koinzidenzen abzuschätzen, so dass bei der Analyse der Daten zur Physik bei COMPASS aus dieser Sicht heraus keinerlei Schwierigkeiten zu erwarten sind.

5.6 Detektoreffizienz

Detaillierte Studien zur Nachweiseffizienz der Faserhodoskope werden in [Näh02] und [Web] diskutiert. Die Ergebnisse dieser Analysen werden im folgenden Abschnitt zusammenfassend wiedergegeben.

5.6.1 Messprinzip

Die Bestimmung der Effizienz einer Detektorebene erfordert die Auswahl von *Hits* in einem Referenzdetektor, die geometrisch und zeitlich korreliert in der zu untersuchenden Ebene nachgewiesen werden müssen. Alle Ereignisse, die dort nicht nachgewiesen werden können, tragen zur Reduktion der Nachweiseffizienz bei.

Da die Faserhodoskope im COMPASS Experiment die einzigen Detektoren sind, die direkt im Strahlbereich eingesetzt werden, können Effizienzstudien nur durch den Vergleich der Faserhodoskope untereinander gemacht werden. Zur Definition von Referenztreffern eignet sich insbesondere die Detektorstation FI06, die sich durch eine zusätzliche dritte, um 45° geneigte Ebene auszeichnet. Diese Ebene soll Mehrdeutigkeiten, die durch zwei oder mehr gleichzeitige Treffer verursacht werden, bei der Spurrekonstruktion auflösen (vgl. Abbildung 5.24). Alle drei Ebenen FI06XY und FI06V sind direkt hintereinander angeordnet, so dass ein Treffer in zwei Ebenen auch in der dritten Ebene nachgewiesen werden muss (intrinsische Effizienz des Detektors). Da der Abstand benachbarter Fasern der Ebenen FI06XYV identisch ist, besteht eine räumliche Korellation von *Hits* genau dann, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\text{CH6V} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\text{CH6X} - \text{CH6Y}) \quad (5.9)$$

Diese ideale Abbildungsvorschrift wird jedoch relativiert, da jeder Kreuzungspunkt zweier Ebenen einen geometrischen Überlapp mit bis zu vier Fasern der

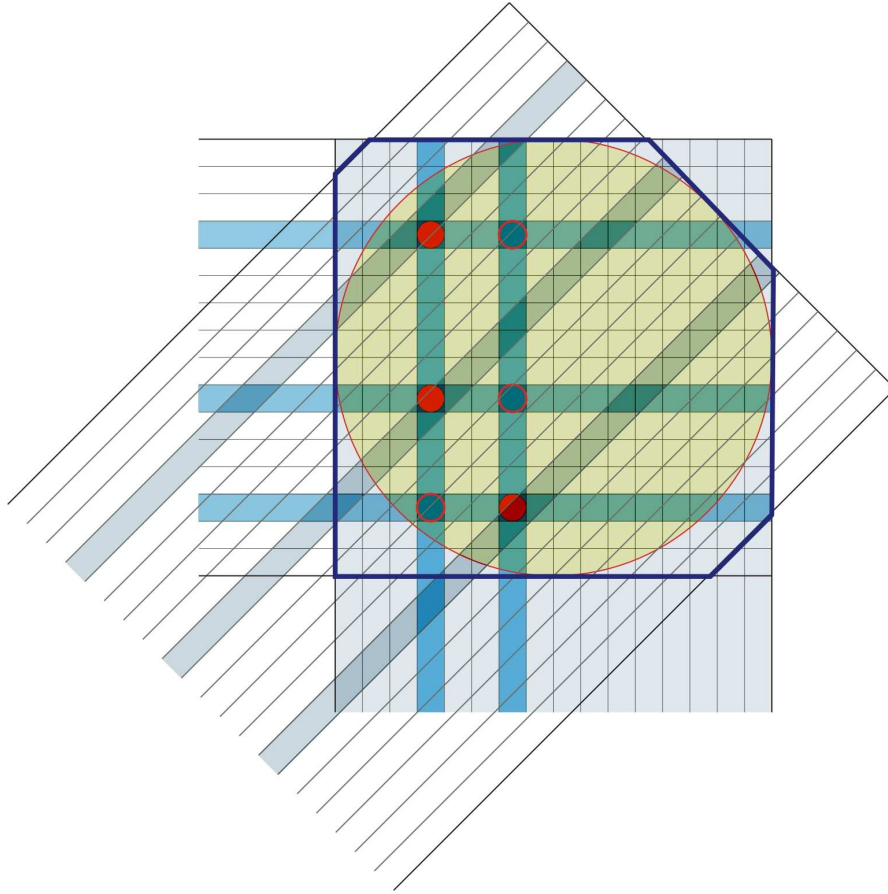


Abbildung 5.24: Schemaskizze zur Bestimmung der intrinsischen Effizienz der Ebenen FI06XYV. Die zusätzliche, diagonale Ebene löst Ambiguitäten (leere Kreise) durch Mehrfachtreffer (volle Kreise) auf. Die Umrandung zeigt den sensitiven Bereich der Überdeckungsfläche aller drei Ebenen, der eingezeichnete Kreis definiert die Fläche zur Effizienzbestimmung

dritten Ebene besitzt. Parameter wie Strahldivergenz und endliche Ortsauflösung führen schließlich dazu, dass eine räumliche Korellation bereits dann unter der Bedingung

$$|\text{CH6X} - \text{CH6Y} - \sqrt{2}\text{CH6V}| \leq 2.5 \quad (5.10)$$

angenommen werden muss. Die Effizienzbetrachtungen beschränken sich wegen der unvollständigen Überdeckung der drei Ebenen auf eine Kreisfläche, deren Radius je nach untersuchter Detektorebene angepasst wird. Abbildung 5.24 zeigt eine Kreisfläche zur Untersuchung der X- bzw. Y-Ebene. Als zeitlich korelliert gelten Treffer, wenn sie in einem Zeitfenster von ± 30 TDC-Kanälen liegen ($\equiv 3.6\text{ns}$). Ist durch die Erfüllung der geforderten Korellationen ein Referenztreffer in der Station FI06 definiert worden, kann in den verbleibenden Ebenen der Stationen FI05 bzw. FI07 (die Ebenen FI08XY wurden wegen ihrer besonderen Position im Experiment nicht in die Analyse miteinbezogen) die Nachweiseffizienz

durch Spurrekonstruktion bestimmt werden.

5.6.2 Ergebnisse

Bei den im folgenden, tabellarisch zusammengefassten Ergebnissen handelt es sich um integrale Effizienzen, die aus der Einzeleffizienz jedes Kanals gewonnen wurden. Die Werte wurden bei niedrigen und hohen Strahlraten mit maximaler Multiplizität je *Event* bestimmt.

Detektorebene						
FI	X		Y		V	
Strahlrate	niedrig	hoch	niedrig	hoch	niedrig	hoch
05	99.0±0.6	96.2±0.1	98.9±0.6	97.8±0.1	-	-
06	99.0±0.8	95.7±0.2	99.0±0.8	95.7±0.2	99.3±0.8	97.0±0.2
07	-	94.8±0.1	-	97.8±0.6	-	-

Tabelle 5.2: Nachweiswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Detektorebenen im Spektrometerbereich im Vergleich niedriger zu hohen Strahlraten.

Den Werten aus Tabelle 5.2 ist zu entnehmen, dass bei niedrigen Strahlraten die intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit bei $\sim 99\%$ liegt. Die Ebene FI07 bildet hier die Ausnahme, da die Analyse niedriger Strahlraten mit *alignment runs* (Spektrometermagnete SM1 und SM2 sind abgeschaltet) durchgeführt wurde und dadurch ein Großteil des Strahls nicht durch diese Ebene führt. Im normalen Experimentbetrieb bei nominellen Strahlraten ($2 \cdot 10^8 \mu/s$) und maximaler Multiplizität sind Einbußen in der Rekonstruktionseffizienz von bis zu 5% zu erwarten. Selektiert man Ereignisse mit Multiplizität $M \leq 10$ wird die Effizienz der Ebenen nur um $\sim 2\%$ herabgesetzt.

Abbildung 5.25 zeigt die Einzelkanaleffizienzen der Ebene FI06V für niedrige Strahlraten bei nur einem *Hit* pro *Event* im Übergang zu hohen Strahlraten bei maximaler Anzahl *Hits* pro *Event*.

