



CERN-THESIS-2004-071

**Erste Messungen
transversaler
Spinasymmetrien durch
Einzelpionproduktion
am COMPASS-Experiment**

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

vorgelegt von
Richard Webb
aus Maidstone (Kent) /England

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

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

10. Mai 2004
Prof. Dr L. Dahlenburg
Prof. Dr W. Eyrich
Prof. Dr E. Steffens

Zusammenfassung

Das 2001 am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf/Schweiz in Betrieb genommene COMPASS-Experiment erforscht in einem weitreichenden Programm die Spinstruktur des Nukleons mittels der tiefinelastischen Streuung. Das Experiment verfügt über einen polarisierten Myonstrahl und ein polarisiertes Deuterium-Target, die zusammen Zugang zu allen Termen des polarisierten Wirkungsquerschnitts ermöglichen. Zwei der wichtigsten Aufgaben des Experiments sind eine Präzisionsmessung der Gluonpolarisation ΔG und die Untersuchung der Verteilungsfunktion transversal polarisierter Quarks $\Delta_T q$. Diese Arbeit berichtet von einem Beitrag zur Instandsetzung und Charakterisierung von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern im Strahlbereich von COMPASS, die insbesondere bei der ΔG -Messung zum Nachweis von unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Myonen unerlässlich sind. Zudem werden im Rahmen dieser Arbeit erste Ergebnisse der Analyse transversaler Spinasymmetrien in der Einzelpionproduktion (Collins-Effekt), die Zugang zu $\Delta_T q$ gewähren, vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung - Physikalische Motivation	1
2	Theoretischer Hintergrund	3
2.1	Kinematik der tiefinelastischen Streuung	3
2.1.1	Der inklusive Fall	3
2.1.2	Erweiterung auf semi-inklusive Prozesse	5
2.2	Der tiefinelastische Wirkungsquerschnitt	6
2.3	Photoabsorption	9
2.4	Das Quark-Parton-Modell	11
2.4.1	Verteilungsfunktionen im naiven Quark-Parton-Modell	11
2.4.2	Erweiterung auf semi-inklusive Prozesse: Fragmentationsfunktionen	14
2.4.3	Summenregeln im Quark-Parton-Modell	17
2.4.4	Das QCD-erweiterte Partonmodell	19
2.5	Bestimmung der Gluonpolarisation	21
2.5.1	Open-Charm-Produktion	22
2.5.2	Hadronenpaare mit hohem Transversalimpuls	22
2.6	Transversale Spineffekte	23
2.6.1	Notation und Terminologie	24
2.6.2	Die Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$	26
2.6.3	Experimenteller Zugang zu Transversity-Verteilungen	29
2.6.4	Der Collins-Effekt	32
3	Das COMPASS-Experiment	41
3.1	Der 160GeV polarisierte Myonenstrahl vom SPS	41
3.2	Vermessung der Strahleigenschaften	44
3.3	Das Polarisierte Target	45
3.3.1	Aufbau und Betrieb	45
3.3.2	Transversale Polarisation	47
3.4	Detektoren zur Spurrekonstruktion	48
3.4.1	Hodoskope aus szintillierenden Fasern (SciFis)	49
3.4.2	Silizium-Mikrostreifendetektoren	49
3.4.3	Micromega-Detektoren	50
3.4.4	GEM-Detektoren	51
3.4.5	Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs)	52
3.4.6	Driftkammern	52

3.4.7	Straw-Driftröhren	52
3.5	Detektoren zur Teilchenidentifikation	53
3.5.1	Der RICH-Detektor	53
3.5.2	Die Hadronenkalorimeter	55
3.5.3	Myonidentifikation	56
3.6	Das Triggersystem	56
3.6.1	Trigger auf Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse	57
3.6.2	Trigger auf tiefinelastische Streuereignisse	59
3.7	Das Auslesekonzept	60
3.8	Datenanalyse bei COMPASS	61
4	SciFi-Hodoskope bei COMPASS	65
4.1	Die SciFis im COMPASS-Spektrometer	65
4.2	Das Detektorkonzept	66
4.2.1	Eigenschaften und Geometrie der szintillierenden Fasern	67
4.2.2	Der Hamamatsu H6568 Photomultiplier	71
4.2.3	Auslese der SciFi Stationen	72
4.3	Online-Überwachung der Hodoskope	74
4.3.1	Online-Spektrum-Monitoring mit <i>COOL</i>	74
4.3.2	Hochspannungs - und Temperaturüberwachung mit dem DCS System	75
4.4	t0-Kalibration	77
4.4.1	Philosophie	77
4.4.2	Der Kalibrationsalgorithmus	78
4.4.3	Beflagung von 'schlechten' Detektorkanälen	79
4.4.4	Stabilität der Kalibrationen	81
4.5	Effizienzbestimmung	82
4.5.1	Tracking-Effizienz	82
4.5.2	Bestimmung der Drei-Ebenen-Effizienz	83
5	Extraktion transversaler Spin-Asymmetrien bei COMPASS	91
5.1	Transversale Daten 2002 und ihre Produktion	91
5.2	Ereignisauswahl	96
5.2.1	Q^2 -Reduktion	98
5.2.2	Schnitte auf primären Vertex und Myonen	98
5.2.3	Bestimmung des leading hadron	103
5.2.4	Kinematische Schnitte auf leading hadrons : die Variablen z, p_t	106
5.2.5	Verunreinigung durch neutrale leading hadrons	107
5.3	Endgültiges Datensample	109
5.4	Berechnung der rohen Asymmetrien	109
5.4.1	Berechnung des Collins-Winkels ϕ_c	111
5.4.2	Experimentelle Extraktion der rohen Asymmetrien	112
5.5	Von der rohen Asymmetrie zum Collins-Effekt	114
5.5.1	Targetpolarisation und Verdünnungsfaktor	115
5.5.2	Depolarisationsfaktor	116
5.6	Ergebnisse zur Collins-Asymmetrie	117

5.6.1	Asymmetrien aus den einzelnen Perioden und Targetzellen	117
5.6.2	Gesamtasymmetrien aus den 2002 COMPASS-Daten . . .	117
5.7	Einschätzung der systematischen Fehler	123
5.7.1	Stabilität der Normalisierung	123
5.7.2	Verwischte Asymmetrien	124
5.8	Vergleichsergebnisse	125
5.9	Statistischer Fehler von den 2003er Daten	127
6	Zusammenfassung und Ausblick	129
A	Collins-Effekt Eventauswahl und Extraktion der Asymmetrie	131
B	Collins-Datensample in x- und z-Bins; Skalierungsfaktoren	135
C	Collins-Asymmetrie: Zahlenwerte	143

Kapitel 1

Einleitung - Physikalische Motivation

Seit in den 60er Jahren des vorigen Jahrhunderts bekannt wurde, dass Protonen und Neutronen, die bis dato als die fundamentalen Konstituenten des Atomkernes gegolten hatten, Merkmale aufweisen, die auf eine innere Struktur hinweisen, wird das Nukleoninnere intensiv untersucht. Das momentan erfolgreichste Bild der Nukleonstruktur stellt die Feldtheorie der Quantenchromodynamik (QCD) dar. Qualitativ besteht demnach das Proton bzw. Neutron jeweils aus drei *Valenzquarks* mit drittelzahliger Ladung und Spin $\frac{1}{2}$, die zusammen die Ladung des Nukleons ausmachen. Diese sind von einem ständig wechselnden "See" aus weiteren Quarks und *Gluonen* umgeben. Diese letzteren sind in der QCD die Vermittlerteilchen der starken Wechselwirkung.

Ein besonders aufschlussreiches Mittel zur Erforschung der Nukleonstruktur stellt die tiefinelastische Streuung (DIS¹) eines Leptons an einem Nukleontarget dar. Während unpolarisierte DIS im Laufe der vergangenen Jahrzehnte ausführlich untersucht worden ist, bleiben im Falle polarisierter Strahl- und Targetteilchen viele Fragen offen. Insbesondere wurde von der EMC-Kollaboration am CERN in Genf Ende der 80er Jahre festgestellt, dass der Beitrag der Valenzquarks zum Nukleonspin deutlich unter dem theoretisch vorhergesagten Wert liegt. Diese *Spinkrise* regte weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen an, die diesen fehlenden Beitrag in anderen Konstituenten zu finden versuchen. Gegenstand gegenwärtigen Interesses auf diesem Gebiet ist neben dem Bahndrehimpuls ein möglicher Beitrag der Gluonpolarisation ΔG zum Gesamtspin des Nukleons. Das COMPASS²-Experiment am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf soll eine erste Präzisionsmessung von ΔG liefern. Noch völlig unbekannt Größen sind die transversale Quarkspinverteilungen oder *Transversity*-Verteilungen $\Delta_T q_i(x)$. Eine erste Messung der transversalen Verteilungsfunktionen mittels einer transversalen Targetpolarisation ist ebenfalls eines der Hauptziele von COMPASS.

¹Englisch: Deep Inelastic Scattering

²(Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy)

Im Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit wird der theoretische Hintergrund zum COMPASS-Experiment vorgestellt. Neben einer allgemeinen Betrachtung der Kinematik und des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung (DIS) werden die wesentlichen Merkmale des naiven und des QCD-erweiterten Quark-Parton-Modells zur Parametrisierung der Nukleonstruktur besprochen. Außerdem wird der theoretische Hintergrund zur Gluon-Polarisation und zur Transversity-Messung bei COMPASS erläutert.

Das COMPASS-Experiment selbst befindet sich an der M2-Beamline des Super Proton Synchrotron (SPS) am CERN. Ein polarisierter 160GeV μ^+ -Strahl und ein polarisiertes ${}^6\text{LiD}$ -Target ermöglichen Zugang zu allen Termen des DIS Wirkungsquerschnittes. Im Kapitel 3 dieser Arbeit werden alle Details zu Strahl, Target, Spektrometer und Datenauslese bei COMPASS vorgestellt.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem apparativen Teil dieser Arbeit. Dieser bestand in einem Beitrag zum Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern zur Vermessung von unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Myonen. Ein zuverlässiger Nachweis von gestreuten Leptonen im niedrigen Q^2 -Bereich ist unerlässlich für eine genaue Bestimmung von ΔG . Dabei sind sehr gute Zeitauflösung, gute Ortsauflösung und hohe Ratenverträglichkeit erforderlich. Die wesentlichen Merkmale dieser Hodoskope und deren Leistungscharakteristika werden in diesem Kapitel behandelt.

Ferner wurde als Teil dieser Arbeit ein Beitrag zur Extraktion der ersten transversalen Spinasymmetrien aus COMPASS-Daten geleistet. Dies erfolgte durch Analyse der Einzelpionproduktion bei transversaler Targetspinausrichtung, wo die erwartete Asymmetrie den Namen *Collins-Effekt* trägt. Kapitel 5 befasst sich mit dieser Analyse. Eine Zusammenfassung und ein Ausblick beschließen diese Arbeit.

Die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Aktivitäten wurden in enger Zusammenarbeit der Arbeitsgruppen um Prof. W. Eyrich an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg und Prof. J. Bisplinghoff vom Helmholtz Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn durchgeführt. Ferner entstand im Zuge der Transversity-Analyse eine fruchtbare Zusammenarbeit mit Mitgliedern der Forschungsgruppe von Prof. F. Bradamante am Italienischen Nationalinstitut für Kernforschung INFN in Triest/Italien.

Kapitel 2

Theoretischer Hintergrund

2.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

2.1.1 Der inklusive Fall

In inklusiven¹ tiefinelastischen Streuexperimenten streut ein einlaufendes Strahllepton \vec{l} mit Viererimpuls $k = (E, \vec{p})$ an einem ruhenden Targetnukleon \vec{N} mit Masse M und Viererimpuls $P \stackrel{\text{lab}}{=} (M, 0, 0, 0)$ (Abbildung 2.1). Insofern Strahllepton bzw. Targetnukleon polarisiert ist, wird dessen Spinvektor mit \vec{s} bzw. \vec{S} bezeichnet:

$$\vec{l}(k, \vec{s}) + \vec{N}(P, \vec{S}) \rightarrow \vec{l}(k', \vec{s}') + X \quad (2.1)$$

Das Lepton überträgt einen Teil seiner Energie auf das Nukleon und fliegt als gestreutes Lepton unter einem Winkel θ und mit einem verminderten Viererimpuls k' (Energie E') fort. Der zunächst unbekannte Hadronenendzustand wird mit X bezeichnet. Liegt seine invariante Masse W oberhalb des Bereichs der Nukleonenresonanzen, so spricht man vom Bereich der tiefinelastischen Streuung, im Englischen *deep inelastic scattering* (DIS).

Man definiert in Verbindung mit der tiefinelastischen Streuung aus den bekannten kinematischen Variablen der beteiligten Teilchen eine Reihe von unter Lorentztransformation invarianten Größen [1, 2]:

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

$$P \cdot k \stackrel{\text{lab}}{=} ME \quad (2.3)$$

$$P \cdot q \stackrel{\text{lab}}{=} M(E - E') := M\nu \quad (2.4)$$

Dabei bezieht sich die Näherung in (2.2) auf die Annahme, dass die Masse des Strahlleptons bezüglich dessen Impuls vernachlässigbar klein ist. Bei COMPASS

¹Ein Streuereignis, bei dem nur das gestreute Lepton als Endprodukt nachgewiesen wird, wird als *inklusiv* bezeichnet. Wird hingegen der vollständige hadronische Endzustand gemessen, so spricht man von einer *exklusiven* Reaktion. Weist man nur Teile des hadronischen Endzustandes nach, so ist es eine *semi-inklusive* Messung. Dieser letzte Fall, der bei COMPASS zutrifft, wird in Abschnitt 2.1.2 behandelt.

mit einem 160 GeV μ^+ -Strahl und einem Verhältnis $m_\mu/p_\mu \approx 0.0007$ ist diese Annahme für fast alle Zwecke berechtigt. Für die im Laborsystem geltenden Beziehungen in (2.2) bis (2.4) wird lediglich die Annahme eines Nukleonviererimpulses, der sich auf dessen Masse M reduziert (ruhes Target), angewandt.

In dem vom COMPASS-Experiment abgetasteten Energiebereich mit $Q^2 < 10^3$ $(\text{GeV}/c)^2$ kann die Lepton-Nukleon Wechselwirkung noch vollständig durch die elektromagnetische Kraft beschrieben werden [2]. Q^2 ist also im diesen Falle der negative quadratische Viererimpuls eines ausgetauschten virtuellen Photons, und $\nu = E - E'$ dessen Energie. Als Richtwert für den tiefinelastischen Bereich wird i.A. $Q^2 > 1$ $(\text{GeV}/c)^2$ genommen.

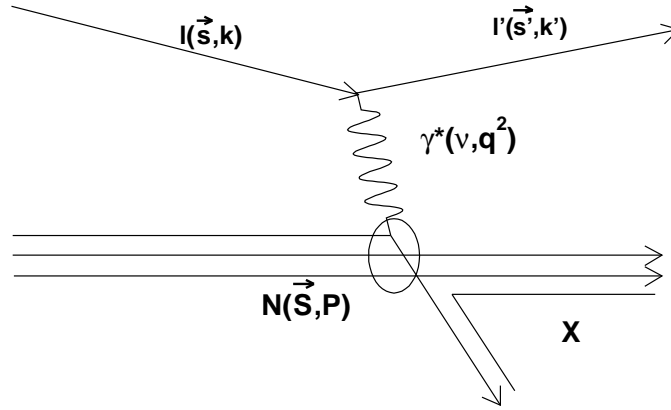


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines tiefinelastischen Streuprozesses. Ein Lepton l mit Spin \vec{s} und Viererimpuls k streut an einem Nukleon N (\vec{S}, P). Das virtuelle Photon γ^* trägt einen Viererimpuls q und eine Energie ν . Ein *a priori* nicht bekannter hadronischer Endzustand erhält die Bezeichnung X

Ausgehend von den oben eingeführten lorentzinvarianten Größen bildet man auch zwei dimensionslose Größen x und y :

$$x := \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (2.5)$$

$$y := \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \quad 0 \leq y \leq 1 \quad (2.6)$$

Die *Björkensche SkalenvARIABLE* x kann als Maß für die Elastizität eines Prozesses verstanden werden ($x = 0$ total inelastisch, $x = 1$ elastisch). In dem im Abschnitt 2.4 behandelten Quark-Parton-Modell wird sie zudem als der Bruchteil

des Nukleonimpulses, den das getroffene Quark trägt, interpretiert. y beschreibt den relativen Energieübertrag durch das ausgetauschte Photon. Andere wichtige Größen der tiefinelastischen Streuung sind die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} und die Masse des hadronischen Endzustandes, deren Quadrate durch

$$s = (k + P)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 \quad (2.7)$$

$$W^2 = (q + P)^2 = \frac{1-x}{x}Q^2 + M^2 \quad (2.8)$$

gegeben sind. Für eine vollständige Beschreibung eines inklusiven tiefinelastischen Streuprozesses reichen zwei der lorentzinvarianten Variablen. Eine gängige Wahl, etwa für die Parametrisierung der im Abschnitt 2.2 behandelten Nukleonstrukturfunktionen, ist das Paar x und Q^2 .

2.1.2 Erweiterung auf semi-inklusive Prozesse

Die im vorigen Abschnitt behandelte Kinematik beschreibt die inklusive tiefinelastische Streuung, bei welcher der hadronische Endzustand X nicht beobachtet wird. Der experimentelle Aufbau etwa bei COMPASS ermöglicht hingegen den Nachweis von Teilen dieses hadronischen Endzustandes; man spricht hier von einer *semi-inklusive* Messung. Die Reaktionsgleichung (2.1) erweitert sich auf

$$\vec{l}(k, \vec{s}) + \vec{N}(P, \vec{S}) \rightarrow \vec{l}'(k', \vec{s}') + \vec{h}(P_h) + X \quad (2.9)$$

wobei h das beobachtete hadronische Endprodukt mit Viererimpuls P_h (Energie E_h) darstellt. Mit P_h tritt ein zusätzlicher unabhängiger Viererimpuls auf, von dem zwei weitere lorentzinvariante Größen gebildet werden können. Zusätzlich zu dem schon vom inklusiven Fall bekannten Q^2 , $P \cdot k$ und $P \cdot q$ kommen

$$P \cdot P_h \stackrel{\text{lab}}{=} ME_h = M\nu z \quad (2.10)$$

$$q \cdot P_h \stackrel{\text{lab}}{=} \nu E_h - \vec{q} \cdot \vec{P}_h \quad (2.11)$$

hinzu. Zur vollständigen Beschreibung eines semi-inklusive Streuprozesses wird zusätzlich zu x und y eine dritte Skalenvariable z eingeführt, die den Energieanteil wiedergibt, der vom virtuellen Photon an das Hadron übertragen wird:

$$z := \frac{P \cdot P_h}{P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{E_h}{\nu} \quad 0 \leq z \leq 1 \quad (2.12)$$

Mit Hilfe dieser Identität kann (2.11) auch in Bezug auf die Masse des Hadronendzustandes m_h und dessen transversalen Impuls $p_{h\perp}^2$ parametrisiert werden [3]:

$$\begin{aligned} q \cdot P_h &\stackrel{\text{lab}}{=} \nu^2 z - |\vec{q}| |\vec{P}_h| \cos\theta_h \\ &= \nu^2 z - |\vec{q}| \sqrt{(z\nu)^2 - m_h^2 - p_{h\perp}^2} \end{aligned} \quad (2.13)$$

2.2 Der tiefinelastische Wirkungsquerschnitt

Der allgemeine Ansatz für den differentiellen inklusiven tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt lässt sich als Produkt eines leptonischen Tensors $L_{\mu\nu}$ und eines hadronischen Tensors $W_{\mu\nu}$ darstellen:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{y\alpha^2}{2Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.14)$$

wobei α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante ist. Dies bringt die der Quantenelektrodynamik (QED) grundlegende Annahme zum Ausdruck, dass solche Streuprozesse in zwei Teilprozesse zerlegt werden können, nämlich die Abstrahlung eines virtuellen Photons und anschließend dessen Absorption durch ein Nukleon. Dabei kann im Rahmen der QED der leptonische Tensor $L_{\mu\nu}$ als eine über alle Endzustände des Leptonspins aufsummierte lineare Kombination der kinematischen Variablen dargestellt werden

$$L_{\mu\nu} = 2 \left(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu} (kk' - m^2) + im\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} q^\lambda s^\sigma \right) \quad (2.15)$$

$$= L_{\mu\nu}^{(S)}(k, k') + iL_{\mu\nu}^{(A)}(k, k', s) \quad (2.16)$$

wobei $g_{\mu\nu}$ der metrische Tensor, $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}$ der total antisymmetrische Levi-Civita Tensor und m die Leptonmasse ist. Bei der Summation löst sich $L_{\mu\nu}$ in einen symmetrischen, reellen und einen antisymmetrischen, imaginären Teil auf (Index $^{(S)}$ bzw. $^{(A)}$ in (2.16)). $L_{\mu\nu}^{(S)}$ ist spinunabhängig; $L_{\mu\nu}^{(A)}$ hingegen hat den Leptonspin s als Argument.

Da es sich bei dem hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}$ im Gegensatz zum leptonischen Tensor nicht um eine Beschreibung eines Elementarteilchens handelt, sondern eines Hadrons mit einer *a priori* unbekanntem Substruktur, kann für ihn nur ein allgemeiner Ansatz gemacht werden. Der hadronische Tensor wird daher mit Hilfe vierer, zunächst ebenfalls unbekannter *Strukturfunktionen* F_1, F_2, g_1 und g_2 ² parametrisiert, die von den kinematischen Größen x und Q^2 abhängen und deren genauen funktionellen Verlauf es zu erforschen gilt:

$$W_{\mu\nu} = 2 \left[F_1(x, Q^2) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{F_2(x, Q^2)}{Pq} \left(P^\mu - \frac{Pq}{q^2} q^\mu \right) \left(P^\nu - \frac{Pq}{q^2} q^\nu \right) + i \frac{M}{Pq} \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} q_\lambda \left(g_1(x, Q^2) S_\sigma + g_2(x, Q^2) \left(S_\sigma - \frac{Sq}{Pq} P_\sigma \right) \right) \right] \quad (2.17)$$

$$= W_{\mu\nu}^{(S)}(P, q) + iW_{\mu\nu}^{(A)}(P, q, S) \quad (2.18)$$

Der hadronische Tensor lässt sich laut (2.18) genau wie der leptonische in einem symmetrischen, spinunabhängigen Teil $W_{\mu\nu}^{(S)}$ und einem antisymmetrischen, vom Nukleonspin S abhängigen Teil $W_{\mu\nu}^{(A)}$ ausdrücken. Demnach sind

²Die Strukturfunktionen werden hier in ihrer dimensionslosen Form eingeführt. Eine zweite geläufige Schreibweise definiert vier Strukturfunktionen (W_1, W_2, G_1, G_2), die mit den dimensionslosen Formen folgendermaßen zusammenhängen: $MW_1 \equiv F_1, \nu W_2 \equiv F_2, M^2 \nu G_1 \equiv g_1, M\nu^2 G_2 \equiv g_2$

die zwei Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ mit der unpolarisierten tiefinelastischen Streuung assoziiert, $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ mit der polarisierten Streuung. Da die Verjüngung eines antisymmetrischen Tensors mit einem symmetrischen Tensor gleich Null ist, ergibt das Einsetzen der allgemeinen Ausdrücke für $L_{\mu\nu}$ und $W_{\mu\nu}$ in (2.14) ebenfalls einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{y\alpha^2}{2Q^4} \left(\underbrace{L_{\mu\nu}^{(S)}(k, k') W^{\mu\nu(S)}(P, q)}_{\text{spinunabhängig}} - \underbrace{L_{\mu\nu}^{(A)}(k, k', s) W^{\mu\nu(A)}(P, q, S)}_{\text{doppelt spinabhängig}} \right) \quad (2.19)$$

Die daraus entstehende doppelte Spinabhängigkeit (sowohl vom Leptonspin s als auch vom Hadronspin S) des antisymmetrischen Teiles des Wirkungsquerschnittes bedeutet, dass dieser Teil gesondert in Experimenten mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target untersucht werden muss. Mit dem COMPASS-Experiment sind diese Messungen möglich.

Da in der experimentellen Praxis bei Myonen nur ein in oder gegen Impulsrichtung (“longitudinal”) polarisierter Strahl erzeugt werden kann, ist lediglich die Targetpolarisation bei einem Experiment wie COMPASS frei wählbar. Der spinabhängige Wirkungsquerschnitt wird in Anbetracht dieser Tatsache weiter zerlegt, in einen longitudinal polarisierten Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\parallel}$, der der Konfiguration entspricht, in der die Targetpolarisation entweder parallel oder antiparallel zur Strahlimpulsrichtung ausgerichtet ist, und in einen transversalen Teil $d\sigma_{\perp}$, bei dem der Targetspin senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichtet ist. Das Koordinatensystem definiert den Targetspinvektor S in Bezug auf die von den Impulsvektoren des ein- und auslaufenden Myons (\vec{k} bzw. \vec{k}') festgelegte Streuebene durch zwei Winkel β und φ (Abbildung 2.2):

$$\frac{d^3\sigma}{dx dy d\varphi} = \frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} - H_l \cos \beta \frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dx dy d\varphi} - H_l \sin \beta \cos \varphi \frac{d^3\sigma_{\perp}}{dx dy d\varphi} \quad (2.20)$$

Dabei ist $\bar{\sigma}$ der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, und H_l die Helizität des Leptonstrahls, $H_l = \pm 1$. Das COMPASS-Target ist in der Lage, in beiden Modi, sowohl mit transversaler als auch mit longitudinaler Targetpolarisation, zu messen (siehe hierzu Abschnitt 3.3); es sind also beide Terme des polarisierten Wirkungsquerschnittes zugänglich.

Die einzelnen differenziellen Wirkungsquerschnitte lassen sich folgendermaßen parametrisieren:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\bar{\sigma}}{dx dy d\varphi} &= \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\frac{y}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{1}{2xy} \left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) F_2(x, Q^2) \right] \\ \frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dx dy d\varphi} &= \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) g_1(x, Q^2) - \frac{y}{2} \gamma^2 g_2(x, Q^2) \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

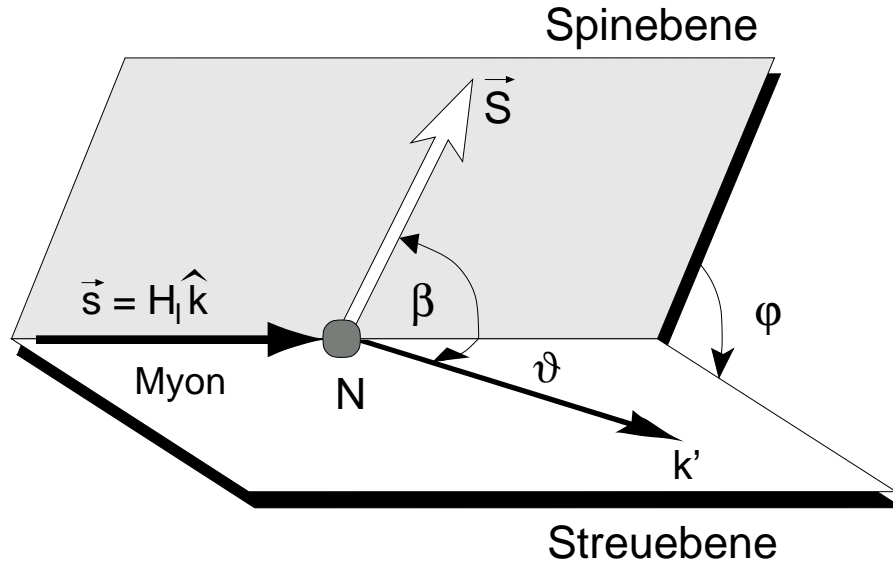


Abbildung 2.2: Skizze zur Definition der Winkel θ , β und φ

$$\frac{d^3\sigma_{\perp}}{dx dy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[\gamma \sqrt{1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}} \left(\frac{y}{2} g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2) \right) \right] \quad (2.23)$$

$$\text{mit } \gamma^2 = \frac{2Mx}{Ey}. \quad (2.24)$$

Der Faktor γ^2 hängt von der Nukleonmasse M und der Strahlenergie E ab und lässt sich leicht für die experimentellen Bedingungen von COMPASS bestimmen [4]:

$$\gamma^2 = \frac{2x}{160y} \approx \frac{1}{80} \quad (2.25)$$

Der Näherung in diesem Ausdruck geht die Annahme $x \approx y$ voraus. Es ist aus (2.22) und (2.23) zu ersehen, dass der Beitrag von g_2 zum longitudinalen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu dem von g_1 stark unterdrückt ist, während beide Strukturfunktionen in Größenordnung gleich stark in den transversalen Wirkungsquerschnitt einfließen. Dies legt nahe, dass g_1 mit guter Genauigkeit alleine durch Messungen mit longitudinaler Targetspinorientierung bestimmt werden kann. Ist die Funktion g_1 bekannt, so kann durch transversale Messung g_2 bestimmt werden.

Gleichung (2.23) zeigt auch, dass der transversale Wirkungsquerschnitt gegenüber dem longitudinalen allgemein um einen Faktor γ , also etwa 10 unter COMPASS-Bedingungen, unterdrückt ist. Polarisierungseffekte im Allgemeinen werden zudem auch nur auf einem hohen unpolarisierten Untergrund beobachtet. Um bei diesen sehr empfindlichen Messungen systematische Fehler, die etwa von apparativen Schwankungen wie variabler Strahlqualität oder Akzeptanzeffekten hervorgerufen werden, auf ein Minimum zu reduzieren, werden in der

Regel Wirkungsquerschnittasymmetrien gemessen. Sie werden im longitudinalen bzw. transversalen Falle wie folgt definiert:

$$A_{\parallel}(x, Q^2) = \frac{d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\Rightarrow} - d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\Leftarrow}}{d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\Rightarrow} + d\sigma_{\parallel}^{\leftarrow\Leftarrow}} \quad (2.26)$$

$$A_{\perp}(x, Q^2) = \frac{1}{\cos\varphi} \frac{d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\Uparrow} - d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\Downarrow}}{d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\Uparrow} + d\sigma_{\perp}^{\leftarrow\Downarrow}} \quad (2.27)$$

$$= \frac{H_l}{\cos\varphi} \frac{d\sigma_{\perp}(\varphi) - d\sigma_{\perp}(\varphi + \pi)}{d\sigma_{\perp}(\varphi) + d\sigma_{\perp}(\varphi + \pi)} \quad (2.28)$$

Dabei stellt \leftarrow die Strahlpolarisation, \Leftarrow die Targetpolarisation dar. Um longitudinale Asymmetrien zu messen, muss daher die Targetpolarisation (oder theoretisch die Strahlpolarisation, sie ist aber bei Myonen fest vorgegeben) umgedreht werden. Dies gilt auch für die transversale Anordnung; hier gibt es aber laut (2.28) auch noch die Möglichkeit, die *azimuthale* Asymmetrie durch Vergleichung der Zählraten an gegenüber liegenden Seiten des Detektors zu messen.

2.3 Photoabsorption

Die gemessenen polarisierten Asymmetrien $A_{\parallel}(x, Q^2)$ und $A_{\perp}(x, Q^2)$ von (2.26) bzw. (2.27) besitzen keine intuitive physikalische Bedeutung. Zudem hängen die Wirkungsquerschnitte stark von der Strahlenergie E durch die Parameter y und γ^2 ab, so dass ein direkter Vergleich zwischen Messungen bei verschiedenen Energien nicht möglich ist. Aus diesem Grund ist es gebräuchlich, die gemessenen Asymmetrien als Funktionen von Asymmetrien im Fluss virtueller Photonen, der vom Nukleon absorbiert wird, darzustellen. Dabei spielen die Strahlleptonen nunmehr keine Rolle außer der einer Photonenquelle. Der hadronische Tensor $W_{\mu\nu}$ lässt sich mit den Amplituden

$$T_{\mu\nu} = i \int d^4\xi e^{iq\cdot\xi} \langle PS | \mathcal{T}(J_{\mu}(\xi) J_{\nu}(0)) | PS \rangle \quad (2.29)$$

der Vorwärts-Compton-Streuung eines virtuellen Photons am Nukleon, $\gamma^* N \rightarrow \gamma^* N'$, durch den Ausdruck

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi} \text{Im} T_{\mu\nu} \quad (2.30)$$

in Verbindung bringen. Der imaginäre Teil der Compton-Streuamplituden ist wiederum durch das optische Theorem proportional zu den virtuellen Photoabsorptionsquerschnitten. Es stellen sich folgende Beziehungen zwischen diesen und den Nukleonstrukturfunktionen heraus [5]:

$$\sigma_L^0 = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \left(-F_1 + \frac{F_2}{2x}(1 + \gamma^2) \right) \quad (2.31)$$

$$\sigma_T^{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} (F_1 + g_1 - \gamma^2 g_2) \quad (2.32)$$

$$\sigma_T^{3/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} (F_1 - g_1 + \gamma^2 g_2) \quad (2.33)$$

$$\sigma_{TL}^{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} (\gamma(g_1 + g_2)) \quad (2.34)$$

wobei M die Nukleonmasse und $K = \nu - Q^2/2M$ ein Normalisationfaktor ist. (2.31) bezieht sich auf ein longitudinal polarisiertes Photon, (2.32) und (2.33) auf ein transversal polarisiertes Photon. Die Indizes $\frac{1}{2}$ bzw. $\frac{3}{2}$ geben die relative Einstellung des Photon- und Nukleonspins zueinander (antiparallel bzw. parallel) wieder. (2.34) ist ein Interferenzterm zwischen transversal und longitudinal polarisierten Photonen. Es werden auch zwei Photon-Nukleon-Asymmetrien $A_1(x, Q^2)$ und $A_2(x, Q^2)$ definiert:

$$A_1 = \frac{\sigma_T^{1/2} - \sigma_T^{3/2}}{\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \approx \frac{g_1}{F_1} \quad (2.35)$$

$$A_2 = \frac{2\sigma_{TL}}{\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}} = \gamma \frac{g_1 + g_2}{F_1} \quad (2.36)$$

Die Verknüpfung der gemessenen Asymmetrien A_{\parallel} und A_{\perp} und der Photon-Nukleon-Asymmetrien erfolgt unter Einbeziehung der Relationen (2.31) - (2.34) gemäß

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2) \quad (2.37)$$

$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1) \quad (2.38)$$

mit folgenden Definitionen der kinematischen Faktoren D , η und ξ :

$$D = \frac{y(2-y)(1 + \frac{\gamma^2 y}{2})}{y^2(1 + \gamma^2) + 2(1-y - \frac{\gamma^2 y^2}{4})(1+R)} \quad (2.39)$$

$$\eta = \gamma \frac{1-y - \frac{\gamma^2 y^2}{4}}{(1-\frac{y}{2})(1 + \frac{\gamma y^2}{2})} \quad (2.40)$$

$$\xi = \gamma \frac{1-\frac{y}{2}}{1 + \frac{\gamma^2 y}{2}} \quad (2.41)$$

Dabei hat der Depolarisationsfaktor D eine besondere Bedeutung. Er gibt den Anteil des Leptonspins an, der an das Photon übertragen wird; dabei ist die Größe R in (2.39) das Verhältnis des longitudinalen Photonenquerschnitts zum transversalen:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(1 + \gamma^2) - 2xF_1}{2xF_1} \approx \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1} \quad (2.42)$$

Damit lässt sich aus (2.39) ableiten, dass im normalen Fall eines longitudinalen polarisierten Photons der Polarisationsübertrag bei hohem Energieübertrag y am größten ist. Im transversalen Fall hingegen ergibt sich $D = 1$ bei $y = 0$ und $D = 0$ bei $y = 1$.

2.4 Das Quark-Parton-Modell

Der bisherigen Diskussion der Nukleonstrukturfunktionen ging die Annahme voraus, dass diese von zwei kinematischen Variablen, im üblichen Fall x und Q^2 , abhängen. Messungen im Laufe der vergangenen Jahrzehnte zeigten jedoch, dass die bisher gemessenen Strukturfunktionen F_1 , F_2 und g_1 nur eine sehr schwache Q^2 -Abhängigkeit aufweisen. Dieses so genannte Skalenverhalten wurde Ende der sechziger Jahre von Björken für den tiefinelastischen Grenzfall $Q^2, \nu \rightarrow \infty$, wo das Verhältnis $Q^2/2M\nu$ endlich bleibt, gedeutet [6]. Ein anschauliches Modell zur Erklärung dieses Phänomens liefert das naive Quark-Parton-Modell (QPM), welches in den folgenden Abschnitten erläutert werden soll.

2.4.1 Verteilungsfunktionen im naiven Quark-Parton-Modell

Das in den sechziger Jahren von Richard Feynman entwickelte QPM beschreibt das Nukleon als eine Zusammensetzung grundlegender punktförmiger Bauteile, die er *Partonen* nannte [7]. Diese Bauteile wurden daraufhin mit den wenige Jahre zuvor gleichzeitig von Gell-Mann und Zweig postulierten *Quarks* [8, 9] identifiziert. Quarks sind Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen, die dritzzahlige Ladung besitzen. Die gemessenen Eigenschaften aller bisher bekannt gewordenen Hadronen lassen sich im Rahmen eines Quark-Modells beschreiben.

Laut QPM ist ein tiefinelastisches Streueignis als eine inkohärente Überlagerung elastischer Lepton-Parton Streuprozesse zu verstehen. Dieses Bild gilt nur, wenn der Impulsübertrag durch das Photon Q^2 ausreichend groß ist, so dass die einzelnen Partonen aufgelöst werden können; d.h., dass man sich in dem als tiefinelastisch bezeichneten Bereich der Lepton-Nukleon-Streuung befindet. Dafür muss auch die Wechselwirkung von kurzer Dauer sein, sonst wechselwirken die Partonen untereinander. In einem Bezugssystem, in dem sich das Nukleon schnell bewegt, erscheint dieses als ein Strahl Partonen, von dem jedes einen Anteil ξ des Nukleonviererimpulses P trägt ($p_q = \xi P$). Zur Berechnung dieses Anteils geht man unter Vernachlässigung der Transversalimpulse und der Partonmassen von der kinematischen Bedingung (Viererimpulserhaltung)

$$(p_q + q)^2 = W^2 \quad (2.43)$$

aus. W^2 ist die Masse des Hadronenzustandes, die im Falle eines elastischen Lepton-Parton-Stoßes einfach durch $W^2 = (\xi M)^2$ gegeben ist. (2.43) löst sich dann zu

$$\xi^2 P^2 + 2\xi Pq + q^2 = \xi^2 M^2 \quad (2.44)$$

Unter Anwendung der Beziehungen $q^2 = -Q^2$ und $P = M$ kommt man zu einem Ausdruck für ξ :

$$\xi = \frac{Q^2}{2pq} \equiv x \quad (2.45)$$

d.h., die Bjørken Variable x kann auch als der Anteil des Nukleonimpulses, der das Parton vor dem Streuprozess getragen hat, verstanden werden (vgl. Abschnitt 2.1.1).

Der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ lässt sich im Falle eines solchen Streuprozesses an einem masselosen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen berechnen. Man erhält für die vier Partonstrukturfunktionen folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} F_1^{parton}(x) &= \frac{1}{2}e_p^2\delta(\xi-x) & F_2^{parton}(x) &= e_p^2\xi\delta(\xi-x) \\ g_1^{parton}(x) &= \lambda\frac{1}{2}e_p^2\delta(\xi-x) & g_2^{parton}(x) &= 0 \end{aligned} \quad (2.46)$$

Dabei ist e_p die Partonladung, $\lambda = \pm 1$ drückt die Spinrichtung des Partons in Bezug auf den Nukleonspin aus (die Helizität des Partons). Die Dirac-Funktion δ fordert $x = \xi$, d.h., nur wenn der Impulsanteil des Photons gleich dem des Partons ist, kann eine Absorption stattfinden. Es wird im QPM angenommen, dass Quarks mit Spin transversal zum Nukleonspin nicht vorkommen. Diese Vernachlässigung der transversalen Impulskomponente hat zu Folge, dass die vierte Strukturfunktion g_2 keine Interpretation im Rahmen des naiven QPM erhält.

Identifiziert man die Partonen mit Quarks, so ergeben sich die Nukleonstrukturfunktionen als Summationen der Partonstrukturfunktionen über die Helizitäts- und Ladungszustände aller im Nukleon vorhandenen Quarksorten:

$$\mathcal{F}(x) = \sum_{i,\lambda} \int_0^1 q_i^\lambda(\xi) \mathcal{F}^{parton}(x, \xi) d\xi, \quad \mathcal{F} \in F_1, F_2, g_1, g_2 \quad (2.47)$$

$q_i^\lambda(\xi)$ sind die Quarkverteilungsfunktionen, und drücken aus, wie viele Quarks einer Sorte, deren Spin parallel (+) bzw. antiparallel (-) zum Nukleonspin ausgerichtet sind, es in einem Impulsbereich $\delta\xi$ gibt. Die ersten beiden Strukturfunktionen F_1 und F_2 entsprechen dem Fall der unpolarisierten Streuung. Hier sind in Bezug auf den Leptonspin die Nukleon- und damit die Quarkspins nicht bevorzugt in einer Richtung ausgerichtet. Die Quarkverteilungsfunktionen $q_i(x)$ sind einfach durch die Summe der Quarks und Antiquarks der jeweiligen Flavour i gegeben, deren Spins parallel (+) bzw. antiparallel (-) zum Nukleonspin ausgerichtet sind. Die unpolarisierten Strukturfunktionen berechnen sich zu:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_i^+(x) + q_i^-(x)) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (2.48)$$

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 (q_i^+(x) + q_i^-(x)) = x \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (2.49)$$

Für polarisierte Streuung wird zwischen zwei Fällen unterschieden. Erstens kann der Nukleonspin und dadurch die Quarkspins longitudinal bezüglich des Spins

des einlaufenden Leptons ausgerichtet sein. In diesem Falle ist das Entscheidende für die Quarkverteilungsfunktion der Unterschied zwischen der Anzahl der Quarks, deren Spins parallel bzw. antiparallel zum Nukleonspin ausgerichtet sind. Diese sind zwangsläufig auch parallel bzw. antiparallel in Bezug auf den Leptonspin ausgerichtet. Aus dieser Verteilungsfunktion ergibt sich die Strukturfunktion g_1 . Es besteht noch die fundamentale Annahme, dass Spin- und Impulsvektoren von einem Nukleon und seinen Valenzquarks nie transversal zueinander ausgerichtet sind, d.h. dass g_2 im naiven QPM nicht definiert ist:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_i^+(x) - q_i^-(x)) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 \Delta q_i(x) \quad (2.50)$$

$$g_2(x) = 0 \quad (2.51)$$

Der zweite mögliche Fall in der tiefinelastischen Streuung ist, dass das Nukleon (und daher seine Quarks) bezüglich des Leptonspins transversal polarisiert ist. In diesem Falle werden die Quarkverteilungsfunktionen mit Indizes \uparrow (parallel bezüglich des Nukleonspins) bzw. \downarrow (antiparallel) versehen. Man definiert analog zu 2.50 eine Strukturfunktion h_1 :

$$h_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_i^\uparrow(x) - q_i^\downarrow(x)) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x) \quad (2.52)$$

Dabei sind $\Delta_T q_i(x)$ die transversal polarisierten Quarkverteilungsfunktionen oder *Transversity*-Verteilungen. Da die Strukturfunktionen im QPM alleine durch die Quarkverteilungsfunktionen bestimmt sind, hängen sie auch nur von der Bjørkenschen Skalenvariable x ab. So wäre ein Skalenverhalten der Strukturfunktionen (fehlende Q^2 -Abhängigkeit) in diesem Modell zu erwarten. Das Verhältnis der beiden unpolarisierten Strukturfunktionen von (2.48) und (2.49):

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (2.53)$$

wird Callan-Gross-Relation genannt und rührt von der Annahme her, dass die Quarks Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen sind. Durch Vergleich mit (2.42) ist einzusehen, dass diese Relation dem Fall entspricht, wo der Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen σ_L gleich Null ist. Wegen Drehimpulserhaltung können transversal polarisierte Photonen nur an Teilchen mit halbzahligem Spin, also Fermionen, koppeln. Es gilt also im QPM $R = 0$ (vgl. Gleichung (2.42)). Setzt man (2.48) und (2.50) in Gleichung (2.35) ein, welche nun unter Nichtberücksichtigung transversaler Komponente die gesamte Photon-Nukleon-Asymmetrie beschreibt, so erhält man für diese den Ausdruck

$$A_1^{\gamma N \rightarrow X}(x) = \frac{g_1(x)}{F_1(x)} = \frac{\sum_i e_i^2 \Delta q_i(x)}{\sum_i e_i^2 q_i(x)} \quad (2.54)$$

Will man die Lepton-Nukleon-Asymmetrie parametrisieren, so muss der Depolarisationsfaktor D der Photonen mit berücksichtigt werden:

$$A_{\parallel}^{lN \rightarrow l'X}(x) = D \frac{g_1(x)}{F_1(x)} = D \frac{\sum_i e_i^2 \Delta q_i(x)}{\sum_i e_i^2 q_i(x)} \quad (2.55)$$

Der physikalische Hintergrund dieses Zusammenhangs lässt sich leicht anhand folgenden Bildes veranschaulichen: Das vom Lepton ausgesandte virtuelle Photon hat ganzzahligen Spin und kann daher wegen Helizitätserhaltung nur von einem Quark entgegengesetzten Spins absorbiert werden. Beruft man sich auf die Definitionen im Abschnitt 2.3, so entspricht der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{1/2}$ dem Fall einer antiparallelen Einstellung von Photon- und Nucleonspin, $\sigma_{3/2}$ dem einer parallelen Einstellung. Damit die Spinerhaltung eingehalten wird, muss der Spin des absorbierenden Quarks im ersten Falle parallel zum Nucleonspin ausgerichtet sein, im zweiten Fall antiparallel, d.h., $\sigma_{1/2} \equiv q_i^+(x)$, $\sigma_{3/2} \equiv q_i^-(x)$. Abbildung 2.3 veranschaulicht diesen Zusammenhang.

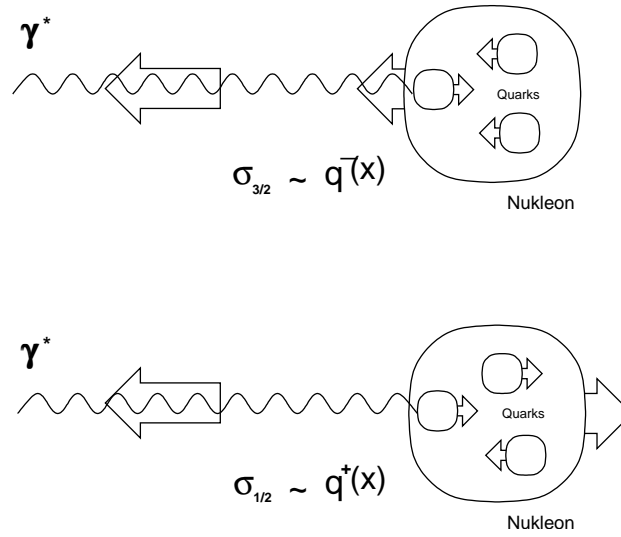


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Absorption eines polarisierten Photons durch ein im Nukleon eingebundenes Quark. Wegen Spinerhaltung müssen das Photon und das Quark entgegengesetzte Spins besitzen: **(oben)** Photon- und Nucleonspin sind parallel ($\sigma_{3/2}$), Quark- und Nucleonspin müssen also antiparallel sein ($q_i^-(x)$); **(unten)** Photon- und Nucleonspin sind antiparallel ($\sigma_{1/2}$), Quark- und Nucleonspin müssen parallel sein ($q_i^+(x)$).

Für den Fall, dass Quark- und Nucleonspin transversal gegenüber dem Leptonspin ausgerichtet sind, ändert sich im Ausdruck für die Lepton-Nucleon-Asymmetrie entsprechend die Struktur- bzw. Quarkverteilungsfunktion:

$$A_{\perp}^{lN \rightarrow l'X}(x) = D \frac{h_1(x)}{F_1(x)} = D \frac{\sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x)}{\sum_i e_i^2 q_i(x)} \quad (2.56)$$

2.4.2 Erweiterung auf semi-inklusive Prozesse: Fragmentationsfunktionen

Das Quark-Parton-Modell kann auch auf semi-inklusive Prozesse erweitert werden. Dazu muss man den Prozess näher betrachten, bei dem Hadronen aus dem vom virtuellen Photon getroffenen Quark entstehen. Dieser Prozess wird *Fragmentation* genannt. Der Ausgangspunkt ist genau derselbe wie im vorigen Abschnitt, wo das Nucleon als ganzes betrachtet wurde: Man stellt sich jetzt

aber das Quark als Quelle eines Strahls von Hadronen vor, deren transversale Impulskomponenten vernachlässigbar sind. Analog dem vorigen Fall führt man eine Größe η ein, die den Anteil des Quarkimpulses p_q darstellt, der von einem in dem Fragmentationsprozess entstandenen Hadron getragen wird:

$$P_h = \eta p_q = \eta(xP + q) \quad (2.57)$$

Man definiert zudem eine Reihe von *Fragmentationsfunktionen* $D_{h/q}(\eta)$. Hier beschreibt $D_{h/q}(\eta)d\eta$ die Anzahl der Hadronen des Typs h , die bei der Fragmentation eines Quarks der Sorte q entsteht. Durch Multiplikation von (2.57) mit P , dem Nukleonimpuls im Anfangszustand, erhält man die Identifikation der soeben eingeführten Größe η mit der im Abschnitt 2.1.2 eingeführten Skalenvariable z :

$$P \cdot P_h = \eta P(xP + q) = \eta(xP^2 + P \cdot q) \approx \eta P \cdot q \quad (2.58)$$

$$\Rightarrow \eta = \frac{P \cdot P_h}{P \cdot q} \equiv z \quad (\text{vgl. (2.12)}) \quad (2.59)$$

Die Näherung in (2.58) setzt voraus, dass die Nukleonmasse ($M = P$ im Laborsystem) im Quadrat vernachlässigbar ist. Die Skalenvariable z erhält also eine zweite Interpretation, als der vom Hadron getragene Quarkimpulsanteil. Die Parallele zwischen den Fragmentationfunktionen $D_{h/q}(z)$ und den im vorigen Abschnitt eingeführten Quarkverteilungsfunktionen $q_i(x)$ ist dabei einsichtig: Während Zweites die Anzahl der Quarks der Sorte i mit Impulsanteil x vom Photonimpuls im Targetnukleon wiedergibt, stellt Erstes die Anzahl der Hadronen der Sorte h mit Impulsanteil z dar, die bei der Fragmentation eines Quarks der Sorte q entstehen. Die Entstehung der Hadronenzustände in der tiefinelastischen Streuung wird also als Produkt zweier unabhängiger Prozesse betrachtet: Erstens, die Absorption eines Photons durch ein Quark, und zweitens dessen Fragmentation in Hadronen.

Die Fragmentationsfunktionen hängen entscheidend von der Sorte des Ausgangsquarks und der Konstituentenquarks des erzeugten Hadrons ab. Im Allgemeinen unterscheidet man zwischen *favorisierten* Fragmentationsfunktionen, wo das Ausgangsquark auch eines der Konstituentenquarks des Hadrons ist, und *unfavorisierten*, wo das Ausgangsquark nicht im Hadronenzustand vorhanden ist. Bei der Fragmentation in ein π^+ - (Quarkinhalt $u\bar{d}$) oder π^- -Meson ($\bar{u}d$) zum Beispiel gibt es zwei Sätze von Fragmentationsfunktionen:

$$D_{\pi^+/u} = D_{\pi^+/\bar{d}} = D_{\pi^-/\bar{u}} = D_{\pi^-/d} \quad \text{favorisiert} \quad (2.60)$$

$$D_{\pi^+/\bar{u}} = D_{\pi^+/d} = D_{\pi^-/u} = D_{\pi^-/\bar{d}} \quad \text{unfavorisiert} \quad (2.61)$$

Es wird zwischen zwei Arten von Fragmentation unterschieden. Fragmentiert das getroffene Quark in das gesuchte Hadron, so spricht man von *Stromfragmentation*. Fragmentiert hingegen der Nukleonrest, so ist von *Targetfragmentation* die Rede. Analog zu den Quarkverteilungsfunktionen unterscheidet man auch

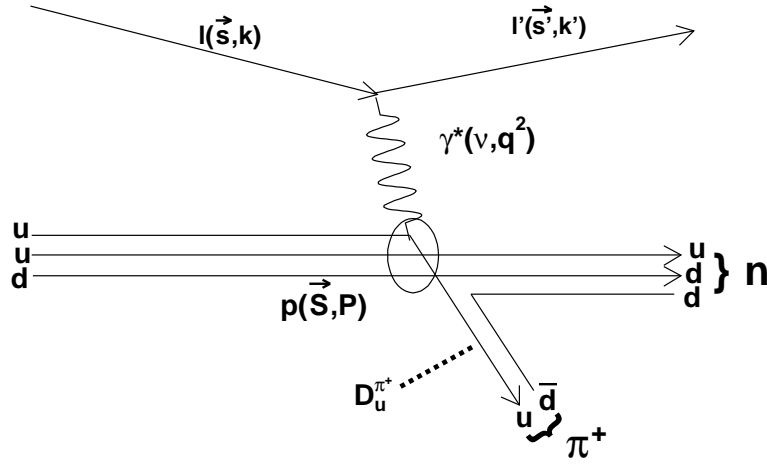


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines semi-inklusiven tiefinelastischen Streuprozesses. In diesem Beispiel koppelt das virtuelle Photon an ein u-Quark in einem Proton. Es entsteht unter Erzeugung eines $d\bar{d}$ Quark-Antiquark-Paares ein positives Pion und ein weiteres Neutron, das dann weiter fragmentieren kann. Die Wahrscheinlichkeit der Fragmentation des u-Quarks in ein Pion ist in diesem Falle durch die favorisierte Fragmentationsfunktion $D_u^{\pi^+}$ gegeben.

zwischen dem unpolarisierten, dem longitudinal polarisierten und dem transversal polarisierten Fall. Schreibt man allgemein mit $\mathcal{N}_{h/q}(z)$ die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Hadron h mit einem Impulsanteil z in einem fragmentierenden Quark q befindet, und benutzt man die gewohnte Notation \pm (longitudinal polarisiertes Ausgangsquark) bzw. $\uparrow\downarrow$ (transversal polarisiertes Ausgangsquark), so definiert man die Fragmentationsfunktion für die drei Fälle so:

$$D_{h/q}(z) = \mathcal{N}_{h/q}(z) \quad \text{unpolarisiert} \quad (2.62)$$

$$\Delta D_{h/q}(z) = \mathcal{N}_{q+}^h(z) - \mathcal{N}_{q-}^h(z) \quad \text{longitudinal} \quad (2.63)$$

$$\Delta_T D_{h/q}(z) = \mathcal{N}_{q\uparrow}^h(z) - \mathcal{N}_{q\downarrow}^h(z) \quad \text{transversal} \quad (2.64)$$

Die hadronischen Strukturfunktionen für den Fall der semi-inklusiven Produktion einer Hadronsorte h erhält man von den nukleonischen Strukturfunktionen (Abschnitt 2.4.1) durch Erweiterung mit der entsprechenden Fragmentationsfunktionen (vgl. (2.48) bis (2.52)):

$$F_1^h(x, z) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q_q(x) D_{h/q}(z) \quad (2.65)$$

$$F_2^h(x, z) = x \sum_q e_q^2 q_q(x) D_{h/q}(z) \quad (2.66)$$

$$g_1^h(x, z) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q_q(x) \Delta D_{h/q}(z) \quad (2.67)$$

$$h_1^h(x, z) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta_T q_q(x) \Delta_T D_{h/q}(z) \quad (2.68)$$

Analog den Ausdrücken für die longitudinalen und transversalen Asymmetrien in (2.55) bzw. (2.56) erhält man für den semi-inklusiven Fall

$$A_{\parallel}^{lN \rightarrow l'hX}(x, z) = D \frac{g_1^h(x, z)}{F_1^h(x, z)} = D \frac{\sum_i e_i^2 \Delta q_i(x) \Delta D_{h/q}(z)}{\sum_i e_i^2 q_i(x) D_{h/q}(z)} \quad (2.69)$$

$$A_{\perp}^{lN \rightarrow l'hX}(x, z) = D \frac{h_1^h(x, z)}{F_1^h(x, z)} = D \frac{\sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x) \Delta_T D_{h/q}(z)}{\sum_i e_i^2 q_i(x) D_{h/q}(z)} \quad (2.70)$$

2.4.3 Summenregeln im Quark-Parton-Modell

Die theoretische Beschreibung der Spinstrukturfunktionen g_1 bzw. h_1 ist bisher unvollständig geblieben. Es existieren jedoch mehrere Modelle, die anhand so genannter Summenregeln versuchen, die Struktur des Nukleons zu beschreiben. Dabei wird meistens das über den gesamten x -Bereich integrierte erste Moment Γ_1 der Strukturfunktion behandelt:

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx \quad (2.71)$$

Die polarisierten Quarkverteilungsfunktionen werden ebenfalls über x integriert:

$$\Delta q_i = \int_0^1 \Delta q_i(x) dx \quad (2.72)$$

Üblicherweise definiert man die Verteilungsfunktionen in Bezug auf die Quarkverteilung im Proton, also gelten für $\Delta q_{i;p,n} = q_{i;p,n}^{\uparrow} - q_{i;p,n}^{\downarrow}$ nach Einbeziehung der Isospinsymmetrie folgende Identitäten:

$$\Delta u_p = \Delta d_n \quad := \quad \Delta u \quad (2.73)$$

$$\Delta d_p = \Delta u_n \quad := \quad \Delta d \quad (2.74)$$

Für das Proton (Valenzquarks uud) bzw. Neutron (Valenzquarks udd) gilt folglich aus der Definition von $g_1(x)$ von (2.50)

$$\Gamma_1^p \equiv \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (2.75)$$

$$\Gamma_1^n \equiv \int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{9} \Delta u + \frac{4}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (2.76)$$

Dabei drückt Δs den Beitrag der Strange-Seequarks im jeweiligen Nukleon aus. Es wird angenommen, dass in führender Ordnung neben den u - und d -Quarks nur die leichteren s -Quarks zum Quarksee beitragen. Gleichungen (2.75) und

(2.76) können auch mittels der Proton-Matrix-Elemente der axialen Vektorströme a_k ausgedrückt werden:

$$\Gamma_1^{p,n} = \pm \frac{1}{12} \underbrace{(\Delta u - \Delta d)}_{a_3} + \frac{1}{36} \underbrace{(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s)}_{\sqrt{3}a_8} + \frac{1}{9} \underbrace{(\Delta u + \Delta d + \Delta s)}_{a_0} \quad (2.77)$$

Das positive Vorzeichen im ersten Term gilt für das Proton, das negative für das Neutron. Die Identitäten für a_0, a_3 und a_8 gelten nur unter der Annahme punktförmiger wechselwirkungsfreier Partonen, also nur im Rahmen des QPM. a_3 und a_8 können auch mit den schwachen Zerfallskonstanten F und D in Verbindung gebracht werden durch [10]

$$a_3 = F + D = \left| \frac{g_A}{g_V} \right|, \quad \sqrt{3}a_8 = 3F - D \quad (2.78)$$

mit $|g_A/g_V|$ das Verhältnis von Axialvektor- zu Vektor-Kopplungskonstante in der Cabibbo-Theorie der schwachen Wechselwirkung ist. Messungen aus Hyperonenzerfall ergeben die Werte

$$F = 0.477 \pm 0.012, \quad D = 0.756 \pm 0.011 \quad (2.79)$$

Aus Messungen zum Neutrinozerfall ist ebenfalls bekannt, dass

$$\left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 1.2573 \pm 0.00028 \quad (2.80)$$

Also sind a_3 und a_8 mit guter Genauigkeit bestimmt. Das Matrixelement a_0 , wo

$$a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s := \Delta\Sigma \quad (2.81)$$

entspricht dem totalen Helizitätsbeitrag der Quarks $\Delta\Sigma$ (auch *Axialladung* genannt) im QPM, ist aber mit keinem Zerfall assoziiert und daher zunächst unbekannt. Die erste, von Björken aufgestellte Summenregel zu Γ_1 sagt die Differenz zwischen den ersten Momenten für Proton und Neutron vorher [6], und lässt sich direkt aus (2.77) ablesen:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3 = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad (2.82)$$

Da es lange Zeit keine geeigneten Nukleontargets gab, war $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ experimentell unzugänglich. Ellis und Jaffe stellten daraufhin ihre Summenregel auf, die den Beitrag der Strange-Quarks vernachlässigt [11], d.h. $\Delta S = 0$. Unter dieser Bedingung gilt nach (2.77) $a_0 = \sqrt{3}a_8$ und

$$\Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \left(\pm 1 + \frac{5}{3} \frac{3F/D - 1}{F/D + 1} \right) \quad (2.83)$$

Während die zunächst gewonnenen experimentellen Erkenntnisse die Ellis-Jaffe-Summenregel zu bestätigen schienen, brachte die Erweiterung des kinematischen Bereichs Ende der 80er Jahre bis hin zu kleineren Werten von x beim

EMC -Experiment [12, 13] eine erhebliche Diskrepanz zu Tage: Der gemessene Wert für den totalen Helizitätsbeitrag $\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.17$ lag deutlich unter dem von der Summenregel vorhergesagten 0.579 ± 0.026 . Neuere experimentelle Werte heben $\Delta\Sigma$ zwar auf 0.23 ± 0.07 [14], es bleibt aber dennoch zu erklären, wo der fehlende Beitrag zur Gesamthelizität herkommt. Klar ist allerdings, dass das naive QPM nicht ausreicht, will man ein vollständiges Bild der Nukleonstruktur gewinnen.

2.4.4 Das QCD-erweiterte Partonmodell

Eine nach heutigen Erkenntnissen beinahe vollständige Beschreibung des Nukleonninneren liefert die Feldtheorie der Quantenchromodynamik (QCD). Im Rahmen der QCD werden Gluonen als Vektorbosonen, die die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks vermitteln, eingeführt. Im QCD-erweiterten Partonmodell können Quarks Gluonen abstrahlen, die entweder von den Quarks selber wieder absorbiert werden, oder aber selber Quark-Antiquark-Paare erzeugen oder weitere Gluonen abstrahlen. Diese weiteren Partonen bilden eine Art Wolke um das Ursprungsquark.

Im Rahmen dieses Modells ist ein Quark kein wohl definiertes Objekt mehr, und verliert die Punktförmigkeit, die ihm das naive QPM verleiht. Wie ein Quark von der Außenwelt “wahrgenommen” wird, hängt nunmehr vom Auflösungsvermögen der elektromagnetischen Sonde ab, mit der es abgetastet wird; also ob sie auch die das getroffene Quark umgebenden Partonen als getrennte Teilchen auflöst (Abbildung 2.5). Die zu erzielende Auflösung in der tiefinelastischen Streuung hängt im Wesentlichen vom Impulsübertrag Q^2 ab, der durch das virtuelle Photon erfolgt. Die Abhängigkeit geht mit $1/\sqrt{Q^2}$, also mit wachsendem Impulsübertrag werden immer mehr Partonen aufgelöst. Ist dies der Fall, so nimmt zwangsläufig der mittlere Impulsanteil des aufgelösten Parton x ab. Dies erklärt den als Skalenbrechung bekannten experimentellen Tatbestand, dass die Nukleonstrukturfunktionen im Allgemeinen wenn auch schwach doch zusätzlich zu ihrer x -Abhängigkeit eine Q^2 -Abhängigkeit aufweisen (Abbildung 2.6). Verschiedene Experimente hatten gezeigt, dass das von Björken anhand des naiven Quark-Parton-Modells aufgestellte Skalenverhalten nicht streng für den ganzen kinematischen Bereich gilt. Die Werte für die Strukturfunktionen steigen bei kleinem x mit wachsendem Q^2 an; bei größerem x fallen sie hingegen mit wachsendem Q^2 ab. Dieses Verhalten deckt sich genau mit den durch das QCD-erweiterte Partonmodell aufgestellten Erwartungen.

Man schreibt nun einen allgemeinen Ansatz für den Spin S des Nukleons, der sowohl mögliche Beiträge von dem Spin der Gluonen ΔG und vom Bahndrehimpuls der Quarks und Gluonen (L_q bzw. L_g) als auch von dem schon bekannten Helizitätsbeitrag $\Delta\Sigma$ berücksichtigt:

$$S = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \quad (2.84)$$

Erste Messungen, die auf den möglichen Beitrag der Gluonpolarisation ΔG

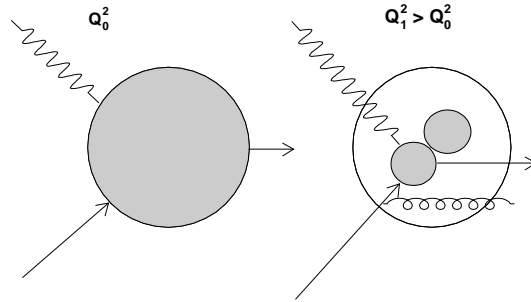


Abbildung 2.5: Veranschaulichung des Hintergrunds zur Skalenbrechung. Überträgt das virtuelle Photon nur einen kleinen Impuls Q_0^2 , so löst es nur größere Strukturen auf (links). Bei höherem Impulsübertrag wird das Auflösungsvermögen des Photons aber größer: Es werden auch kleinere Strukturen sichtbar. Der mittlere Impulsanteil des aufgelösten Objektes nimmt entsprechend ab, ein Phänomen, das als Skalenbrechung bekannt ist.

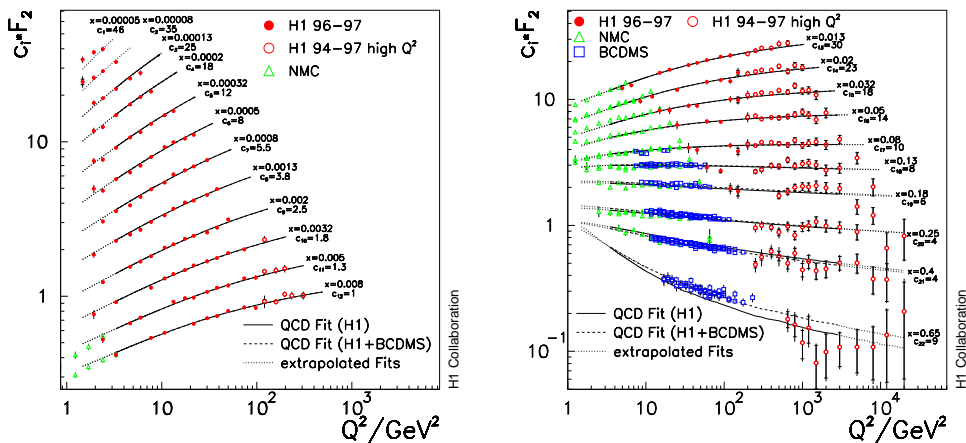


Abbildung 2.6: Skalenbrechung anhand des Beispiels der Strukturfunktion f_2 (von der H1-Kollaboration [15]). Bei kleinem x steigen die Werte für die Strukturfunktionen mit Q^2 an; ab $x \sim 0.25$ nehmen sie mit wachsendem Q^2 wieder ab.

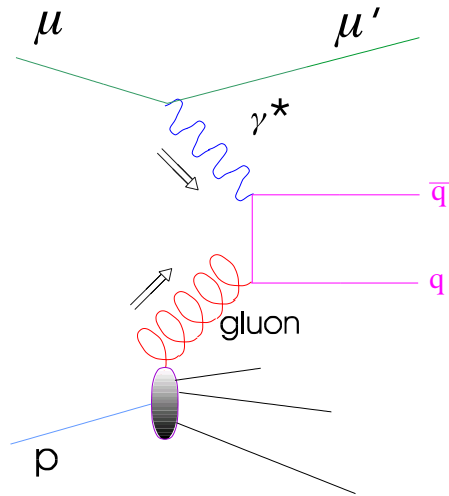


Abbildung 2.7: Verallgemeinerte Darstellung eines Photon-Gluon-Fusionsprozesses. Ein virtuelles Photon γ^* koppelt über ein Quark-Antiquark Paar $q\bar{q}$ an ein Gluon.

zum Gesamtspin des Nukleons zielen, wurden von der HERMES-Kollaboration am DESY in Hamburg durchgeführt, und deuten auf einen positiven, aber kleinen Wert hin [16]. Eine Präzisionsmessung der Gluonpolarisation stellt eine der Hauptaufgaben des COMPASS-Experimentes dar, der sich der nächste Abschnitt widmet.

2.5 Bestimmung der Gluonpolarisation

Bisherige Messungen der Gluonpolarisation ΔG haben sich darauf konzentriert, sie indirekt durch eine Analyse des Skalenverhaltens der longitudinal polarisierten Strukturfunktion g_1 zu bestimmen. Dieser Effekt hat sich aber im bisher gemessenen kinematischen Bereich als vergleichsweise klein erwiesen, so dass mit einer auch unzureichenden Anzahl individueller Messpunkte die möglichen Werte für ΔG nur wenig eingeschränkt worden sind. Eines der Ziele des COMPASS-Experimentes ist es, die Gluonpolarisation durch den Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF) zu bestimmen. In diesem Prozess koppelt in einem tiefinelastischen Streuereignis das virtuelle Photon über ein Quark-Antiquark-Paar an ein Gluon, das von dem Nukleon abgestrahlt wird (Abbildung 2.7). Die Identifikation des energiereichsten oder *leading* Hadrons in einem semi-inklusiven Streuereignis lässt über die Fragmentationsfunktionen Rückschlüsse über die am Primärprozess beteiligten Quarks ziehen (siehe hierzu Abschnitt 2.4.2). Es stehen COMPASS zwei Methoden zur Bestimmung von ΔG zur Verfügung, die vor allem der Selektion von PGF-Ereignisse durch Unterdrückung von Untergrundereignissen dienen sollen: so genannte *Open-Charm-Produktion* einerseits und die Erzeugung von Hadronenpaaren mit hohem transversalen Impuls andererseits.

2.5.1 Open-Charm-Produktion

Wegen des fehlenden Charm-Quark Inhaltes im Nukleon kann in führender Ordnung ein nachgewiesenes Charm-Quark nur “außerhalb” des Nukleons zu Stande gekommen sein, d.h. ausschließlich durch Erzeugung eines Charm-Anticharm-Quarkpaares mittels der PGF. Dieser Kanal ist daher besonders untergrundfrei. Die Schwerpunktsenergie für die Erzeugung eines $c\bar{c}$ -Paares liegt bei $4m_c^2$, also etwa 9 GeV. Der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion ist gegeben durch

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}}(E, y) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M\nu} \Delta\sigma(\hat{s})\Delta G(x_G, \hat{s})}{\int_{4m_c^2}^{2M\nu} \sigma(\hat{s})G(x_G, \hat{s})} \quad (2.85)$$

Dabei sind $\Delta\sigma(\hat{s})$ und $\sigma(\hat{s})$ die polarisierte bzw. unpolarisierte Photon-Gluon Wirkungsquerschnitte und ΔG bzw. G die polarisierte bzw. unpolarisierte Gluonverteilung. Der differenzielle Gesamtwirkungsquerschnitt in der Myoproduktion drückt sich als

$$\frac{d^2\sigma^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}}{dQ^2 d\nu} = \Gamma(E, Q^2, \nu) \frac{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}(\nu)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_0^2}\right)^2} \quad (2.86)$$

aus, wobei die kinematischen Variablen wie im Abschnitt 2.1 definiert sind, mit M_0 als einem experimentell gefitteten Parameter [17]. Der Vorfaktor Γ beschreibt den Photonenfluss als Funktion der Strahlenergie E durch

$$\Gamma(E, Q^2, \nu) = \frac{\alpha_e}{2\pi} \frac{2(1-y) + y^2 + Q^2/2E^2}{Q^2(Q^2 + \nu^2)^{1/2}} \quad (2.87)$$

Bei einem endlichen Energieübertrag ν steigt Γ steil bei niedrigem Q^2 an. Um genügend Prozesse zu erfassen ist es daher zwingend, das gesamte Photonenpektrum bis hin zum quasi-realen Fall bei $Q^2 \approx 0$ zu messen [18]. Da dieser Bereich dem Fall eines unter einem sehr kleinen Winkel gestreuten Myons entspricht, bedarf es hier für eine Präzisionsmessung der Gluonenpolarisation schneller Detektoren mit guter Ratenverträglichkeit, die das gestreute Lepton nachweisen. In diesem Sinne werden Hodoskope aus szintillierenden Fasern eingesetzt, über dessen Bau und Eigenschaften in Kapitel 4 dieser Arbeit berichtet wird.

COMPASS erhofft sich pro Charm-Ereignis eine Ausbeute von etwa 1.2 D^0 - und \bar{D}^0 -Ereignissen [17]. Im einfachsten Zerfallsmodus $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ fliegen die beteiligten Kaonen und Pionen unter einem großen Winkel im Schwerpunktsystem voneinander weg, so dass sie leicht durch kinematische Schnitte von Mesonen, die in der Targetfragmentation entstanden sind, unterschieden werden können.

2.5.2 Hadronenpaare mit hohem Transversalimpuls

Die zweite von COMPASS eingesetzte Methode zur Bestimmung der Gluonenpolarisation erfordert den semi-inklusive Nachweis zweier Hadronen entgegengesetzter Ladung in Photon-Gluon-Fusion-Ereignissen nach dem Muster $\gamma g \rightarrow$

$q\bar{q} \rightarrow h^+h^-X$. Diese fliegen in fast entgegengesetzten Richtungen von einander weg, mit einer hohen transversalen Impulskomponente bezüglich des Impulses des virtuellen Photons. Sie verursachen dabei eine sehr eindeutige Reaktionssignatur, die der Unterdrückung des Untergrundes dient. Es bleibt aber dennoch ein erheblicher Untergrundbeitrag von der QCD-Compton-Streuung $\gamma^*q \rightarrow qg$ von ungefähr 30%, der mittels Monte-Carlo-Simulationen berücksichtigt werden muss [19]. Die Asymmetrie in der Myonproduktion ist gegeben durch

$$A^{\mu N \rightarrow hh} \approx \langle \hat{a}^{\gamma g \rightarrow q\bar{q}} \rangle \frac{\Delta g}{g} \frac{V}{1+V} + \langle \hat{a}^{\gamma q \rightarrow qg} \rangle A_1 \frac{1}{1+V} \quad (2.88)$$

wobei $\hat{a}^{\gamma g \rightarrow q\bar{q}}$ bzw. $\hat{a}^{\gamma q \rightarrow qg}$ die PGF- bzw. QCD-Compton-Asymmetrie ist und V das Verhältnis der beiden Reaktionswahrscheinlichkeiten.

Im Hadronenpaar-Messkanal wird ebenfalls ein Maximum des Effektes bei kleinem Q^2 erwartet, d.h., auch hier sind Detektoren zum Nachweis von unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Myonen unerlässlich.

2.6 Transversale Spineffekte

Die bisher gewonnenen experimentellen Erkenntnisse im Bereich der polarisierten tiefinelastischen Streuung beziehen sich fast ausschließlich auf den Fall, wo die Spins der Targetnukleonen longitudinal (parallel oder antiparallel) bezüglich der Impulsrichtung des Strahls ausgerichtet sind. Transversale Spineffekte blieben lange Zeit sowohl theoretisch als auch experimentell nur wenig erforscht, da sie im Gesamtwirkungsquerschnitt um den kinematischen Faktor γ unterdrückt sind (vgl. Gleichungen (2.22) und (2.23)) und daher in führender Ordnung vernachlässigt werden können. Erst im Laufe des letzten Jahrzehnts ist man zu einer ausgewogeneren Einschätzung der Bedeutung transversaler Spineffekte gekommen, und zu dem Schluss, dass deren pauschale Vernachlässigung nicht zulässig ist. Indes ist insbesondere die transversale Quarkpolarisation oder *Quark-Transversity* von vorn herein weder kinematisch noch dynamisch unterdrückt, und stellt sogar den führenden Beitrag zu manchen hadronischen Prozessen dar. Es wird zudem erwartet, dass sich die mit den transversalen Spinverteilungen verbundene Strukturfunktion $h_1(x)$ entscheidend anders als die üblichen Funktionen verhält, zumal hier kein Beitrag von Gluonen erwartet wird [20]. Es wird also kein Skalenverhalten bei h_1 vorhergesagt (vgl. Abschnitt 2.4.4).

Eine neue Reihe von Experimenten, unter denen sich auch COMPASS befindet, sind jetzt dabei, die lückenhaften Kenntnisse auf diesem Gebiet zu erweitern und zu vertiefen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Beitrag zur Analyse der transversalen Spinasymmetrie durch Einzelpionproduktion, des so genannten Collins-Effektes, der Zugang zu den transversalen Spinverteilungen gewähren soll, geleistet. In diesem Teilabschnitt wird der theoretische Hintergrund zu Transversity erläutert.

2.6.1 Notation und Terminologie

Verteilungsfunktionen

Drei Quarkverteilungsfunktionen³ für jede Quarksorte wurden schon im Abschnitt 2.4.1 eingeführt. Dabei beschreibt $q(x)$ die unpolarisierte Quarkverteilung und Δq die longitudinale oder *Helicity*-Verteilung. $\Delta_T q(x)$ ist die transversal polarisierte Verteilungsfunktion, oder *Transversity*-Verteilung:

$$q(x) = q_+(x) + q_-(x) \quad (2.89)$$

$$\Delta q(x) = q_+(x) - q_-(x) \quad \textit{Helicity - Verteilung} \quad (2.90)$$

$$\Delta_T q(x) = q_\uparrow(x) - q_\downarrow(x) \quad \textit{Transversity - Verteilung} \quad (2.91)$$

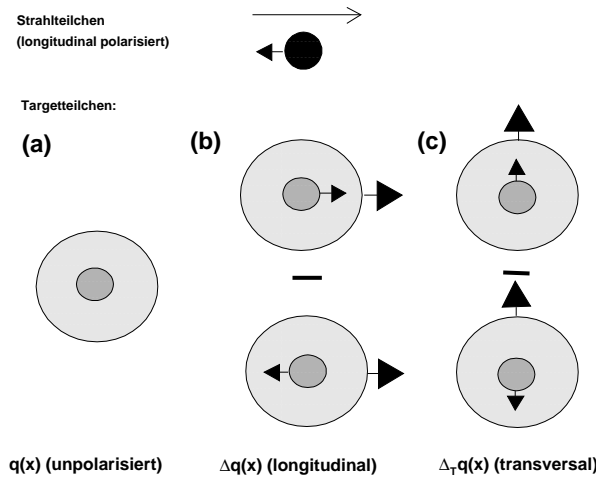


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Verteilungsfunktionen $q(x)$, $\Delta q(x)$ und $\Delta_T q(x)$. Das Strahlteilchen (oben) bewegt sich von links nach rechts und ist longitudinal polarisiert. (a) Die Verteilungsfunktion $q(x)$ entspricht dem Falls eines unpolarisierten Targetnukleons. (b) Das Nukleon ist in Bezug auf die Bewegungsrichtung des Strahlteilchens longitudinal polarisiert. Die Funktion $\Delta q(x)$ ergibt sich dann aus der Differenz in der Anzahl der Quarks in diesen polarisierten Nukleonen, deren Spin parallel und antiparallel zu dem des Nukleons ausgerichtet sind. (c) Hier ist das Nukleon transversal bezüglich des Strahlteilchens polarisiert. Die Funktion $\Delta_T q(x)$ ist genau so definiert wie $\Delta q(x)$, mit dem Unterschied, dass jetzt auch die Quarkspins transversal zu der Impulsrichtung des Strahlteilchens ausgerichtet sind. Es gilt allgemein die Annahme, dass Quarks mit Spin transversal zu dem Spin des Nukleons, das sie beherbergt, nicht vorkommen.