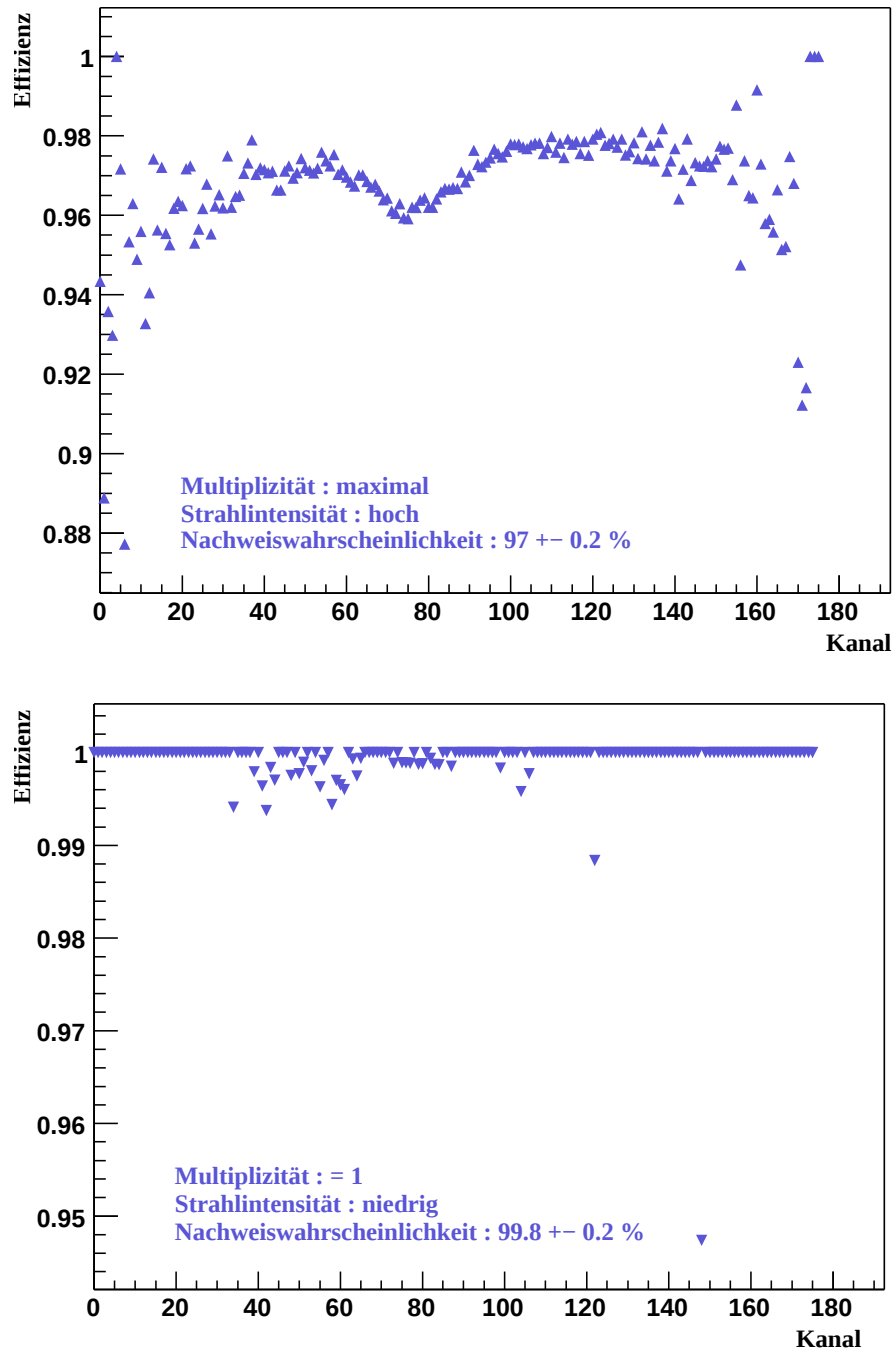


Abbildung 5.25: Ortsaufgelöste Effizienzen der Ebene FI06V bei verschiedenen Multiplizitäten und Strahlraten. Der statistische Fehler beträgt zwischen 1% (zentraler Bereich) und 6% (Randbereich).

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Hodoskope aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment entwickelt und gebaut. Zahlreiche Vorstudien und eine sorgfältige Materialauswahl führten dazu, dass alle an die Detektoren gestellten Anforderungen erreicht und sogar übertroffen wurden.

Mit dem 16-fach Photomultiplier H6568 und der modifizierten Booster Basis zur Stabilisierung der letzten vier Dynodenstufen können Signalraten von bis zu 6 MHz pro Kanal ohne Problem verarbeitet werden. Die maximale Rate im Experiment beträgt etwa 2 MHz pro Kanal. In Kombination mit den neuartigen szintillierenden '*double-cladding*' Fasern SCSF-78MJ der Firma Kuraray und den adaptierten Lichtleitern *Clear PSMJ* des gleichen Herstellers werden bei ~ 30 Photoelektronen pro Kanal Zeitaufösungen zwischen 280 ps (niedrige Strahlrate) und 400 ps (hohe Strahlrate) erreicht.

Für die Verbindung von szintillierender Faser und Lichtleiter wurde eine Schweißtechnik entwickelt, die eine mechanisch stabile und strahlenharte Verbindung herstellt. Wegen ihrer unmittelbaren Nähe zu den großen Spektrometermagneten SM1 und SM2 und den damit verbundenen magnetischen Streufeldern wurden in detaillierten Studien Maßnahmen zur Abschirmung der Photomultiplier entwickelt, so dass ein ausreichender Schutz vor dem Zusammenbrechen der Signale von bis zu 100 mT gewährleistet ist.

Nach intensiven Tests an einem Prototypen wurden vier Detektorstationen mit insgesamt neun Ebenen für den Spektrometerbereich des Experiments gebaut, getestet und erfolgreich in Betrieb genommen. Analysen zur Nachweiswahrscheinlichkeit ergaben Werte zwischen 97% (hohe Strahlrate) und fast 100% (niedrige Strahlrate). Eine zuverlässige Spurrekonstruktion im Kernbereich des Strahls ist also möglich. Durch die Definition von detektorspezifischen Zeitfenstern und den Einsatz eines angepassten Clusteralgorithmus zur Analyse von Ereignismultiplizitäten ≥ 2 kann neben der Zeitauflösung auch die Ortsauflösung des Detektors

optimiert werden. Ortsauflösungen von $150\ \mu\text{m}$ werden für den gesamten Detektorbereich erreicht.

In der Strahlzeit des Jahres 2002 wurden insgesamt $5 \cdot 10^9$ *events* aufgezeichnet. Dies entspricht einer Datenmenge von 260 TB [Mal02]. Die Analysen der Offline-gruppe zeigen, dass das Spektrometer im gegenwärtigen Zustand alle Anforderungen erfüllt, um eine möglichst vollständige Rekonstruktion tiefinelastischer Streueignisse zu gewährleisten.

Abbildung 6.1 zeigt ein vollständig rekonstruiertes, tiefinelastisches Streueignis, bei dem ein am Target gestreutes $M\mu\text{on}$ und zwei hadronische Sekundärteilchen im Spektrometer nachgewiesen werden. Das gestreute $M\mu\text{on}$ legt den größten Teil des Weges im Kernbereich des Strahls zurück und kann in allen acht Faserhodoskopen nachgewiesen werden. Dieses Beispiel zeigt, dass die Faserhodoskope den Anforderungen im Spektrometer genügen und ihrer Aufgabe, der Spurrekonstruktion gestreuter $M\mu\text{onen}$ im Strahlbereich, gerecht werden.

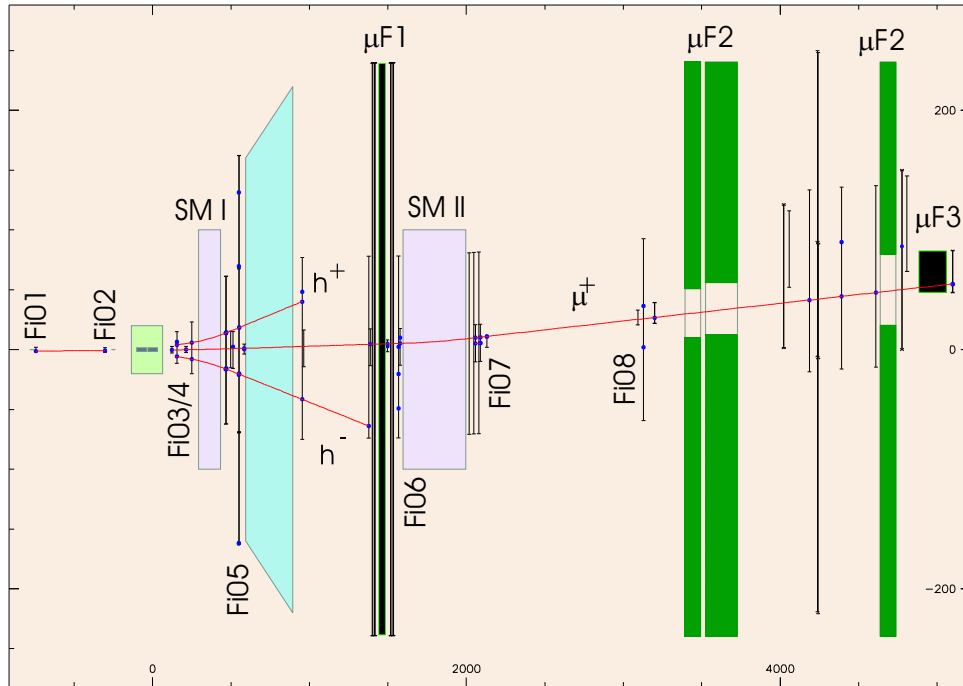


Abbildung 6.1: Vollständige Rekonstruktion eines tiefinelastischen Streueignisses. Das gestreute $M\mu\text{on}$ sowie zwei hadronische Sekundärteilchen werden im Spektrometer nachgewiesen.

Erste Analysen zur Spurrekonstruktion haben ergeben, dass im Bereich der *Beam-Momentum-Station* BMS und in der Region unmittelbar vor dem Target

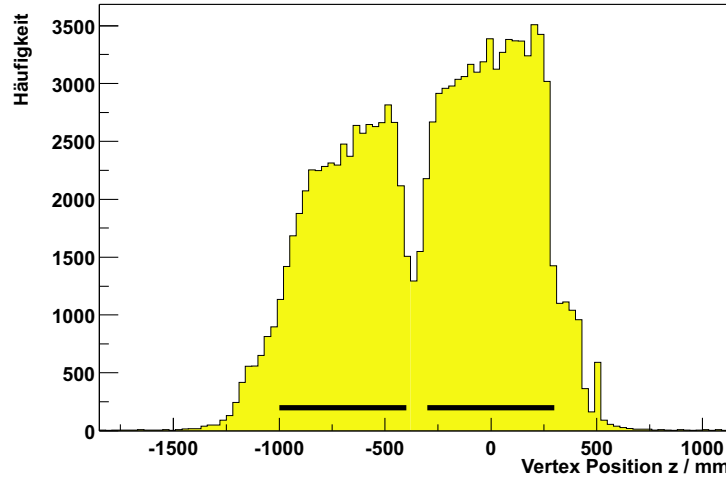


Abbildung 6.2: Primäre Wechselwirkungsvertizes in beiden Targetzellen

events aufgrund von Mehrdeutigkeiten nur unzureichend rekonstruiert werden können. An diesen Stellen ist ein Ausbau mit Hodoskopen aus szintillierenden Fasern geplant.

Abbildung 6.2 zeigt die rekonstruierte Verteilung primärer Vertizes entlang der Strahlrichtung. Erste vorläufige Ergebnisse zur Produktion von ρ , K^0 , Λ und Φ -Teilchen wurden erzielt.

Ein Beleg für den erfolgreichen Betrieb des Spektrometers zeigt sich in der Analyse longitudinaler und transversaler Impulsverteilungen von Teilchen mit Sekundärzerfall nahe dem Target (speziell neutrale Kaonen und Lambda-Teilchen) durch die Offline-Gruppe. Der sogenannte Armenteros-Podolanski-Plot (Abbildung 6.3) zeigt das Verhältnis der Asymmetrie longitudinaler Impulsverteilungen von positiven und negativen Teilchen, die aus einem zweiten Vertex heraus entstehen, zu deren transversalen Impulsverteilungen. Der zugehörige Phasenraum bezüglich des Zerfalls neutraler Teilchen ist als Ellipse in dieser Darstellung sichtbar. Der K^0 -Bogen und die zugehörigen $\bar{\Lambda}$ (links) und Λ (rechts) Bögen sind deutlich zu erkennen. Die Massenauflösung beträgt für das K^0 -Teilchen 6 MeV, für die Λ 's 2.7 MeV und deckt sich mit Rechnungen aus Monte-Carlo-Simulationen.