Unter Vernachlässigung von Quarkimpulscomponenten, die transversal zum Nukleonimpuls ausgerichtet sind, reichen diese drei Verteilungsfunktionen zu einer vollständigen Beschreibung der internen Nukleondynamik. Diese Beschränkung wird im Rahmen der Diskussion zum naiven Quark Parton Modell (vgl. Abschnitt 2.4.1) eingeführt und führt zu der fehlenden Definition der zweiten

³gelegentlich wird im Folgenden die geläufige englische Abkürzung 'DF' (Distribution Function) für die Verteilungsfunktionen verwendet

Verteilungsfunktionen (DFs)			
Quarkspin	Nukleonspin	k_{\perp} -integriert	k_{\perp} -abhängig
0	T	$\Delta_0^T q$	f_{1T}^{\perp}
L	T	$\Delta_L^T q$	g_{1T}
T	0	$\Delta_T^0 q$	h_1^{\perp}
T	L	$\Delta_T^L q$	h_{1L}^{\perp}
T	T	$\Delta_T^T q$	h_{1T}^{\perp}

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der DF-Notationen

polarisierten DIS-Strukturfunktion g_2 . Lässt man einen endlichen Quarktransversalimpuls \vec{k}_{\perp} zu, so führt dies zu einer Vermehrung der Anzahl der Verteilungsfunktionen je nach Spineinstellung des Nukleons und der darin beinhalteten Quarks. Nach [21] werden die in Tabelle 2.1 zusammengefassten zwei Notationen eingeführt, einmal für die über \vec{k}_{\perp} integrierten Verteilungsfunktionen, einmal für die \vec{k}_{\perp} -abhängige Funktionen:

- Die erste Notation für \vec{k}_{\perp} -integrierte DFs erweitert die schon bekannte Notation um einen hochgestellten Index je nach Polarisationszustand des Nukleons und einen tiefgestellten, der die Polarisation der Quarks wiedergibt. Beide können entweder 0 (unpolarisiert), L (longitudinal polarisiert) oder T (transversal polarisiert) sein.
- Die zweite aus [22, 23] stammende Notation für \vec{k}_{\perp} -abhängige DFs erinnert an die Notation der DIS Strukturfunktionen und benutzt die Buchstaben f , g und h für den Polarisationszustand (unpolarisiert, longitudinal bzw. transversal) der Quarks. Für ein longitudinal bzw. transversal polarisiertes Nukleon wird ein tiefgestelltes L bzw. T angehängt. In dieser Notation wird auch auf den *twist* der Funktionen hingewiesen. Twist ist der Parameter t im kinematischen Faktor Q^{-t+2} und entspricht der niedrigsten Ordnung, in der ein Effekt in einem Wirkungsquerschnitt vorhanden ist; *twist-two* wird auch *leading twist* genannt und entspricht im Folgenden einem Effekt, der in führender Ordnung bei einem Prozess auftaucht. Aus historischen Gründen wird in der Notation twist-two mit einer tiefgestellten 1 gekennzeichnet. Schließlich weist ein hochstelltes \perp darauf hin, dass in dieser Distribution transversale Impulskomponenten vorhanden sind.

Fragmentationsfunktionen

Bei den Fragmentationsfunktionen (FFs) wird ähnlich wie bei den DFs verfahren. Die drei Basis-Fragmentationsfunktionen ohne Berücksichtigung transversaler Quarkimpulse werden wie in Gleichungen (2.62) bis (2.64) definiert. Es werden auch k_{\perp} -integrierte und k_{\perp} -abhängige FFs eingeführt, mit dem Unterschied, dass der Index, der sich bei den DFs auf das Ursprungsnukleon bezieht, hier den Polarisationszustand des in der Fragmentation des Quarks q entstandenen Hadrons h wiedergibt. Es werden auch in der zweiten Notation anstatt

Fragmentationsfunktionen (FFs)			
Quarkspin	Nukleonspin	\vec{k}_\perp -integriert	k_\perp -abhängig
0	T	$\Delta_0^T D$	D_{1T}^\perp
L	T	$\Delta_L^T D$	G_{1T}
T	0	$\Delta_T^0 D$	H_1^\perp
T	L	$\Delta_T^L D$	H_{1L}^\perp
T	T	$\Delta_T^T D$	H_{1T}^\perp

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der FF-Notationen

f , g und h die Bezeichnungen D , G und H für unpolarisierte, longitudinale und transversale Funktionen verwendet. Tabelle 2.2 fasst diese Notation zusammen.

2.6.2 Die Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$

Wie im vorigen Abschnitt erwähnt, liefert die Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$ zusammen mit der unpolarisierten Verteilungsfunktion $q(x)$ und der Helizitäts-Verteilung $\Delta q(x)$ eine vollständige Beschreibung der internen Nukleodynamik in führender Ordnung. Der hadronische Tensor, der diese Dynamik in der tiefinelastischen Streuung beschreibt, kann mit den imaginären Teilen der virtuellen Vorwärts-Compton-Streuamplituden in Verbindung gebracht werden (vgl. Gleichungen (2.29), (2.30)). In diesem Zusammenhang lassen sich auch die verschiedenen Quarkverteilungsfunktionen als Funktionen von Streuamplituden verstehen, die bei einem Prozess entstehen, bei dem ein Nukleon ein Quark emittiert und wieder absorbiert, welches selbst zwischendurch mit einem eintreffenden virtuellen Photon wechselwirkt. Diese Streuamplituden werden gewöhnlich in der Quark-Nukleon-Helizitätsbasis in der Form $\mathcal{A}_{hH,h'H'}$ geschrieben, wobei h bzw. H die Quark- bzw. Nukleonhelizität vor der Emission, h' bzw. H' die Helizitäten nach der Reabsorption darstellt. Von den 16 mathematisch möglichen Kombinationen von $hH, h'H'$ bleiben nach der Forderung auf Erhaltung der Gesamthelizität

$$h + H = h' + H' \quad (2.92)$$

nur noch sechs übrig:

$$\mathcal{A}_{+,+,++}, \mathcal{A}_{-,-,--}, \mathcal{A}_{+,-,+-}, \mathcal{A}_{-+,-+}, \mathcal{A}_{+-,-+}, \mathcal{A}_{-+,-+} \quad (2.93)$$

Zeitumkehrinvarianz tauscht Anfangs- und Endzustände $\mathcal{A}_{hH,h'H'} = \mathcal{A}_{h'H',hH}$, schränkt daher die Zahl der Amplituden nicht weiter ein. Paritätsinvarianz hingegen fordert im Allgemeinen $\mathcal{A}_{hH,h'H'} = \mathcal{A}_{-h-H,-h'-H'}$ und reduziert die Zahl der zulässigen Amplituden auf nur noch drei:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{+,+,++} &= \mathcal{A}_{-,-,--} \\ \mathcal{A}_{+,-,+-} &= \mathcal{A}_{-+,-+} \\ \mathcal{A}_{+-,-+} &= \mathcal{A}_{-+,-+} \end{aligned} \quad (2.94)$$

Die ersten beiden dieser Amplituden beinhalten keinen Helizitätsflip und können durch das optische Theorem mit den unpolarisierten und longitudinalen Quarkverteilungsfunktionen in Zusammenhang gebracht werden:

$$q(x) \sim \text{Im}(\mathcal{A}_{++,+} + \mathcal{A}_{+,-,+}) \quad (2.95)$$

$$\Delta q(x) \sim \text{Im}(\mathcal{A}_{++,+} - \mathcal{A}_{+,-,+}) \quad (2.96)$$

Die dritte Amplitude $\mathcal{A}_{+,-,+}$ ist hingegen mit einem Helizitätsflip von Quark und Nukleon verbunden und entspricht der transversalen Spineinstellung:

$$\Delta_T q(x) \sim \text{Im}\mathcal{A}_{+,-,+} \quad (2.97)$$

Man sagt, dass $\Delta_T q(x)$ ungerade *Chiralität*⁴ besitzt. Dies hat weitreichende Konsequenzen für die experimentelle Erforschung transversaler Spineffekte. Es hat zur Folge, dass über $\Delta_T q(x)$ - im Gegensatz zu den unpolarisierten und longitudinal polarisierten Verteilungsfunktionen, die gerade Chiralität besitzen - in inklusiver DIS keine Aussage gemacht werden kann, denn es fehlt ein Mechanismus zur Erzeugung des Helizitätsflips des Quarks. Es bedarf einer zweiten an der Reaktion beteiligten Funktion, etwa einer Verteilungsfunktion von einem zweiten Hadron oder einer Fragmentationsfunktion, die auch ungerade Chiralität besitzt, so dass der Gesamtprozess gerade Chiralität besitzt. Abbildung 2.9 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

Die Betrachtung der relativen Größen der Streuamplituden $\mathcal{A}_{hH,h'H'}$ in der Quark-Nukleon-Streuung führt zu wichtigen Verknüpfungen zwischen den drei Verteilungsfunktionen für eine Quarksorte i . Neben den Bedingungen

$$q_i(x) \geq 0 \quad (2.98)$$

$$q_i(x) \geq |\Delta q_i(x)| \quad (2.99)$$

gilt auch für die Transversity-Distribution der so genannte *Soffer-Bound* [26]:

$$q_i(x) + \Delta q_i(x) \geq 2 |\Delta_T q_i(x)| \quad (2.100)$$

Dabei wird erwartet, dass die Helizitäts- und Transversity-Verteilungen etwa gleich in ihrer Größenordnung sind. Für nicht-relativistische Quarks gilt sogar Gleichheit:

$$\Delta q_i(x) = \Delta_T q_i(x) \quad \textit{nicht - relativistisch} \quad (2.101)$$

⁴i. A. bezeichnet Chiralität die Händigkeit eines Teilchens in den Spinorzuständen als Lösungen der Dirac-Gleichung [24]. Im relativistischen Grenzfall $m/E \rightarrow 0$ entspricht Chiralität Helizität; Massekorrekturen etwa für Quarks sind twist-three Effekte ($\mathcal{O}(m/\sqrt{Q^2})$) [25] und daher in DIS in führender Ordnung nicht signifikant. Hier wird aber die Bezeichnung Chiralität ausschließlich als Eigenschaft einer DF oder FF angewandt, wobei eine Funktion mit ungerade Chiralität einem Helizitätsflip-Kanal entspricht.

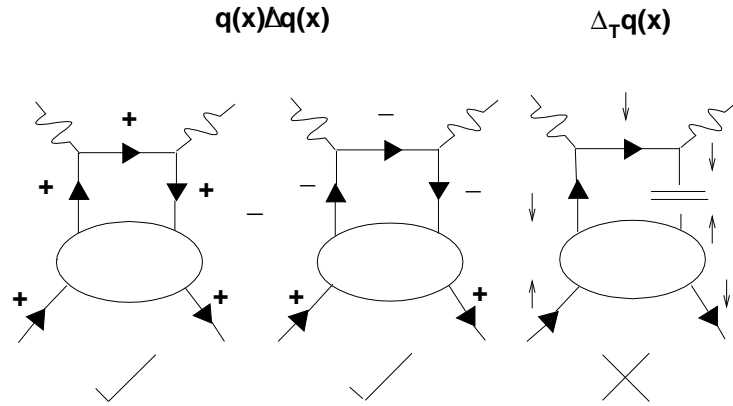


Abbildung 2.9: “Handbag”-Diagramme zur Quark-Nukleon-Streuung. Im unpolarisierten oder longitudinal polarisierten Fall (links/mittig) bewahren Nukleon (ein- bzw. auslaufende Linie unten in jedem Diagramm) und Quark (Linien oben) ihren anfänglichen Helizitätszustand. Diese Fälle können in normaler inklusiver tiefinelastischer Streuung untersucht werden. Im transversalen Fall hingegen flippen sowohl Quark- als auch Nukleonspins. Es bedarf eines weiteren Prozesses mit zugehöriger Funktion, der dies zustande bringt. Der transversale Fall koppelt von der inklusiven tiefinelastischen Streuung ab.

Damit wird deutlich gemacht, dass gemessene Unterschiede zwischen den Transversity- und Helizitäts-Verteilungen Zugang zu den relativistischen Eigenschaften der Quarks ermöglichen. Erste QCD-Gitterrechnungen deuten auf Transversity-Verteilungen für einzelne Quarks, die deutlich höher sind als für deren Helizitäts-Gegenpart. Definiert man für die Transversity-Basis die *Tensorladung* $\Delta_T \Sigma$, so erhält man aus diesen Berechnungen [27]

$$\begin{aligned}
 \Delta_T \Sigma &= \Delta_T u(x) + \Delta_T d(x) + \Delta_T s(x) \\
 &= 0.84 + (-0.23) + (-0.05) \\
 &= 0.56.
 \end{aligned}
 \tag{2.102}$$

Andere Berechnungen zu dieser Funktion auf Basis von QCD-Summenregeln [28, 29] und von dem chiralen Quarkmodell [30] liefern ähnliche Ergebnisse, die aber mit großen Fehlern behaftet sind. Vergleichbare Rechnungen für die analoge Funktion in der Helizitäts-Basis, die im Abschnitt 2.4.3 eingeführte Axialladung, liefern

$$\begin{aligned}
 \Delta \Sigma &= \Delta u(x) + \Delta d(x) + \Delta s(x) \\
 &= 0.64 + (-0.35) + (-0.11) \\
 &= 0.18,
 \end{aligned}
 \tag{2.103}$$

welches Ergebnis in gutem Einklang mit den experimentellen Daten ist. Man sieht, dass der Helizitätsbeitrag aus der Gitterrechnung deutlich unterdrückt ist gegenüber den Erwartungen aus den Summenregeln (Abschnitt 2.4.3). Das Ergebnis aus der Transversity-Rechnung ist hingegen nahezu vergleichbar mit

dem Ergebnis aus den Summenregeln. Wie die transversale Quarkverteilungen experimentell zugänglich gemacht werden können, erläutert der nächste Abschnitt.

2.6.3 Experimenteller Zugang zu Transversity-Verteilungen

Wie aus dem vorigen Abschnitt hervorgeht, müssen transversale Spinverteilungen in Reaktionen untersucht werden, an denen zusätzlich zu dem hadronischen Anfangszustand noch mindestens ein weiteres Hadron beteiligt ist. Dieser weitere Masseterm bringt eine zweite Funktion mit ungerader Chiralität in den Prozess hinein, und ermöglicht so den Helizitätsflip des Quarks. Dies unterdrückt den Prozess aber auch im Allgemeinen um einen Faktor $\mathcal{O}(1/Q^2)$, was den Nachweis transversaler Effekte erheblich erschwert. Es gibt aber mehrere Möglichkeiten, ein zweites Hadron am untersuchten Prozess teilnehmen zu lassen und so Transversity-Effekten nachzugehen, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Der polarisierte Drell-Yan-Prozess

In diesem Prozess streuen zwei transversal polarisierte Hadronen (Protonen oder Antiprotonen) A und B aneinander. Es entstehen bei der Streuung ein Lepton-Antilepton-Paar und zwei unbeobachtete hadronische Endzustände, die pauschal mit X bezeichnet werden (Abbildung 2.10):

$$A^\uparrow(P_A) + B^\uparrow(P_B) \rightarrow l^+(l) + l^-(l') + X \quad (2.104)$$

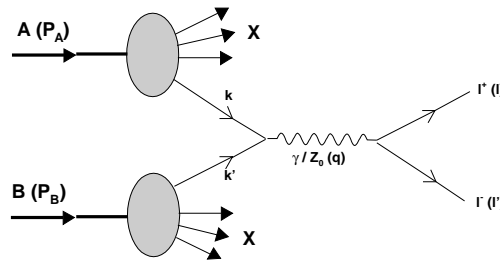


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Drell-Yan-Prozesses. Ein Lepton-Antilepton-Paar l^+l^- entsteht bei der Streuung zweier polarisierter Hadronen A, B . Vermittler der Reaktion ist ein virtuelles Photon oder Z_0 -Boson mit Viererimpuls $q > 0$, der auch der invarianten Masse des Lepton-Antilepton-Paares entspricht.

Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion beinhaltet in führender Ordnung lineare Kombinationen des Produktes $\Delta_{Tq_A}(x)\Delta_{Tq_B}(x)$, und erfüllt dabei als Produkt zweier Funktionen ungerader Chiralität die Forderung nach einer geraden Gesamtchiralität im Prozess. Obwohl dieser Mechanismus eine relativ

saubere Extraktion der Transversity-Verteilungen ermöglicht, wird erwartet, dass die gemessenen transversalen Asymmetrien sehr klein und daher mit einer hohen Unsicherheit behaftet sind. Experimentelle Ergebnisse des transversal polarisierten Drell-Yan-Prozesses werden im Laufe der nächsten Jahre mit den Detektoren PHENIX und STAR am relativistischen Schwerionen-Collider RHIC am Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA erwartet [31, 32]. Allerdings wird nach neueren Einschätzungen aus diesem Kanal bei PHENIX eine Asymmetrie von nur 1-2% bei einem vergleichbaren statistischen Fehler erwartet [33].

Hadroproduktion mit einem transversal polarisierten Target

Im Gegensatz zum Drell-Yan-Prozess muss hier nur eines der Hadronen im Anfangszustand polarisiert sein; dafür muss aber ein Teil h des Endzustandes nachgewiesen werden (semi-inklusive Messung):

$$A^\uparrow(P_A) + B(P_B) \rightarrow h(P_h) + X \quad (2.105)$$

Die Beobachtung einer deutlichen Energieabhängigkeit in der Einzelspinasymmetrie

$$A_N = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow} \quad (2.106)$$

in dieser Konfiguration bei einer Energie von 200 GeV durch die E704-Kollaboration am Fermilab Anfang der neunziger Jahre [34, 35] löste heftige theoretische Diskussionen ob der Herkunft dieses Effektes aus (Abbildung 2.11). Neuere Resultate des E925-Experimentes am BNL scheinen den Effekt bei einer niedrigeren Schwerpunktsenergie von 22 GeV zu bestätigen [36].

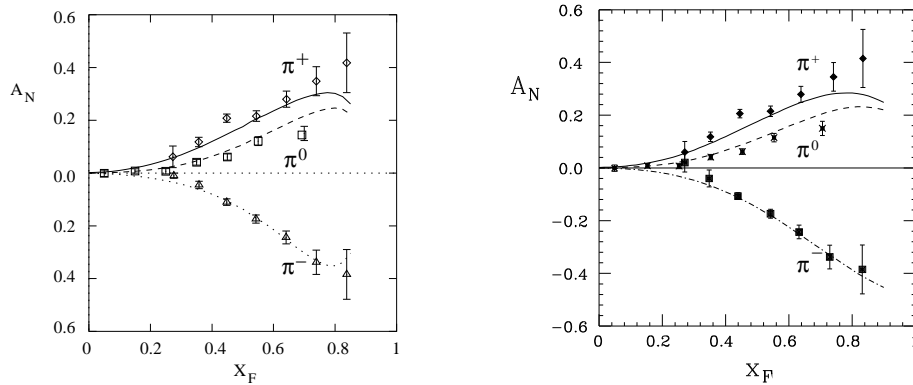


Abbildung 2.11: Die von der E704-Kollaboration gemessene Einzelspinasymmetrie, gefittet für den Collins-Effekt (**links**) und den Sivers-Effekt (**rechts**).

Unklar bleibt, welcher Mechanismus für den von E704 gemessenen Effekt verantwortlich ist und welche Kombination von Funktionen in der Asymmetrie enthalten ist, da aus der QCD erwartet wird, dass Einzelspinasymmetrien bei leading twist verschwinden. Ein Kandidat für eine mögliche Erklärung ist der

von Collins vorgeschlagene Mechanismus [37, 38], der die Fragmentation polarisierter Quarks mit nicht-verschwindendem transversalem Impuls in ein unpolarisiertes Hadron vorsieht. Gemessen würde in diesem Falle eine Asymmetrie

$$A_N \sim \Delta_T q_i(x) H_1^\perp(z, \vec{k}_\perp^2) \quad (2.107)$$

wobei die einzelnen Funktionen wie in Abschnitt 2.6.1 definiert sind. Dabei wäre Zugang zu den Transversity-Distributionen durch deren Kopplung an die T-odd⁵ Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z, \vec{k}_\perp^2)$ gewährt⁶. Die von E704 gemessene Asymmetrie weist aber eine starke \vec{k}_\perp -Abhängigkeit auf, für deren Erklärung der Collins-Mechanismus nicht ausreicht, obwohl er sonst qualitativ die Daten gut beschreibt [39]. Eine andere mögliche Erklärung ist der so genannte Sivers-Effekt [40], der die beobachtete Asymmetrie auf eine Asymmetrie im transversalen Impuls unpolarisierter Quarks in einem transversal polarisierten Nukleon zurückführt:

$$A_N \sim f_{1T}^\perp(x, \vec{k}_\perp^2) D(z) \quad (2.108)$$

Die T-odd Distributionsfunktion $f_{1T}^\perp(x, \vec{k}_\perp^2)$ koppelt hier mit der unpolarisierten Fragmentationsfunktion $D(z)$; Sollte der Sivers-Mechanismus die Hauptursache für die beobachtete Asymmetrie sein, so ermöglicht das E704-Resultat keinen Zugang zu den Transversity-Verteilungen. Es bedarf weiterer experimenteller Untersuchungen mittels der dritten Reaktionsklasse, bei der Transversity eine Rolle spielen könnte, nämlich der semi-inklusive Leptoproduktion. Es wird vermutet, dass in diesem Kanal der Sivers-Effekt keine oder eine untergeordnete Rolle spielt [21], also wäre hier eine gemessene Asymmetrie ein deutliches Zeichen für Transversity.

Semi-inklusive Leptoproduktion

Es existieren vier Möglichkeiten, durch die semi-inklusive tiefinelastische Streuung mit einem Leptonenstrahl Zugang zu den Transversity-Distributionen zu erhalten [21]:

1. durch Erzeugung eines transversal polarisierten Hadrons aus einem transversal polarisierten Targetnukleon;
2. durch Erzeugung eines unpolarisierten Hadrons aus einem transversal polarisierten Targetnukleon;
3. durch Erzeugung zweier Hadronen aus einem transversal polarisierten Targetnukleon;
4. durch Erzeugung eines unpolarisierten oder polarisierten Spin-1-Hadrons aus einem transversal polarisierten Targetnukleon.

⁵durch T-even bzw. T-odd bezeichnet man eine Funktion, die gegenüber Zeitumkehr invariant bzw. nicht invariant ist

⁶Der Collins-Effekt ist auch der bei COMPASS in SIDIS untersuchte Effekt, und wird im Abschnitt 2.6.4 eingehender behandelt.

Bisherige experimentelle Untersuchungen auf diesem Gebiet haben sich auf die zweite Möglichkeit konzentriert, und zwar die Messung von azimuthalen Asymmetrien in der Einzelpionproduktion (der Collins-Effekt). Es sind bisher Ergebnisse zu diesem Effekt vom SMC-Experiment am CERN [41] und von der HERMES-Kollaboration am DESY [42, 43] veröffentlicht worden. Bei SMC wurde mit transversal polarisierten Deuterium- und Proton-Targets gemessen; bei HERMES mit einem longitudinal polarisierten Proton-Target. Letzteres ermöglicht keinen Zugang zu Transversity, misst aber die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z, k_\perp^2)$, die für die Phänomenologie von Transversity von großer Bedeutung ist. Beide Messungen lieferten erste Indizien für eine messbare Collins-Asymmetrie, die allerdings als nicht schlüssig bewertet werden mussten (Abbildung 2.12). Mit Messungen bei HERMES mit einem transversal polarisierten Target ab 2002 und den Daten von COMPASS, deren Auswertung Gegenstand von Kapitel 5 dieser Arbeit ist, wird auf eindeutigere Ergebnisse gehofft.

2.6.4 Der Collins-Effekt

Definition des Collins-Winkels

Der 1993 von Collins postulierte und nach ihm benannte Effekt [37] beschäftigt sich mit einer möglichen Asymmetrie in der Verteilung des transversalen Impulsvektors $\vec{P}_{h\perp}$ eines in einem tiefinelastischen Streuprozess erzeugten Hadrons, die Rückschlüsse auf die transversale Quarkpolarisation in einem transversal polarisierten Nukleon erlauben würde. Die Beobachtung dieses Effektes benötigt den Nachweis zumindest eines Teiles des hadronischen Endzustandes, ist also nur durch den semi-inklusiven tiefinelastischen Streuprozess

$$\vec{l}(k, \vec{s}) + \vec{N}(P, \vec{S}) \rightarrow \vec{l}'(k', \vec{s}') + \vec{h}(P_h) + X \quad (2.109)$$

zugänglich. Im Sinne der Diskussion von Abschnitt 2.6.2 stellt das beobachtete Hadron eine Quelle einer zweiten Funktion ungerader Chiralität dar, so dass ein Gesamtprozess gerader Chiralität gemessen wird (Abbildung 2.13). Diese Funktion, die Collins-Fragmentationsfunktion $H_1^\perp(z, \vec{P}_{h\perp}^2)$, entspricht der Fragmentation eines transversal polarisierten Quarks in ein unpolarisiertes Hadron und ist nicht invariant gegenüber Zeitumkehr (eine T-odd-Funktion). Schreibt man die Wahrscheinlichkeit, ein Hadron h mit Energieanteil z und transversalem Impuls $\vec{P}_{h\perp} = -z\vec{k}_\perp$ zu finden als $\mathcal{N}_{h/q}(z, \vec{P}_{h\perp})$, so ist auf der partonischen Ebene die Collins-Funktion durch

$$\mathcal{N}_{h/q\uparrow}(z, \vec{P}_{h\perp}) - \mathcal{N}_{h/q\downarrow}(z, \vec{P}_{h\perp}) = \frac{|\vec{k}_\perp|}{M_h} \sin(\phi_k - \phi_{s'}) H_1^\perp(z, \vec{P}_{h\perp}^2) \quad (2.110)$$

definiert, wobei ϕ_k bzw. $\phi_{s'}$ der azimuthalen Winkel des Quarkimpulses bzw. -spins im hadronischen Endzustand ist [21]. Wir wählen ein Bezugssystem, in dem \vec{P}_h die z -Achse entlang ausgerichtet ist. Der Winkel $\sin(\phi_k - \phi_{s'})$ ist nun durch

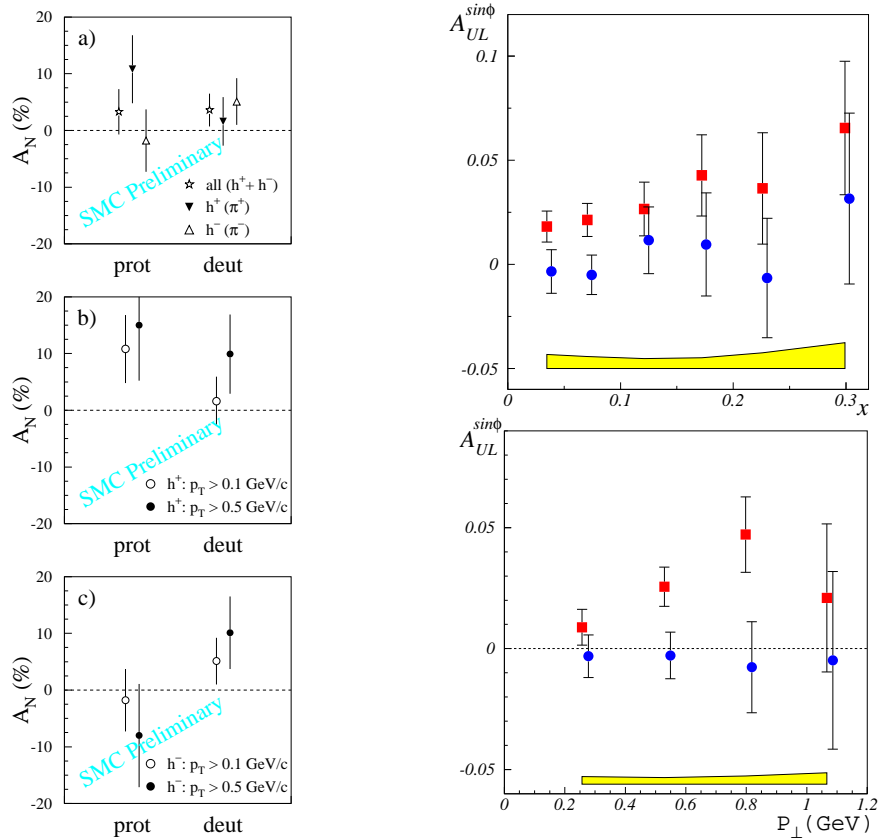


Abbildung 2.12: Ältere Messungen der Collins-Asymmetrie (**links**) SMC-Messung: (oben) π^\pm im ganzen kinematischen Bereich, (mittig) π^+ für $p_t > 0.1$ und $p_t > 0.5$, (unten) π^- für $p_t > 0.1$ und $p_t > 0.5$; jeweils für transversal polarisiertes Proton- und Deuterium-Target (links bzw. rechts des jeweiligen Bildes) (**rechts**) HERMES-Messungen mit longitudinal polarisierten Proton-Target für π^+ (quadratische Markierungen) und π^- (runde): (oben) gegen x , (unten) gegen p_t aufgetragen; der systematische Fehler ist unten auf beiden Plots zu sehen.

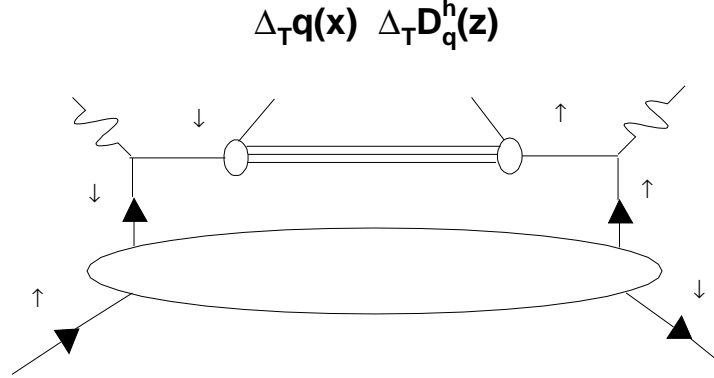


Abbildung 2.13: Zugang zur Transversity-Funktion durch Nachweis des hadronischen Endzustandes in der tiefinelastischen Streuung. Der Fragmentationsprozess stellt ein zweites Objekt mit ungerader Chiralität dar, das die Messung des Helizitätsflip-Kanals erst ermöglicht.

$$\sin(\phi_k - \phi_{s'}) = \frac{(\vec{k} \times \vec{P}_h) \cdot \vec{s}'}{|\vec{k} \times \vec{P}_h| |\vec{s}'|} := \sin \phi_c \quad (2.111)$$

gegeben und wird *Collins-Winkel* genannt. Dabei ist der azimuthalen Winkel des Quarkimpulses in Endzustand ϕ_k gleich dem des in der Fragmentation erzeugten Hadrons mit dem größten Impulsbetrag. Dieser Winkel ϕ_h ist eine im Prinzip messbare Größe. QED-Berechnungen [21] lassen zudem auch die Komponenten des Quarkspins im Anfangs- und Endzustand (\vec{s} bzw. \vec{s}') miteinander durch

$$s'_x = -D_{NN} s_x, \quad s'_y = D_{NN} s_y \quad (2.112)$$

verknüpfen, wobei der Faktor

$$D_{NN} = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \quad (2.113)$$

der aus (2.39) bekannte Depolarisationsfaktor ist, für den transversalen Fall mit Termen in γ unterdrückt. Aus (2.112) folgt

$$\begin{aligned} \phi_{s'} &= \pi - \phi_s \\ \Rightarrow \phi_c &= \pi - \phi_s - \phi_h \end{aligned} \quad (2.114)$$

Vernachlässigt man transversale Quarkbewegungen in den Targetnukleonen, so ist der Quarkspin im Anfangszustand parallel zu dem Nukleonspin ausgerichtet. Es gilt $\phi_s = \phi_S$ und somit

$$\phi_c = \pi - \phi_S - \phi_h \quad (2.115)$$

wobei ϕ_c jetzt durch experimentell zugängliche Größen definiert ist (Abbildung 2.14).

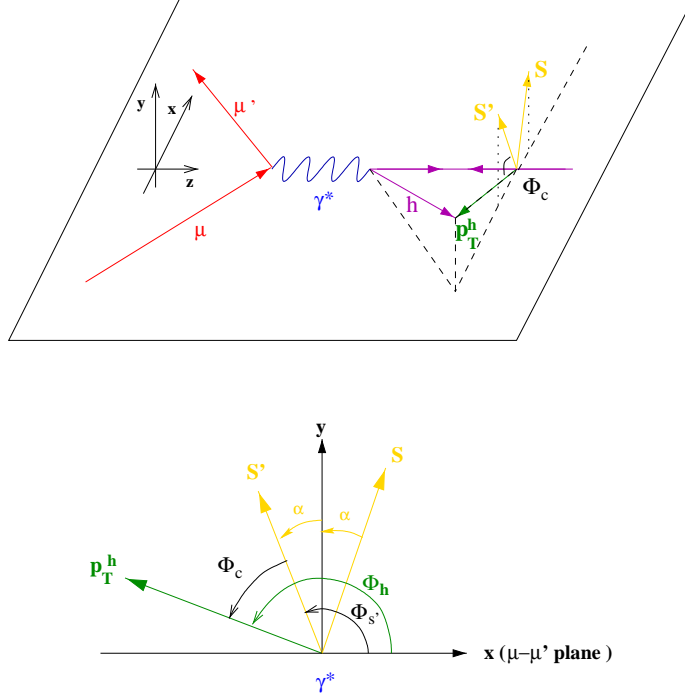


Abbildung 2.14: Winkeldefinitionen in der Collins-Analyse: (**oben**) allgemeine Ansicht; (**unten**) Ansicht entlang der x-Achse.

Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie im Collins-Effekt

Um zu der Wirkungsquerschnittasymmetrie für den Collins-Prozess zu gelangen, schreibt man einen für einen semi-inklusiven Prozess erweiterten Wirkungsquerschnitt ohne Integration über den Hadronimpuls \vec{P}_h (vgl. (2.14))

$$\frac{d^5\sigma}{dxdydz^3\vec{P}_h} = \frac{y\pi\alpha^2}{2E_h Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.116)$$

Die kinematischen Variablen sind wie im Abschnitt 2.1 definiert. Wenn die transversale Komponente des Hadronimpulses $\vec{P}_{h\perp}$ klein ist in Bezug auf die Hadronenergie E_h , lässt sich der Hadronimpuls zerlegen [21]

$$\frac{d^3\vec{P}_h}{2E_h} = \frac{1}{2z} dz d^2\vec{P}_h \quad (2.117)$$

und der azimuthal abhängige Wirkungsquerschnitt als

$$\frac{d^5\sigma}{dxdydzd^2\vec{P}_{h\perp}} = \frac{y\pi\alpha^2}{2zQ^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.118)$$

schreiben. Man nimmt an, der erzeugte hadronische Endzustand habe entweder keinen Spin oder seine Polarisation sei nicht gemessen worden, und erhält

durch Einsetzen des entsprechenden leptonischen und hadronischen Tensors den Ausdruck

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{dx dy dz d^2\vec{P}_{h\perp}} &= \frac{s4\pi\alpha^2}{2zQ^4} \sum_i e_i^2 x \left(\frac{1}{2} (1 + (1-y)^2) q_i(x) D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2) \right. \\ &\quad + (1-y) \frac{|\vec{P}_{h\perp}|}{zM_h} |\vec{S}_\perp| \sin(\phi_s + \phi_h) \\ &\quad \left. \times \Delta_T q_i(x) H_{1,i}^\perp(z, \vec{P}_{h\perp}^2) \right) \end{aligned} \quad (2.119)$$

bei dem die Summation über alle Quarksorten geht. Aus dieser Gleichung lässt sich die transversale Einzelspinasymmetrie (vgl. Gleichung (2.70))

$$\begin{aligned} A_T^h &:= \frac{d\sigma(\vec{S}_\perp) - d\sigma(-\vec{S}_\perp)}{d\sigma(\vec{S}_\perp) + d\sigma(-\vec{S}_\perp)} \quad (2.120) \\ &= \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \frac{\sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x) \Delta_T^0 D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2)}{\sum_i e_i^2 q_i(x) D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2)} |\vec{S}_\perp| \sin(\phi_s + \phi_h) \end{aligned}$$

ableiten. Es ist leicht einzusehen, dass es sich bei dem Faktor $\sin(\phi_s + \phi_h)$ auch um den Sinus des (2.115) definierten Collins-Winkel handelt. Die gemessene Fragmentationsfunktion $D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2)$ verknüpft sich mit der Collins-Fragmentationsfunktion durch

$$\Delta_T^0 D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2) = \frac{|P_{h\perp}|}{zM_h} H_{1,i}^\perp(z, \vec{P}_{h\perp}^2) \quad (2.121)$$

Lässt man unfavorisierte Fragmentationsfunktionen (siehe Abschnitt 2.4.2) außer Acht, und nimmt an, dass die transversale Seequarkpolarisation vernachlässigbar ist, so kann man für die Fragmentation eines Quarks in ein Pion (Einzelpionproduktion) nach Anwendung von Ladungs- und Isospinsymmetrien schreiben [44] (vgl. (2.60), (2.61)):

$$D_{\pi^+/u} = D_{\pi^+/\bar{d}} = D_{\pi^-/\bar{u}} = D_{\pi^-/d} \equiv D_{\pi/q} \quad (2.122)$$

$$2D_{\pi^0/u} = 2D_{\pi^0/\bar{d}} = 2D_{\pi^0/\bar{u}} = 2D_{\pi^0/d} \equiv D_{\pi/q} \quad (2.123)$$

$$D_{\pi^+/\bar{u}} = D_{\pi^+/d} = D_{\pi^-/u} = D_{\pi^-/\bar{d}} \approx 0 \quad (2.124)$$

Die Collins-Asymmetrie von (2.120) vereinfacht sich in der Einzelpionproduktion (Pion-Ladung $i \in \{+, 0, -\}$) also auf

$$A_T^{\pi^i} = D_{NN} \frac{\Delta_T q(x)}{q(x)} A_q^{\pi^i}(z, p_t) |\vec{S}_\perp| \sin(\phi_C) \quad (2.125)$$

mit der Definition der Depolarisationsfaktor D_{NN} gemäß (2.113) und die *Analysierstärke* der Reaktion, $A_q^{\pi^i}(z, p_t) = |\Delta_T^0 D_{\pi/q}| / D_{\pi/q}$, als das Verhältnis der transversalen zu der unpolarisierten Fragmentationsfunktion definiert. Man misst

also ein Produkt aus einer von z abhängigen Fragmentationsfunktion und der eigentlich gewollten Transversity-Verteilung $\Delta_T q(x)$ (normiert auf die unpolarisierte Verteilungsfunktion $q(x)$), die eine Funktion von x ist. Wegen dieser Faktorisierung erlangt man bis auf eine Normierung, die sich aus der Analysierstärke ergibt, durch die gemessene Asymmetrie Zugang zur Transversity-Verteilung. Messungen zur Analysierstärke werden im nächsten Teilabschnitt behandelt.