Im Jahr 2003 und 2004 wird COMPASS zwischen 80 und 100 Tagen Daten aufzeichnen und voraussichtlich einen wichtigen Beitrag zur Lösung des Spin-Rätsels im Nukleon beitragen.

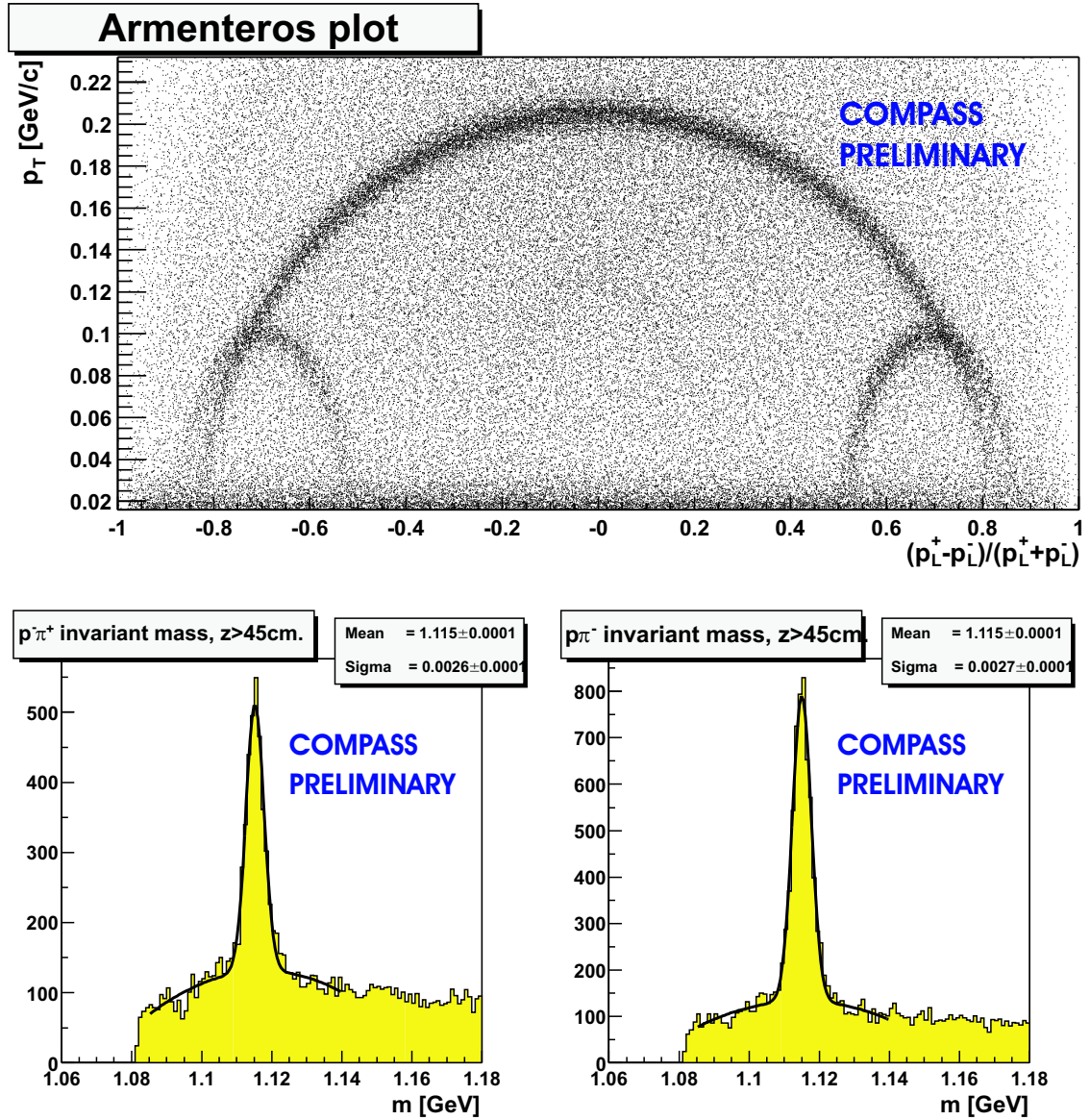


Abbildung 6.3: Oben: Armenteros-Podolanski-Plot. Aufgetragen ist das Verhältnis der transversalen Impulsverteilung positiver und negativer Teilchen gegen die Asymmetrie der zugehörigen longitudinalen Impulsverteilungen. Unten: Invariante Massenverteilungen im Pion-Kaon-System mit $\bar{\Lambda}$ (links) und Λ (rechts) Peaks nach [Mal02]

Anhang A

Photomultiplier H6568

- Allgemein

Parameter		Beschreibung	Einheit
Spektraler Bereich		300 bis 650	nm
Wellenlänge maximaler Empfindlichkeit		420	nm
Photokathode	Material	Bialkali	-
	Minimale effektive Fläche	17.5 x 17.5	mm ²
Material Eintrittsfenster		Borsilikat-Glas	-
Dynode	Struktur	Metal-channel-Dynode	-
	Anzahl	12	-
Anodengröße		4 x 4	mm ²
Gewicht		55	g

- Charakteristische Eigenschaften (bei 298K)

Parameter		Wert	Einheit
Max. Versorgungsspannung	U_{PM} am Photomultiplier	1000	V=
	U_B am Booster	300	V=
Umrechnung $U_{PM} \rightarrow U_B$	$U_B = 4/13 \cdot U_{PM}$	-	V=
Max. mittlerer Anodenstrom		0.01	mA
Kathodensensitivität	Beleuchtet (2856K)	70	$\mu A/lm$
	Blau (CS 5-58 Filter)	8	$\mu A/lm$
Anodensensitivität	Beleuchtet (2856K)	230 (50)	A/lm
Stromverstärkung		3.3×10^6	-
Dunkelstrom pro Kanal (nach 30 Min Dunkelheit)		1 (0.5)	nA
Zeitverhalten pro Kanal	Anodenpuls Anstiegszeit	0.83	ns
	Durchgangszeit (FWHM)	3.0	ns
Puls-Linearität pro Kanal ($\pm 2\%$ Abweichung)		0.5	mA
Cross-talk (4 x 4 mm ² Apertur)		1	%

Figure 1: Typical Spectral Response

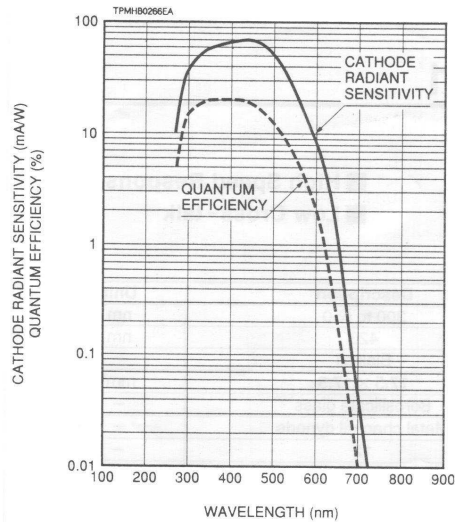


Figure 2: Typical Current Amplification and Anode Dark Current

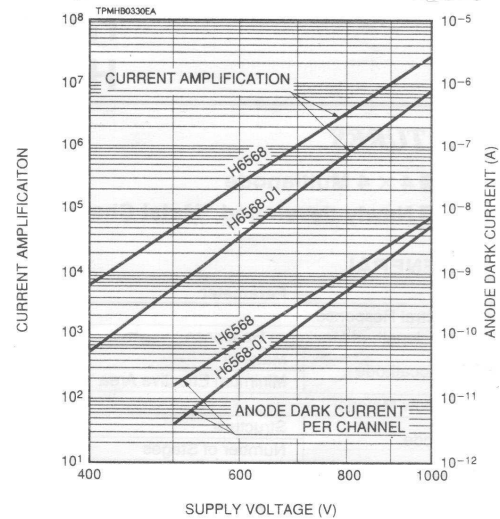


Figure 3: Typical Time Response

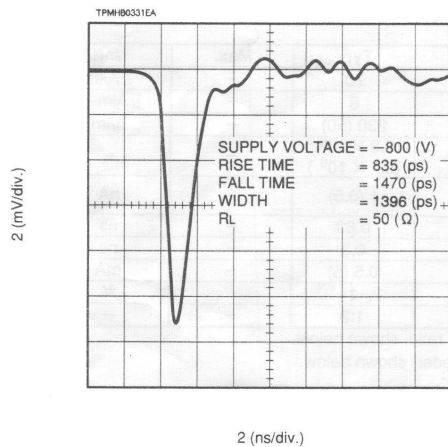


Figure 4: Typical T.T.S. Characteristic

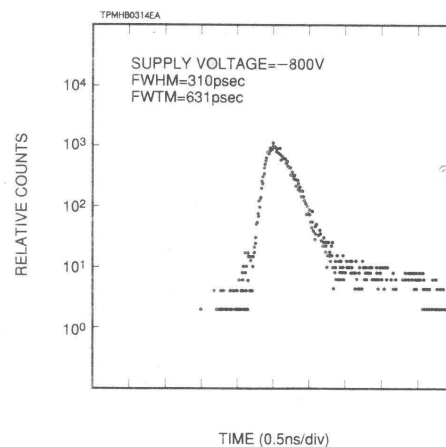


Abbildung A.1: Messergebnisse der Firma Hamamatsu - die Photokathode des H6568 wurde aus 3m Entfernung mit einer Wolframfadenlampe beleuchtet. **Oben:** Kathodenempfindlichkeit und Quanteneffizienz (links); Stromverstärkungen H6568 Standard Basis bzw. Tapered Bleeder Basis (rechts); **Unten:** typisches Zeitverhalten (links); *transit time spread* (rechts).