Analysierstärke

Der in (2.100) eingeführte Soffer-Bound stellt einen oberen Grenzwert für das Verhältnis $\Delta_T q(x)/q(x)$ dar, mit dessen Hilfe anhand der im Abschnitt 2.6.3 erwähnten experimentellen Daten von SMC and HERMES (Abbildung 2.12) ein unterer Grenzwert für die Analysierstärke gefunden werden kann. In [44] kommt man bei den SMC-Daten auf einen Wert [41]

$$|A_q^\pi(\langle z \rangle, \langle p_t \rangle)| \geq 0.26 \pm 0.14, \quad \langle z \rangle \sim 0.45, \langle p_t \rangle \sim 0.65 \text{ GeV}/c \quad (2.126)$$

und bei der HERMES-Messung [42, 43] auf

$$|A_q^\pi(\langle z \rangle, \langle p_t \rangle)| \geq 0.20 \pm 0.04(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{sys.}), \quad z \geq 0.2. \quad (2.127)$$

Diese Werte deuten auf einen signifikanten Collins-Effekt hin. In [45, 46] kommt man auf Basis des Chiral-Soliton-Modells für die HERMES-Ergebnisse auf einen äquivalenten Wert

$$|A_q^\pi(\langle z \rangle, \langle p_t \rangle)| = \frac{\langle H_1^\perp \rangle}{\langle D \rangle} \geq 0.138 \pm 0.028, \quad \langle z \rangle \sim 0.4 \quad (2.128)$$

Allerdings ist die theoretische Lage hinsichtlich der HERMES-Messung wegen ihrer longitudinalen Targetpolarisation und möglicher twist-3-Effekte, die auch für die beobachtete Asymmetrie verantwortlich sein könnten, noch nicht vollständig geklärt.

Eine unabhängige Messung zur Collins-Fragmentationsfunktion liefern Daten zur semi-inklusiven Zwei-Hadron-Produktion in der Elektron-Positron-Streuung $e^-e^+ \rightarrow h_1 h_2 X$ [21]. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion hängt von dem Produkt zweier Collins-Fragmentationsfunktionen für die zwei beteiligten Hadronen ab. Mit Daten vom DELPHI-Experiment am CERN erhält man einen Wert für die Analysierstärke von

$$|A_q^\pi(\langle z \rangle, \langle p_t \rangle)| = \left| \frac{\langle H_1^\perp \rangle}{\langle D \rangle} \right| \geq 0.0125 \pm 0.014, \quad \langle z \rangle \sim 0.4 \quad (2.129)$$

Experimentelle Vorhersagen

Laut (2.125) erwartet man bei der Erzeugung eines Pions einer bestimmten Ladung eine Asymmetrie, die aufgetragen gegen den Collins-Winkel ϕ_C eine Sinuswelle ergeben soll. Die Amplitude dieser Sinuswelle entspricht dem Vorfaktor in (2.125), der die Targetpolarisation (aus den experimentellen Bedingungen bekannt bzw. zu berechnen), den

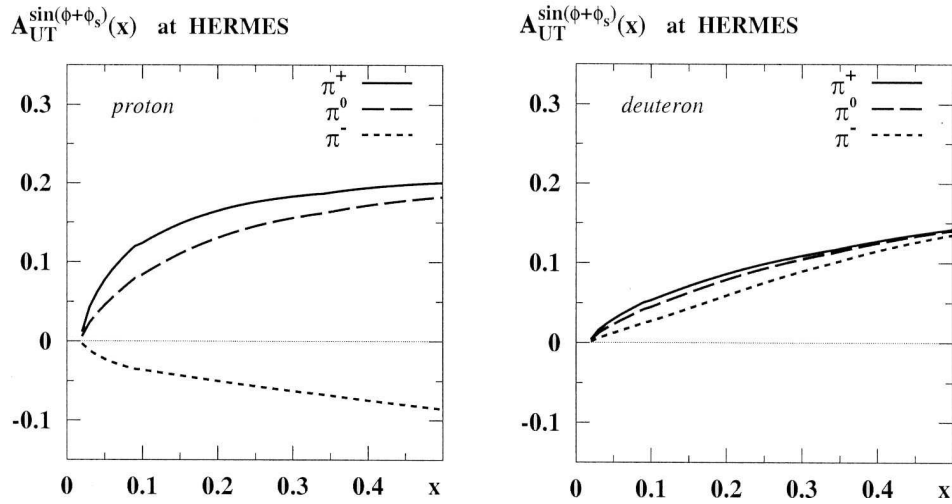


Abbildung 2.15: Vorhersagen zur x -Abhängigkeit des Collins-Effekts bei HERMES mit transversal polarisiertem Proton- (**links**) und Deuteron- (**rechts**) Target [47]. In der HERMES-Strahlzeit 2002 wurde mit einem Proton-Target gemessen.

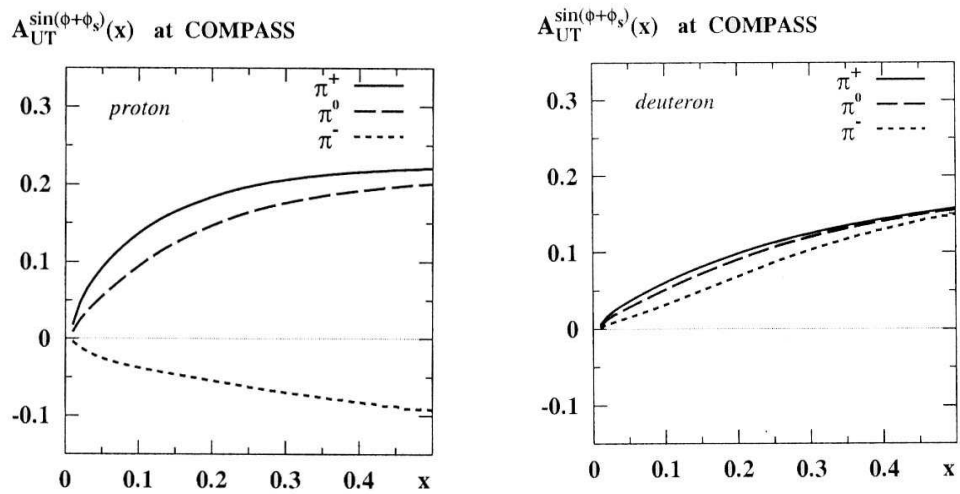


Abbildung 2.16: Vorhersagen zur x -Abhängigkeit des Collins-Effekts bei COMPASS mit transversal polarisiertem Proton- (**links**) und Deuteron- (**rechts**) Target [47]. In der COMPASS-Strahlzeit 2002 wurde mit einem Deuteron-Target gemessen.

Depolarisationsfaktor (aus der Kinematik des Streuprozesses zu berechnen), die Analysierstärke und die normierte Transversity-Verteilung enthält. Diese vier Größen sind alle einzeln kleiner als eins; insofern wäre eine Asymmetrie von mehr als einigen Prozent bemerkenswert [44]. Qualitativ lässt sich auch vorhersagen, dass die Asymmetrie größer werden soll [37, 38]

- bei höheren Werten von x , da in diesem Falle das fragmentierende Quark hochgradig polarisiert ist;
- bei höheren Werten von z , da hier mit hoher Wahrscheinlichkeit die Quantenzahlen des erzeugten Hadrons denen des fragmentierenden Quarks folgen;
- bei einem Proton-Target für π^+ -Produktion, da in diesem Falle das Targetnukleon und das erzeugte Hadron ein gemeinsames u-Valenzquark haben.

Die bisher einzigen theoretischen Berechnungen zum Collins-Effekt bei den COMPASS- und HERMES-Experimenten [47] beziehen sich auf die x -Abhängigkeit der Asymmetrie und sind in Abbildungen 2.15 und 2.16 gezeigt.

Kapitel 3

Das COMPASS-Experiment

COMPASS ist ein Experiment am ruhenden Target in der M2-Beamline des Super-Proton-Synchrotron (SPS) am europäischen Kernforschungszentrum - CERN - bei Genf. Es sind Untersuchungen sowohl mit einem hochenergetischen Myonenstrahl als auch einem Hadronenstrahl geplant [17]. Für die erste Phase des experimentellen Betriebs, der nach Einbau der Apparatur in den Jahren 2000 und 2001 im Sommer 2002 begann und bis zum SPS-Stopp 2005 geplant ist, wird bis auf eine Testphase mit dem Hadronenstrahl in 2004 nur der Myonenstrahl verwendet. Daher beschränken sich die folgenden Diskussionen auf die Elemente des Experimentes, die für die Physik mit dem Myonenstrahl von Belang sind. Nach einer anfänglichen Darlegung der Strahleigenschaften und des SPS-Beschleunigers wird das polarisierte Target des COMPASS-Experimentes vorgestellt. Weitere Abschnitte widmen sich den verschiedenen Detektorgattungen zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation. Das Kapitel schließt mit einer Darstellung des Trigger-Aufbaus bei COMPASS und des Systems zur Datenaufnahme ab.

3.1 Der 160GeV polarisierte Myonenstrahl vom SPS

Das SPS ist der zweitgrößte Beschleunigerring des CERN, mit einem Umfang von etwa 7 km (Abbildung 3.1). Ein Protonenstrahl von 26 GeV Energie und einer Rate von etwa $3.4 \cdot 10^{13}$ pro Zyklus wird zunächst vom kleineren Proton Synchrotron (PS) in das SPS injiziert, in dem er in mehreren Durchläufen auf etwa 400 GeV beschleunigt und wieder extrahiert wird, und anschließend gegen den Beryllium-Targetkopf T6 prallt. Ein Zyklus des SPS dauert 16.8 Sekunden, bestehend aus 11.7 s Injektions- und Beschleunigungszeit und 5.1s Extraktionszeit im so genannten "Spill".

Die Länge des T6-Targets beträgt im normalen experimentellen Betrieb (bei voller Intensität) 500mm, kann jedoch, wenn etwa zum Beispiel Detektorstudien eine niedrigere Intensität erfordern, stufenweise vom Kontrollraum des Experimentes aus bis auf 40mm verringert werden [48]. Im Target entsteht ein Sekundärstrahl, der hauptsächlich aus Protonen, Kaonen und Pionen besteht [49]. Diese werden in die M2-Beamline eingeführt, wo sie mittels eines ersten

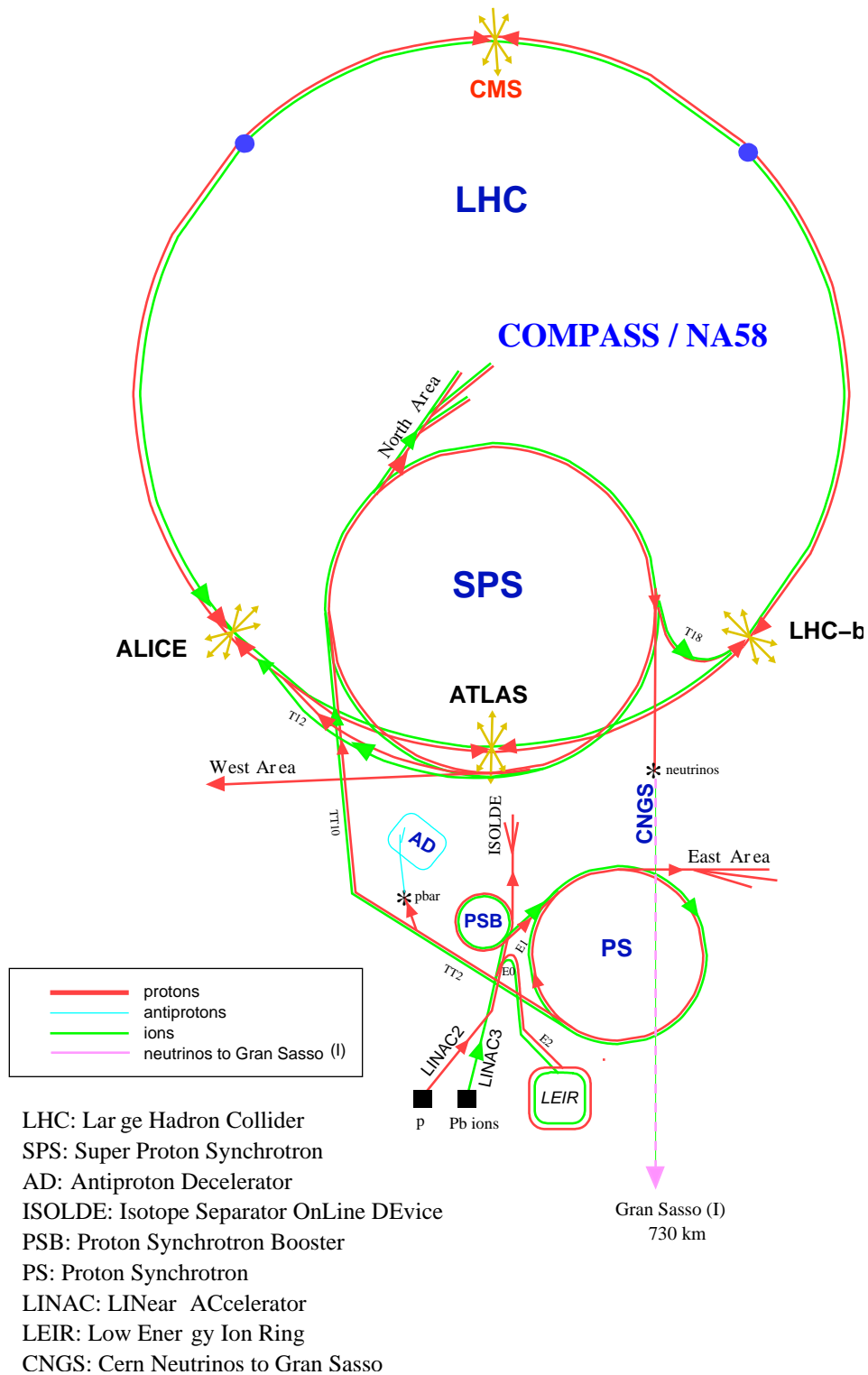


Abbildung 3.1: Eine nicht maßstabsgetreue Darstellung der CERN-Beschleuniger. Das COMPASS-Experiment befindet sich an der M2-Beamline des zweitgrößten Beschleunigers SPS

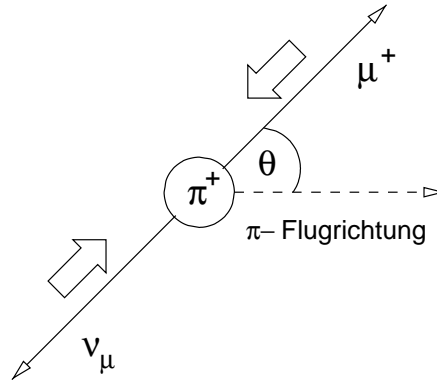


Abbildung 3.2: Maximale Paritätsverletzung beim schwachen Zerfall eines Pions. Die Linkshändigkeit des Neutrinos gibt die Helizität des myonischen Zerfallsproduktes vor.

Spektromagneten impulsselektiert werden. Über eine 600m lange Flugstrecke zerfällt der Großteil der Kaonen und Pionen in Myonen. Die übrigen Hadronen werden in Beryllium-Absorbern mit einer Gesamtdicke in Strahlrichtung von zehn Metern herausgefiltert. Die Intensität des Myonstrahls, nunmehr mit einer hadronischen Verunreinigung von nur etwa 1%, beträgt bei voller Targetlänge etwa $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro Spill. Nach weiterer Impulsselektion durch Magneten in der 800m langen Strahlführungslinie, die zur Halle 888 der North Area des CERN-Geländes bei Preveessin/Frankreich führt, wo sich das COMPASS-Spektrometer befindet, beträgt die mittlere Energie der Strahlteilchen 160 GeV.

Die maximale Paritätsverletzung beim schwachen Zerfall von Kaonen und Pionen in Myonen, z.B. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, gibt eine Polarisationsrichtung der dadurch entstandenen Myonen vor. Wegen der Impulserhaltung im Ruhesystem des zerfallenen Pions und der Linkshändigkeit des erzeugten Neutrinos (Impuls- und Spinrichtungen entgegengesetzt, Helizität = -1), müssen Spin- und Impulsrichtungen des Myons stark bevorzugt antiparallel sein, um die Spinerhaltung für den Zerfall zu gewährleisten (Abbildung 3.2) [50, 51]. Der Wert der auf diese Weise entstandenen natürlichen Polarisation des Myonenstrahls, P_μ hängt von der relativen Energien der Myonen und Pionen ab:

$$P_\mu = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2 \left(1 - \frac{2E_\pi}{E_\mu}\right)}{m_\pi^2 - m_\mu^2}, \quad (3.1)$$

wo $E_{\pi,\mu}$, $m_{\pi,\mu}$ die Energie bzw. Masse des Myons bzw. Pions darstellt. Mit den mittels Monte-Carlo-Simulationen ausgerechneten Strahlimpulsen von $p_\pi = 177 \text{ GeV}/c$ und $p_\mu = 160 \text{ GeV}/c$ [52] ergibt sich aus der Simulation ein Wert für $E_\mu/E_\pi \approx 0.9$, und damit eine mittlere Polarisation von

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

Da sich die berechneten Werte in gutem Einklang mit den von dem Vorgänger-Experiment SMC experimentell gemessenen Werten befinden [53, 54], wird bei

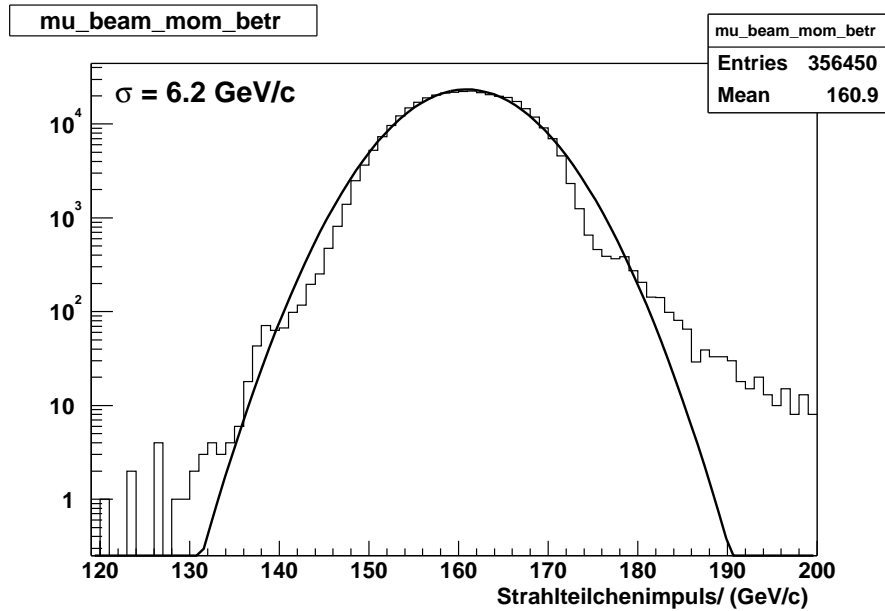


Abbildung 3.3: Eine logarithmische Auftragung der von der Beam Momentum Station gemessenen Impulsverteilung der Strahlteilchen, mit überlagertem Gaussfit. Der mittlere Impuls der Strahlteilchen beträgt $160 \text{ GeV}/c$, Die $1 - \sigma$ Breite des Fits etwa $6 \text{ GeV}/c$

COMPASS auf eine eigenständige Messung der Strahlpolarisation verzichtet.

3.2 Vermessung der Strahleigenschaften

Um den Impuls jedes einzelnen einlaufenden Myons genau zu bestimmen, muss der Strahl schon vor dem Eintreffen auf das COMPASS-Target vermessen werden. Dazu sind im Tunnelmund, wo der Strahl leicht schräg von unten in die Experimentierhalle gelenkt wird, vor und nach dem letzten Umlenkmagneten jeweils zwei Ebenen der Beam Momentum Station (BMS) platziert. Diese bestehen aus Plastikszieltillatorhodoskopen mit je 64 Kanälen orthogonal zur Strahlrichtung, die mit Einkanalphotomultipliern ausgelesen werden. Aus der Krümmung der Teilchenbahnen im Magnetfeld kann der Impuls der Strahlteilchen mit einer Genauigkeit von ca. 0.5% bestimmt werden.

In der Strahlzeit 2002 wurde festgestellt, dass die BMS-Ebenen, die im Wesentlichen unangetastet vom Vorgängerexperiment SMC übernommen wurden, eine relativ niedrige Effizienz aufwiesen. Dies bedeutet, dass des Öfteren nur zwei oder drei Raumpunkte von einem durchfliegenden Teilchen gemessen werden konnten. Während drei Raumpunkte für die Bestimmung des Teilchenimpulses ausreichen, erfordert ein Test der Kompatibilität der Punkte durch Bestimmung des räumlichen- χ^2 einen zusätzlichen Messpunkt. In der Strahlzeit 2002 konnte dadurch nur bei etwa 47% der Ereignisse eine Spur eindeutig rekonstruiert werden. In weiteren 22% der Fällen ergab sich mehr als eine Möglichkeit; in

fehlenden 31% konnte keine Spur nachgewiesen werden.

Durch Austauschen unzureichend funktionierender Photomultiplier während der Strahlzeit 2003 konnte die Situation etwas verbessert werden. Um die Redundanz zu erhöhen, wurde eine fünfte Ebene gegen Ende der Strahlzeit zwischen den ersten beiden Stationen in Betrieb genommen, die sich aber wegen der relativ schlechten Zeitaufösung ihrer Photomultiplier ($\sigma \approx 900ps$) als nicht optimal erwies. Für weitere Strahlzeiten ist die Umrüstung bzw. der Neubau zusätzlicher BMS-Ebenen mit Multi-Anoden-Photomultipliern des Typs, der bei COMPASS in den Hodoskopen aus szintillierenden Fasern verwendet werden (siehe Kapitel 4) geplant.

3.3 Das Polarisierte Target

Nur mit polarisiertem Strahl und Target erhält man Zugang zu allen Termen des DIS-Wirkungsquerschnittes (vgl. Abschnitt 2.2). In COMPASS ist geplant, zwei verschiedene Festkörpertargets für die verschiedenen Physik-Programme einzusetzen: Ein Proton-Target aus Ammoniak NH_3 , und ein Deuterium-Target aus Lithium-Deuterid 6LiD . Für das in der ersten Phase des COMPASS-Experiments laufende Myon-Programm wird ausschließlich das 6LiD -Target verwendet.

3.3.1 Aufbau und Betrieb

Das Material dieses Targets ist in zwei durch eine für Mikrowellenstrahlung undurchlässige Wand getrennten Targetzellen beinhaltet. Diese Zellen sind zylinderförmig mit einem Radius von 15mm und einer Länge von jeweils 600mm. Sie sind von einem homogenen longitudinalen Magnetfeld von 2.5 T Stärke umgeben, welches von einem supraleitenden Solenoidenmagneten aufrechterhalten wird. Wegen anhaltender Schwierigkeiten bei der Fertigstellung des eigens für COMPASS entwickelten Solenoiden wird in den ersten Jahren des Strahlbetriebes noch der Magnet vom SMC-Target eingesetzt, der mit ± 70 mrad eine deutlich niedrige Akzeptanz als die beim COMPASS-Magneten vorgesehenen ± 160 mrad aufweist [55, 56]. Dieser Rückschlag wurde partiell dadurch kompensiert, dass die Strahlenergie von ursprünglich geplanten 100GeV auf 160GeV angehoben wurde, so dass die Akzeptanz für z.B. Open-Charm-Produktion mit dem SMC-Magneten immer noch 73% gegenüber den gewollten 100% beträgt.

Die ganze Target-Apparatur befindet sich in einem Kryostaten bei einer Betriebstemperatur von zirka 50 mK (Abbildung 3.4) [57]. Niedrige Temperatur T und ein starkes Magnetfeld B sind wichtige Voraussetzungen, um eine maximale Polarisation P des Targetmaterials zu erreichen, denn sie wird nach dem Curie'schen Gesetz durch

$$P = \tanh\left(\frac{\mu B}{kT}\right) \quad (3.3)$$

gegeben, wo μ das magnetische Momente des polarisierbaren Targetteilchens (Elektron oder Proton) und k die Boltzmann-Konstante ist. Demnach liegt der Polarisationsgrad eines Elektrons bei einer Temperatur von einigen hundert mK und einer Magnetfeldstärke von 2.5 T bei fast 100%, der des Protons hingegen wegen seines unterschiedlichen magnetischen Moments bei lediglich 0.5%

Die Polarisation selber erfolgt durch die Methode der *dynamischen Kernpolarisation*, DNP¹ [58]. In Vorbereitung darauf injiziert man bei einer Temperatur von 200-300 mK Elektronen mit einer Energie von 20 MeV in das Target-Material. Durch Einstrahlung von Mikrowellen einer geeigneten Frequenz nah an der Spinresonanzfrequenz des Elektrons lässt sich die höhere Elektronpolarisation auf die Protonen übertragen. Dieser Vorgang dauert so lange, bis alle Protonspins dieselbe Ausrichtung aufweisen wie die Elektronen. Hat man die gewünschte Polarisation erreicht, so kann durch Herunterkühlen des Targets auf 50 mK die Spineinstellung "eingefroren" werden.

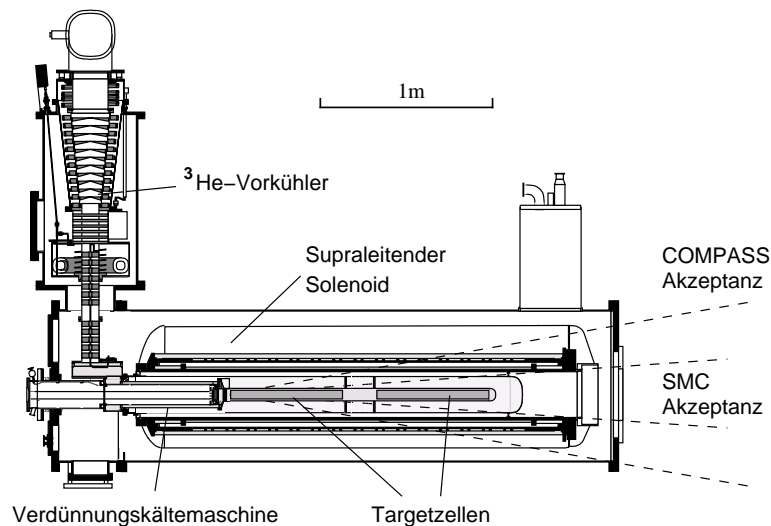


Abbildung 3.4: Das COMPASS polarisierte Target (Querschnittsansicht). Die mit dem SMC-Magneten erreichbare Akzeptanz im Vergleich zu der ursprünglich geplanten ist eingezeichnet.

Die zwei Targetzellen werden immer mit jeweils entgegengesetzter Polarisation betrieben, im normalen longitudinalen Modus parallel bzw. antiparallel zur Impulsrichtung des Strahls. Dadurch werden falsche Asymmetrien vermieden, die durch langfristige Variationen in der Strahlintensität entstehen können, würde man in zwei längeren aufeinander folgenden Perioden mit derselben Spineinstellung messen. Andere Fehlerquellen, die durch diesen Betriebsmodus wegen der unterschiedlichen Akzeptanz und Materialbelegung der beiden Zellen möglicherweise entstehen, werden durch gelegentliche Umpolarisierung der Targetzellen auf ein Minimum reduziert. Dies geschieht bei störungsfreiem experimentellem

¹Englisch: Dynamic Nuclear Polarisation

Betrieb etwa alle acht Stunden durch gleichzeitige Umkehr des longitudinalen Magnetfeldes in beiden Targetzellen.

In dieser Konfiguration konnte während der Strahlzeit 2002 eine stabile Polarisation von +57% bzw. -49% im experimentellen Betrieb erreicht werden (Abbildung 3.5) [59].

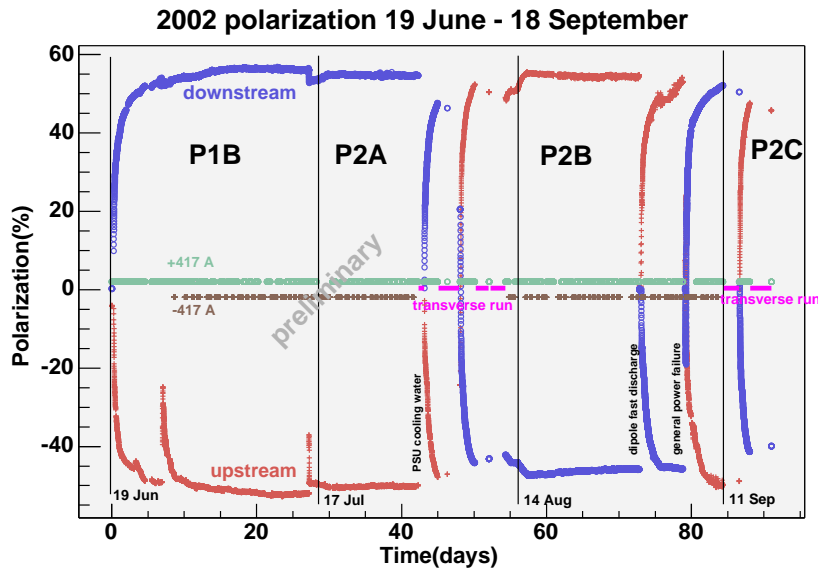


Abbildung 3.5: Verlauf der Polarisation während der Strahlzeit 2002 (aus [60]). Die verschiedenen Polarisationseinbrüche sind z.T. auf die Vorbereitungen für transversale Messung zurückzuführen. Ein Wassereintrich und ein allgemeiner Stromausfall führten aber auch zu kurzzeitigen ungeplanten Polarisationsverlusten im Laufe der Strahlzeit.

3.3.2 Transversale Polarisation

Bei COMPASS besteht auch die Möglichkeit, mit einem 0.5 T transversalen Dipolmagnetfeld die Targetnukleonen transversal zur Impulsrichtung des Strahls zu polarisieren. Dabei wird im longitudinalen Modus die Targetpolarisation auf ein stabiles hohes Niveau gebracht, bevor das Dipolfeld eingeschaltet wird. Da sich die Nukleonen im gefrorenen Zustand bei 50 mK befinden, kann man ihre sehr lange Relaxionszeit ausnutzen, mit transversaler Polarisation zu messen. Durch Umpolung des Dipolfeldes kann zudem die Spinrichtung in beiden Targetzellen gleichzeitig geflippt werden.

Mit der transversalen Konfiguration wurden die Daten zur Messung der Collins-Asymmetrie gewonnen, deren Analyse Gegenstand von Kapitel 5 dieser Arbeit ist.

3.4 Detektoren zur Spurrekonstruktion

Der Aufbau des COMPASS-Experimentes mit seinen zwei Spektrometerstufen ist in Abbildung 3.6 gezeigt². Das Großwinkelspektrometer unmittelbar nach dem Target weist Reaktionsteilchen nach, die unter großen Winkeln von bis zu 180 mrad gestreut werden. Das Kleinwinkelspektrometer untersucht Teilchen höherer Energie, die unter kleinen Winkeln von unter 30 mrad gestreut werden. Beide sind mit Detektoren zur Spurrekonstruktionen und Teilchenidentifikation ausgestattet, die im Folgenden vorgestellt werden sollen. Jede Spektrometerstufe besitzt zudem einen impulsselektierenden Spektrometermagneten, SM1 bzw. SM2. SM1, der der Vermessung von Teilchen mit niedrigerem Impuls im Großwinkelspektrometer dient, besitzt eine integrierte Feldstärke von 1.0 Tm; SM2, entsprechend der höheren Energie der zu untersuchenden Teilchen, besitzt eine höhere integrierte Feldstärke von 4.4 Tm.

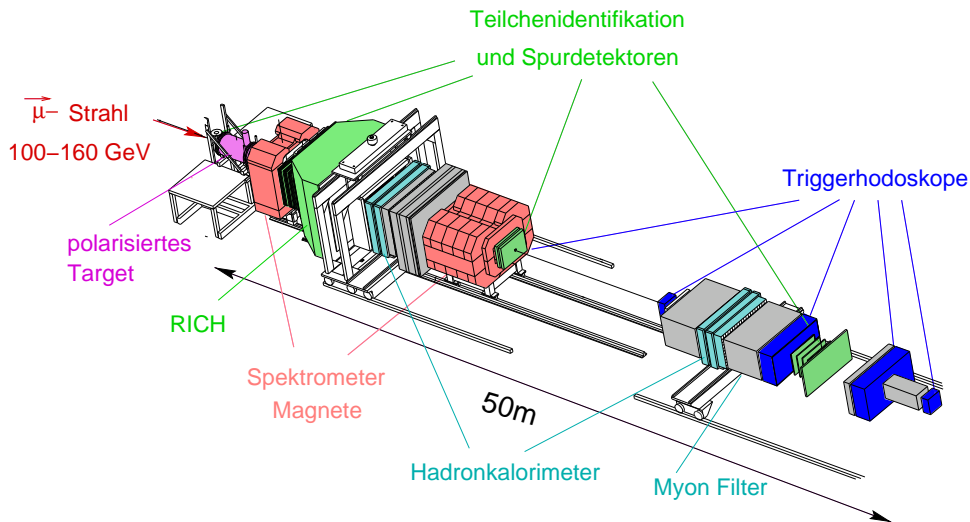


Abbildung 3.6: Das COMPASS-Spektrometer, wie es in der ersten Phase des Experiments (2002-4) aufgebaut ist. Für die zweite Phase des Experiments ab 2006 ist der Einbau weiterer Detektoren geplant.

Je nach den verschiedenen Anforderungen an u.a. Zeit- und Ortsauflösung und Ratenbelastbarkeit in verschiedenen Bereichen des Spektrometers kommt bei COMPASS eine Reihe von verschiedenen Detektortechnologien zur Spurrekonstruktion zum Einsatz. Je nach Winkelbereich, in dem sie Teilchen nachweisen, werden die verschiedenen Detektortypen grob in drei Gattungen unterteilt [17].

- Detektoren, die direkt im Strahlbereich plaziert sind und zum Nachweis

²Diese und folgende Diskussionen benutzen das COMPASS-Koordinatensystem, in dem z die Richtung entlang der Strahlachse, x die horizontal transversale Koordinate und y die vertikal transversale Koordinate darstellen. Ferner finden die Bezeichnungen *Salève* und *Jura* für die rechte bzw. linke Seite (in positiver z-Richtung) der Experimentierhalle Gebrauch. Die Namen bezeichnen die Bergketten, die sich in der Genfer Gegend in einiger Entfernung an der jeweiligen Seite befinden

von Teilchen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, vorgesehen sind (“VSAT-Detektoren”)³. Erforderlich sind hier zum Einen aufgrund der hohen Rate eine sehr gute Zeitauflösung bzw. kurze Totzeit, zum Anderen besonders im Bereich um das Target eine sehr gute Ortsauflösung von mindestens $50\mu\text{m}$, um möglichst genau Wechselwirkungs-Vertizes rekonstruieren zu können. Bei COMPASS übernehmen diese Aufgaben Szintillierende-Faser-Hodoskope und Silizium-Mikrostreifendetektoren.

- Im mittleren Streuwinkelbereich (SAT⁴-Bereich) wo die Anforderungen besonders an die Zeitauflösung etwas entschärft sind, kommen zwei neuartige aber im Funktionsprinzip ähnliche Detektortechnologien, die sich auf Basis der Gaselektronverstärkung stützen, zum Einsatz: die Mikrostreifengasdetektoren *Micromegas*⁵ und so genannte *GEMs*⁶.
- Schliesslich im Grosswinkelbereich die LAT⁷-Detektoren. Für die Erfüllung dieser Aufgabe sorgen eine Mischung aus Vieldrahtproportionalkammern (‘*MWPCs*⁸) und Driftkammern, einschließlich der neuartigen *Straw* Driftrohrdetektoren.

Die verschiedenen Detektortypen werden in den folgenden Abschnitten der Reihe nach genauer vorgestellt.

3.4.1 Hodoskope aus szintillierenden Fasern (SciFis)

Im gesamten Spektrometer-Bereich befinden sich insgesamt acht Hodoskop-Stationen (COMPASS-Kürzel “FI”), die sich auf der Technologie szintillierender Fasern basieren, und die die unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Teilchen nachweisen sollen. Zwei davon (FI01 und 02) befinden sich unmittelbar vor dem Target, zwei (FI03 und 04) unmittelbar danach, zwei im mittleren Spektrometerbereich zwischen den beiden Spektrometern SM1 und SM2 (FI05 und 06) und zwei hinter SM2, (FI07 und 08). Da die Inbetriebnahme und Wartung insbesondere der hinteren vier SciFi-Stationen einen wesentlichen Teil dieser Arbeit ausmacht, werden der Aufbau und das Funktionsprinzip dieser Detektoren im Kapitel 4 eingehender behandelt.

3.4.2 Silizium-Mikrostreifendetektoren

Ingesamt sind im unmittelbaren Targetbereich strahlzentriert drei Silizium-Mikrostreifendetektor-Stationen untergebracht. Entscheidend für COMPASS ist die sehr gute Ortsauflösung der Silizium-Detektoren von etwa $14.4\mu\text{m}$, die durch sehr eng aneinander gereihete Anodenstrukturen ($15\mu\text{m}$ Streifenabstand

³Englisch: **V**ery **S**mall **A**ngle **T**racker

⁴Englisch: **S**mall **A**rea **T**racker

⁵Englisch: **M**icromesh **G**aseous **D**etectors

⁶Englisch: **G**as **E**lectron **M**ultipliers

⁷Englisch: **L**arge **A**rea **T**racker

⁸Englisch: **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hambers

bei $50\mu\text{m}$ Strifenbreite) erzielt wird. Jede der drei Stationen besitzt zwei Ebenen, und jede Ebene zwei Projektionen, die gleichzeitig ausgelesen werden. Die zweite Projektion ist jeweils um 2.5° gedreht, um zusätzliche Rauminformationen zur Auflösung von kombinatorischen Mehrdeutigkeiten zu bekommen. Zwei hintereinander gereichte Ebenen decken dadurch einen Stereowinkel von 5° ab [61]. Die aktive Fläche beträgt $70\text{ mm} \times 50\text{ mm}$.

Die Zeitauflösung der Silizium-Detektoren ist durch die Driftzeit der Elektronen bedingt nur mäßig, und beträgt ungefähr 3 ns . Daher werden sie in Verbindung mit den sehr gut zeitauflösenden SciFi-Hodoskopen im Strahl plaziert, so dass die Anforderungen an Zeit- und Ortsauflösung durch die zwei Detektortypen im Strahlbereich erfüllt werden können.

3.4.3 Micromega-Detektoren

Die Micromega-Detektoren benutzen auch "Mikrostreifen", sind allerdings keine Halbleiter- sondern gasgefüllte Detektoren. Die technische Innovation der in Saclay bei Paris entwickelten Micromegas liegt im Mikrogitter, welches das Detektorinnere in zwei Bereichen unterteilt. Die beim Durchgang eines ionisierenden Teilchen erzeugte Raumladung wird zunächst in einem 2.5 mm dicken Konversionsbereich gesammelt, und durch ein moderates elektrisches Feld von etwa 1 kV/cm zum Mikrogitter gelenkt. Auf der anderen Seite des Mikrogitters befindet sich der $100\ \mu\text{m}$ dicke Verstärkungsbereich, der unter einer viel höheren Spannung von etwa 50 kV/cm liegt. Dort entsteht eine Elektronenlawine, die innerhalb kurzer Zeit ($\approx 100\text{ ns}$) auf die Auslestreifen gelangt. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass die Signallänge an der Anode maximal dieser 100 ns Driftzeit im Verstärkungsbereich entsprechen kann [62, 63], so dass die Micromegas gegenüber anderen gasgefüllten Detektoren verbesserte Ratenverträglichkeit und Zeitauflösung von etwa 8 ns aufweisen.

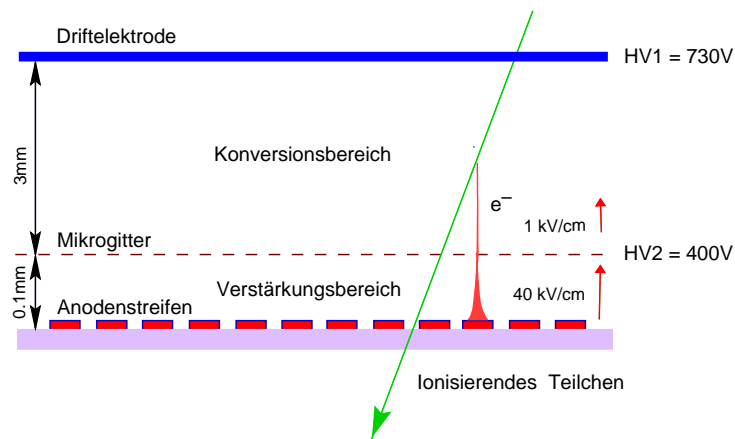


Abbildung 3.7: Schemaskizze eines Micromega-Detektors. Elektron-Ionen-Paare werden im Konversionsbereich erzeugt, bevor sie das Mikrogitter passieren und im Verstärkungsbereich eine Elektronenlawine bilden.

Im Bereich hinter dem Target befinden sich drei Micromega-Stationen, jeweils mit x- und y-Projektionen, und um 45° gedrehten u- und v-Projektionen. Die aktive Fläche, die insgesamt von den Projektionen einer Station abgedeckt wird, misst 40 cm x 40 cm.

3.4.4 GEM-Detektoren

In Aufbau und Funktionsprinzip ähneln die GEM-Detektoren den im vorigen Abschnitt beschriebenen Micromega-Detektoren. Sie arbeiten auch nach dem Prinzip der Elektronvervielfachung in einem starken elektrischen Feld. Anstelle des Mikrogitters gibt es im Inneren eines GEM bis zu drei 50 μm dicke, mit 5 μm Kupfer beschichtete Kaptonfolien. In diesen Folien sind in einem honigwabenähnlichen Muster 70 μm große Löcher bei einem Lochabstand von 140 μm geätzt worden. Die im erste Driftvolumen eintreffenden ionisierenden Teilchen werden im Bereich der Löcher in den Kapton-Folien unter einem sehr großen elektrischen Feld (die zwei Seiten jeder einzelnen Folien unterliegen einem Spannungsunterschied von 200 V) mehrmals um bis zu einem Faktor 20 vervielfacht. Die dadurch entstandene Elektronenlawine trifft anschließend auf die Anodenstreifen mit einem Pitch von 400 μm und wird zweidimensional ausgelesen. Die Ortsauflösung der GEMs beträgt etwa 50 μm , die Zeitauflösung aufgrund der langen Sekundärvervielfachungsprozesse ca. 15 ns [64].

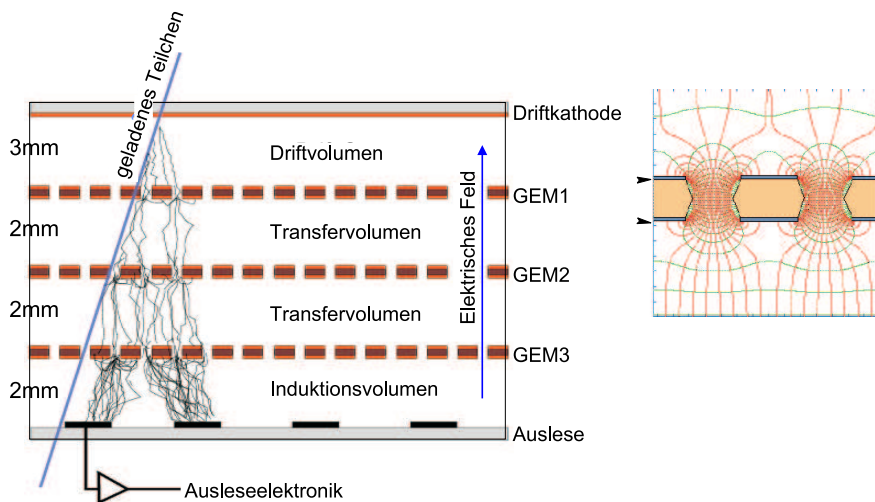


Abbildung 3.8: Ein GEM-Detektor. Elektron-Ionen-Paare werden im Driftvolumen erzeugt und durch den großen Feldgradienten in den Löchern der Kapton-Folien verstärkt, so dass ein messbares Signal entsteht.

Im gesamten Spektrometerbereich befinden sich 10 GEM-Stationen mit jeweils zwei Ebenen, also vier gleichzeitig ausgelesenen Projektionen. Ihre aktive Fläche beträgt einheitlich 316 mm x 316 mm. Die Spannung im zentralen Bereich wird wegen der hohen Raten im normalen Strahlbetrieb reduziert, so dass die Kammern durch die hohe Ratenbelastung dort nicht zu Schaden kommen [65].

3.4.5 Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs)

MWPCs finden ihren Einsatz zum Nachweis von Teilchen, die unter größeren Winkeln gestreut bzw. erzeugt worden sind im ganzen hinteren Bereich des COMPASS-Spektrometers. Davon befinden sich drei Kammern im Großwinkelspektrometer zwischen den Spektromettermagneten SM1 und SM2, drei im Bereich unmittelbar hinter SM2, und weitere fünf im hintersten Bereich des Kleinwinkelspektrometers. Es werden entweder in der selben Station oder in mechanisch getrennt aber dicht beieinander liegenden Stationen jeweils eine x-Projektion und zwei um jeweils 45° gedrehte Ebenen, u und v, ausgelesen.

Das Funktionsprinzip einer MWPC beruht auf der Bildung einer Ladungswolke beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch ein Zählgas (74% Ar, 20% CF₄, 6% CO₂) und deren Umwandlung in einen elektrischen Puls an Anodendrähten, die zwischen zwei Kathodenebenen gespannt sind. Die Ortsauflösung liegt bei etwa 700 μm bei einem Abstand zwischen benachbarten Drähten von 2mm. Wegen der niedrigeren Rate in dem von den MWPCs abgedeckten Bereich außerhalb des Strahls, den die MWPCs abdecken, ist eine genaue Zeitinformation nicht nötig; um Front-End-Elektronik bei einer Anzahl auszulesender Kanäle von mehr als 24000 zu sparen, werden nur die Kennzahlen der gefeuerten Kanäle aufgenommen. Eine tote Zone von einigen Zentimetern Durchmesser blendet die Strahlregion aus.

3.4.6 Driftkammern

Bei COMPASS eingesetzt sind im Großwinkelspektrometer drei "Saclay"-Driftkammern mit jeweils vier Projektionen. Deren aktive Fläche beträgt etwa 1.2 m x 1.2 m bei einem Pitch zwischen zwei Drähten von etwa 7mm. Die Gasmischung von Ne (45%), C₂H₆ (45%) and CF₄ (10%) erlaubt bei einer maximalen Driftzeit von 70 ns und einer Betriebsspannung von 1750 V eine Verstärkung von etwa 2 · 10⁴. Eine tote Region von 30cm Durchmesser überdeckt den Strahlbereich. Hinter SM2 befinden sich seit der Strahlzeit 2003 auch vier "W4-5"-Driftkammern, die ursprünglich am EMC-Experiment eingesetzt wurden. Sie besitzen vier Projektionen mit einem toten Bereich von zwischen 0.5 und 1.0 m Durchmesser um den Strahl.

3.4.7 Straw-Driftröhren

Die neuartigen Straw¹⁰-Driftröhren arbeiten nach demselben Prinzip wie die herkömmlichen Driftkammern, mit dem Unterschied, dass die Anodendrähte einzeln in einer leitenden Röhre aus graphitbeschichteter Kaptonfolie von 6.04 mm (im inneren Bereich nah am Strahl) bzw. 9.51 mm (äußerster Bereich) Durchmesser gespannt sind. Die Röhren werden mit derselben Gasmischung betrieben wie die MWPCs (74% Ar, 20% CF₄, 6% CO₂). Eine tote Zone, deren Größe durch die der aktiven Fläche des benachbarten GEM-Detektors (ca.

⁹Detektorkanäle; mit Double-Precision Auslese 2840 Auslesekanäle

¹⁰Englisch: "Strohalm"

Detektortyp	Kanäle	Zeitauflösung	Ortsauflösung
SciFi (Targetbereich)	1152	450 ps	120 μm
SciFi (Spektrometer)	1420 ⁹	370 ps	200 μm
Silikon	6144	2-4 ns	14 μm
Micromegas	12288	9.4 ns	92 μm
GEMs	21504	12 ns	50 μm
Driftkammern	1526	-	250 μm
Straws	2688	-	300 μm
MWPC	24576	-	500 μm
W 4-5	2000	-	1900 μm

Tabelle 3.1: Übersicht der Detektoren zur Spurrekonstruktion mit Angaben zu Zeit- und Ortsauflösung aus der Strahlzeit 2003. Von den Großwinkeldetektoren wird keine Zeitinformation verlangt.

30 cm) bestimmt wird, spart den unmittelbaren Strahlbereich aus [66].

Die Straw-Schichten werden zu Doppellagen zusammengefasst, wobei die beiden Lagen um einen halben Röhredurchmesser versetzt sind. In x und y auflösende Ebenen zusammen mit einer dritten um 10° von der Vertikale gedrehten u-Projektionen bilden eine Straw-Station. Die aktive Fläche der x-Ebenen beträgt 3.25 m x 2.44 m, der übrigen 3.25 m x 2.77 m. Die Ortsauflösung liegt bei einigen hundert Mikrometern.

3.5 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Die in den vorigen Abschnitten geschilderten Detektortypen dienen alle der Vermessung von Raumpunkten und ggf. der dazugehörigen Zeitinformation: Sie dienen also, mit Vorkenntnis der erwarteten Bahnkrümmung im Feld der Spektrometernagneten SM1 und SM2, der Impulsbestimmung der Teilchen. Um Teilchen verschiedener Gattungen voneinander zu unterscheiden, bedarf es aber auch noch einer Bestimmung deren Energie bzw. Geschwindigkeit. Dafür kommt noch eine Reihe anderer Detektortypen zum Einsatz, die im Folgenden geschildert werden sollen. Erstens sorgt in der ersten Spektrometerstufe ein RICH¹¹-Detektor für eine Bestimmung der Geschwindigkeit der durchfliegenden Teilchen und dabei bei bekanntem Impuls zur Festlegung deren Masse. Ferner dienen Hadronenkalorimeter zur Energiebestimmung dieser Teilchen. Schließlich ermöglichen so genannte Myon-Filter den eindeutigen Nachweis von Myonen.

3.5.1 Der RICH-Detektor

Ein Teilchen, das sich mit einer Geschwindigkeit v schneller als das Licht in einem Medium bewegt, erzeugt einen Kegel von Photonen. Für den Winkel θ_C , unter dem dieses Čerenkov-Licht ausgesandt wird, gilt folgender Zusammenhang:

¹¹Englisch: **R**ing **I**maging **Č**erenkov

$$\cos\theta_C = (\beta \cdot n)^{-1} \quad (3.4)$$

wobei n der Brechungsindex des Mediums ist und $\beta = v/c$ mit Lichtgeschwindigkeit *in vacuo* c . Durch Messung von θ_C lässt sich dann bei bekanntem Impuls die Masse des Teilchens bestimmen.

Der COMPASS-RICH muss im Stande sein, Kaonen, Pionen und Protonen mit Energien von bis zu 60 GeV voneinander zu trennen [67, 68]. Dazu ist das RICH-Innere von etwa 3.3 m Länge in Strahlrichtung, 6.6 m Breite und 5.3 m Höhe mit C_4F_{10} -Gas mit einem Brechungsindex von 1.00153 gefüllt (Abbildung 3.9). Die Schwellenenergie für die Ausstrahlung von Čerenkov-Licht liegt für Pionen bei 2.5 GeV, für Kaonen bei 8.9 GeV und für Protonen bei 17 GeV. Auf der inneren Rückseite des RICH befindet sich eine leicht gekrümmte Spiegelwand. Das unter einem für eine bestimmte Teilchenart typischen Winkel ausgesandte Licht wird an dieser Spiegelwand reflektiert und auf die mit CsI beschichtete gegenüberliegende Wand fokussiert. Die Pixel dieser Wand messen 8 mm x 8 mm; wo ein Photon eintrifft, entstehen durch den Photoeffekt Elektronen, die von einer Vieldrahtkammer in ein messbares Signal umgewandelt werden. Die aktivierten Pixel bilden einen Ring, dessen Radius r von der Durchfluggeschwindigkeit des Teilchens abhängt:

$$r = \frac{R_s}{2} \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (3.5)$$

wobei R_s der Radius des Spiegels ist [69] Ein typischer Ring wird in Abbildung 3.10 gezeigt.

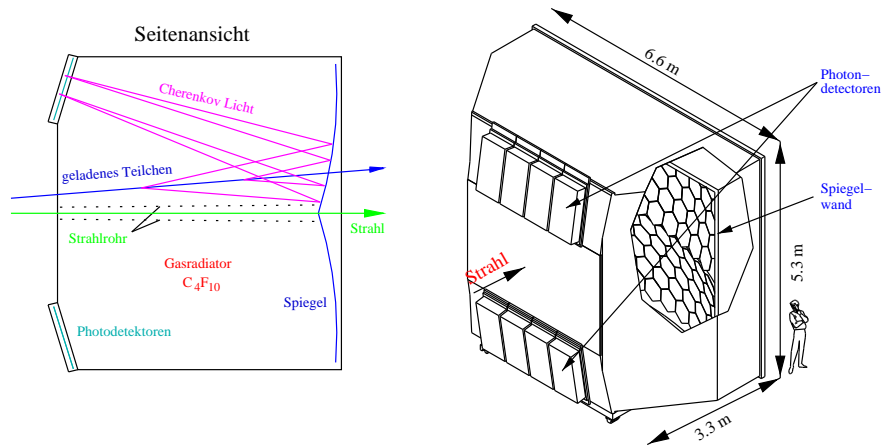


Abbildung 3.9: RICH-Detektor in seitlicher und räumlicher Ansicht. In Flugrichtung emittiertes Čerenkov-Licht wird über die Spiegelwand ober- und unterhalb der Strahlebene in einen Ring auf die Detektorebenen abgebildet.

Momentan ist nur das Großwinkelspektrometer bei COMPASS mit einem RICH bestückt. Für die zweite Phase des Experiments ist jedoch geplant, einen zwei-

ten RICH ähnlichen Aufbaus, diesmal mit Photomultiplier-Auslese, in die zweite Spektrometerstufe einzubauen.

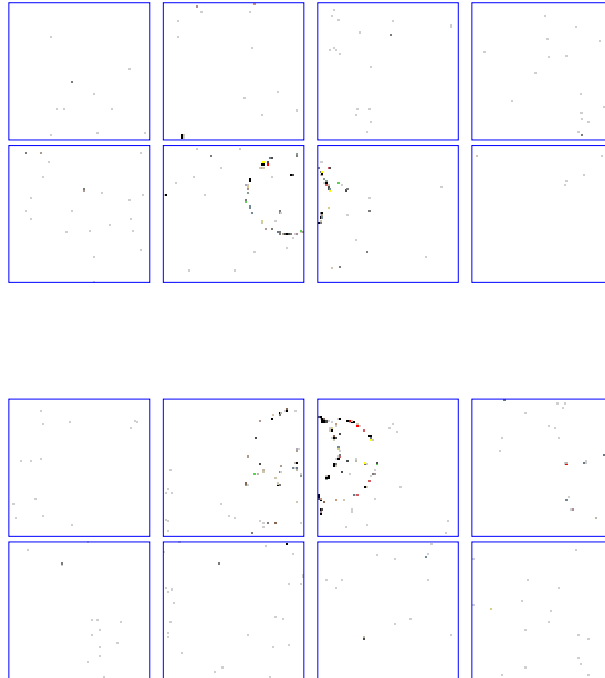


Abbildung 3.10: Ein typisches RICH-Ereignis aus der Strahlzeit 2002. Die einzelnen Felder sind die Auslesefelder an der hinteren RICH-Wand, jeweils 2 x 4 oberhalb bzw. unterhalb der Strahlbene. Das beim Durchflug eines Teilchens erzeugte Čerenkov-Licht wird an der Spiegelwand reflektiert und bildet an der Detektorfläche einen Ring, dessen Radius charakteristisch für die Teilchenart ist

3.5.2 Die Hadronenkalorimeter

Im hinteren Bereich beider Spektrometerstufen befindet sich ein Hadronenkalorimeter, dessen Aufgabe es ist, eintreffende Hadronen zu absorbieren und die dabei deponierte Energie zu messen. Dazu besteht das Kalorimeter aus mehreren in Strahlrichtung abwechselnden Schichten von Eisen- und Szintillatorplatten, die eine Fläche von 4 m x 3 m abdecken. In den Eisenplatten werden in inelastischen Reaktionen kaskadenartig Sekundärteilchen erzeugt, die in den Szintillatorschichten Lichtblitze auslösen, welche von Photomultipliern in elektrische Signale umgewandelt werden. Das Integral aller Lichtsignale stellt ein Maß für die im Kalorimeter deponierte Energie dar.

Das schnelle Ansprechverhalten der Szintillatoren im Hadronenkalorimeter macht den Detektor als Energietriggersignal für das ganze Spektrometer geeignet. Tatsächlich wird bei dem Trigger auf Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse eine Mindestenergie deposition im Kalorimeter gefordert (siehe Abschnitt 3.6.1).

3.5.3 Myonidentifikation

Zur eindeutigen Identifikation der gestreuten Myonen im hinteren Bereich der beiden Spektrometerstufen wird deren, im Vergleich zu Hadronen, viel größeres Durchdringungsvermögen ausgenutzt. Die Detektoren dazu bestehen aus jeweils einem Absorber und dem tatsächlichen Detektor. In der ersten Spektrometerstufe (Muon-Wall-1) sind hinter einer 60 cm-dicken Eisenwand vier Lagen Kunststoff-Iarocci-Röhren über eine aktive Fläche von 400 cm x 200 cm angebracht. Ein Teilchen, das diese Wand durchdringen kann, wird als gestreutes Myon eingeordnet. Der Strahl selber passiert durch ein Loch mitten im Detektor und wird nicht abgetastet. Die Muon-Wall-2 im hintersten Teil der zweiten Spektrometerstufe, dem Kleinwinkelspektrometer, arbeitet nach dem selben Prinzip mit einer $Ar : CH_4$ 25%:75% Gasmischung gefüllte Stahldriftröhren hinter einer 2.4 m dicken Betonwand. Hier werden auch die Myonen, die durch das Strahlloch in der ersten Muon Wall durchgeflogen sind, nachgewiesen.

3.6 Das Triggersystem

Um die zueinander gehörenden Einzelinformationen aller Detektoren in einem Ereignis zusammenzufassen, bedarf es eines auslösenden Signals, das an die Auslese aller Detektoren verteilt wird und den Befehl gibt, die innerhalb einer gewissen Zeit um diesen *Trigger* gesammelten Daten weiter zu verarbeiten. Da die Möglichkeit zur Datenpufferung bei dem hohen Datenfluss zeitlich eng begrenzt ist, muss dieses Triggersignal möglichst früh vorhanden sein. Bei COMPASS stellt die lediglich durch 600 ns-lange Verzögerungskabel gepufferte ADC-Auslese der Kalorimeter die entscheidende Engstelle dar [4]. Um ein Triggersignal innerhalb dieses Zeitraums zur Verfügung stellen zu können, baut sich das Trigger-System auf von Photomultipliern ausgelesenen Szintillationsdetektoren auf.

Die Trigger-Logik muss auch entscheiden, ob alle geforderten Merkmale in einem Ereignis vorhanden sind, so dass überhaupt ein Trigger-Signal ausgelöst wird. Dies hängt wiederum von der zu untersuchenden Reaktion ab. Es sollen natürlich möglichst wenige "interessante" Ereignisse verworfen werden, genauso wichtig aber ist es, dass auch möglichst wenige Ereignisse gespeichert werden, die nicht den richtigen physikalischen Voraussetzungen entsprechen, denn jedes aufgenommene Ereignis beansprucht Speicherplatz und bedeutet einen zusätzlichen finanziellen Aufwand.

Bei COMPASS unterscheidet man zwischen zwei Reaktionsklassen, die sich voneinander in ihrer Kinematik wesentlich unterscheiden, die aber beide für die von COMPASS untersuchte Physik von Interesse sind: Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse und inklusive tiefinelastische Streuereignisse.

3.6.1 Trigger auf Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse

Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse sind für das Open-Charm-Programm zur Bestimmung von ΔG bei COMPASS von zentraler Bedeutung (vgl. Abschnitt 2.5). Wesentliche Merkmale dieser Ereignisklasse sind ein kleiner Impulsübergang auf das Austauschphoton (quasi-reelle Domäne) und ein entsprechend kleiner Myonstreuwinkel von unter 10 mrad. Gleichzeitig verlangt man einen hohen Polarisationsgrad D des ausgetauschten Photons, der bei kleinem Energieübergang y verschwindend gering wird (siehe Gleichung (2.39)). Konkret fordert man $y > 0.2$.

Der Nachweis der unter kleinen Winkeln gestreuten Myonen erfolgt durch mehrere Szintillatorhodoskope, die etwas abseits vom Strahl hinter einem Myonfilter aus Stahlbeton plaziert sind. Je nach ihrer genauen Konstruktion und Position bezüglich des Strahls erhalten sie verschiedene Namen. Die kinematischen Bereiche, die von diesen Aussen-, Innen-, Mittel- und Leiter-Triggerhodoskopen abgedeckt werden, sind Abbildung 3.13 zu entnehmen.

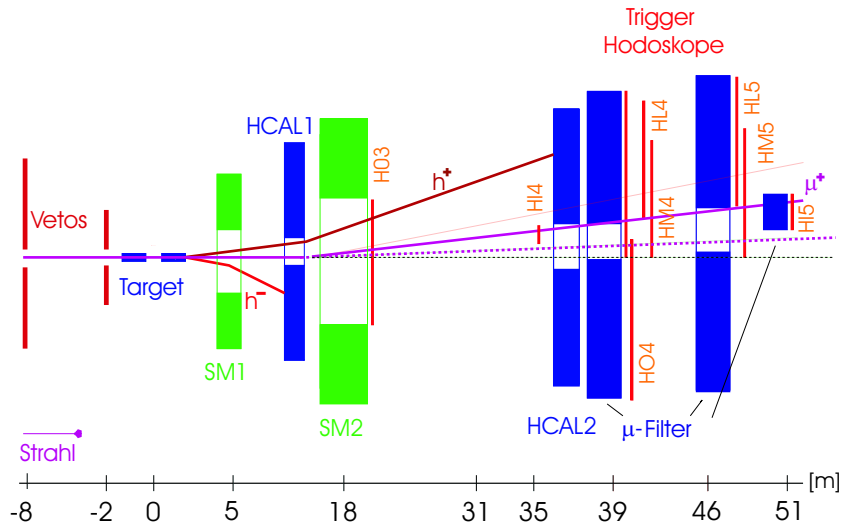


Abbildung 3.11: Ein verallgemeinertes Bild eines Ereignisses im COMPASS-Spektrometer. Gestreute Myonen werden je nach Energieverlust von den zwei Spektromertermagneten SM1 und SM2 abgelenkt. Im abgebildeten Fall lösen korrelierte Signale in den Hodoskopen HI4 (Station H4, Inner-Trigger), HM4 (Station H4, Middle-Trigger) und HI5 (Station H5, Inner-Trigger) ein Triggersignal aus.

Die Forderung, dass das gestreute Myon mindestens 20% seiner Energie verloren haben muss, führt dazu, dass das Teilchen in zwei solchen Detektoren an verschiedenen z -Positionen nachgewiesen werden muss. Diese Hodoskope bilden die Trigger-Stationen H4 bzw. H5 und bestehen aus 32 senkrecht zur Strahlrichtung positionierten Plastikszintillatorstreifen. Sie befinden sich etwa 40 bzw. 50 m strahlabwärts vom Target [70]. Die Auslesekanäle dieser Hodoskope bilden eine 32×32 Matrix. Da Myonen verschiedener Energien beim Durchgang durch

die Spektrometern magneten unterschiedlich stark abgelenkt werden, und daher Signale in unterschiedlichen Kanälen der beiden Triggerhodoskope auslösen, kann man über diese Triggermatrix eine Diagonale ziehen, die einem gewissen Energieverlust entspricht (vgl. Abbildung 3.12). Das Funktionsprinzip dieses so genannten Energieverlusttriggers besteht darin, dass erst wenn ein Element in der Kombinationsmatrix anspricht, die einem Energieverlust größer 20% entspricht, ein Trigger-Signal produziert wird. Dadurch werden Untergrundereignisse unterdrückt, die durch Halo- oder Strahlmyonen ausgelöst werden, die das Spektrometer mit geringem Energieverlust passieren.

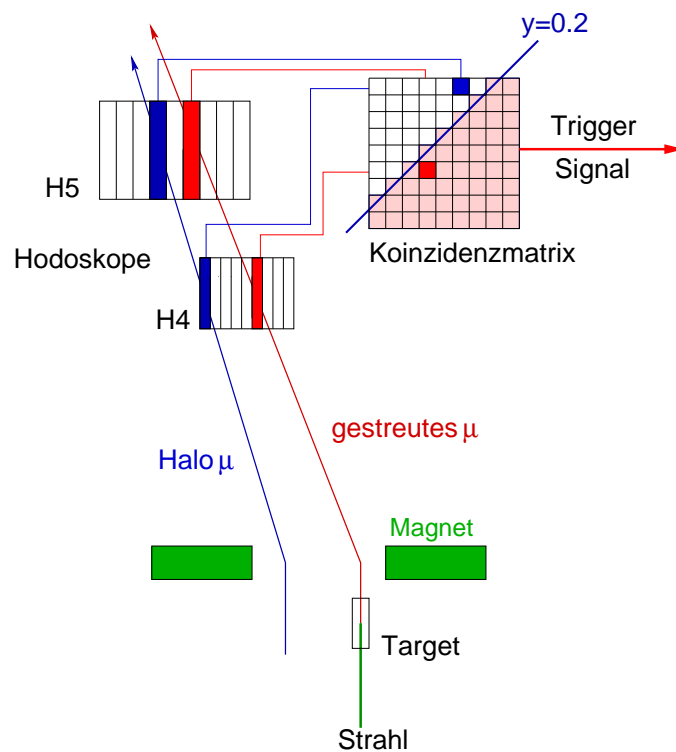


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Koinzidenzmatrix des Energieverlusttriggers. Je nach Energieverlust im primären Streuprozess wird ein Myon in x unterschiedlich abgelenkt. Die Kombination von Kanälen, die das Myon passiert, entsprechen einem Element in der Triggerkoinzidenzmatrix. Eine Gerade wird durch diese Matrix gezogen, und nur Streumyonen, die einen relativen Energieverlust $y > 0.2$ vorweisen, lösen ein Triggersignal aus. Auf diese Weise können Halo- und andere Myonen mit geringerem Energieverlust aus dem Datensample entfernt werden.

Wegen der Impulsverteilung des einlaufenden Myonenstrahls, aber auch wegen anderer Prozesse wie Bremsstrahlung oder der elastischen Elektron-Myon-Streuung kann es jedoch auch vorkommen, dass Myonen, die an keiner Wechselwirkung im Target beteiligt waren, eine Energie von über 20% unter dem Sollwert aufweisen. Um diesen Komplikationen zu entgehen wird auch eine gewisse Mindestenergie deposition im Hadronenkalorimeter gefordert, damit angenom-

men werden kann, dass ein Hadron am Streuprozess beteiligt war [4].

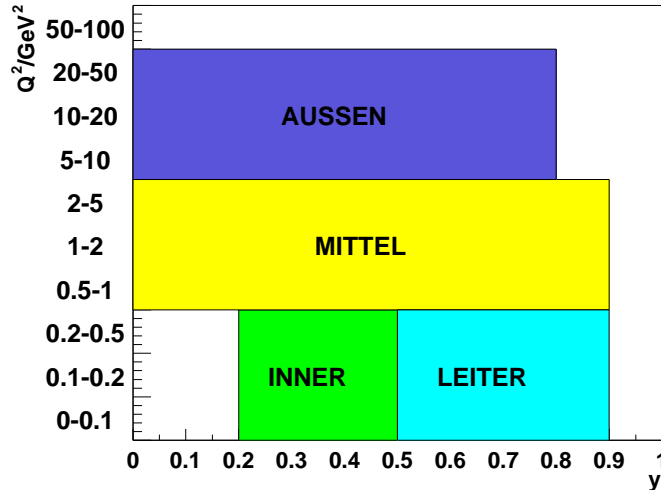


Abbildung 3.13: Die kinematischen Bereiche in der $Q^2 - y$ -Ebene, die von den verschiedenen Triggern abgedeckt werden (nach [4]).

3.6.2 Trigger auf tiefinelastische Streuereignisse

Im Gegensatz zum Trigger auf Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse verlangt man bei dem Trigger auf tiefinelastische Streuereignisse einen hohen Impulsübertrag, $Q^2 > 0.5$ (GeV/c) 2 . Dabei soll ein breiter y -Bereich $0 \leq y \leq 0.9$ abgedeckt werden. Da der Energieverlust und daher die Ablenkung im Magnetfeld der gestreuten Myonen nicht von Belang ist, braucht man hier keine in x auflösende Ebene. Diese Hodoskope bestehen aus horizontal angebrachten Plastikszintillatoren, die einen weiten Bereich abseits des Strahls abdecken. Da dieser Trigger auch inklusive Streureaktionen nachweisen können muss, d.h. Ereignisse, bei dem kein hadronisches Produkt nachgewiesen wird, darf er kein Signal im Hadronenkalorimeter verlangen. Um auf andere Art und Weise Signale von Halomyonen zu unterdrücken, die nicht im Target an einer Wechselwirkung teilnahmen aber trotzdem einen der Akzeptanz dieses Triggers entsprechenden Winkel von mindestens 4 mrad haben oder vortäuschen, sind im Vortargetbereich mehrere Veto-Zähler angebracht. Die aktive Fläche dieser Zähler erstreckt sich nur über den Bereich außerhalb des Strahls. Wird ein Signal in einem dieser Zähler registriert, so ist ein Halomyon nachgewiesen und das Ereignis verworfen. Ergänzt wird dieser Aufbau durch einen Veto-Trigger, der sich auf verzweigte Analogsignale von den ersten zwei Szintillierende-Faser-Hodoskope vor dem Target stützt. Werden Signale in einer Kombination von Kanälen in diesen Stationen registriert, die auf eine räumliche Steigung der Teilchenspur hindeutet, die sich mit einer Wechselwirkung im Target nicht vereinbaren lässt, so wird das Ereignis auch verworfen.

3.7 Das Auslesekonzept

Mit über 200 000 auszulesenden Kanälen und einer Triggerrate von bis zu 4 kHz bei voller Strahlintensität ($2 \cdot 10^8 \mu^+$ pro 5.1s Spill) muss das COMPASS-Datenauslesesystem (DAQ¹²) einem noch nie bei einem teilchenphysikalischen Experiment erzeugten Datenfluss gewachsen sein [71, 72].

Um dieser Herausforderung gerecht zu werden, wurde ein neues Auslesekonzept bei COMPASS entworfen und umgesetzt. Anstatt Signale von jedem Kanal einzeln durch Verstärker und Diskriminatoren auf ADC- oder TDC¹³-Module zu führen und erst weit hinten in der DAQ-Kette zu digitalisieren und zu Ereignissen zusammenzufassen, setzt man bei COMPASS auf eine möglichst frühe Digitalisierung aller Signale auf so genannten *Front-End*(FE)-Platinen, die am Detektor selber angebracht sind (Abbildung 3.14).

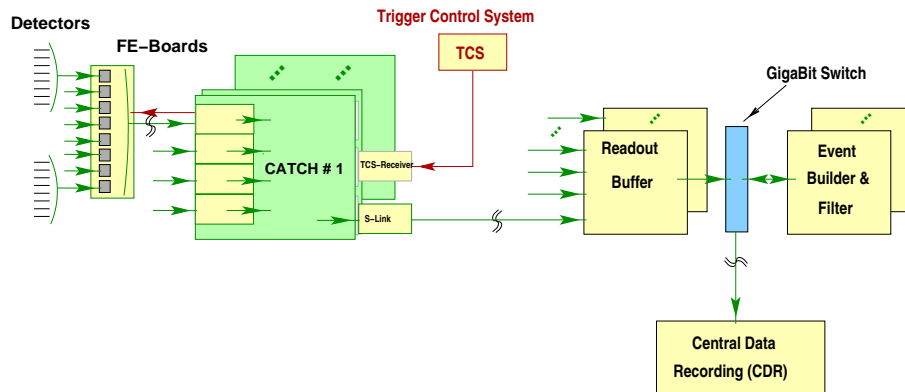


Abbildung 3.14: Das Datenaufnahmesystem des COMPASS-Experiments nach [73]. Die Daten fließen von den Detektoren über das CATCH-System zu den *Readout Buffern* und *Eventbuildern*, die die Daten schließlich mit dem CDR-System zum Rechenzentrum des CERN transferieren.

Das Kernstück des DAQ-Systems, das CATCH¹⁴-Modul, empfängt das Trigger-signal von dem mit 38.88 MHz Frequenz arbeitenden Trigger-Control-System (TCS) [74]. Die Triggerzeiten werden gegenüber einer experimentweiten Referenzuhr mit ebenfalls 38.88 MHz referenziert. Liegt ein Trigger-Signal vor, so “holt” sich das CATCH-Modul von den FE-Platinen alle dort gepufferten Treffer, die innerhalb eines vom Benutzer spezifizierten Zeitfensters um das Trigger-Signal registriert wurden. Die CATCH-Module sind auch möglichst nah am Detektor platziert und sammeln Daten von einer bestimmten Anzahl von Karten ein (wie viele hängt von dem auszulesenden Detektortypen ab) [75, 76]. Dort werden die zu einem Trigger gehörenden Datenbits zu einem “lokalen” Ereignis zusammengefasst (*Sub-eventbuilding*) und weiter durch optische Kabel unter dem am CERN entwickelten S-LINK Protokoll zu den zentralen Auslesepuf-

¹²Englisch: **D**ata **A**cquisition

¹³Englisch: **A**nalogue-to-**D**igital Converter, **T**ime-to-**D**igital Converter

¹⁴COMPASS **A**ccumulate **T**ransfer and **C**ontrol **H**ardware

fern, den ROBs¹⁵ geleitet. Die ROBs sind kommerzielle PCs mit einem Linux-Betriebssystem, die je vier *Spill-Buffer* mit 512 MB RAM beinhalten. Diese Spill-Buffer sind in der Lage, die Daten von mehr als einem Spill gleichzeitig zu speichern. Dies erlaubt es der DAQ, die SPS-Auszeit von 11.8 s zwischen Spills auszunutzen, um eine gleichmäßigere Belastung des Systems zu erzielen.

Von den ROBs werden die Daten von allen CATCH-Modulen gleichmäßig auf bis zu 12 parallel arbeitende *Eventbuilder* verteilt, wo sie zu globalen Ereignissen zusammengefasst werden. Im Normalfall werden 100 SPS-Spills zu einem *Run* zusammengefasst, die mit einer eindeutigen Kennnummer versehen wird. Diese Runs bestehen aus etwa 100 *chunks*, einzelnen Datenfiles von ca. 1 GB Größe, die auf den Eventbuildern einige Zeit gelagert werden, bevor sie schließlich zentral auf Band geschrieben werden. Überwacht werden die ROBs und Eventbuilder von dem für die ALICE-Kollaboration am CERN entwickelten Programm DATE [77]. Es werden in ein Online-Logbuch mit einer auf *MySQL* aufbauenden Datenbank-Software die wichtigen Eckdaten, wie Magnetfelder und Targetpolarisation, sowie Sondervermerke zu jedem Run eingetragen.

3.8 Datenanalyse bei COMPASS

In den Strahlzeiten 2002 und 2003 wurden bei einem Datenfluss im normalen Strahlbetrieb von etwa 40-50 MB/s jeweils ca. 200-250 TB Rohdaten auf Band geschrieben [78]. Die Systeme, die Zugang zu diesen Daten verwalten, müssen entsprechend leistungsfähig sein, und den Bedürfnissen vieler Benutzer gerecht werden. Der erste Schritt im Umgang mit den Daten ist die so genannte Produktion. Hier werden aus den Rohdaten Spuren und Teilchen rekonstruiert. Erst dann können Analysegruppen, die sich für verschiedene physikalische Fragestellungen interessieren, vernünftig auf die Daten zugreifen. In den folgenden Teilabschnitten sollen einige Details zu Prozessen und Programmen hinsichtlich der COMPASS-Datenanalyse erläutert werden.

Die COMPASS-Computing-Farm und CASTOR

Files mit COMPASS-Rohdaten werden nach Ende eines Runs von dem Central-Data-Recording-System (CDR) registriert und unter dem CERN-standard RFIO-Protokoll zur COMPASS-Computing-Farm (CCF) überführt. Dort werden sie einige Zeit lang (einige Stunden bis einige Tage, je nach Belastung der Systeme) auf Festplatte gelagert (etwa 20 Server à 500 GB Festplatte standen in der Strahlzeit 2002 zur Verfügung), bevor sie auf Band geschrieben werden. Der Zugriff auf die auf Band gespeicherten Files werden mit dem CERN-eigenen System CASTOR¹⁶ verwaltet. Dieses System stellt dem Benutzer eine Verzeichnisstruktur und Befehle zum Schreiben, Lesen, Öffnen und Schließen der Dateien zur Verfügung. Wird ein File auf Band benötigt, so wird eine Kopie von ihm von CASTOR auf Platte heruntergeladen, sofern dort noch keine liegt,

¹⁵English: **R**ead **O**ut **B**uffers

¹⁶CERN **A**dvanced **S**TORage

weil das File schon von einem anderen Benutzer angefordert worden ist. Je nach Anzahl der gleichzeitigen Anfragen kann dieser Vorgang bis zu einige Minuten dauern. Nicht mehr benötigte Files werden nach einiger Zeit von CASTOR von der Festplatte gelöscht. Datenbank-Funktionalitäten beim Zugriff auf die einzelnen Dateien werden von der kommerziellen Software *Oracle* übernommen.