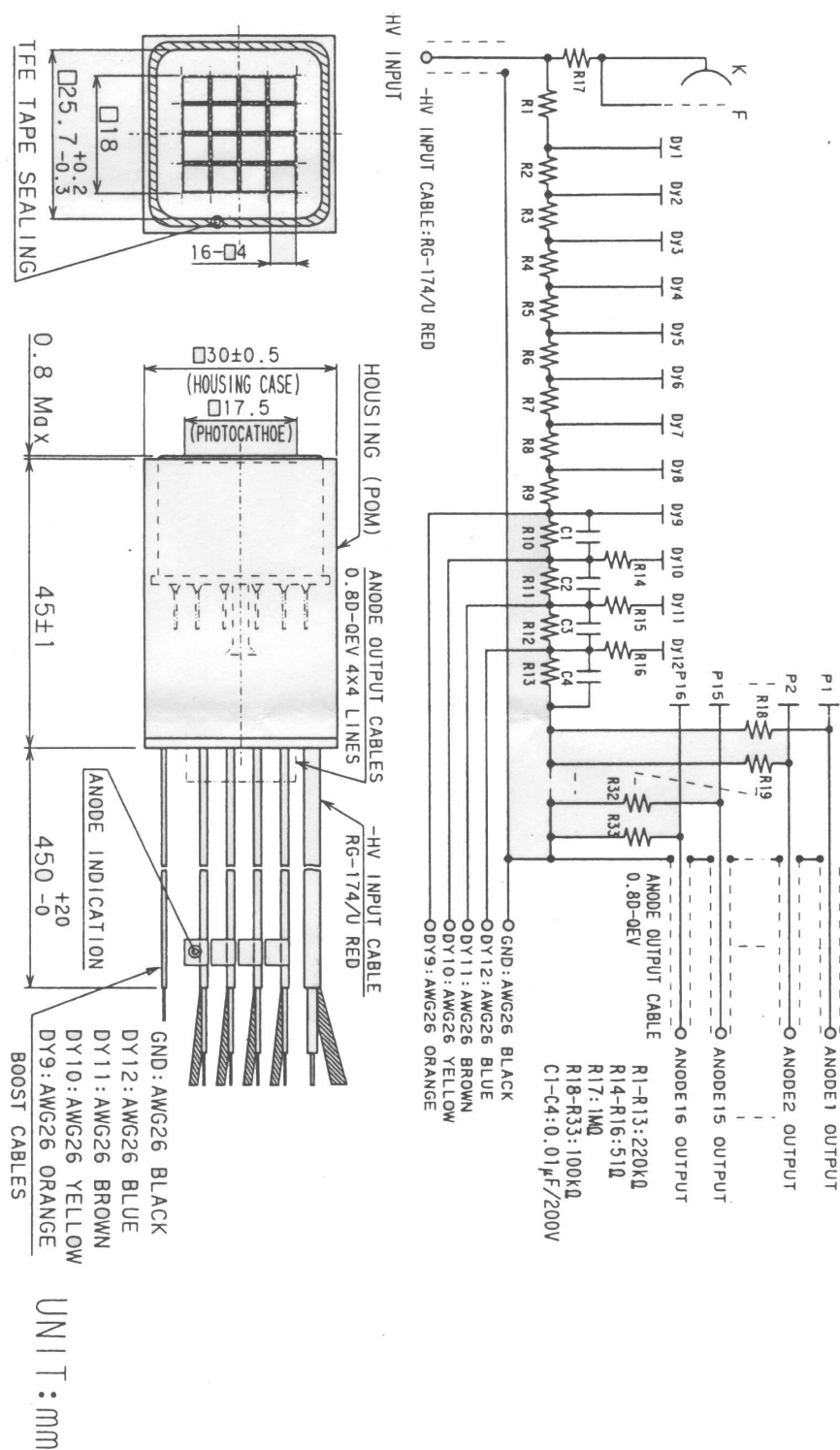


Abbildung A.2: Geometrische Abmessung und Basisbeschaltung des H6568 Mod4 (Booster Basis), wie er in den Faserhodoskopen zum Einsatz kommt. Bei diesem Modell können die letzten vier Dynoden mit externer Spannung versorgt werden.

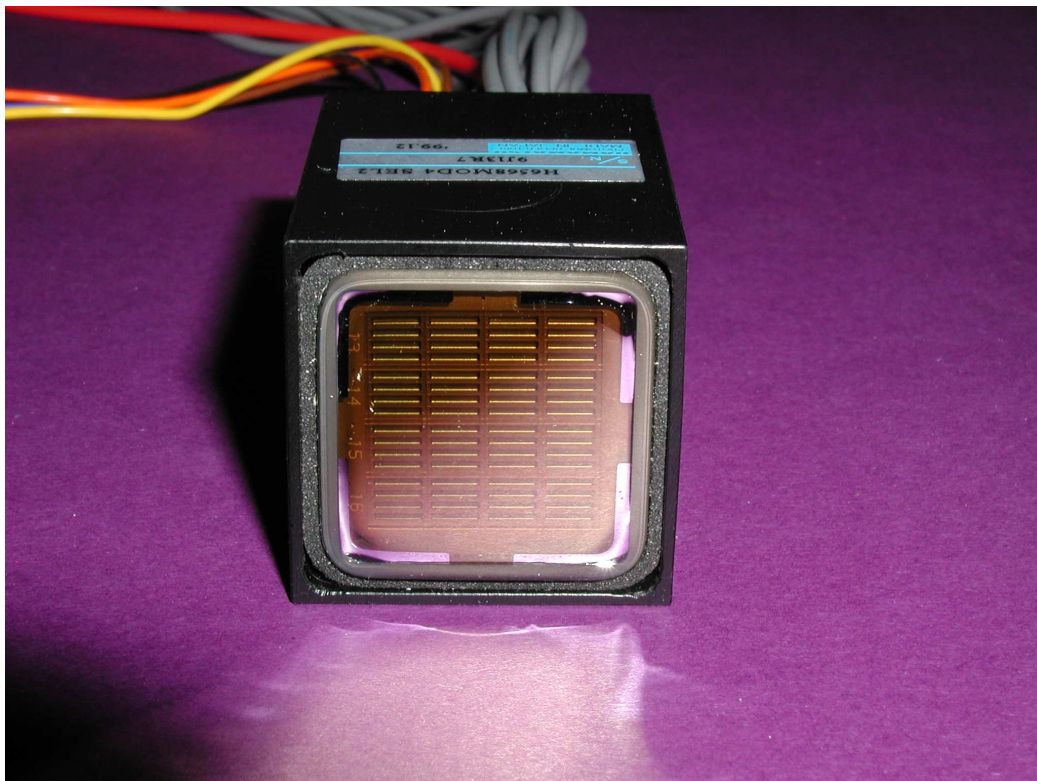


Abbildung A.3: Der Photomultiplier H6568 Booster Basis.

Anhang B

Szintillierende Fasern und Lichtleiter

Materials

	Material	Refractive index	Density [g/cm ³]	No. of atom per cm ³
Core	Polystyrene (PS)	$n_D=1.59$	1.05	C : 4.9×10^{22} H : 4.9×10^{22}
Cladding	for single cladding inner for multi cladding	Polymethylmethacrylate (PMMA)	$n_D=1.49$	C : 3.6×10^{22} H : 5.7×10^{22} O : 1.4×10^{22}
	outer for multi cladding	Fluorinated polymer (FP)	$n_D=1.42$	

Cross-section and Cladding Thickness

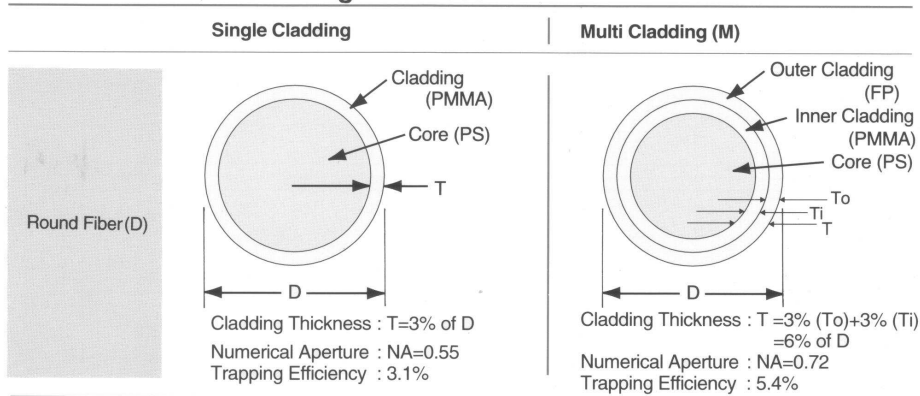


Abbildung B.1: Material und Struktur von Single- und Multicladding Fasern runder Geometrie im Vergleich nach [Kur98]. Die Fasern sind mit Durchmessern von 0.2, 0.5, 1.0, 1.5 und 2.0 mm lieferbar.

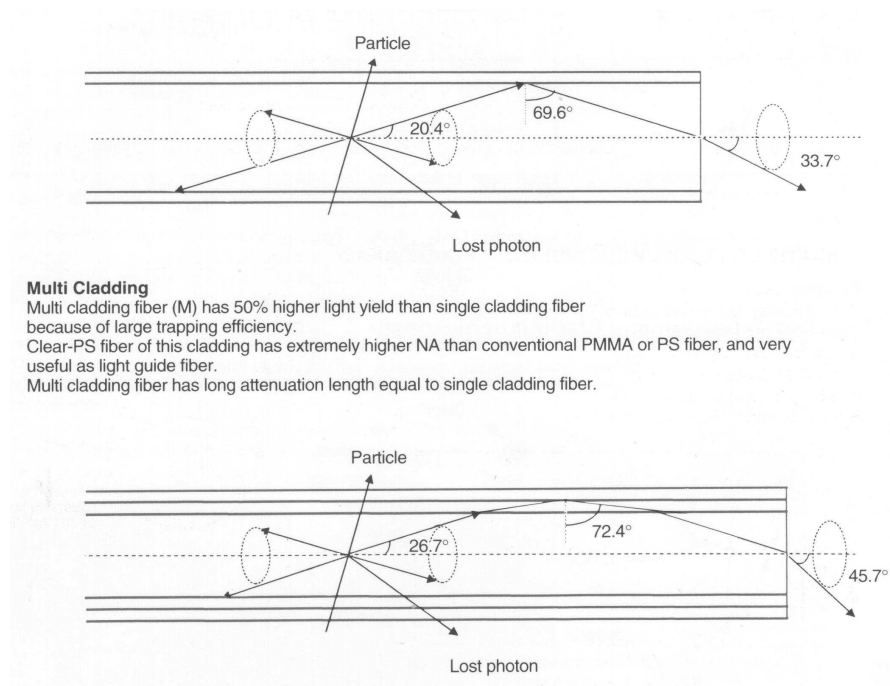
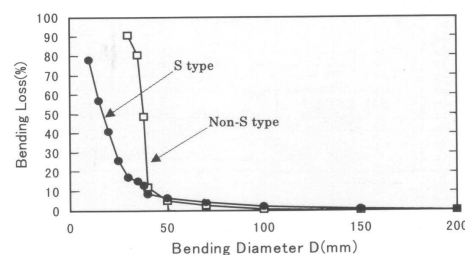


Abbildung B.2: Cladding- und Transmissionsmechanismen von Single- und Multicladding Fasern im Vergleich nach [Kur98]

Bending Loss

The following figure shows bending loss of Clear-PSM and Clear-PSMS. S type is better than Non-S type. The rapid increase of bending loss of non-S type is due to cracking of core. S type doesn't show such cracking.