Dateien, die nicht dem Datenfluss des Spektrometers entspringen, aber zu dessen Interpretation nötig sind, wie Files zur Spektrometergeometrie (*alignment-Files*) und Detektor-Mappings (siehe hierzu Abschnitt 4.2.3), werden getrennt auf Platte gespeichert. Detektorkalibrationen wie die im Abschnitt 4.4 besprochenen Zeitkalibrationen der SciFi-Hodoskope werden durch eine *mysql*-Datenbankstruktur zur Verfügung gestellt.

CORAL und der Produktionsprozess

Die bei COMPASS zur Extraktion physikalischer Größen aus den Rohdaten (*Produktion*) und in geringerem Maße zur Analyse eingesetzte Software ist das eigens geschriebene CORAL¹⁷-Programm. Dies ist eine objekt-orientierte Sammlung von Klassenbibliotheken in der C++ Programmiersprache.

Der Produktionsprozess nimmt als seinen Anlaufpunkt die Auswahl “guter” Runs nach Kriterien wie Magnetfelder, Targetpolarisation, Spill-Anzahl, korrekten Zeitinformationen von der Beam-Momentum-Station usw., welche Daten im Laufe eines Runs in eine *mysql*-Datenbank eingetragen worden sind. Stimmt ein Run in diesen wesentlichen Punkten, so werden seine Chunks von Band heruntergeladen. Die zugehörigen Kalibrations- und Mappingfiles usw., mit deren Hilfe die Rohdaten *dekodiert* werden, werden von der entsprechenden Datenbank geholt. Es werden bei der Produktion ereignisweise folgende Schritte von CORAL vollzogen:

- **Spurrekonstruktion:** Das Spektrometer wird hierzu in drei Bereiche um die zwei Spektrometernagneten unterteilt, innerhalb derer gerade Spuren angenommen werden. Es wird nach Trefferkombinationen gesucht, die einer Spur entsprechen könnten. Durch einen Überbrückungsalgorithmus, der die Magnetfelder in den Zwischenbereichen berücksichtigt und sich auf eine Bibliothek möglicher Trefferkombinationen von Monte-Carlo-Simulationen stützt, werden Spuren von den drei Bereichen iterativ nach größter Wahrscheinlichkeit miteinander kombiniert. Diese Proto-Spuren werden *Helizes* genannt.
- **Teilchenidentifizierung:** CORAL benutzt mehrere Algorithmen zur Identifizierung der Helizes als Strahl- oder gestreutes Myon oder als anderes Teilchen. Die Krümmung der Teilchenbahn im Magnetfeld deutet auf die Ladung des durchfliegenden Teilchens; es können auch RICH-Daten mit einbezogen werden, um eine Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Teilchenart zu erhalten. Einem als geladen identifizierten Teilchen wird auch

¹⁷COMPASS Reconstruction and AnaLysis

(falls vorhanden) der seiner Spur nächstgelegene Kalorimeter-Cluster zugeschrieben. Existieren Kalorimeter-Cluster mit keiner assoziierten Spur, so kann man den Durchgang eines ungeladenen Teilchens vermuten. Teilchen, die sich als Strahl- oder gestreute Myonen identifizieren lassen, werden im Output gesondert geflaggt.

- **Vertexrekonstruktion:** Spuren, die sehr nahe an demselben Punkt beginnen bzw. enden, deuten auf einen Vertex (Wechselwirkungspunkt) hin. Geometrische und kinematische Kriterien der einzelnen Spuren werden kombiniert, um einen globalen χ^2 -Fit, der als Wahrscheinlichkeitsmaß für einen bestimmten Vertex dient, zu berechnen. Die Fitparameter und Vertexkoordinaten zusammen mit den assoziierten Tracks werden im Dateinoutput miteinander verknüpft.

Der CORAL-Output (eine Sammlung physikalische Objekte wie Spuren, Teilchen und Vertizes) wird im mDST¹⁸-Format gespeichert. Das Format ist das eines von ROOT [79] lesbaren ntuple. Gegenüber der Rohdatenmenge von ca. 1 GB sind in den mDSTs nur noch etwa 60-70 MB enthalten, also etwa 6-7% der Rohdatenmenge. Es werden auch Standard-Histogramme und Logfiles bei der Produktion ausgeschrieben, mit deren Hilfe die Stabilität der Daten und des Spektrometers überwacht werden können.

PHAST

Hauptwerkzeug für die physikalische Datenanalyse bei COMPASS ist das eigens entwickelte Programm PHAST¹⁹. Es liest alle Objekte von den mDSTs ein, greift auf ROOT-Routinen zur Erstellung von Histogrammen usw. zurück und ermöglicht es dem Benutzer, selbst eine Auswahl der für seine Analyse interessanten Ereignisse zu treffen und als ROOT-tree wieder auszuschreiben. Dieser kann wieder in einem iterativen Prozess von PHAST eingelesen werden, bis das Datensample feststeht. Auf diese Weise kann das Datensample von jedem Analytisten individuell gestaltet werden. Die in Kapitel 5 besprochene Analyse der COMPASS-Transversivity-Daten wurde mit PHAST gemacht.

¹⁸mini Data Storage

¹⁹PHysics Analysis Software and Tools

Kapitel 4

SciFi-Hodoskope bei COMPASS

Ein integrales Teil der Detektoren zur Spurrekonstruktion im Strahlbereich des COMPASS-Experimentes stellen die acht Stationen der Hodoskopen aus szintillierenden Fasern¹ dar. Durch ihre hohe Ratenverträglichkeit, exzellente Zeitauflösung und gute Ortsauflösung eignen sie sich hervorragend zur Erfüllung dieser Aufgabe. Von den acht SciFi-Stationen bei COMPASS wurden vier (FI01-FI04) im unmittelbaren Targetbereich von einer Gruppe aus der Universität Nagoya/Japan gefertigt, und weitere vier (FI05-08) von den Gruppen um Prof. J. Bisplinghoff am Helmholtz Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn und Prof. W. Eyrich am Physikalischen Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg entwickelt und gebaut. Die folgenden Abschnitte widmen sich einer Beschreibung des Bauprinzips vor allem dieser letzten vier Stationen. Anschließend werden Program-Routinen zur Überwachung der SciFis im laufenden Strahlbetrieb, zur deren Zeitkalibration und zur Berechnung deren Effizienz anhand der Daten aus den Strahlzeiten 2002 und 2003 präsentiert.

4.1 Die SciFis im COMPASS-Spektrometer

Im Strahlbereich von COMPASS befinden sich insgesamt acht SciFi-Stationen. Die ersten zwei Stationen, FI01 und 02, sind vor dem Target plziert und liefern präzise Zeitinformationen über die einlaufenden Strahlteilchen. Stationen FI03 und 04 decken den Spektrometerabschnitt unmittelbar nach dem Target ab. Noch im Großwinkelspektrometer zwischen den Spektrometermagneten SM1 und SM2 befinden sich die Stationen FI05, die an der Vorderwand des RICH-Detektors montiert ist, und FI06. Hinter SM2 wird das System mit zwei weiteren Stationen FI07 und 08 ergänzt. Aufgabe dieser letzten beiden Stationen ist es, gestreute positive Strahlmyonen nachzuweisen, die im Magnetfeld von SM2 in Strahlrichtung nach links, also zur Jura-Seite, abgelenkt worden sind. Daher stehen diese Hodoskope in x etwas nach links verschoben - bei FI08

¹Im Folgenden wird für Hodoskope aus szintillierenden Fasern die Abkürzung "SciFis" oder der offizielle COMPASS-Kürzel *FI* benutzt

Stationen -Ebenen	z- Position	\emptyset totaler	\emptyset aktiver	Pitch ²	Faser pro Kanal	Aktive Fläche Seite	Kanäle (X/ (U/ Y) V)	
	[m]	[mm]	[mm]	[mm]		[mm]		
FI01-XY	-8.0	0.50	0.44	0.41	7	39.4	96	-
FI02-XY	-3.0	0.50	0.44	0.41	7	39.4	96	-
FI03-XYU	1.0	0.50	0.44	0.41	7	52.5	128	128
FI04-XYU	2.2	0.50	0.44	0.41	7	52.5	128	128
FI05-XY	5.9	0.75	0.66	0.525	6	84	160	-
FI06-XYV	15.0	1.00	0.88	0.70	4	100	143	176
FI07-XY	21.3	1.00	0.88	0.70	4	100	143	-
FI08-XY	31.0	1.00	0.88	0.70	4	123	176	-

Tabelle 4.1: Übersicht über die Szintillierende-Faser-Hodoskope im COMPASS-Spektrometer. Der Nullpunkt der z-Koordinate befindet sich mitten in der zweiten Targetzelle. Der totale Durchmesser schließt das *cladding* der Faser (siehe Abschnitt 4.2.1) mit ein. Die aktive Fläche der Detektorebene ist ein Quadrat mit der angegebenen Seitenlänge.

wegen ihrer Position über 10 m strahlabwärts von SM2 um etwa 7 cm, so dass der unabgelenkte Strahl selber nur noch vom Rand der aktiven Fläche von der Projektion FI08X erfasst wird.

Alle COMPASS SciFi-Stationen sind mit in der x- und y-Koordinaten auflösenden Projektionen ausgerüstet. Stationen FI03, FI04 und FI06 sind auch mit einer diagonalen Ebene versehen (u bzw. v), um noch einen zusätzlichen Raumpunkt zur Auflösung von kombinatorischen Zweideutigkeiten in der Spur-rekonstruktion zu verschaffen. Die Zahl der Detektorebenen beläuft sich somit auf 19, von denen neun in Bonn/Erlangen gebaut worden sind. Die quadratische aktive Fläche der Stationen wächst mit steigendem Abstand vom Target, da der auf das Target fokussierte Strahl mit steigendem Abstand vom Target immer größer wird. Dazu trägt auch die Aufstreuung durch Materie im Spektrometer bei. Gleichwohl steigt mit wachsendem Abstand des Hodoskops vom Target der Durchmesser der verwendeten Fasern, so dass eine möglichst gleichmäßige Ratenbelastung der einzelnen Kanäle erreicht wird. In Tabelle 4.1 befindet sich eine Übersicht der wichtigsten Eckdaten der SciFi-Stationen.

4.2 Das Detektorkonzept

Die Anforderung an Detektoren im Strahlbereich stellen wegen der sehr hohen Rate eine technische Herausforderung dar. Im Einzelnen müssen die SciFi stations:

- eine Strahlendosis, die sich bei einer Strahlintensität von ca. $2 \cdot 10^8 \mu$ pro SPS-Spill (5.1s plus 11.7s Auszeit) über eine Strahlzeit von geschätzten 100 Tagen im Jahr auf etwa 31kGy beläuft, ohne wesentliche Verschlechterung des Ansprechverhaltens überstehen;

²unter *pitch* versteht man den Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Fasern

- eine Zeitauflösung der Größenordnung 1ns oder weniger aufweisen, um korrelierte Treffer vom kombinatorischen Untergrund bei einem durchschnittlichen zeitlichen Abstand von etwa 25 ns zwischen Strahlereignissen trennen zu können;
- eine Ortsauflösung der Größenordnung 1mm besitzen;
- eine hohe Nachweeffizienz in allen Stationen besitzen, damit über den ganze Spektrometerbereich eine hohe Spurrekonstruktionseffizienz gewährleistet werden kann;
- da sie mitten im Strahlbereich stehen, eine möglichst kleine Massenbelegung aufweisen, um die Zahl der Sekundärreaktionen zu unterdrücken.

Erst mit der Entwicklung von Vielfachphotomultipliern und optimierten Szintillatormaterialien in Faserform im vergangenen Jahrzehnt wurde es möglich, den oben aufgeführten Anforderungen gerecht zu werden. Die aufeinander abgestimmten Einzelteile, die bei den in Bonn und Erlangen entwickelten Hodoskopern zum Einsatz kommen, sowie Besonderheiten ihres Aufbaus, sollen in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

4.2.1 Eigenschaften und Geometrie der szintillierenden Fasern

Ein szintillierendes Material ist dadurch charakterisiert, dass dessen Atome beim Durchgang eines ionisierenden Teilchen angeregt werden und sich wieder unter Emission von monochromatischem UV-Licht abregen [80]. Bei einer szintillierenden Faser passiert dies im sogenannten *core* aus Plastik, der von mindestens einer äußeren Schicht *cladding* aus Plastik mit einem anderen Brechungsindex umgeben ist. Auf diese Weise wird ein Teil des im Szintillator erzeugten Lichtes durch Totalreflexion eingeschlossen und wie in einer optischen Faser weitergeleitet (Abbildung 4.1). Bei den bei COMPASS verwendeten Fasern der Firma Kuraray handelt es sich im *core*-Bereich um Polystyrol, im *cladding*, das in diesem Falle aus zwei Schichten besteht, um Polymethylmethacrylat (PMMA) [81]. Da der Absorptionsbereich des *core* im UV-Bereich liegt, wird dieser mit einem Wellenlängenschieber dotiert, der das Szintillationslicht wieder absorbiert und im sichtbaren Bereich reemittiert; so wird Selbstabsorption durch das Szintillatormaterial vermieden. Die Effizienz der meisten Photomultiplier erreicht das Maximum ebenfalls im sichtbaren Bereich.

Die Anzahl der an der Photomultiplierkathode ausgelösten Photoelektronen N_{PE} ist direkt proportional zur Anzahl der im Szintillator bei einem minimal ionisierenden Ereignis erzeugten Photonen [82]. Um die für COMPASS-Bedingungen erforderliche Zeitauflösung von unter 1 ns zu erlangen, bedarf es einer hohen Zahl an Photonen, zumal die Zeitauflösung σ_t durch

$$\sigma_t \sim \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \quad (4.1)$$

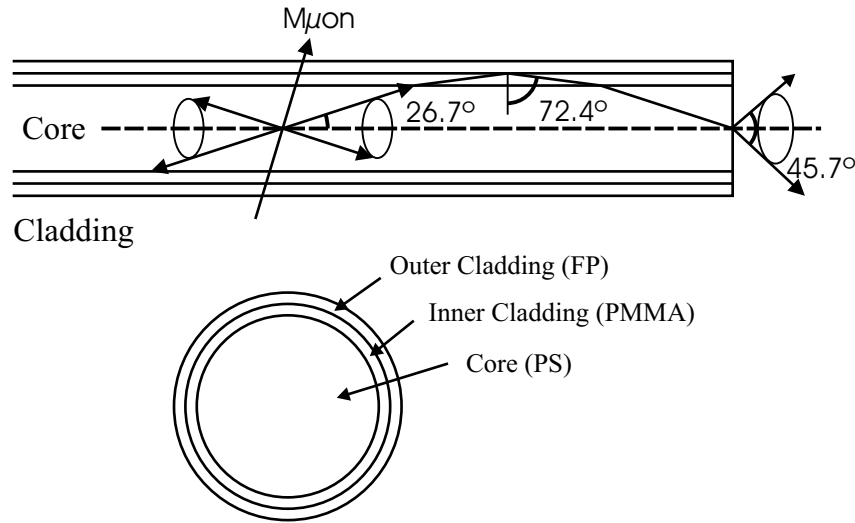


Abbildung 4.1: Längs- bzw. Querschnitt durch die bei den COMPASS-Scifis verwendete Kuraray SCSF-78MJ Faser.

gegeben ist. Die Verwendung szintillierender Fasern größeren Durchmessers würde aber die Ortsauflösung σ_x wesentlich beeinträchtigen, da sie durch

$$\sigma_x = \frac{x_p}{\sqrt{12}} \quad (4.2)$$

gegeben ist. x_p ist dabei der Faserpitch, also der geometrische Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Kanäle. Um dieser Beeinträchtigung zu entgehen, wird die Lichtausbeute dadurch erhöht, dass in jedem Kanal mehrere Fasern hintereinander gereiht werden [83]. Bei den ersten vier Stationen FI01-04 sind es sieben Fasern pro Kanal, bei der Station FI05 sechs, und bei den hinteren drei Stationen mit ihrem deutlich höheren Faserdurchmesser nur noch vier. Dass nicht beliebig viel Fasern verwendet werden können, rührt von der Notwendigkeit einer möglichst niedrigen Massenbelegung im Strahlbereich her; die verwendete Anzahl stellt eine Kompromisslösung zwischen niedriger Materialdichte und guter Zeitauflösung dar.

Dass der Faserdurchmesser größer wird, je weiter nach hinten die SciFi-Stationen im Spektrometer platziert sind, spiegelt die Wichtigkeit einer genaueren Ortsbestimmung im Targetbereich wieder, wo viele Wechselwirkungsvertizes und eine hohe Anzahl dicht nebeneinander liegender Teilchenspuren zu erwarten sind. Außerdem wird dadurch die Rate auf individuelle Fasern eingegrenzt. Die Ortsauflösung der in Bonn/Erlangen gebauten Hodoskope wird weiter verbessert, indem die Faserkolumnen benachbarter Kanäle nicht nebeneinander, sondern seitlich etwas versetzt voneinander in einer Art Honigwabenstruktur aufgereiht sind (Abbildungen 4.2, 4.3). Dies reduziert den effektiven Pitch zwischen zwei Kanälen und steigert daher nach (4.2) die Ortsauflösung.

Sowohl die Forderung nach möglichst geringer Massenbelegung im Strahlbe-

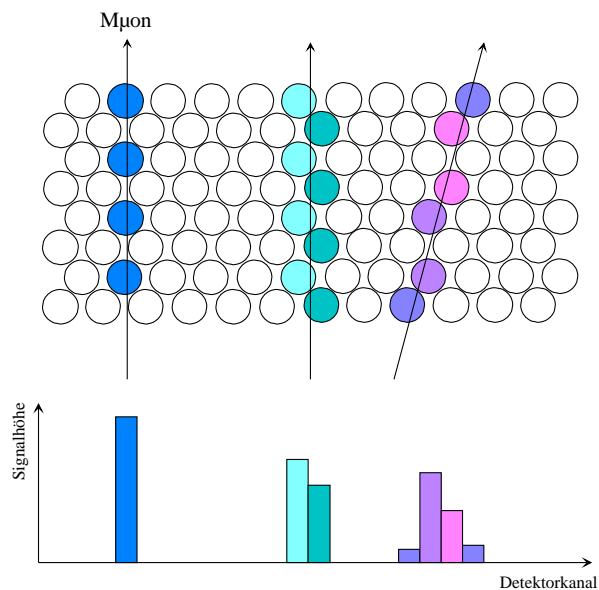


Abbildung 4.2: oben Querschnitt durch eine Detektorlage. Mehrere hintereinander gereihte Fasern bilden einen Detektorkanal, um die Lichtausbeute durch ein durchfliegendes Teilchen zu erhöhen. unten Ansprechverhalten der einzelnen Detektorkanäle nach den verschiedenen Szenarien eines Teilchendurchflugs im obigen Bild [nach [84]].

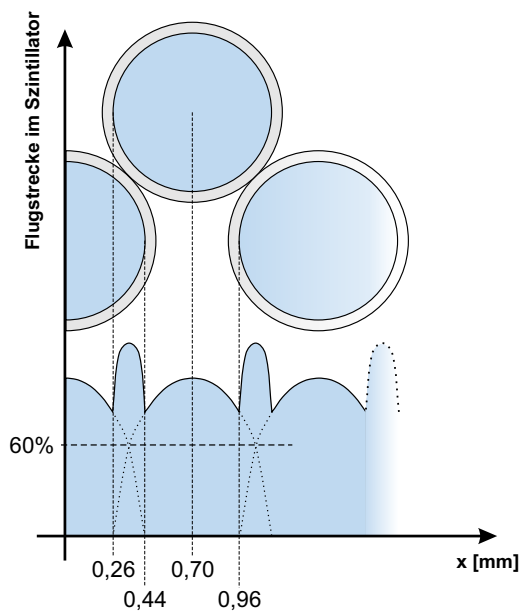


Abbildung 4.3: Überlapp zwischen benachbarten Fasern am Beispiel der Faserhodoskope FI06-FI08 mit einem Faserdurchmesser von 1.0 mm. Jedes Teilchen durchquert mindestens 60% des maximal möglichen Weges im Szintillator [nach [84]].

reich als auch die z.T. hohen Streufelder der Spektrometernagneten machen eine Versetzung der Photomultiplier und dazugehörige Elektronik zur Seite, weg vom Strahlbereich, erforderlich [85]. Im Falle der hinteren SciFi-Stationen beträgt dieser Abstand etwas mehr als 1m, und muss mit optischen Leitern überbrückt werden. Dies stellt eine bessere Lösung als durchgehende Szintillatoren dar, zumal der Lichtverlust über die gleiche Strecke im Szintillator durch Autoabsorptionseffekte um etwa das Dreifache höher ist als in Lichtleiterfasern [86].

Die Verbindungsstelle zwischen szintillierender und optischer Faser wird durch Zusammenschweißen der beiden hergestellt, zumal Untersuchungen ergeben hatten, dass herkömmliche Klebstoffe, nachdem sie längerfristig hohen Strahlraten ausgesetzt worden waren, trübe wurden und die optischen Eigenschaften an den Faserübergängen dadurch beeinträchtigt worden waren [87]. Bei benachbarten Kanälen wird diese Schweißstelle seitlich um einige Millimeter versetzt, so dass keine mechanische Schwachstelle des Moduls entsteht [84].

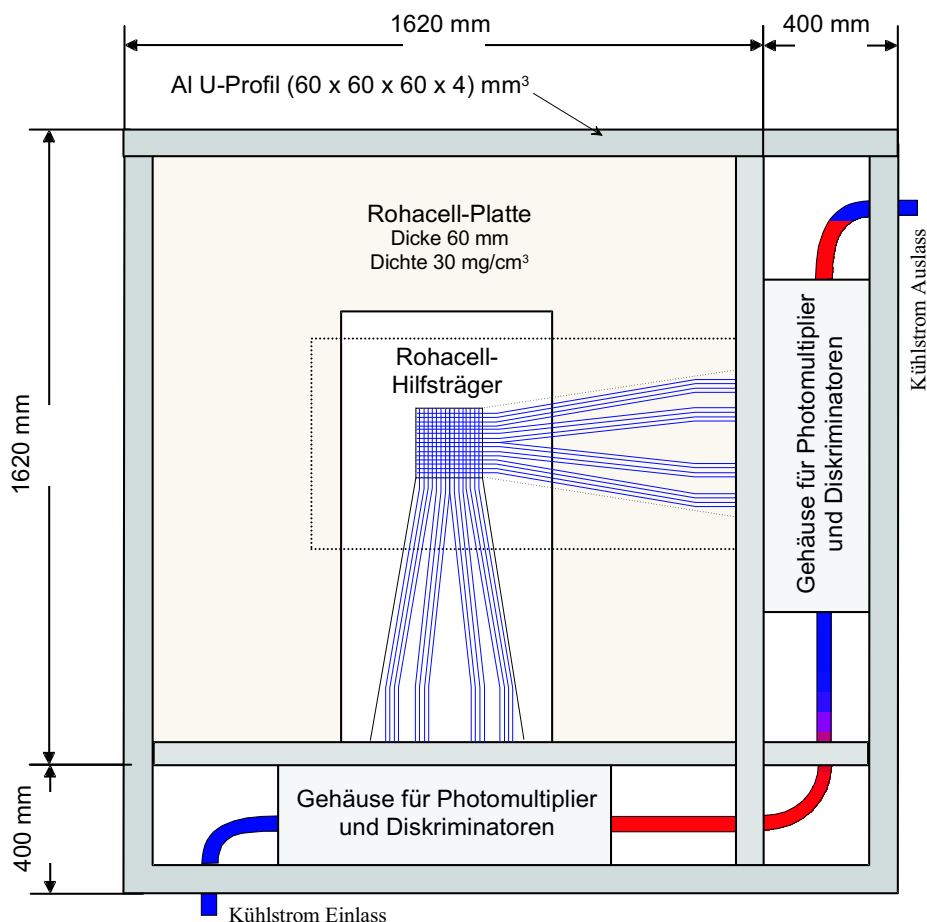


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Trägerstruktur für Faserhodoskope, Photomultiplier, Diskriminatoren und Kühlvorrichtung der SciFi-Hodoskope am Einsatzort am CERN.

4.2.2 Der Hamamatsu H6568 Photomultiplier

Es werden bei den in Bonn/Erlangen entwickelten Faserhodoskopen 16-Kanal Photomultiplier der Baureihe H6568 der japanischen Firma Hamamatsu Photonics eingesetzt [88]. Diese zeichnen sich gegenüber ihren Vorgängern durch ein sehr gutes Rausch- und Übersprechverhalten sowie eine relativ gleichmäßige Verstärkung zwischen den einzelnen Kanälen [89] aus.

Die 16 Kanäle des H6568-Photomultipliers sind in einer 4 x 4 Matrix gerastert (Abbildung 4.5). Jede Photokathode besitzt eine aktive Fläche von 4 mm x 4 mm, bei einem Zwischenabstand von 0.5 mm. Der spektrale Empfindlichkeitsbereich der Kathoden erstreckt sich von 300 nm bis 650 nm bei einer maximalen Quanteneffizienz³ von 20%, die bei etwa 420 nm erreicht wird. Jeder Photomultiplierkanal besteht aus einer unabhängigen zwölfstufigen Dynoden-Kette, mit welcher Verstärkungen von bis zu $5 \cdot 10^7$ erzielt werden können.

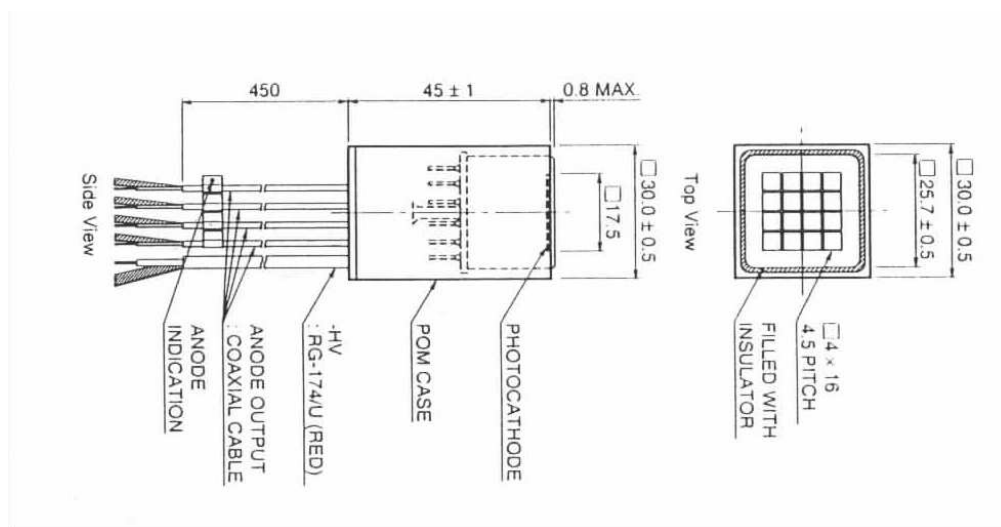


Abbildung 4.5: Der 16-Kanal Photomultiplier H6568 mit seinem 4x4 Kathode-Muster.

Die hohen Verstärkungen brachten anfänglich das Problem mit sich, dass die Spannungen in den hinteren Dynoden-Stufen bei hohen Raten durch den hohen Elektronenfluss an den Dynoden eingebrochen sind. Nach ausführlichen Untersuchungen wurde in Zusammenarbeit mit der Firma Hamamatsu diese Schwierigkeit überwunden, indem die letzten drei Dynoden mit einer zusätzlichen, unabhängigen Spannung versorgt wurden (die so genannte *Booster-Basis*) [86, 84].

³ \approx der Wahrscheinlichkeit, dass ein eintreffendes Photon ein Elektron auslöst

4.2.3 Auslese der SciFi Stationen

Das Auslesekonzept des COMPASS-Experiments sieht vor, dass alle Signale möglichst nah am Entstehungsort digitalisiert werden und als Treffer- und/oder Zeitinformationen weitergeleitet werden (siehe hierzu Abschnitt 3.7). Bei den SciFi-Stationen befinden sich die Diskriminatoren in Kästen, die an der Seite des jeweiligen Station hängen. Dabei beträgt die maximale Kabellänge vom Photomultiplierausgang zur Diskriminatorplatine ca. 40 cm. Auf den Diskriminator-Platinen werden die digitalisierten Trefferinformationen gepuffert, bis ein Triggersignal vom CATCH-Modul (siehe Abschnitt 3.7) empfangen wird. Kommt kein Triggersignal, so werden die Informationen verworfen. Zwei Besonderheiten dieses Auslesemodus seien an dieser Stelle gesondert behandelt: Doppelschwellen-Diskrimination und die Doppelpräzision-Auslese.

Doppelschwellen-Diskrimination

Es werden bei den in Bonn/Erlangen gefertigten SciFi-Hodoskopen in der Regel je Kanal zwei Diskriminatorschwellen, *high* und *low*, eingesetzt. Einzige Ausnahme in den Strahlzeiten 2002 und 2003 bildete die Diagonalebene FI06V. Die verwendeten Peak-Sensing-Diskriminatorplatinen [90] wurden aufgrund ihrer besseren Zeit- und Doppelpulsauflösung⁴ von 450ps bzw. 15ns ausgewählt. Gebrauch wurde jedoch nicht von dem Peak-Sensing-Modus gemacht, bei dem bei koinzidenten Signalen auf benachbarten Kanälen das Ereignis dem Kanal mit der höheren Amplitude zugeordnet wird, da man für die Analyse der Leistungscharakteristika der Stationen auf keine Information verzichten wollte [84].

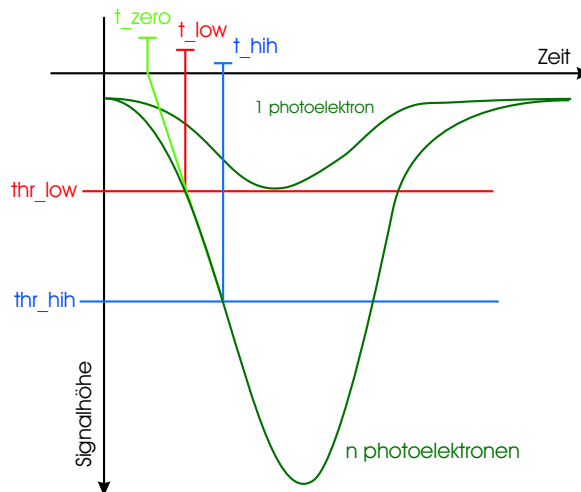


Abbildung 4.6: Das Einsetzen von zwei Schwellen bei verschiedenen festgelegten Bruchteilen der Signalhöhe macht durch Zeit-Null-Extrapolation eine Verbesserung der Genauigkeit der Zeitinformation möglich [nach[84]].

⁴= dem minimalen zeitlichen Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Analogsignalen, von denen der Diskriminator zwei getrennte logische Ausgangssignale erzeugen kann

Von dem Zwei-Schwellen-Verfahren erhofft man sich im Wesentlichen zwei Vorteile:

1. Da aus Kostengründen auf ADC-Auslese zur Amplitudenbestimmung verzichtet werden musste, nutzt man die Doppelschwelenauslese, um die Amplituden der Analogsignale zu überwachen. Ein Einbruch in der Signalhöhe macht sich dadurch bemerkbar, dass sich die Zeitdifferenz zwischen den beiden Schwellen erhöht. Durch eine Verschiebung im aufgenommenen $t_{high} - t_{low}$ -Spektrum lässt sich die Amplitude mit einer Genauigkeit von ca. 5% feststellen [87], was für eine grobe Online-Überwachung durchaus ausreichend ist.
2. Zudem besteht die Möglichkeit, mit Doppelschwelle-Auslese die erreichbare Zeitaufösung in manchen Ereigniskategorien durch das Zeit-Null-Extrapolationsverfahren deutlich zu verbessern (Abbildung 4.6). Für detaillierte Untersuchungen zu diesem Verhalten wird auf [84, 91] verwiesen.

Die einzelnen Schwellen für jeden Detektorkanal wurden endgültig zu Beginn der Strahlzeit 2003 festgesetzt⁵. In speziellen Runs vor Anfang der physikalischen Datennahme wurden stufenweise die high-Schwellen in 20 mV Schritten ab 240 mV erniedrigt, während die low-Schwellen in 20 mV Schritten ab 20 mV erhöht wurden. Die Zählraten für jeden Kanal bei jeder Triggereinstellung wurden dann extrahiert und aufgetragen. Diese Kurven wiesen im Idealfall bei mittleren Schwellen, die zwischen dem Bereich elektrischen Rauschens und der Signalhöhe lagen, ein Plateau auf, bei der die Zählraten nahezu konstant blieben. Vom ersten Wendepunkt dieses Plateaus konnten Geraden-Fits gezogen werden bis hin zu dem Punkt, wo die Zählrate auf 10% dieses Ausgangsniveaus gefallen war. Es wurde angenommen, dass dieser Punkt ein Maß für die Signalhöhe ist. Von diesem Fit wurden die einzustellenden Schwellen ermittelt, festgelegt auf 20 bzw. 37 % der auf diese Weise bestimmten Signalhöhe (t_{low} bzw. t_{high}).

Doppelpräzision-Auslese und CATCH-Belegung

Es werden im normalen Betriebsmodus im internen Ringpuffer der Diskriminatorplatinen bis zu acht Treffer pro Kanal gespeichert, während auf die Triggerscheidung gewartet wird. Es besteht jedoch die Möglichkeit, im so genannten ‘*Double-Precision-Modus* bis zu doppelt so viele Treffer zwischenspeichern. Dies ist verbunden mit einer Verbesserung der Zeitaufösung im TDC von etwa 130ps pro Bin auf 65 ps. Dazu muss, um am CATCH den Datenfluss noch zu bewältigen, jeder Kanal auf zwei nebeneinander liegende Eingänge verzweigt werden.

⁵Im Falle von Einbrüchen oder sonstigen Änderungen in der Signalhöhe ist eine Neueinstellung der Schwellen bei einem beliebigen Kanal im Prinzip jederzeit möglich. Im laufenden Strahlbetrieb will man jedoch so weit wie möglich auf Eingriffe auf die Apparatur verzichten, um eine Beeinflussung der zu vermessenden Asymmetrien weitestgehend zu vermeiden.

Spalte	z.B.	Bedeutung
1	FI06X1__	Offizieller Name der ausgelesenen Detektorebene
2	160	Kennziffer des CATCH
3	4	CATCH-Portnummer (0,4,8 oder 12)
4	0x114	Geographischer-ID des CATCH
5	0	Erster durch diese Zeile erfasste Port-Eingang
6	4	Inkrementierungsschritt der erfassten Eingänge
7	8	Anzahl der erfassten Eingänge
8	0	Kennzahl des ersten erfassten Detektorkanals
9	7	Kennzahl des letzten “ “ “
10	1	Inkrementierungsschritt der erfassten Kanäle
11	-1	Kanalspezifische Information, hier: -1 = low-Schwelle

Tabelle 4.2: Zusammenstellung eines Mapping-XML-Files mit der ersten oben stehenden Zeile als Beispiel. Sie liest sich folgendermaßen: “CATCH 160, Port 4: Eingang 0 und dann jeder 4. weitere Eingang, 8 insgesamt, entsprechen Detektorkanälen FI06X1__ 0 bis 7 durchgehend, low-Schwelle”.

Um die Verbindung zwischen den elektronischen Kanälen herzustellen, auf denen Trefferinformationen gespeichert sind, und den real existierenden Detektorkanälen, wo die Signale erst entstanden, muss ein so genanntes *Mapping* vorgenommen werden. Dieses fließt in eine späteren Analyse der Daten ein und gibt dabei die topographische Verteilung der Hits in den Detektorebenen wieder. Diese Mappings sind bei COMPASS zentral gespeicherte Files im XML-Format, die die einem Detektor zugeordneten CATCH-Ports auflisten und diesem die zugehörigen physikalischen Detektorkanäle zuordnen. Dabei muss z.B. bei den SciFis beachtet werden, dass bei den meisten Ebenen wegen Doppelschwelle und Doppelpräzision ein Detektorkanal vier elektronische Kanäle beansprucht. Die den ersten acht Detektorkanälen entsprechenden Zeilen des Mappings lauten:

```
<!-- 6X: DThr, DP -->

<!--Low threshold:-->
  FI06X1__ 160 4 0x114 0 4 8 0 7 1 -1
  FI06X1__ 160 4 0x114 1 4 8 0 7 1 -1

<!--High threshold:-->
  FI06X1__ 160 4 0x114 2 4 8 0 7 1 1
  FI06X1__ 160 4 0x114 3 4 8 0 7 1 1
```

Tabelle 4.2 gibt die Bedeutung der einzelnen Spalten des Mappings wieder.

4.3 Online-Überwachung der Hodoskope

4.3.1 Online-Spektrum-Monitoring mit *COOL*

Zur Überwachung aller Detektor-Stationen im Strahlbetrieb wird COMPASS-intern die eigens entwickelte, auf ROOT [79] aufbauende *COOL*-Software ver-

wendet. Diese nimmt einen gewissen Anteil aller Events als eine Art statistisches Sample aller einfließenden Ereignisse. Innerhalb des COOOL-Rahmens ist es Aufgabe jeder Detektorgruppe festzulegen, welche Größen bzw. Spektren überwacht werden sollen. Bei den Bonn/Erlangen SciFis sind das:

1. die Strahlprofile jeder einzelnen Ebene, wobei die Spektren von den als low und den als high bezeichneten Kanälen getrennt dargestellt werden (z.B. Abbildung 4.7);
2. die Zeitinformationen von low- und high-Kanälen;
3. die Multiplizität der registrierten Ereignisse;
4. zur Amplitudenüberwachung (siehe hierzu Abschnitt 4.2.3), das Differenzspektrum der beiden Zeiten $t_{high} - t_{low}$;
5. die *stat*-Variable, die wiedergibt, wie viele Treffer nur die gesetzte low-Schwelle überschritten ($stat = +1$), wie viele beide, high und low ($stat = 0$), und ggf. wie viele nur high ($stat = -1$). Dass Treffer die high-Schwelle überschreiten, ohne schon die low-Schwelle überschritten zu haben, liegt an der hohen zeitlichen Belegung in den low-Kanälen. Dieser Fall tritt immerhin in fast 2% der Fälle auf (Abbildung 4.8). High- und low-Zeitinformationen werden miteinander verbunden, indem innerhalb eines Ereignisses nach high-Zeiten in einem Kanal gesucht wird, die der Bedingung (in TDC-Kanälen) $t_{low} - 25 \leq t_{high} \leq t_{low} + 50$ genügt. Bei Doppelpräzision-Auslese entspricht diese Bedingung etwa $t_{low} - 1.6 \text{ ns} \leq t_{high} \leq t_{low} + 3.2 \text{ ns}$.

Es besteht innerhalb des COOOL-Programms die Möglichkeit, auch die Rohdaten in einer ntuple-ähnlichen Struktur, dem *ROOT-tree*, zur Bearbeitung zu einem späteren Zeitpunkt in eine Datei zu schreiben. Dabei werden für jedes Ereignis die Trefferkanäle, die dazugehörigen Zeit-Informationen (eine high- oder eine low-Zeit) und die *stat*-Variable gespeichert.

Ein solcher ROOT-tree kann auch mit der COOOL-Software von einem beliebigen Datenfile auf Band erstellt werden. Auf diese Weise wurden die Daten zur detektorspezifischen Kalibration und Analyse, welche in den folgenden Abschnitten dargestellt werden, produziert.

4.3.2 Hochspannungs - und Temperaturüberwachung mit dem DCS System

Eine weitere Möglichkeit zur Fernsteuerung bzw. Überwachung der SciFi-Hardware bietet das *Detector Control System*, DCS. Mit diesem Rechner können die Hoch- und Boosterspannung der einzelnen Photomultiplier in allen Ebenen kontrolliert werden. Durch eine Serie akustischer und visueller Alarme wird bei Überspannung, Unterstrom und bei zu hoher Temperatur um die Diskriminatorkarten bei den Detektoren gewarnt.

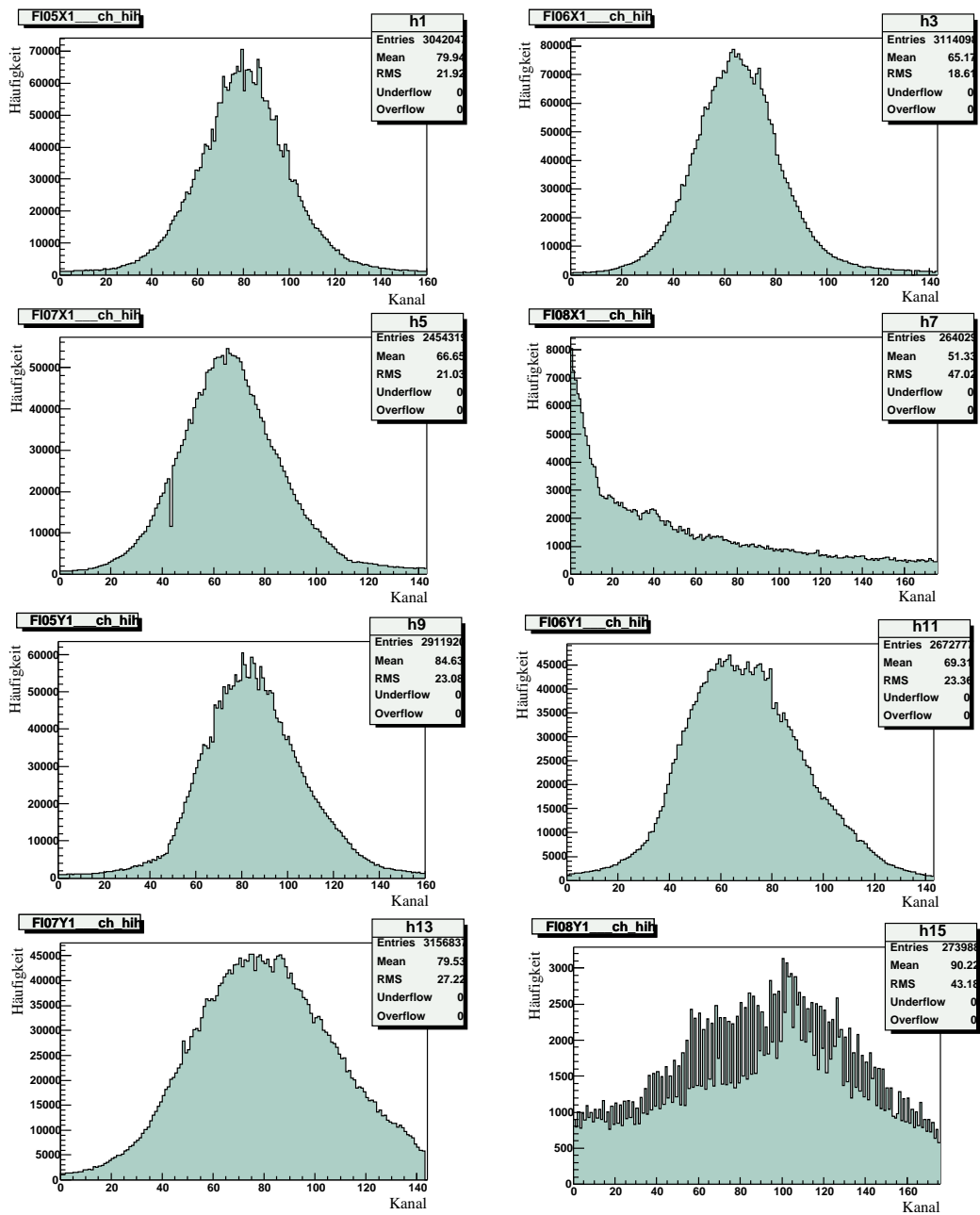


Abbildung 4.7: Strahlprofile der SciFi-Stationen FI05-08, X (obere vier Bilder) und Y (untere vier Bilder) aufgenommen durch das COOL-Program im Online-Betrieb nach Schwellenoptimierung. Die aktive Fläche von Station FI08 steht am Rande des Strahls, um gestreute Myonen im hinteren Spektrometerbereich nachzuweisen, wie man deutlich im Spektrum von FI08X erkennen kann. Dies erklärt auch den *staggering*-Effekt in der Ebene FI08Y - der Strahl streift nur noch den Rand der aktiven Fläche, und macht die Verschiebung der Schweißstelle zwischen Szintillator und Lichtleiter in jedem zweiten Kanal erkennbar (siehe Abschnitt 4.2.1).

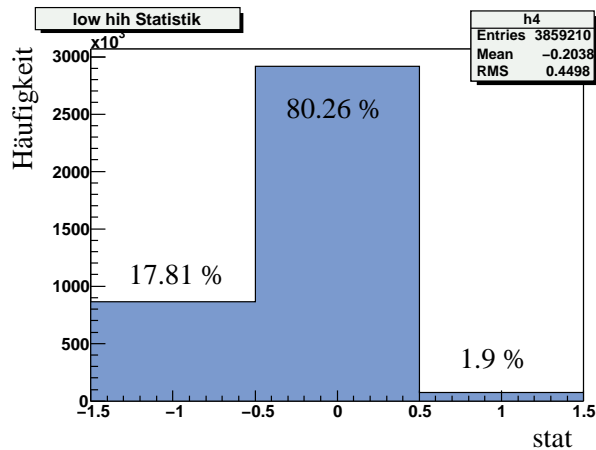


Abbildung 4.8: Häufigkeitsverteilung der *stat*-Variable. In etwa 2% der Fälle wird nur eine high-Schwelle-Zeit aufgezeichnet, eine Folge von der hohen zeitlichen Belegung (“Occupancy”) in den Puffern der low-Kanäle.

4.4 t0-Kalibration

4.4.1 Philosophie

Um den verschiedenen Laufzeiten in den einzelnen szintillierenden Fasern, in den Photomultipliern, in Kabeln und in der Elektronik für jeden einzelnen Detektorkanal Rechnung zu tragen, ist es nötig, gelegentlich eine *t0*-Kalibration durchzuführen. Ziel dieser Kalibration ist es, die Konstante zu ermitteln, bei der sich die Zeit im Mittel in einem Kanal von der fest vorgegebenen Triggerzeit unterscheidet, die in einem Ereignis für jeden Detektorkanal im Spektrometer gleich ist. Wird, sobald ermittelt, diese Kalibrationskonstante vom Zeitspektrum des jeweiligen Kanals abgezogen, so bleibt eine Verteilung um einen Nullpunkt, der jetzt für alle Kanäle gleich ist. Das heisst, die systematischen, kanalspezifischen Unterschiede werden ausgeglichen; es bleibt nur für jeden Kanal die statistische Verteilung der Laufzeiten der einzelnen Signale durch einen Kanal, bedingt in Wesentlichen durch den Punkt in einer Faser, bei der das auslösende Teilchen durchgeflogen ist, und durch die endliche Zeitauflösung des Detektors. In die weitere Analyse fließen nur noch Treffer ein, die innerhalb eines gewissen Zeitfensters um die Mitte dieser Verteilung liegen, d.h. die *triggerkorreliert* sind, und daher mit hoher Wahrscheinlichkeit einem physikalischen Ereignis entsprechen. Das Prinzip des Kalibrationsverfahrens verdeutlicht Abbildung 4.9.

Die systematischen Laufzeitunterschiede, die eine *t0*-Kalibration ausgleichen soll, sollten bei gleichbleibender Hardware etwa konstant bleiben während einer Strahlzeit. Dennoch gebietet es sich, regelmäßig eine erneute Kalibration durchzuführen, da z.B. Temperatureffekte über den Verlauf einer Strahlzeit Wirkung auf effektive Kabellängen haben kann. In Laufe des Sommers 2003 hat man etwa festgestellt, dass die Kalibrationskonstanten der BMS-Stationen ein Tag-Nacht-Verhalten aufwiesen, hauptsächlich wegen des etwa 40m-langen koaxialen

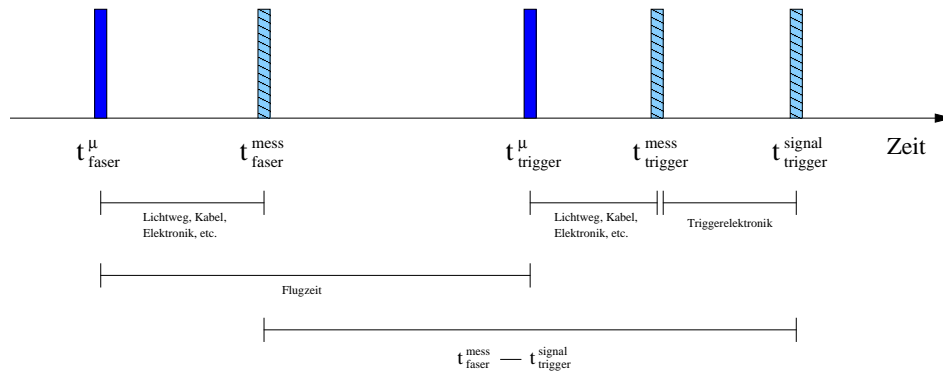


Abbildung 4.9: Fliegt ein Myon mit nahezu Lichtgeschwindigkeit durch das Spektrometer, so kann die Flugzeitdifferenz $t_{faser}^{\mu} - t_{trigger}^{\mu}$ zwischen den SciFi-Signalen und dem Trigger-Signal für ein Ereignis als konstant angenommen werden. Ebenfalls konstant ist die Verarbeitungszeit des Triggers $t_{trigger}^{\mu} - t_{trigger}^{signal}$. Die gemessene Zeitdifferenz $t_{faser}^{mess} - t_{trigger}^{signal}$ sollte eine δ -Funktion ergeben, wegen der Laufzeitunterschiede in den einzelnen SciFi-Kanälen kommt eine Gaussverteilung zu Stande. Der Ermittlung der mittleren Zeitdifferenz dient der Kalibrationsprozess.

Kabels, das die Signale durch den Strahlführungstunnel führte. Obgleich solch drastische Effekte bei den SciFis mit ihren viel kürzeren Laufwegen nicht zu erwarten sind, wurde dennoch bei stabiler Hardware mindestens einmal in jeder Woche eine neue Kalibration durchgeführt. Bei Hardware-Eingriffen, z.B. beim Austauschen eines CATCH-Moduls, so wie es im Laufe einer Strahlzeit mehrmals vorkam, wurde ebenfalls eine neue Kalibration durchgeführt. 2002 wurden die Kalibrationen nachträglich am Ende der Strahlzeit für mehrere Runs in regelmäßigen zeitlichen Abständen gemacht; insgesamt waren es zwölf Kalibrationen, was etwa einer Kalibration pro Woche physikalischer Datennahme entspricht. Während der Strahlzeit 2003 verlief der Kalibrationsprozess weitgehend parallel zur Datennahme. Es wurden insgesamt 20 Kalibrationen durchgeführt, schwerpunktmäßig in den ersten Wochen, wo noch einige Hardware-Verbesserungen durchgeführt wurden. Alle Szintillierende-Faser-Hodoskope, sowohl die in Bonn/Erlangen als auch die in Japan gebauten, wurden gleichzeitig kalibriert.

4.4.2 Der Kalibrationsalgorithmus

Es wurden in regelmäßigen zeitlichen Abständen, während der Strahlzeit 2003 im Mittel etwa alle zwei bis vier Tage, von einem Run, vorzugsweise von mehreren Eventbuildern, Datenfiles mit COOL dekodiert, und ROOT-trees ausgeschrieben. Diese einzelnen trees wurden dann zu einem größeren tree zusammengefasst. Um die für eine verlässliche Kalibrationen nötige Statistik zu erlangen, bedarf es einer Ereignisanzahl von mindestens etwa 250 000. Dies stellt sicher, dass auch die Kanäle in der Ebene FI08X, die außerhalb des Strahls standen und daher eine sehr niedrige Zählrate aufwiesen, adäquat gefüllt sind. Dies erfordert das Dekodieren und Zusammenfassen von im Schnitt zehn Datenchunks von ca. 1 GB Größe.

Zur Kalibration selber wurden auf C++ basierende Scripts für die ROOT-Umgebung geschrieben, die den Prozess weitgehend automatisierten. Für jeden SciFi-Kanal wurde ein Spektrum der triggerkorrelierten Zeitinformationen für beide Schwellen erstellt, durch welches man einen Gaußfit für den triggerkorrelierten Zeitpeak auf einem als konstant angenommenen Untergrund zog. Zur Berechnung des Untergrundes wurde ein Mittelwert über die Einträge in jeweils 100 TDC-Kanäle in den Bereichen zur Seite des Peaks ausgerechnet. Der Mittelwert des auf diese Weise erzeugten Fits diente dann als Kalibrationskonstante, die dann von allen Zeiten der entsprechenden Schwelle in dem Detektorkanal abgezogen wurde, um ein um Null verteiltes Zeitspektrum zu gewinnen (Abbildung 4.10).

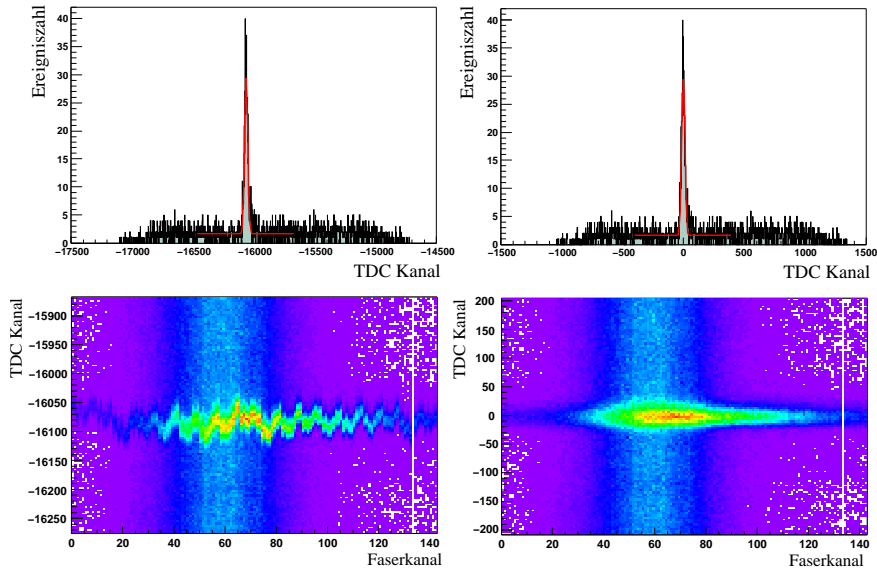


Abbildung 4.10: Zeitkalibration der SciFi-Ebene FI06X. Laufzeitunterschiede zwischen einzelnen Detektorkanälen (**links**) werden ausgeglichen (**rechts**).

4.4.3 Beflagung von 'schlechten' Detektorkanälen

Wichtig bei der Detektorkalibration ist es, dass zusätzlich zur Kalibrationskonstante auch Informationen zum Status des Kanals zum Zeitpunkt der Kalibration angegeben werden, damit bewertet werden kann, ob die Daten von diesem Kanal nützlich sind. Zu diesem Zwecke sieht das offizielle COMPASS-Format vor, jeden Kanal mit einer zusätzlichen Flagge zu versehen, die diese Information wiedergibt und die im Normalfall auf 0 gesetzt ist. Es werden jedoch auch andere, folgende Beflagungen eingesetzt:

- **flag = 2** weist auf einen schlechten Gaußfit zur Zeitverteilung hin, dessen σ kleiner 4 oder größer 20 TDC-Kanäle ist (im Normalfall wird $\sigma \approx 10$ erwartet);

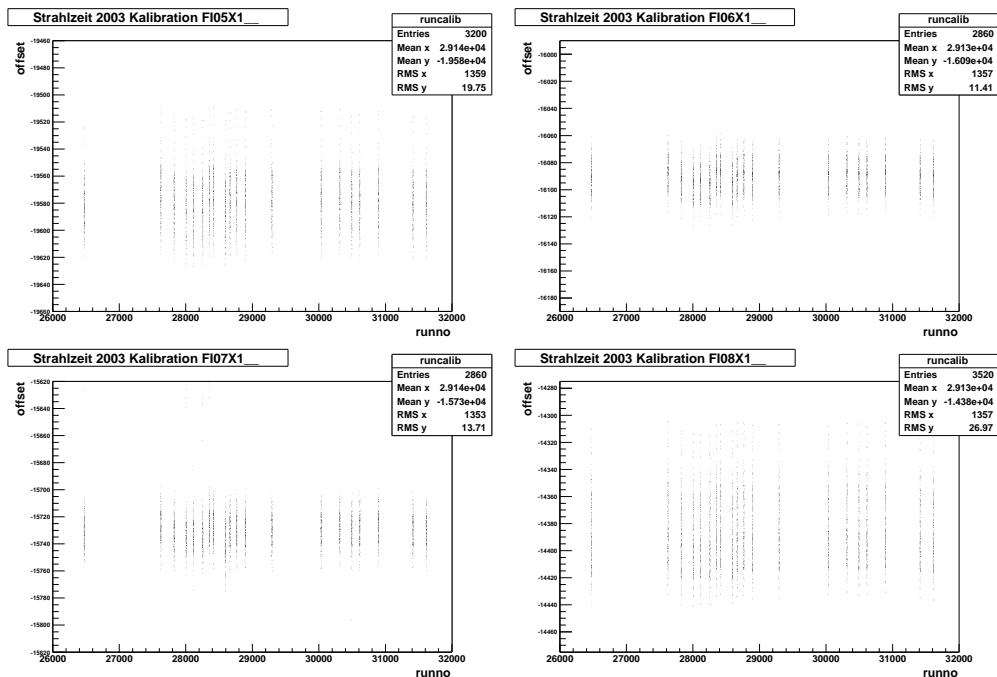


Abbildung 4.11: Stabilität der Kalibrationsdaten während der Strahlzeit 2003. Aufgetragen sind die Kalibrationskonstanten für die einzelnen Kanäle einer Detektorebene (5X, 6X, 7X, 8X) für alle Runs, bei denen t0-Kalibrationen durchgeführt wurden. Die Verteilungsbreite der Konstanten über eine Ebene und die Konstanten selber bleiben weitgehend stabil.

- **flag = 3** weist auf einen verrauschten Kanal hin, der jedoch kalibriert werden kann - Auslöser ist eine Zahl der Einträge in einem Histogramm, die weniger als 200mal so groß ist wie der ermittelte Untergrund pro Histogramm-Bin, bei einem ermittelten Peak der Verteilung, der weniger als dreimal so groß ist wie der Untergrund;
- **flag = 5** weist auf einen toten Kanal hin, der weniger als 200 Einträge im ganzen Zeitspektrum aufweist;
- **flag = 8** weist auf anderweitige Gründe zur Vorsicht bei dem beanstandeten Kanal, die jedoch nicht zum Verwerfen von Treffern führen müssten, wie etwa ein Doppelpeak.

Das Kalibrationskript weist automatisch auf die beanstandeten Kanäle hin, die dann mit bloßem Auge näher untersucht werden, um nachzuprüfen, ob an ihnen tatsächlich etwas falsch ist. Bei *flag* = 2 und *flag* = 5 werden Treffer in den betroffenen Kanälen bei der Datenproduktion automatisch nicht berücksichtigt; bei *flag* = 3 und *flag* = 8 hingegen schon. Letztere fungieren also nur als Mahnung zur Vorsicht der späteren Verwendung der Daten von diesen Kanälen.

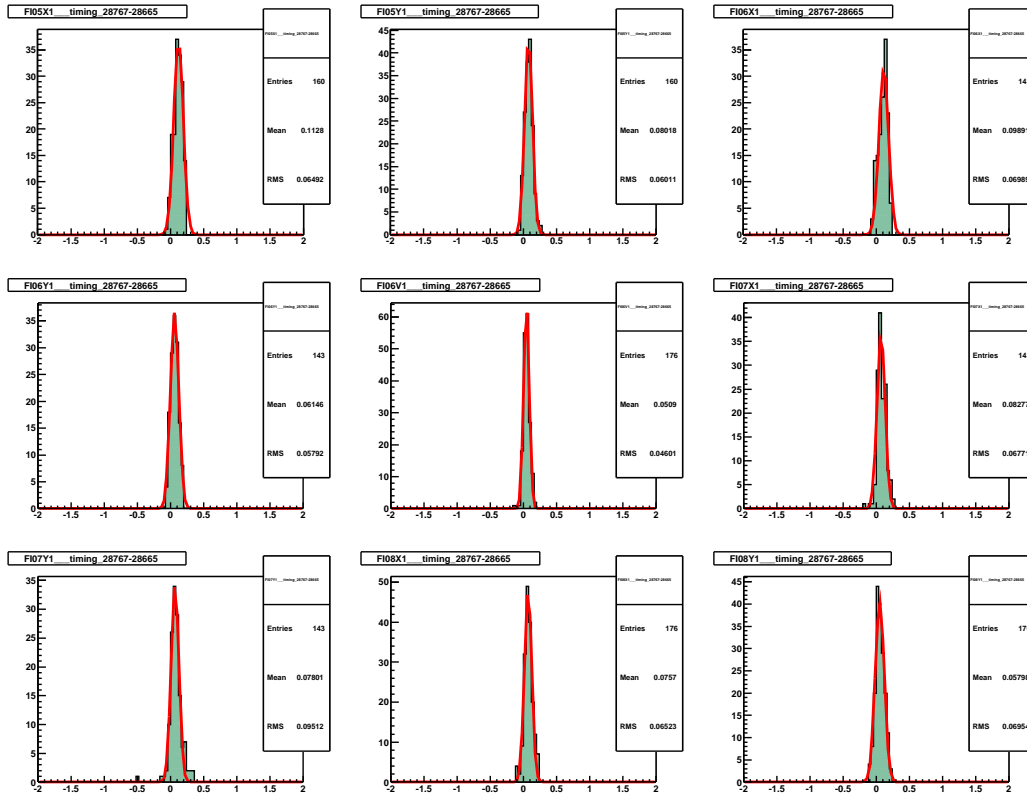


Abbildung 4.12: Schwankungen in den Kalibrationskonstanten zwischen zwei Runs (28665,28767), die etwa zwei Tage auseinander liegen. Aufgetragen ist $t_0^{28767} - t_0^{28665}$ in ns für jeden Kanal aller Bonn/Erlangen SciFi-Ebenen. Die mittlere Schwankung eines einzelnen Kanal über diesen Zeitraum beträgt zwischen 50 und 100 ps - etwa 1 - 1.5 TDC-Kanälen im Double-Precision-Modus.

Aus den Statistiken zur Beflagung lässt sich ein einfaches Bild der Zuverlässigkeit der SciFi Stationen im Strahlbetrieb bilden. Dabei wird die Stundenzahl, während der sich ein einzelner Kanal oder ein Kanalblock laut Kalibration in einem mit 2 oder 5 beflaggten Zustand befand, kalkuliert und auf die Gesamtzahl der 'Kanalstunden' über die Strahlzeit bezogen. In der Strahlzeit 2003 war die Zahl der betroffenen Kanäle generell gesunken; in der zweiten Hälfte der Strahlzeit war die Zuverlässigkeit auf fast 100% gestiegen. Nur ein SciFi-Kanal ganz am Rande (FI07Y Nr. 0) stellte sich als unwiederbringlich unbrauchbar heraus.

4.4.4 Stabilität der Kalibrationen

Über die gesamte COMPASS Strahlzeit in 2003 war es möglich, ein Bild der Stabilität der Zeitkalibrationen zu gewinnen, d.h., inwiefern die Kalibrationskonstanten über einen längeren Zeitraum sich änderten. Es wurde festgestellt, dass für eine gesamte Ebene sich keine langfristigen Änderungen in der Verteilung der Kalibrationskonstanten ergeben. Auch die Verteilungen der Dif-

Strahlzeit	Gesamtzahl Kanalstunden ($\times 10^6$)	<i>davon fehlend</i>	Zuverlässigkeit %
2002 ⁶	1.78	13507	99.2
2003	3.10	9148	99.7
2003 (ab 08.08)	1.33	936	≈ 100

Tabelle 4.3: Die Zuverlässigkeit der Bonn/Erlangen SciFis in den Strahlzeiten 2002 und 2003 (Summation der Auszeiten aller Kanäle)

ferenzen der Kalibrationskonstanten zwischen zwei Kalibrationsruns ergaben, dass die Schwankungen für einzelne Kanäle sich in einem Bereich unter 100 ps bewegt. Somit kann mit einer relativ geringen Kalibrationsdichte zuverlässige Zeitinformation von den SciFis gewonnen werden. Abbildungen 4.11 und 4.12 verdeutlichen diesen Sachverhalt.

4.5 Effizienzbestimmung

Das Prinzip aller Algorithmen zur Bestimmung der Nachweiseffizienz eines Detektors besteht darin, die Anzahl der Treffer in der zu untersuchenden Ebene mit einer Referenzzahl in anderen Detektorebenen zu vergleichen. Man sucht nach Treffern, die zeitlich eng mit den Referenztreffern korreliert sind. In Anbetracht der sehr hohen Zählrate, die selbst in einem sehr engen Zeitfenster mehrere kombinatorische Möglichkeiten hervorbringen kann, will man möglichst auch eine geometrische Korrelation zwischen Referenz- und untersuchten Treffern. Für eine Effizienzbestimmung, die alle Treffer berücksichtigt, eignet sich wegen der Positionierung der SciFis im Strahlbereich nur ein Algorithmus unter den SciFi-Ebenen selber.

4.5.1 Tracking-Effizienz

Für produzierte Datenruns, die in die physikalische Auswertung einfließen, besteht eine Möglichkeit zur Bestimmung der Effizienz von einzelnen Detektorebenen darin, Treffer entlang rekonstruierter Teilchenspuren auszuwerten. Liegt ein Treffer in allen als Referenzebenen für eine zu untersuchende Ebene designierten Hodoskopen vor, so müsste es auch einen in der zu untersuchenden Ebene geben. Man definiert die Effizienz einer Ebene h_0 ϵ durch

$$\epsilon = \frac{N(h_0 \& h_i)}{N(h_i)} \quad (4.3)$$

wobei $N(h_i)$ die Anzahl der Ereignisse ist, bei denen in allen Referenzebenen ein Treffer registriert worden ist, $N(h_0 \& h_i)$ die Ereignisanzahl, bei der in allen Referenzebenen und in der untersuchten Ebene ein Kanal angesprochen hat. Typische globale Effizienzen für einzelne Ebenen zusammen mit den als Referenzen genommenen Ebenen sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Da die Errechnung

⁶Etwas das erste Drittel des Strahlzeit 2002 wird durch diese Statistik nicht erfasst, da die entsprechenden Daten nicht gesammelt wurden

sich auf physikalische Spuren bezieht, können bei SciFi-stations FI01 und FI02 nur die anderen Ebenen der beiden Stationen zusammen als Referenzebenen genommen werden, da Spuren vor dem Target die zu Strahlteilchen gehören im Target aufhören. Die im Allgemeinen schlechtere Effizienz der in Japan gebauten SciFi-Stationen FI01-04 im Targetbereich liegt hauptsächlich an dem kleinen Überlapp zwischen zwei benachbarten Kanäle in diesen Ebenen (siehe hierzu Tabelle 4.5), und an ihren Peak-Sensing-Diskriminatoren. Abbildungen 4.13 bis 4.15 zeigen die Effizienz von SciFi-Ebene 6X während des ganzen Verlaufs der Datenaufnahme im transversalen Target-Modus in 2002; das waren drei Perioden jeweils von etwa einer Woche (*P2B*, *P2C* und *P2H*). Bei allen Stationen bleibt die Effizienz stabil durch alle Perioden, in diesem Falle bei rund 99%.

4.5.2 Bestimmung der Drei-Ebenen-Effizienz

Die SciFi-Stationen FI03, FI04 und FI06, die eine dritte diagonale Ebenen besitzen, bieten eine weitere Möglichkeit zur Effizienzbestimmung, die auch einen geometrischen Zusammenhang der Referenz- und gesuchten Treffer berücksichtigt. Gegenüber der im vorigen Abschnitt behandelten Methode besitzt diese auch den wesentlichen Vorteil, dass die Effizienz sowohl kanalweise als auch global für eine Ebene bestimmt werden kann. Um die Effizienz einer Hodoskop-Ebene h_0 zu bestimmen, werden die anderen beiden Ebenen in der Station (h_1 , h_2) als Referenzebenen genommen. Für jedes Ereignis werden die in den folgenden Abschnitten dargestellten Schritte vollzogen.

Clustering

Zunächst werden in den zwei Referenzebenen die Zahl der kombinatorischen Möglichkeiten reduziert, indem Treffer in benachbarten Kanälen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit vom selben durchfliegenden Teilchen ausgelöst wurden, zusammengefasst werden. Dieses Verfahren nennt man *clustering*. Die zusammenfassenden Treffer müssen zeitlich sehr eng korreliert sein: ein 3σ -Schnitt ausgehend von der Verteilung der Zeitdifferenzen der benachbarten Treffer wird als Grenze genommen. Bei der Station FI06 entspricht dies einem Schnitt von ± 40 TDC-Kanälen, im Double-Precision-Modus mit 65 ps pro TDC-Kanal also etwa ± 2.6 ns. Für die in Japan gebauten SciFi-Stationen, deren geometrisch sehr kleiner Überlapp zwischen benachbarten Detektorkanälen und Peak-Sensing-Diskriminationsmodus benachbarte Treffer von vorn herein auf ein Minimum reduzieren, wirkt sich dieses Auswahlverfahren kaum auf die Zahl der zu bearbeitenden Treffer aus; bei den in Bonn/Erlangen gebauten SciFis hingegen wird die Zahl der Treffer pro Event von durchschnittlich etwa 16 auf 9, das Niveau der japanischen SciFis, unterdrückt, und die Zahl der kombinatorischen Möglichkeiten bei zwei Ebenen um etwa $16^2/9^2$, also um einen Faktor drei, reduziert (Tabelle 4.5). An dieser Stelle besteht auch die Möglichkeit, die Zahl der Treffer weiter durch die Wahl eines triggerkorrelierten Zeitfensters einzugrenzen. Dadurch werden alle Hits verworfen, deren kalibrierte Zeiten um mehr als einen vom Benutzer vorgegebenen Wert vom Nullpunkt für den angesprochenen

Ebene	Referenz	Effizienz %	Statistik
FI01X	1Y,2X,2Y	95.7	$4.6 \cdot 10^7$
FI01Y	1X,2X,2Y	92.2	$4.8 \cdot 10^7$
FI02X	2Y,1X,1Y	95.0	$4.7 \cdot 10^7$
FI02Y	2X,1X,1Y	95.1	$4.7 \cdot 10^7$
FI03X	3Y,3U,4X,4Y,4U	91.8	$5.0 \cdot 10^7$
FI03Y	3U,3X,4X,4Y,4U	92.2	$5.0 \cdot 10^7$
FI03U	3X,3Y,4X,4Y,4U	91.9	$5.0 \cdot 10^7$
FI04X	4Y,4U,3X,3Y,3U,5X,5Y	94.0	$3.8 \cdot 10^7$
FI04Y	4U,4X,3X,3Y,3U,5X,5Y	93.9	$3.8 \cdot 10^7$
FI04U	4X,4Y,3X,3Y,3U,5X,5Y	91.4	$3.9 \cdot 10^7$
FI05X	5Y,4X,4Y,4U,6X,6Y,6V	97.8	$2.9 \cdot 10^7$
FI05Y	5X,4X,4Y,4U,6X,6Y,6V	98.4	$2.9 \cdot 10^7$
FI06X	6Y,6V,5X,5Y,7X,7Y	99.0	$1.2 \cdot 10^7$
FI06Y	6V,6X,5X,5Y,7X,7Y	99.0	$1.2 \cdot 10^7$
FI06V	6X,6Y,5X,5Y,7X,7Y	97.2	$1.2 \cdot 10^7$
FI07X	7Y,6X,6Y,6V,8X,8Y	97.8	$0.5 \cdot 10^7$
FI07Y	7X,6X,6Y,6V,8X,8Y	96.0	$0.5 \cdot 10^7$
FI08X	8Y,7X,7Y	97.4	$0.5 \cdot 10^7$
FI08Y	8X,7X,7Y	96.9	$0.5 \cdot 10^7$

Tabelle 4.4: Die über Spurrekonstruktion ermittelten Effizienzen der SciFi-Stationen. Die Statistik erfasst alle physikalische Datenruns der Periode 2002-P2C.

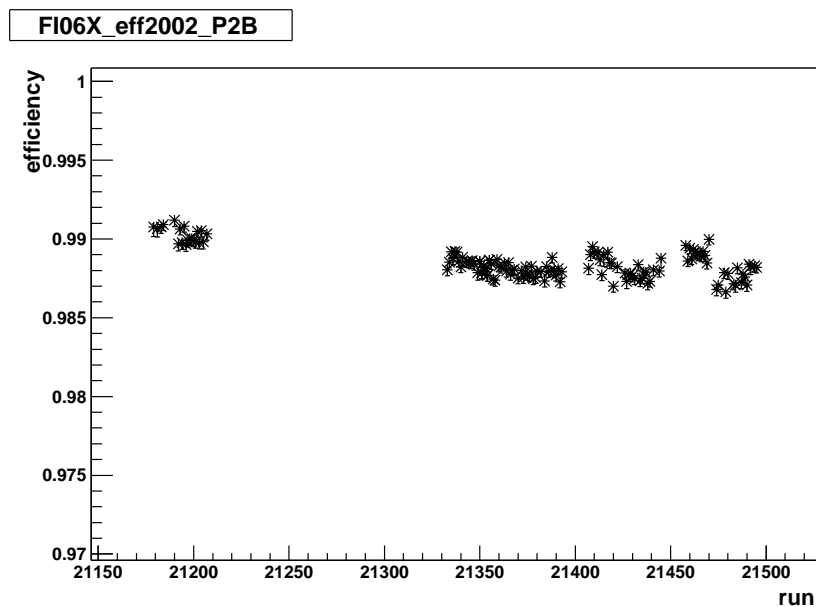


Abbildung 4.13: Tracking-Effizienz der SciFi-Station 6X in der Periode 2002-P2B. Die Unterbrechung in der Aufnahme physikalischer Daten zwischen runs 21200 und 21330 ist auf ein Vakuum-Leck im Target zurückzuführen.

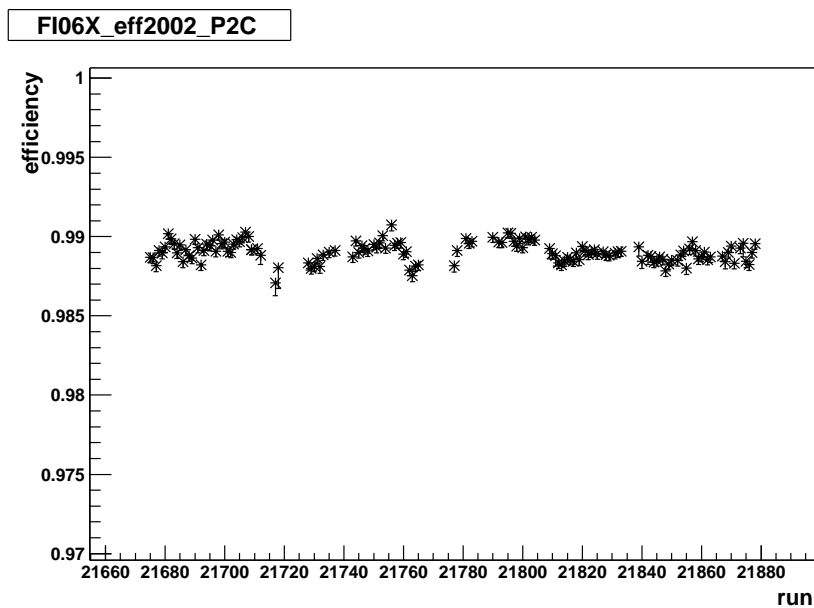


Abbildung 4.14: Tracking-Effizienz der SciFi-Station 6X in der Periode 2002-P2C.

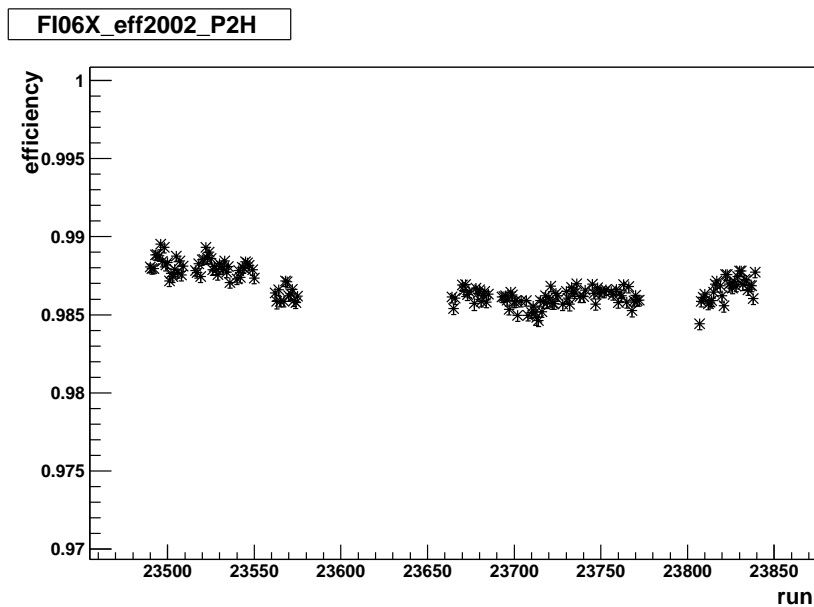


Abbildung 4.15: Tracking-Effizienz der SciFi-Station 6X in der Periode 2002-P2H. Die Unterbrechung in der Aufnahme physikalischer Daten zwischen runs 23570 und 23660 rührt von der in dieser Periode vorgesehenen Umpolarisierung des Targets her.

	SciFiJ (FI03)	SciFiG (FI06)
Totaler Faserradius [mm]	0.25	0.50
Aktiver Faserradius [mm]	0.235	0.44
Pitch [mm]	0.43	0.7
Überlapp benachbarter Fasern [mm]	0.04	0.18
Überlapp (% aktiver Radius)	17%	41%
Multiplizität (vor Clustering)	8.7	15.6
Multiplizität (nach Clustering)	8.5	9.0

Tabelle 4.5: Geometrische Eckdaten der japanisch- und deutsch- gebauten SciFis, mit durchschnittlichen Multiplizitäten pro Ereignis. Der kleine Faserüberlapp zusammen mit der Peak-Sensing-Diskrimination bei den japanischen Hodoskopern drückt die Zahl der Treffer in benachbarten Kanälen herunter; bei den deutschen Scifis werden alle Treffer gespeichert und erst bei der Datenproduktion in einem clustering-Verfahren zusammengefasst.

Kanal abweichen.