Measurement Method

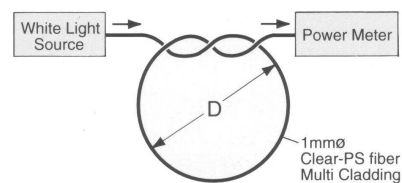


Abbildung B.3: Krümmungsverluste und minimale Krümmungsradien nach [Kur98]. Der Unterschied zwischen S-type und Non-S-Type liegt in der molekularen Ausrichtung der Polymerketten.

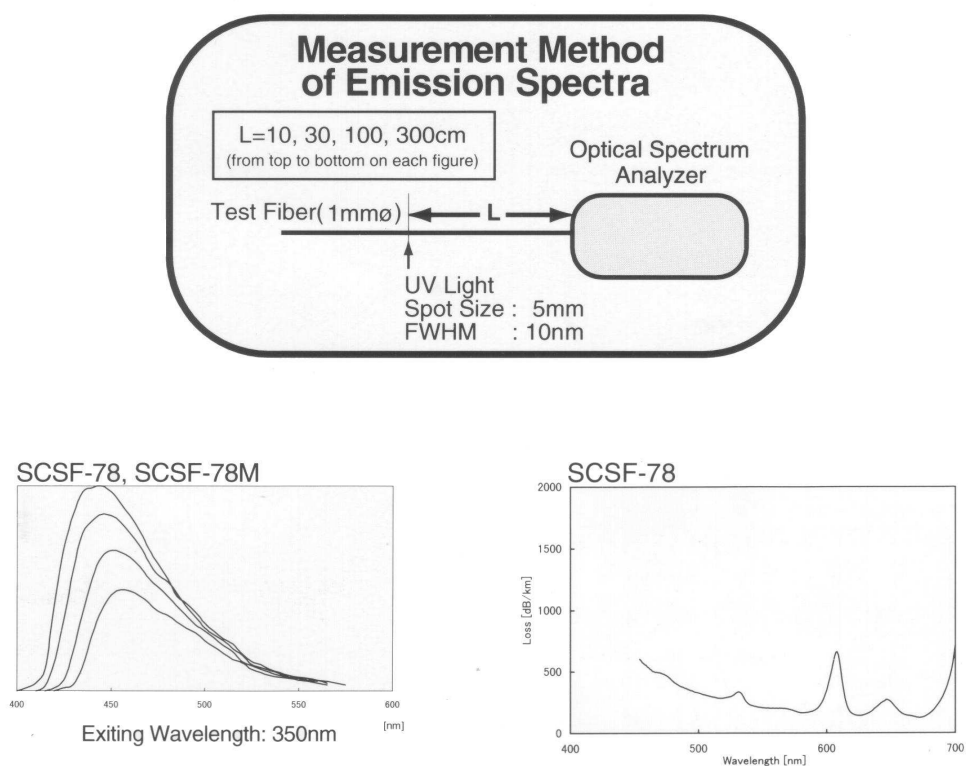


Abbildung B.4: Messmethodik (**oben**) und Ergebnisse von Emissions- (**mitte**) und Transmissions Verlustspektrum (**unten**) nach [Kur98]

Anhang C

Photographien der Faserhodoskope

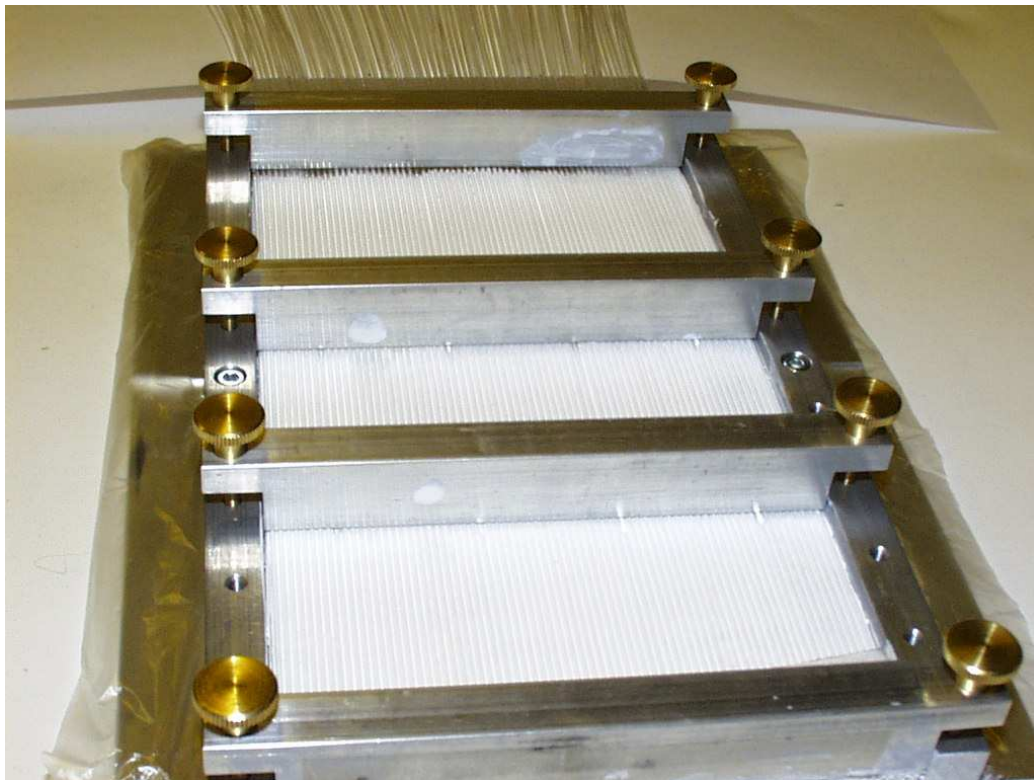


Abbildung C.1: Detektormodul aus szintillierenden Fasern im Bau im „Rillenbrett“. Exemplarisch gezeigt für die Ebene FI06X.

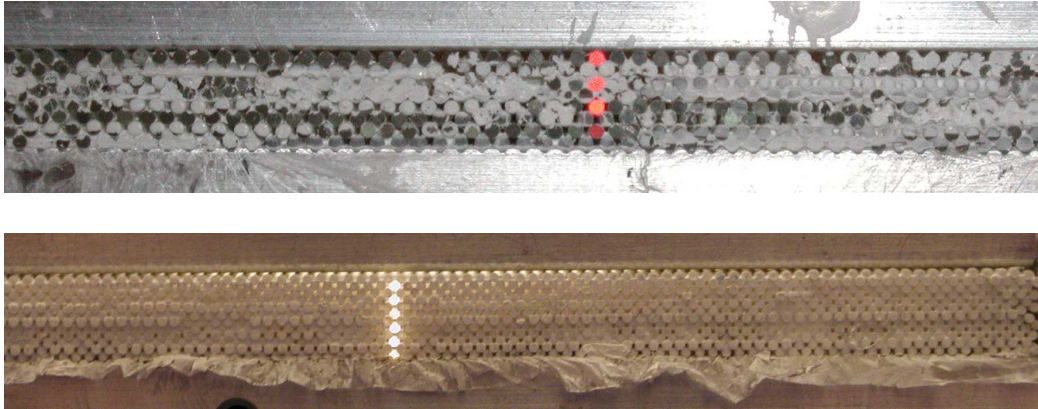


Abbildung C.2: Detektormodul aus szintillierenden Fasern. Mit einem Laserstrahl wird jeder Kanal einzeln auf mögliche Fertigungsfehler überprüft - ein Photomultiplierkanal entspricht 4 bzw. 6 Fasern (exemplarisch für FI06 (oberes Bild) und FI05 (unteres Bild))

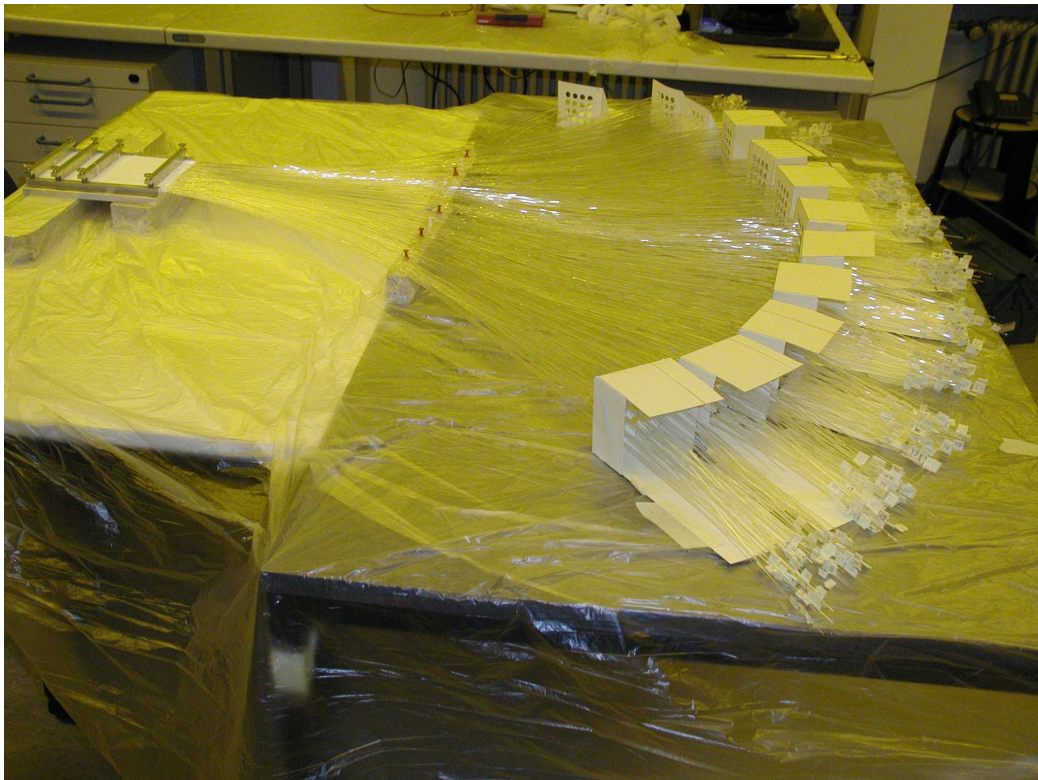


Abbildung C.3: Detektormodul FI06V aus insgesamt 704 Fasern. Jede Faser erhält zur eindeutigen Identifizierung eine Markierung und wird in eine Matrix eingeordnet, die dem Kathodenraster des H6568 nachgebildet ist.

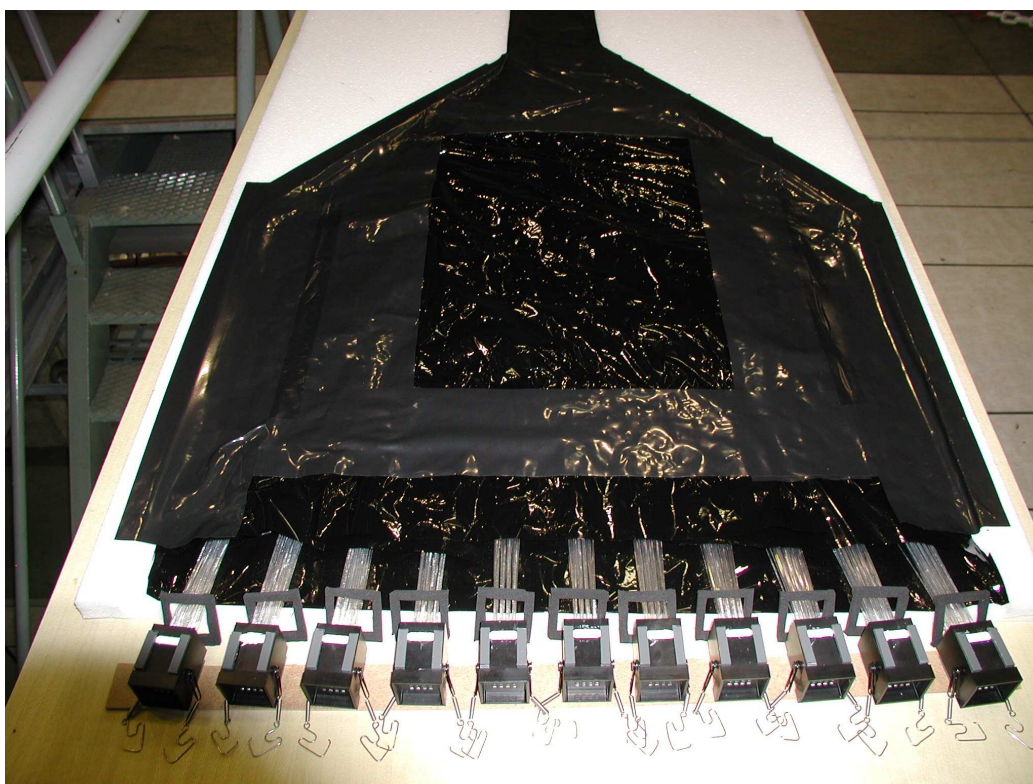
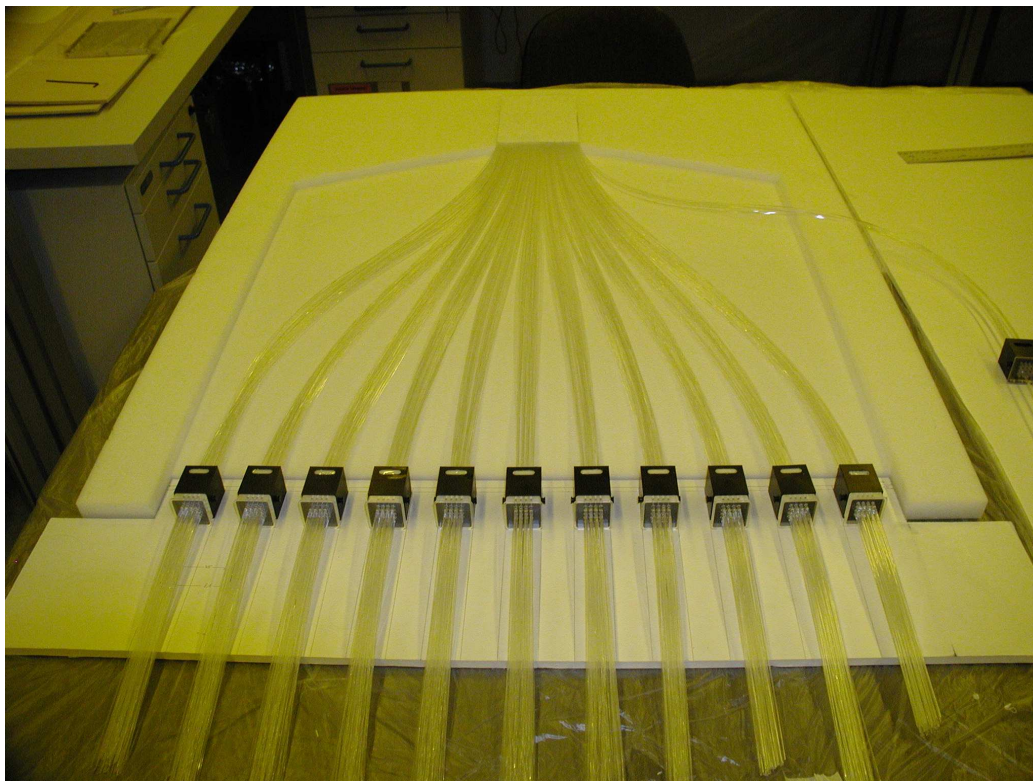


Abbildung C.4: Oben : Das Detektormodul ist in Rohacell eingebettet, die Fasern sind in PE-Blöcke zur Kopplung an die Photomultiplier einsortiert und müssen noch abgelängt und poliert werden. Unten : Zur Endmontage lichtdicht eingepacktes Detektormodul. Mit der Federzugmechanik werden später die Photomultiplier fixiert.

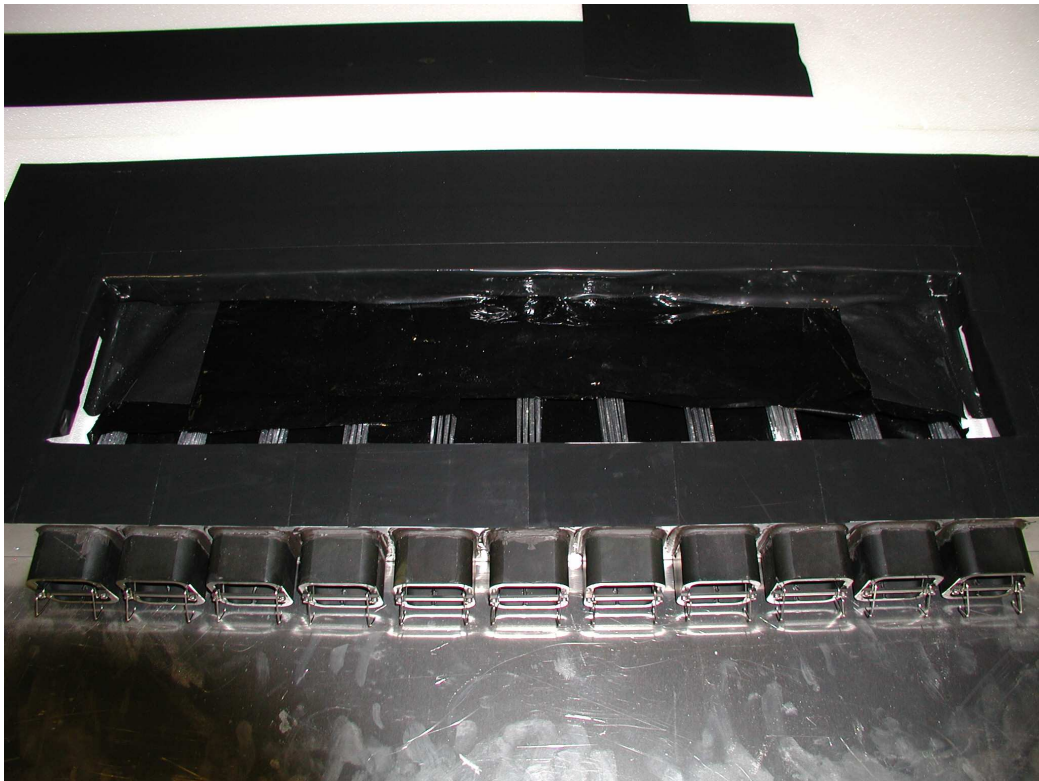


Abbildung C.5: Das Detektormodul ist in den äußeren Rahmen integriert und jeder 16er Block in eine Stahlhülse (zur Abschirmung der Magnetfelder) eingeführt und fixiert. Die Federzugmechanik in Verbindung mit den an den Stahlhülsen montierten Querstreben verbindet später Photomultiplier und Faserraster.

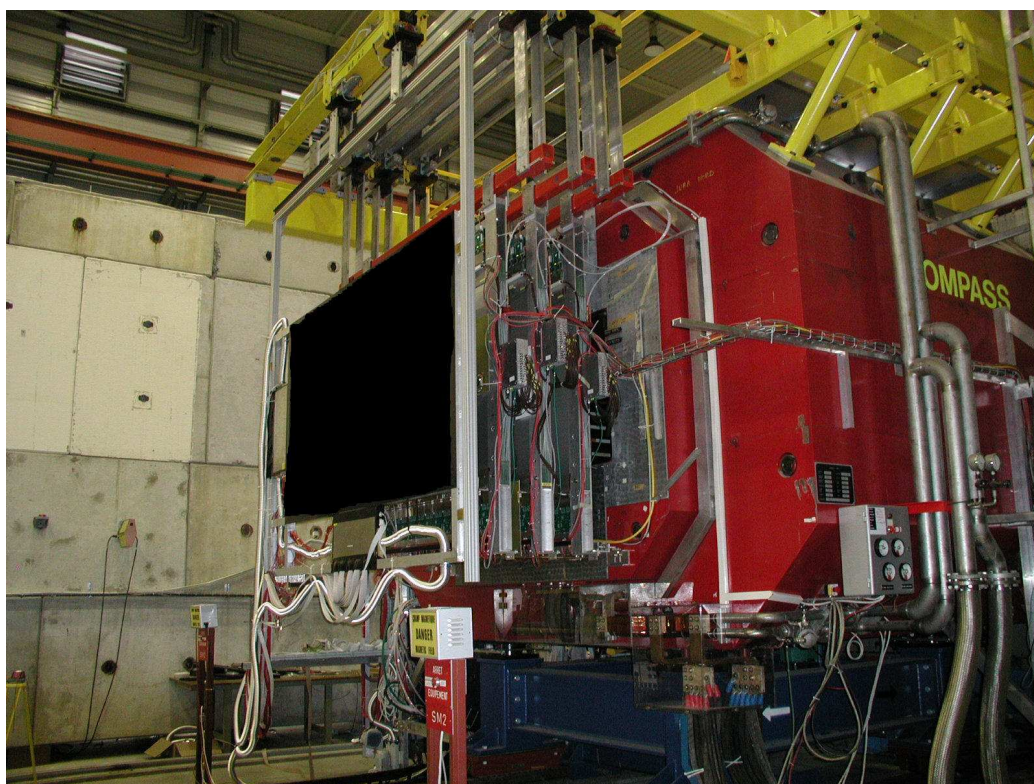
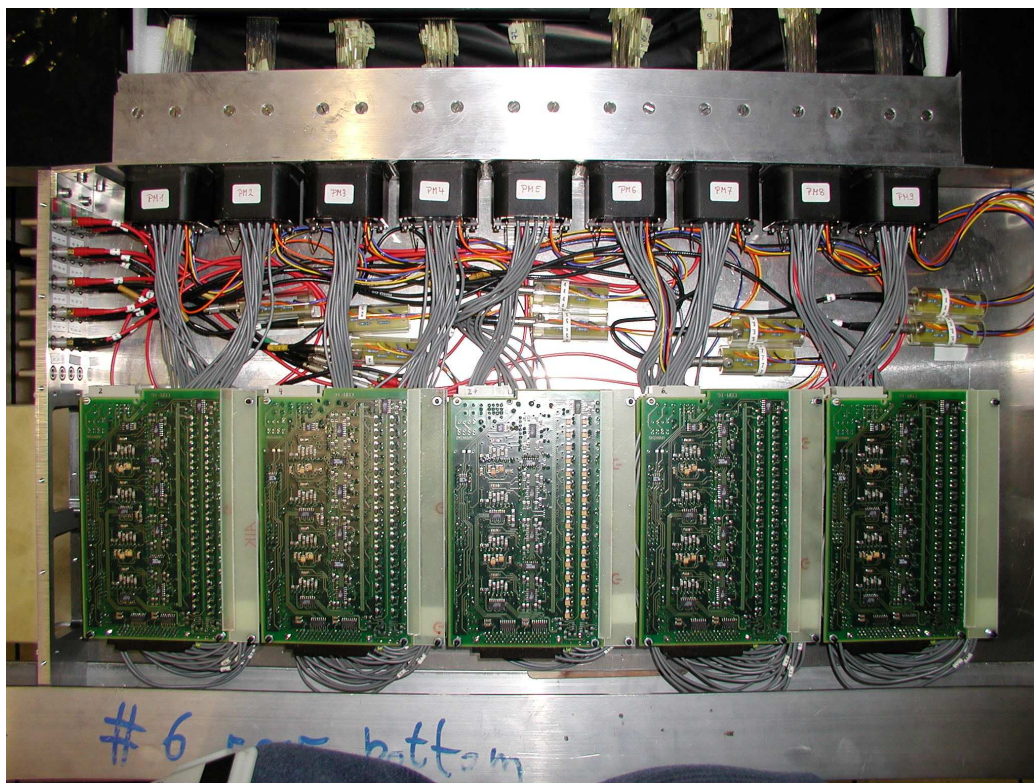


Abbildung C.6: Oben : Photomultiplier- und Diskriminatoren. Je vier übereinander angeordnete Diskriminatorplatinen empfangen die Signale von 2 benachbarten Photomultipliern. Unten : Endmontierte Detektorstation FI07 (erster Detektor v.l.) inklusive Verkabelung und Kühlvorrichtung.



Abbildung C.7: Am Eingangsfenster des RICH-Detektors endmontierte Detektorstation FI05, inklusive Verkabelung und Kühlvorrichtung.

Literaturverzeichnis

- [A⁺76] M.J. Alguard et al. Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized protons. *Phys. Rev. Letters*, (37):1261, 1976.
- [A⁺80] H.W. Atherton et al. Precise measurment of particle production by 400 GeV/c protons on beryllium targets / cern. *Yellow report*, 80, 07 1980.
- [A⁺88] J. Ashman et al. A measurement of the spin asymetrie and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering. *Phys. Letters*, B(206):364, 1988.
- [A⁺89] J. Ashman et al. An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons. *Nuclear Physics*, B(328):1, 1989.
- [A⁺90] Yu. M. Antipov et al. Drift tubes for the SAMUS muon spectrometer of the D0 detector at FNAL. *Nuclear Instruments and Methods*, A(297):121, 1990.
- [A⁺95] M. Anselmino et al. The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering. *Phys. Rep.*, (261):1, 1995.
- [A⁺96a] M.R. Adams et al. Proton and deuteron structure functions in muon scattering at 470 GeV. *Phys. Rev.*, D(54):3006, 1996.
- [A⁺96b] P.L. Anthony et al. Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized he-3 and the study of the neutron spin structure. *Phys. Rev.*, D(54):6620, 1996.
- [A⁺97a] K. Abe et al. Next to leading order QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data. *Physics Letters*, B(405):180, 1997.
- [A⁺97b] K. Abe et al. Precision determination of the neutron spin structure function g_1^n . *Phys. Rev. Lett*, (79):26, 1997.

- [A⁺97c] K. Ackerstaff et al. Measurement of the neutron spin structure function g_1^n with a polarised ^3He internal target. *Physics Letters*, B(404):383, 1997.
- [A⁺97d] M. Arneodo et al. Measurement of the proton and deuteron structure functions, f_2^p and f_2^d , and of the ratio σ_l/σ_t . *Nucl. Phys.*, B(483):3, 1997.
- [A⁺98a] K. Abe et al. Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2 . *Physical Review*, D(58):112003, 1998.
- [A⁺98b] B. Adeva et al. Spin asymmetries a_1 and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high-energy muon scattering. *Phys. Rev*, D(58):112001, 1998.
- [A⁺98c] A. Airapetian et al. Measurement of the proton spin structure function g_1^p with a pure hydrogen target. *Phys. Lett.*, B(442):484, 1998.
- [A⁺99] D. Adams et al. The polarized double cell target of the SMC. *Nuclear Instruments and Methods*, A(437):23, 1999.
- [A⁺00] D. Adams et al. Measurement of the SMC $m\mu$ on beam polarisation using the asymmetry on the elastic scattering of polarised electrons. *Nuclear Instruments and Methods*, A(443):1, 2000.
- [A⁺01] C. Adloff et al. Deep inelastic inclusive e p scattering at low x and a determination of α_s . *Europ. Phys. J.*, C(21):33, 2001.
- [Aea98a] B. Adeva et al. Measurement of the polarisation of a high energy $m\mu$ on beam. *Nuclear Instruments and Methods*, A(343):363, 1998.
- [Aea98b] B. Adeva et al. Next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function g_1 . *Physical Review D*, 58(112002), 1998.
- [AG78] G. Abragam and M. Goldman. Principles of dynamic nuclear polarisation. *Rep. Prog. Phys.*, (41):395, 1978.
- [Ago98] V. Agoritsas. Development of a scintillating-fibre detector for fast topological triggers in high-luminosity particle physics experiments. *Nuclear Instruments and Methods*, A(411):17–30, 1998.
- [Ali99] The Alice Collaboration. *ALICE Data v3.5 Users guide*, 1999. Alice internal note INT-99-64.
- [B⁺83] G. Baum et al. New measurement of deep inelastic e-p asymmetries. *Physical Review Letters*, 51(13), 1983.

- [B⁺89] A.C. Benvenuti et al. A high statistics measurements of the proton structure functions $f_2(x, q^2)$ and r from deep inelastic muon scattering at high q^2 . *Phys. Lett.*, B(223):485, 1989.
- [B⁺98a] G. Braun et al. TDC Chip and readout driver developments for COMPASS and LHC-experiments. *hep-ex*, (9810048), 1998.
- [B⁺98b] A. Bravar et al. Large gluon polarization from correlated high p_t hadron pairs in polarized electro-production. *Phys. Lett.*, B(421):349, 1998.
- [Bac61] G. Backenstoss. Helicity of μ^- mesons from π -meson decay. *Phys. Rev. Lett.*, (6):415, 1961.
- [Bar96] N.N. Barashkov. Factors determining radiation stability of plastic scintillators. *Appl. Radiat. Isot.*, 47(11/12):1557–1559, 1996.
- [Bic] Bicron Corporation. *Scintillating optical fibres*. Newsbury USA.
- [Bio69] J.D. Biorken. Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and the structure of the nucleon. *Physical Review*, 185(5), 1969.
- [Bjo69] J.D. Bjorken. Asymptotic sum rules at infinite momentum. *Phys. Rev.*, (179):1547, 1969.
- [Blo69] E.D. Bloom. High energy inelastic e-p scattering at 6° and 10° . *Physical Review Letters*, 23(16), 1969.
- [BPD92] A.D. Bross and A. Pla-Dalmau. Radiation damage of plastic scintillators. *IEEE Transaction on nuclear science*, (39):1199, 1992.
- [Bre69] M. Breidenbach. Observed behaviour of highly inelastic electron proton scattering. *Physical Review Letters*, 23(16), 1969.
- [Bro93] A. Bross, A.D. and Pla-Dalmau. Radiation effects in intrinsic 3HF scintillator. *Nuclear Instruments and Methods*, A(327):337, 1993.
- [Bru92] Rene Brun. *PAW - The complete Reference*. CERN, 1.14 edition, 1992.
- [Bru01] Rene Brun. *ROOT - An object-oriented Data Analysis Framework*. CERN, 3.1c edition, September 2001.
- [Byc02] V.N. Bychkov. Construction and manufacture of large size straw-chambers of the compass spectrometer tracking system. *Particles and Nuclei Letters*, 2(111):64–73, 2002.

- [C⁺01] S. Chekanov et al. Measurement of the neutral current cross-section and f_2 structure function for deep inelastic e+p scattering at HERA. *Europ. Phys. J.*, C(21):443, 2001.
- [CERa] SL EA Group CERN. The modifications to the M2 beam for COMPASS. <http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/NewM2/main.html>.
- [CERb] SL EA Group CERN. Muons from the X5 and X7 beams. <http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/X5X7/muons/muonflux.html>.
- [CG69] C.G. Callan and David J. Gross. High energy electroproduction and the constitution of the electron current. *Physical Review Letters*, 22(4), 1969.
- [Clo96] R.L. Clough. Color formation in irradiated polymers. *Radiat. Phys. Chem.*, 48(5):583–594, 1996.
- [Col] The Alice Collaboration. Homepage der Alice-Kollaboration. <http://alice.web.cern.ch/Alice>.
- [Col96] The Compass Collaboration. *COMPASS - a proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*. CERN, spsc/p 297 edition, March 1996.
- [D⁺94] N. Doble et al. The upgraded muon beam at the SPS. *Nuclear Instruments and Methods*, A(328):351, 1994.
- [Dai99] I Daito. Time resolution of multi-cladding scintillating fiber detector. *Nuclear Instruments and Methods*, A(433):587–591, 1999.
- [DT⁺99] Silvia Dalla Torre et al. The COMPASS RICH project. *Nuclear Instruments and Methods*, A(433):207–211, 1999.
- [EJ74] John Ellis and Robert Jaffe. Sum rule for deep inelastic electroproductions from polarized protons. *Physical Review D*, 9(5), 1974.
- [Fey69] Richard P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Physical Review Letters*, 23(24), 1969.
- [Fis01] Horst Fischer. *CATCH Users manual (preliminary)*, 2001.
- [FJ01] B.W. Filippone and X. Ji. *Advances in Nuclear Physics*. Kluwer Academic Publishing, 2001. Band 26, Kapitel: The Spin structure of the Nucleon.
- [Fri91] Jerome Friedman. Deep inelastic scattering: Comparisons with the quark model. *Review of Modern Physics*, 63(3), 1991.

- [Gar57] R.L. Garwin. Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays: the magnetic moment of the free μ on. *Phys. Rev.*, (105):1415, 1957.
- [Gat] Lao Gatignon. User guide for the m2 beam. <http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/M2manual.html>.
- [Gat99] Lao Gatignon. Overview of m2 commissioning in 1999. <http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/m2commissioning.html>, 1999.
- [GM64] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, (8):214, 1964.
- [Gor00] Sasha Gorin. Peak-sensing discriminator for multichannel detectors with cross-talk. *Nuclear Instruments and Methods*, A(452):280–288, 2000.
- [Gre01] L.G. Greeniaus. Deep inelastic scattering with spin, June 2001. Lectures presented for the Troisieme Cycle de la Physique en Suisse Romande.
- [Gro02] The $M\mu$ on Trigger Group. *M μ on Trigger Documentation*. <http://wwwcompass.cern.ch>, July 2002.
- [Gru93] Claus Grupen. *Teilchendetektoren*. BI Wissenschaftsverlag Mannheim;Leipzig;Wien;Zürich, 1993.
- [Gru01] Boris Grube. The trigger control system and the common gem and silicon readout for the compass experiment. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2001.
- [GS59] E. Gatti and V. Svelto. Theory of time resolution in scintillating counter : Experimental results. *Nuclear Instruments and Methods*, A(4):189, 1959.
- [H⁺01] F.H. Heinsius et al. The COMPASS data acquisition system, 2001.
- [Hag02] K. Hagiwara. Particle physics booklet. *Physical Review D*, 66(010001), 2002.
- [Ham97] Hamamatsu. *Photomultiplier Tubes*, 1997. Produktkatalog.
- [Ham98] Hamamatsu. *Hamamatsu Technical Information, Multianode photomultiplier tube assembly*, 1998. Katalog TPMH1137E07.
- [Har98] D. von Harrach. The COMPASS experiment at cern. *Nucl. Phys.*, A(629):245, 1998.

- [Hee00] Joel Heersink. Investigation of the effects of magnetic fields on a multi-channel photomultiplier and the construction and testing of a scintillating fibre hodoscope. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 2000.
- [Hei01a] F.H. Heinsius. Spin physics and the COMPASS experiment at cern, 2001. International Nuclear Physics Conference.
- [Hei01b] Fritz Herbert Heinsius. Implementation of the dead-time free F1 TDC in the COMPASS detector readout. *Nuclear Instruments and Methods*, A(461):507–510, 2001.
- [HM84] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and leptons : an introduction course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [Hor99] Sosuke Horikawa. Time resolution of a scintillating fiber detector. *Nuclear Instruments and Methods*, A(431):177–184, 1999.
- [I⁺83] E. Iarocci et al. Plastic streamer tubes and their applications in high energy physics. *Nuclear Instruments and Methods*, (217):30, 1983.
- [Jaf90] R.L Jaffe. g_2 - the nucleons other spin-dependent structure function. *Comments Nucl. Phys*, (19):239, 1990.
- [K⁺00] Jaakko Koivunniemi et al. Dilution refrigerator for COMPASS polarized target. *Physica*, B(284-288):2012–2013, 2000.
- [K⁺01a] Fabienne Kunne et al. Micromegas, a microstrip detector for Compass. *Nuclear Instruments and Methods*, A(461):29–32, 2001.
- [K⁺01b] Fabienne Kunne et al. Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment. *Nuclear Instruments and Methods*, A(469):133–146, 2001.
- [Ken91] Henry Kendall. Deep inelastic scattering: Experiments on the proton and the observation of scaling. *Review of Modern Physics*, 63(3), 1991.
- [Kur98] Kuraray. *Scintillating Materials*, 1998. Produktkatalog.
- [Kyy95] J. Kyyräinen. The SMC polarized target. *Nuclear Instruments and Methods*, A(356):47, 1995.
- [Lea01] E. Leader. Spin in particle physics. *Cambridge University Press*, 2001.
- [Leb02] Mario Leberig. *Das COMPASS Triggersystem zur Messung von ΔG* . PhD thesis, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2002.

- [LeC92] LeCroy Corporation. *Research Instrumentation Catalogue*, 1992.
- [Leo94] William R Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1994.
- [Ley] R. Ley. Map of CERN accelerators. <http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/PSCOMPLEX/accelerators.pdf>.
- [M⁺02] A. Magnon et al. Tracking with 40x40 cm² MICROMEGAS detectors in the high energy, high luminosity COMPASS experiment. *Nuclear Instruments and Methods*, A(478):210–214, 2002.
- [Mag98] Alain Magnon. Halo measurements for compass, 1998.
- [Mal96] Gerhard K Mallot. *The Spin Structure of the Nucleon from the SMC Experiments*. Habilitationsschrift, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [Mal02] G.K. Mallot. The Compass experiment at CERN, 2002. Status and Prospects.
- [Mar00] Anna Martin. The compass offline system. *Elsevier Preprint*, 2000.
- [Mer01] Marta Sans Merce. *Development of driftchambers and physics simulations for the Compass experiment*. PhD thesis, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001.
- [Näh98] Ole Nähle. Erprobung von szintillierenden Fasern und ihre Ankopplung an Lichtleiter und Photomultiplier für das COMPASS Experiment. Diplomarbeit, Institut für Strahlen und Kernphysik der Universität Bonn, 1998.
- [Näh02] Ole Nähle. *Faserhodoskope im COMPASS Experiment zum Nachweis von Teilchenspuren innerhalb des Primärstrahls*. PhD thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2002.
- [PRSZ94] Povh, Rith, Scholz, and Zetsche. *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer Verlag, 1994.
- [Rue99] D. Rueck. *Double Threshold Diskriminator Chip (GSI-Chip3)*, 1999.
- [S⁺99a] Lars Schmitt et al. Statusbericht zum Datennahmesystem des COMPASS-Experiments am CERN, 1999.
- [S⁺99b] P.M. Shagin et al. Result of a beam test of the combined lead glass and two cells detector for the COMPASS electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods*, A(420):20–28, 1999.

- [S⁺00] A. Simon et al. Recent spin physics results from the HERMES experiment. *Nucl. Phys.*, B(86):112, 2000.
- [S⁺01] F. Sauli et al. Performance of GEM detectors in high intensity particle beams. *Nuclear Instruments and Methods*, A(470):548–561, 2001.
- [S⁺02a] F. Sauli et al. Constructing, test and commissioning of the triple-GEM tracking detector for COMPASS. *Nuclear Instruments and Methods*, A(490):177–203, 2002.
- [S⁺02b] Friedrich Stinzing et al. A scintillating fibre hodoscope for high rate applications. *Nuclear Instruments and Methods*, A(490):101–111, 2002.
- [Sch97] N. Schmitz. *Neutrinophysik*. Teubner Studienbücher : Physik, 1997.
- [Sch02] Thomas Schmidt. *A common readout driver for the COMPASS experiment*. PhD thesis, Fakultät für Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2002.
- [Stö00] U. Stösslein. Measurement of the spin structure function g_1 of the proton and the deuteron. In *Proc. of 14. Int. Spin Physics Symposium (SPIN2000)*, 2000.
- [T⁺02a] Fulvio Tassarotto et al. COMPASS RICH-1. *Nuclear Instruments and Methods*, A(478):340–343, 2002.
- [T⁺02b] T. Toeda et al. Conditions database system of the COMPASS experiment. *Computer Physics Communications*, 2002. Article in press.
- [T⁺03] Takabayashi et al. First results of the large COMPASS ⁶LiD polarized target. *Nuclear Instruments and Methods*, 2003. Article in Press.
- [Tay91] Richard Taylor. Deep inelastic scattering: The early years. *Review of Modern Physics*, 63(3), 1991.
- [Teu98] Andreas Teufel. Aufbau eines Messplatzes am senkrechten Strahlrohr für strahlenmedizinische Experimente mit Protonen am Erlanger Tandem van de Graaf Beschleuniger. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.
- [TS95] Gehrmann T. and W.J. Stirling. Spin-dependent parton distribution from polarized structure functions data. *Z. Phys.*, C(65):461, 1995.
- [TT01] The Turin and Trieste Alignment Team. An alignment procedure for the COMPASS-spectrometer. <http://wwwcompass.cern.ch/compass/notes/2001-18/2001-18.html>, 2001.

- [vH02] Martin Freiherr von Hodenberg. A first reconstruction of COMPASS data. Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2002.
- [W⁺92] L.W. Whitlow et al. Precise measurements of the proton and deuteron structure functions from a global analysis of the SLAC deep inelastic electron scattering cross-sections. *Phys. Lett.*, B(282):475, 1992.
- [Wag97] Marc Wagner. Entwicklung und Bau eines intermediären Szintillatorfaser-Hodoskops für COSY-TOF. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.
- [Wag01] Robert Marcus Wagner. Commissioning of silicon detectors for the COMPASS experiment at cern. Diplomarbeit, Physik-Department E18 Technische Universität München, 2001.
- [Wat82] A.D. Watson. Spin-spin asymmetries in inclusive $m\mu$ on proton charm production. *Z. Phys.*, C(12):123, 1982.
- [Web] Richard Webb. Dissertation in vorbereitung. Physikalisches Institut der Universität Erlangen.
- [Web99] Richard Webb. The construction and testing of a laboratory apparatus to simulate tandem particle accelerator tests for the COMPASS experiment at CERN. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 1999.
- [Whi88] T.O. White. Scintillating fibres. *Nuclear Instruments and Methods*, A(273):820, 1988.
- [Zwe64] C. Zweig. An SU3 model for strong interaction symmetry and its breaking. *CERN Report*, TH(401,412), 1964.