Ermittlung der erwarteten Kanäle in h_0

Die Stationen FI03, 04 und 06 bestehen aus orthogonalen in x und in y auflösenden Ebenen und einer dritte Ebene (U bzw. V), die um 45° zu diesen gedreht ist. Nimmt man eine Kombination von Treffern in den zwei beliebigen Referenzebenen, so kann der erwartete Trefferkanal in der dritten Ebene durch die Formel

$$V_{pred} = off - \frac{Y - X}{\sqrt{2}} \quad (4.4)$$

wobei off ein zu bestimmender Offset ist, der die Tatsache berücksichtigt, dass die drei Ebenen nicht genau aufeinander zentriert sind. Liegt der berechneten Kanal in h_0 außerhalb des Bereiches, der durch die Projektion der aktiven Flächen der drei Ebenen definiert ist, so wird die Trefferkombination verworfen.

In einer Vorabschleife wird zunächst für jede h_1 - h_2 Kombination der geringste Abstand Δs zwischen dem aus (4.4) erwarteten Kanal und einem im Trefferfeld von h_0 tatsächlich vorhandenen Trefferkanal ausgerechnet. Dieser Wert zusammen mit der Zeitdifferenz Δt der h_1 - h_2 -Trefferkombination wird als Parameter für die Berechnung eines χ^2 -Fits,

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta s}{\sigma_{\Delta s}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{\sigma_{\Delta t}} \right)^2 \quad (4.5)$$

genommen, der als Maß für die Wahrscheinlichkeit der h_1 - h_2 -Kombination dient. Dabei sind $\sigma_{\Delta s}$ und $\sigma_{\Delta t}$ die Breiten der jeweiligen Verteilungen. Die χ^2 -Werte werden für jede h_1 - h_2 -Kombination in einer zweidimensionalen Matrix abgespeichert. Diese wird erst spaltenweise und anschließend zeilenweise abgetastet und nach dem besten χ^2 -Wert abgesucht. Stimmen die spaltenweise und zeilenweise ermittelten "besten" χ^2 -Werte überein, d.h. kommt man unabhängig zum Ergebnis, dass ein h_2 -Treffer der beste Partner für h_1 darstelle und *vice versa*,

so wird diese Kombination zu einem Trefferpaar zusammengefasst, das nun ein zeitlicher und räumlicher Referenzpunkt für die Suche nach einem Treffer in der h_0 -Ebene bildet. Wird keine Übereinstimmung gefunden, so werden die Treffer verworfen, weil kein eindeutiger Schluss bezüglich der Zusammengehörigkeit der h_1 - und h_2 -Treffer gezogen werden kann.

Errechnung der Effizienz

Wenn in der zu untersuchenden Ebene h_0 ein Treffer innerhalb eines festzulegenden Zeitfensters um die gemittelte Zeit des h_1 - h_2 -Treffers existiert, der auch räumlich mit dem erwarteten Trefferpunkt eng korreliert ist, so ist dieser Treffer effizient von h_0 nachgewiesen worden. Existiert hingegen ein solcher Treffer nicht, so trägt dieser zur Ineffizienz der Ebene bei. Die Effizienz ϵ ist einfach durch

$$\epsilon = \frac{n_{found}}{n_{pred}} \quad (4.6)$$

gegeben, wo n_{found} die Anzahl der gefundenen Treffer und n_{pred} die Anzahl der erwarteten Treffer in der untersuchten Ebene ist. Die Rechnung des Fehlers $\delta\epsilon$ in dieser Angabe muss auf einen im Prinzip asymmetrischen Fehler Rücksicht nehmen, da $\epsilon + \delta\epsilon$ keinesfalls über 100% steigen darf. Der Fehler lässt sich durch die Binomialverteilung errechnen, und lautet für ein 1σ -Vertrauensintervall [92]

$$\delta\epsilon = \frac{\frac{1}{2} \pm \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)n_{pred} + \frac{1}{4}}}{n_{pred} + 1} \quad (4.7)$$

für den unteren (+) bzw. oberen (-) Fehler. Die auf diese Weise errechneten Effizienzen für die Ebene der SciFi-Stationen FI03, FI04 und FI06 sind Tabelle 4.6 zu entnehmen, die kanalweise aufgetragene Effizienz bei normaler ($2.2 \cdot 10^8 \mu$ pro SPS-Spill) bzw. niedriger Strahlintensität ($3.5 \cdot 10^6 \mu$ pro SPS-Spill) Abbildung 4.16 (obere Reihe links bzw. rechts).

Da diese Methode zur Effizienzberechnung direkt auf die unproduzierten physikalischen Rohdaten zurückgreift, lässt sie sich zur Untersuchung z.B der Auswirkung von hoher Ereignismultiplizität auf die Effizienz eines Detektors einsetzen. Je höher die Anzahl der in einem Ereignis in einer Ebene registrierten Treffer, desto zahlreicher die kombinatorischen Möglichkeiten und umso schwieriger ist es, zusammengehörige Treffer zueinander zuzuordnen. Dieser Effekt ist in Abbildung 4.16 auf der linken Seite (hohe Strahlintensität) deutlich zu erkennen: Während im obigen Bild (Ereignisse mit allen Multiplizitäten) die Effizienz allgemein bei ca. 98% bis 99% liegt, ist die am unteren Bild (Forderung: Ereignisse mit Multiplizität 1 nach der Clustering-Prozedur) bei beinahe 100%. Diese Zahl entspricht der so genannten *intrinsischen Effizienz* des Detektors, d.h., die Wahrscheinlichkeit, dass die Hardware (szintillierende Fasern und Photomultiplier) beim Durchgang eines Teilchens anspricht. Ein weitere Möglichkeit, Zugang zu dieser intrinsischen Effizienz zu erhalten, ist die Auswertung von Runs,

23384 Normale Intensität			
Fl...	X	Y	U/V
03	96.2	96.2	96.9
	± 0.04	± 0.04	± 0.04
04	96.4	96.4	97.2
	± 0.04	± 0.04	± 0.04
06	97.6	97.4	98.4
	± 0.04	± 0.04	± 0.04

22377 Niedrige Intensität			
Fl...	X	Y	U/V
03	98.0	98.4	98.5
	± 0.1	± 0.1	± 0.1
04	98.9	98.9	99.1
	± 0.1	± 0.1	± 0.1
06	98.5	98.8	99.4
	± 0.1	± 0.1	± 0.1

Tabelle 4.6: Die durch die Drei-Ebene-Methode ermittelte Scifi-Effizienzen für normale Strahlintensität (Run 23384; links) und niedrige Intensität (Run 22377; rechts). Die Werte entstammen einer Analyse aller möglichen Kombinationen zeitlich korrelierter Treffer und stellen daher ein *worst-case scenario* dar.

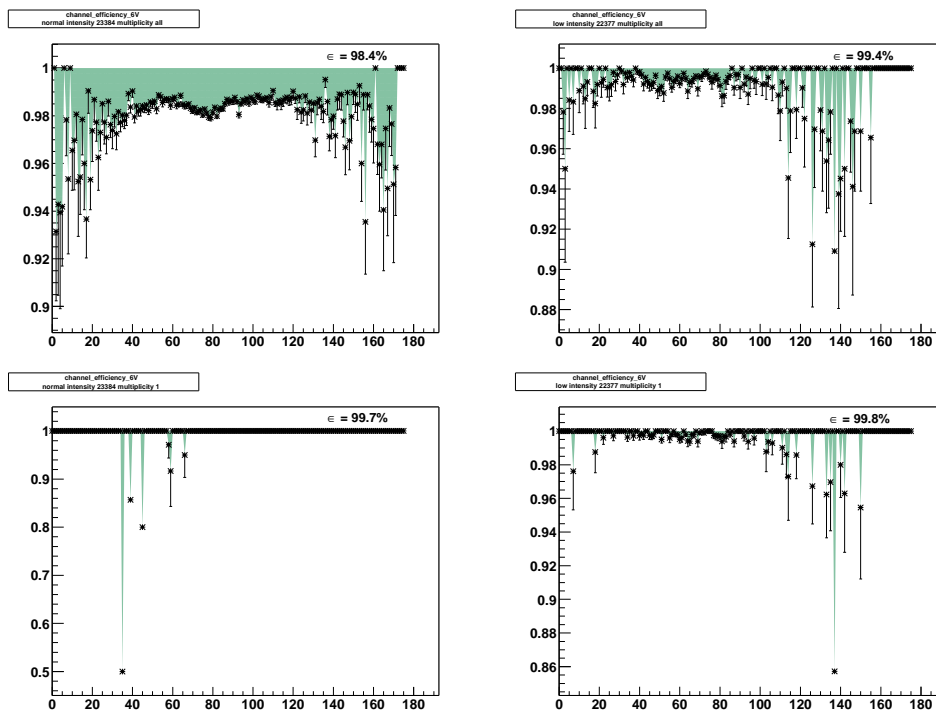


Abbildung 4.16: Effizienz von SciFi-Station 6V kanalweise aufgetragen: **links** normale Strahlintensität (Run 23384) **rechts** niedrige Intensität (Run 22377); **oben** alle Multiplizitäten zugelassen **unten** nur Ereignisse mit Multiplizität-1 in allen Ebenen. Die scheinbare niedrige Effizienz am Rande ist im Wesentlichen durch die niedrigere Statistik im Randbereich des Strahls bedingt. Die etwas verminderte Effizienz im mittleren Strahlbereich bei voller Strahlintensität und Multiplizität (oben links) ist auf Occupancy-Effekte und die hohe Ratenbelastung zurückzuführen.

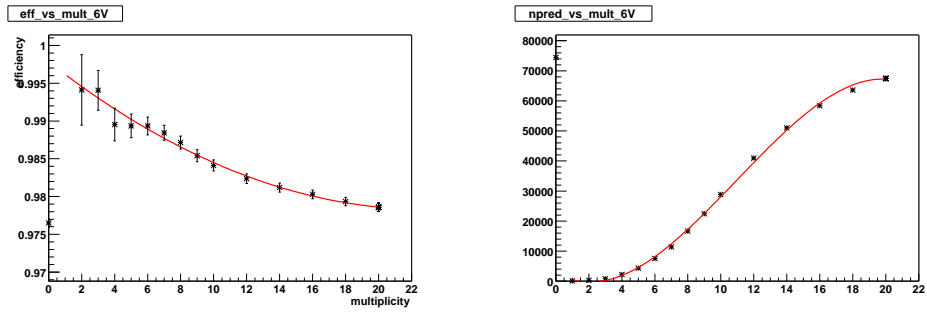


Abbildung 4.17: Effizienz (**links**) und Zahl der erwarteten Treffer (**rechts**) als Funktion der Multiplizität eines Ereignisses (Station 6V, 10000 Ereignisse) . Die Multiplizität wurde künstlich im 3-Ebene-Algorithmus zur Effizienzbestimmung unterdrückt. An der Stelle Multiplizität = 0 ist der Grenzwert eingetragen, wo alle Multiplizitäten zulässig sind. Dieser entspricht dem in Tabelle 4.6 für normale Strahlintensität angegebenen Wert, 97.6%

die bei niedriger Strahlintensität aufgenommen worden sind. Zwei solche Bilder, mit allen Multiplizitäten (oben) und nur Multiplizität-1-Ereignisse (unten) sind rechts in Abbildung 4.16 zu finden. Da die Multiplizität hier sowieso niedriger ist, ist der Anteil der Ereignisse mit Multiplizität 1 entsprechend höher. Man erhält so eine intrinsische Effizienz beispielsweise von der Station 6V von 99.8%.

Die Abhängigkeit der Effizienz von der Multiplizität, zusammen mit dem Anstieg der Anzahl der erwarteten Treffer mit steigender Multiplizität, ist Abbildung 4.17 zu entnehmen.

Kapitel 5

Extraktion transversaler Spin-Asymmetrien bei COMPASS

Die Gewinnung genauerer Erkenntnisse über die transversale Quarkverteilungsfunktion $\Delta_{Tq}(x)$ stellt eines der Hauptziele des COMPASS-Experimentes dar. In diesem Sinne wurde ursprünglich etwa 20% der Gesamtmesszeit für Messungen mit transversaler Einstellung der Targetpolarisation veranschlagt [17]; diese Einteilung ist in etwa eingehalten worden. Der in Abschnitt 2.6.4 besprochene Collins-Mechanismus ist der unter COMPASS-Bedingungen favorisierte Messkanal, um Zugang zu $\Delta_{Tq}(x)$ zu erhalten. Die nächsten Abschnitte widmen sich der Extraktion der Collins-Asymmetrie aus den experimentellen Daten der COMPASS Strahlzeit in 2002.

5.1 Transversale Daten 2002 und ihre Produktion

Es wurde während der COMPASS-Strahlzeit 2002 in drei Perioden - P2B, P2C und P2H - von jeweils etwa einer Woche mit transversaler Targetpolarisation (siehe Abschnitt 3.3.2) gemessen. Dabei hatten die zwei Targetzellen immer entgegengesetzte Polarisation. Im Prinzip hätte man so die Asymmetrie aus den unterschiedlichen Ereigniszahlen in den zwei Targetzellen ausrechnen können; um jedoch systematische, durch die unterschiedliche Akzeptanz der Targetzellen entstehende Effekte weitestgehend zu vermeiden, werden die Polarisationen in den Targetzellen zwischen Messperioden umgepolt, so dass die Perioden entweder als *down-up* oder *up-down* in Hinblick auf die Polarisation in der ersten bzw. zweiten Targetzelle eingeordnet werden können (Abbildung 5.1). So wird die Asymmetrie innerhalb einer Targetzelle zwischen Perioden mit umgekehrter Spineinstellung ausgerechnet. Während die Perioden P2B und P2C komplett in einer Spineinstellung aufgenommen wurden, fand eine Umpolarisierung in der Mitte der Periode P2H statt, so dass diese weiter nach Spineinstellung in zwei Teilperioden, P2H.1 und P2H.2, untergeteilt wird. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die Datenperioden und die darin enthaltenen Datenmengen.

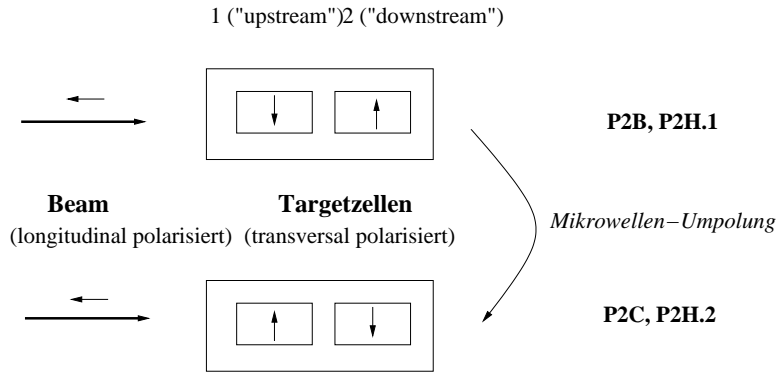


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Targetzellen im transversalen Modus. Gemessen wird immer unter entgegengesetzter Polarisation der zwei Targetzellen. Um Akzeptanz-Effekte zu vermeiden, wird zwischen Messperioden in beiden Zellen unpolarisiert.

Periode	Targetpolarisation	Produzierte Datenmenge	
		<i>Runs</i>	<i>GB</i>
P2B	↓↑	145	91.3
P2C	↑↓	145	97.2
P2H.1	↓↑	64	46.7
P2H.2	↑↓	112	84.0

Tabelle 5.1: Die Transversity-Messperioden in der COMPASS-Strahlzeit 2002 mit Spineinstellung der Targetzellen und Zahl der produzierten Runs. Der Targetspin wurde in der Mitte der Periode P2H umgepolt, so dass diese weiter in zwei kürzere Perioden entsprechend der Spineinstellung unterteilt ist.

Die im Abschnitt 3.8 beschriebene Datenaufbereitung für die drei transversalen Perioden fand im Zeitraum August-September 2003 statt, nachdem die Produktionsalgorithmen und die benötigten Hilfsmittel wie Kalibrations- und Alignment-Files endgültig festgelegt worden waren. Eine Vorauswahl der zur Produktion geeigneten Datenruns wurde anhand der aus Online-Logbuch entnommen Kriterien wie Strahlstabilität, Zahl der SPS-Spills, Targetpolarisation und Magnetfelder von SM1 und SM2 getroffen. Runs, bei denen aus verschiedenen Gründen mehrere Detektoren nicht einwandfrei funktioniert hatten, wurden ausgeschlossen. Alle einem Run zugehörigen Daten*chunks* (etwa 100 à 1 GB), wurden von Band heruntergeladen und von CORAL parallel bearbeitet. Die Output-Daten von einem Run wurden zu einer Datei von im Schnitt etwa 0.6 - 0.7 GB Größe zusammengefasst (Abbildung 5.2).

Überprüfung der Produktions-Effizienz

Während der Produktion wird anhand der Logfiles, die von jedem Produktionsprozess erstellt werden, überprüft wie viele chunks erfolgreich bearbeitet wurden. In einigen vereinzelt Fällen kommt es vor, dass einige in einem chunk enthaltenen Daten korrupt sind, so dass die Bearbeitung des chunks nicht er-

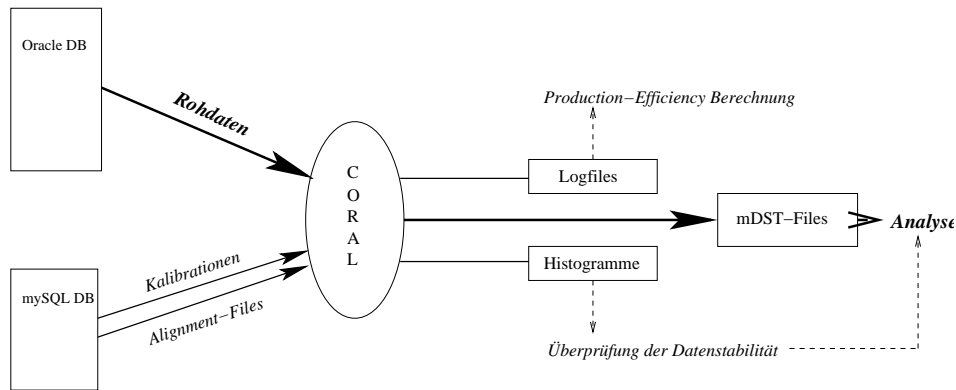


Abbildung 5.2: Die Produktionsprozedur mit CORAL. Inputs sind die Rohdaten-, Kalibrations- und Alignment-Files; Outputs sind Logfiles, ROOT-Histogramme zur Überprüfung der Datenstabilität und Daten im *mini data storage* (mDST)-Format.

folgen kann. Ein korrupter chunk stört die Produktion eines Runs nicht weiter, denn er wird einfach übersprungen. Tabelle 5.2 listet die Anzahl solcher chunks in der Transversity-Produktion auf. Die Durchfallquote beträgt demnach im Schnitt etwa 0.1%.

Periode	chunk-Anzahl	davon korrupt
P2B	ca. 13 800	11
P2C	ca. 13 700	0
P2H	ca. 16 300	41

Tabelle 5.2: Nicht-verarbeitete chunks in der Transversity-Produktion.

Überprüfung der Datenstabilität

Anhand von ROOT-Histogramm-Files, die bei der Produktion erstellt werden, bzw. weiterer Analysen der mDST-Files, kann die Integrität der produzierten Daten über eine ganze Periode überprüft werden. Verschiedene Parameter werden dabei mit einem Mittelwert für eine Periode oder Teilperiode verglichen. Diese Stabilitätskontrollen sind in vier Bereichen unterteilt:

- **Detektorstabilität** Es werden Profile von 260 Detektorebenen bei der Datenproduktion erstellt, die auf Auffälligkeiten überprüft werden können. Fehl funktionierende Detektorebenen, die etwa nicht im Online-Logbuch vermerkt worden sind, und die die Datenqualität beeinträchtigen, können hier erkannt werden.
- **Rekonstruktionsstabilität** Die Stabilität der folgenden Größen wird überprüft (Abbildung 5.3):
 - Anzahl der Spuren pro rekonstruiertem Ereignis im gesamten Spektrometerbereich und in jedem Teilbereich (vor dem ersten Spektrome-

termagneten SM1, nach dem zweiten Spektrometermagneten SM2, zwischen den beiden);

- Anzahl primärer und sekundärer Vertizes¹ pro Ereignis;
- Clusteranzahl pro Ereignis und Detektorebene.

- **Kinematische Stabilität** Die Stabilität der folgenden kinematischen Variablen:

- der Bjorken-Variable x ;
- des relativen Energieübertrags y ;
- Q^2 ;
- des transversalen Energiebetrags des *leading hadron*² p_t ;
- des azimuthalen Winkels des leading hadron ϕ_h ;

Anhand der durch diese Stabilitätsanalyse gewonnenen Erkenntnisse stellten sich einige Datenruns als instabil heraus und wurden aus dem Sample ausgeschlossen [93]:

- 6 Runs (21762, 21763, 21764, 21765, 21777, 21778) in der Periode P2C, 1 Run in P2H (23767) wegen Instabilität in den Detektorprofilen;
- 3 Runs (P2B 21492, P2H 23503, P2H 23666) wegen Instabilität in der Spurrekonstruktion.

Die wichtigste Erkenntnis jedoch, die aus der Analyse der Rekonstruktions- und kinematischen Stabilität hervorgeht, ist, dass Daten von den Perioden P2B und P2C einerseits und von beiden Teilperioden von P2H andererseits nicht miteinander vermischt werden dürfen. Das COMPASS-Spektrometer befand sich während der Strahzeit 2002 noch in der Aufbauphase: Während die Perioden P2B und P2C kurz aufeinander folgten, verging zwischen den Perioden P2C und P2H ein Monat. In diesem Zeitraum veränderten neue Detektoren und geänderte Triggereinstellungen die Datennahme wesentlich. Dies lässt sich z.B. in der Zahl der rekonstruierten primären Vertizes pro Ereignis erkennen: während sie in P2B und P2C im Mittel 0.14 - 0.16 betrug, hatte sie sich in P2H auf 0.23 erhöht.

Die Collins-Asymmetrie muss also getrennt für die Periodenpaare P2B/P2C und P2H.1/P2H.2 extrahiert werden. Erst am Ende dürfen die entsprechend der Statistik gewichteten Zahlenwerte für die Asymmetrie miteinander kombiniert werden.

¹Unter *primärer Vertex* ist ein Vertex gemeint, dessen einkommendes Teilchen als ein Strahlteilchen identifiziert worden ist. Alle andere Vertizes sind *sekundär*.

²leading hadron = Das hadronische Produkt im Streuprozess mit dem größten Anteil der zur Verfügung stehenden Energie

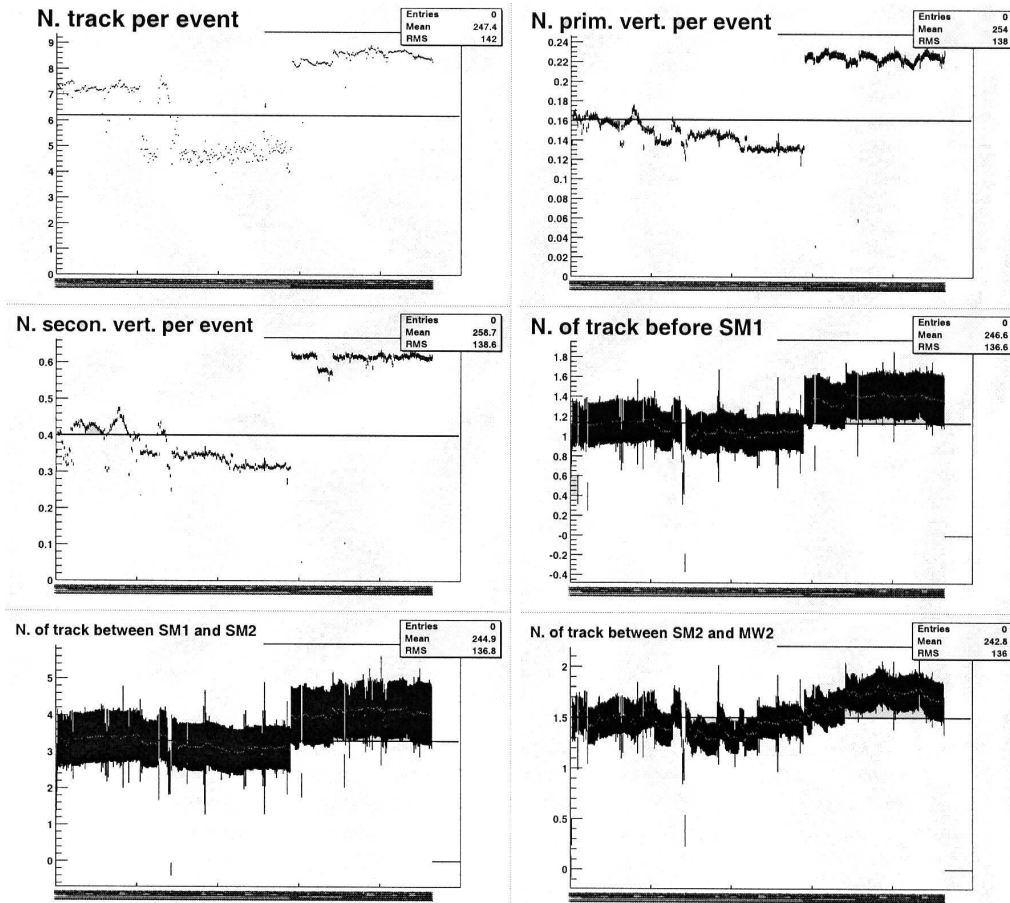


Abbildung 5.3: Überblick über die Rekonstruktionsstabilität durch die drei Perioden P2B, P2C und P2H: Mittlere Anzahl pro Ereignis von rekonstruierten: **oben links** Spuren im Gesamtspektrometer; **oben rechts** primären Vertizes; **mitte links** sekundären Vertizes; **mitte rechts** Spuren im Bereich vor dem ersten Spektrometermagneten SM1; **unten links** Spuren zwischen SM1 und SM2; **unten rechts** Spuren hinter dem zweiten Spektrometermagneten SM2. Ausschlag gebend bei der Betrachtung der Verträglichkeit der Datenperioden ist die Anzahl der rekonstruierten primären und sekundären Vertizes. Während diese Kennzahlen in P2B und P2C vergleichbar sind, sind sie deutlich höher in P2H (letztes Drittel jeden Plots). Diese beiden Datensätze müssen also unabhängig voneinander analysiert werden.

K^0 -Rekonstruktion

Die Gesamtstabilität der Produktion lässt sich am Besten durch die Erzeugung einer bekannten physikalischen Größe überprüfen. Eine bei COMPASS bewährte Methode ist die Extraktion der K^0 -Masse aus den produzierten Daten [94]. Die Analyse wird mit dem COMPASS-Analyseprogramm PHAST (siehe Abschnitt 3.8) anhand der vorliegenden mDST-Daten gemacht. Es wird nach Vertizes gesucht, die sich in z mehr als 20cm Strahlabwärts vom Ende der zweiten Targetzelle befinden, und die zwei ausgehende Teilchen besitzen (so genannten $V0$ -Vertizes). Mit hoher Wahrscheinlichkeit handelt es sich dabei um kurzlebige neutrale Kaonen, die in zwei Pionen zerfallen [95]

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (68.60 \pm 0.27\%) \quad (5.1)$$

Der einzige andere Zerfallsmodus mit signifikanter Wahrscheinlichkeit, in zwei ungeladene Pionen, ergäbe bei COMPASS keine messbare Spuren und ist im Prinzip nicht nachweisbar. Man berechnet die Masse im $\pi^+\pi^-$ -Bezugssystem und vergleicht sie mit der K^0 -Masse der *Particle Data Group* von 497.672 MeV. Liegt sie innerhalb ± 100 MeV von diesem Wert, wird ein K_s^0 -Ereignis registriert. Als Maße für die Stabilität der Daten in einem Run werden für eine Periode aufgetragen:

- Die Massendifferenz $M(\pi^+\pi^-) - M(K^0, PDG)$;
- Die Breite der Verteilung der Massendifferenz;
- Die Anzahl der K^0 -Ereignisse pro primärem Vertex;
- Die Anzahl der K^0 -Ereignisse normiert auf Strahlintensität.

Die erste und dritte dieser Verteilungen sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Anhand dieser Analyse zeigen die Daten eine bemerkenswerte Stabilität. Die rekonstruierte Masse schwankt in einem relativ beschränkten Bereich zwischen 0 und 1 MeV oberhalb der PDG- K^0 -Masse. In allen Perioden wird ein K_s^0 -Ereignis in etwa einem von 100 rekonstruierten primären Vertizes registriert. Es wurden nur vier Runs - P2B 21470 und 21489, P2C 21842 und P2H 23767 - wegen größerer Abweichungen ($> \pm 3\sigma$ vom Mittelwert für die Periode) an dieser Stelle vom endgültigen Datensatz ausgeschlossen.

5.2 Ereignisauswahl

Bei der Berechnung der Collins-Asymmetrie interessiert man sich für tiefinelastische Streueignisse, bei denen mindestens ein Hadron produziert worden ist. Diese aber stellen nur einen kleinen Teil der produzierten Daten dar. Kinematische und andere Schnitte, auf die in diesem Abschnitt eingegangen wird, werden auf die Daten angewandt, um das Sample auf die für die Extraktion der Collins-Asymmetrie relevanten Ereignisse zu reduzieren. Eine schematische Übersicht über die Ereignisauswahl befindet sich in Anhang A.

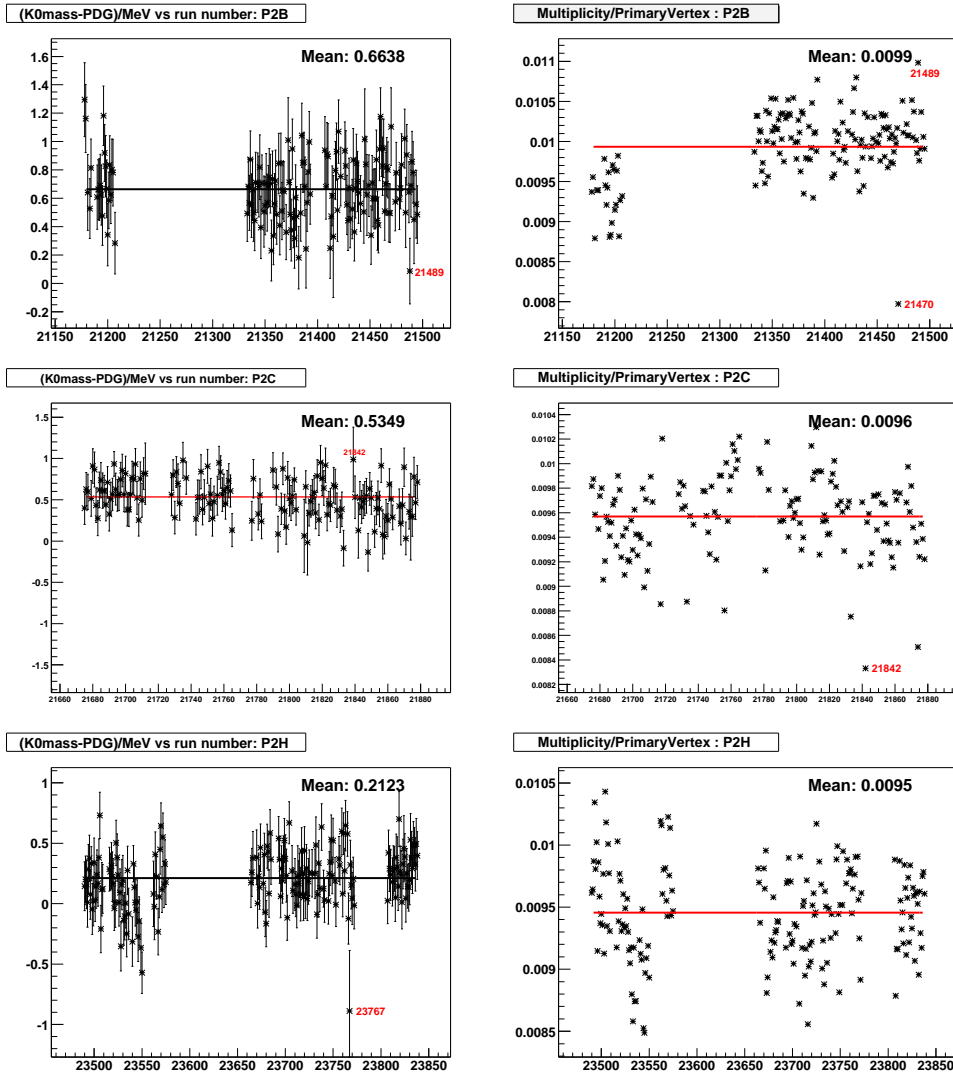


Abbildung 5.4: K^0 -Analyse der Transversity-Daten für P2B (oben), P2C (mittig), P2H (unten): **links** Die Massendifferenz $M(\pi^+\pi^-) - M(K^0, PDG)$; **rechts** K^0 -Ereignisse pro primärem Vertex.

5.2.1 Q^2 -Reduktion

Mehrere Analyse-Zweige bei COMPASS, etwa der zur Bestimmung der Gluonpolarisation ΔG (Abschnitt 2.5), interessieren sich für den ganzen kinematischen Bereich von Q^2 bis hin zu Werten $Q^2 \approx 0$ (Fall des Austausches eines quasi-reellen Photons). Bei der Transversity-Analyse interessiert man sich hingegen nur für Streuereignisse im tiefinelastischen Bereich. $Q^2 > 1$ wird allgemein als Grenzwert für diesen Bereich angenommen. Da der kinematische Schwerpunkt der im COMPASS-Spektrometer vermessenen Ereignisse im niedrigen Q^2 -Bereich liegt, bedeutet dieser Schnitt eine erhebliche Reduktion der Datenmenge um etwa einen Faktor 7 bis 8 (Abbildung 5.5)³. Die Q^2 -Reduktion wurde daher gesondert und noch Run-weise vorgenommen, um so den Rechenaufwand für die weiteren Analyse-Schritte zu reduzieren. Die Q^2 -reduzierten Datenfiles wurden wieder auf Band gespeichert.

5.2.2 Schnitte auf primären Vertex und Myonen

Auswahl der Strahl- und gestreuten Myonen

Als Strahl- bzw. gestreutes Myon genommen werden zunächst die Teilchen, die als solche von CORAL während der Produktionsprozedur ermittelt und in den mDST-Files entsprechend gekennzeichnet worden sind. Man verwendet hierbei nur die in der Rekonstruktion aufgrund des reduzierten χ^2 -Wertes und der Anzahl der Ausgangsteilchen festgelegten "besten" primären Vertizes.

Bei der Erstellung der mDST-Daten wird zu jeder ermittelten Teilchenspur ein Gesamt- χ^2 -Fit ermittelt, der die aufsummierte Wahrscheinlichkeit wiedergibt, dass die einzelnen zu einer Spur zugeordneten Detektortreffer tatsächlich zu der Spur gehören. Man kann daraus ein reduziertes χ^2 bilden, definiert durch

$$\chi_{red}^2 = \frac{\chi_{gesamt}^2}{N_{hits} - 5} \quad (5.2)$$

bei der N_{hits} die Anzahl der auf der Spur gelegenen Treffer darstellt. Die Reduktion von fünf in der Anzahl der Freiheitsgrade sind die fünf Parameter, die aus der Spur extrahiert werden: Zwei Koordinaten x, y (z ist durch den ersten Treffer an der Spur vorgegeben), zwei Richtungskosinus $\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}$ und letztlich der Impuls der Spur. Ein reduziertes χ^2 größer 10 bei Strahl- oder gestreutem Myon führt dazu, dass ein Ereignis verworfen wird (Abbildung 5.6).

Die COMPASS-Triggerhodoskope decken nicht den vollen kinematischen Bereich im Großwinkelspektrometer ab: Man ist auf die Kalorimeterinformation angewiesen, um hier das gestreute Myon nachzuweisen. Dies führt dazu, dass insbesondere unter sehr großen Winkeln gestreute Myonen nicht als solche erkannt werden. Es muss im Datensample gesondert nach diesen Myonen gefahndet werden. Konkret fordert man, dass ein Teilchen, das im ersten Detektor

³Die Zuweisung eines Q^2 -Wertes zu einem Ereignis setzt natürlich den Nachweis eines Strahl- und gestreuten Myons voraus; solche Ereignisse, in denen diese beiden nicht vorhanden sind, werden an dieser Stelle auch verworfen.

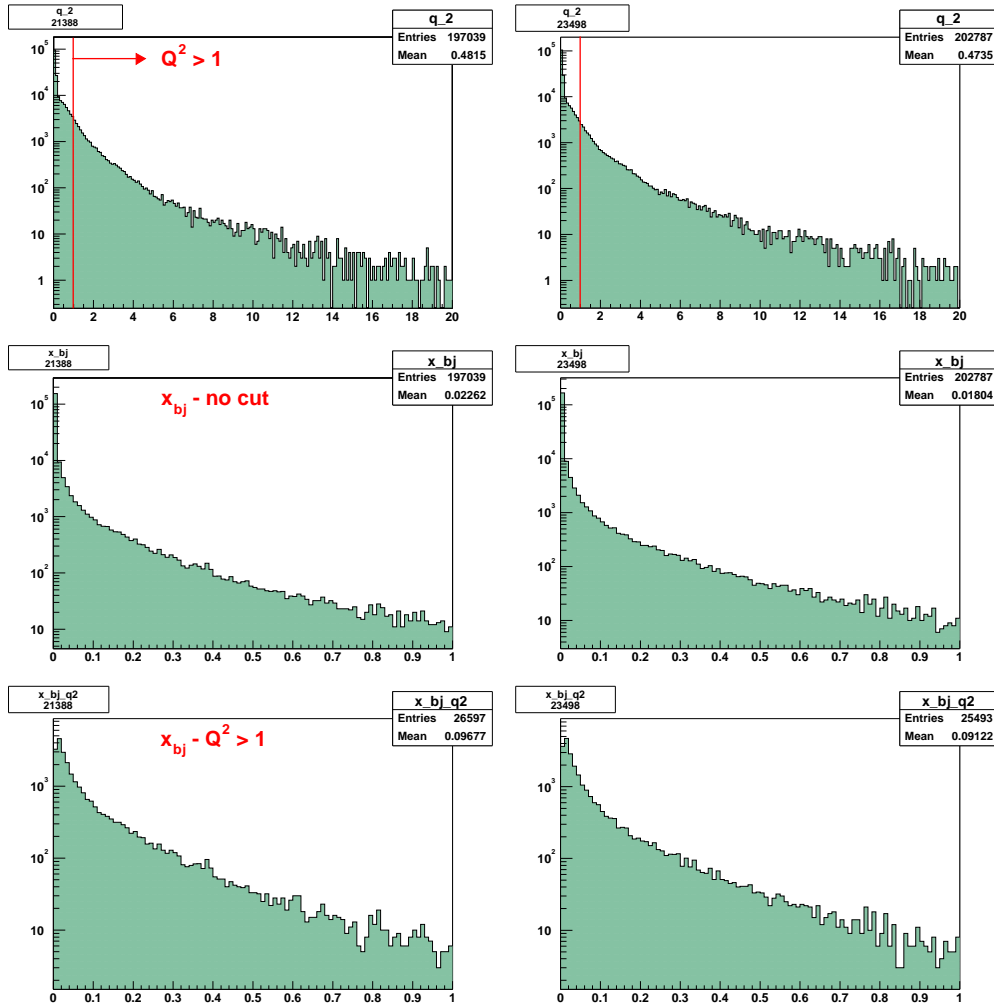


Abbildung 5.5: Reduktion der Daten auf Streueereignisse mit $Q^2 > 1$ für einen repräsentativen Run aus den Transversity-Perioden P2B (21388; links) und P2H (23498, rechts): (**Obere Reihe**) Q^2 -Verteilungen vor der Reduktion; (**Mittlere Reihe**) Björken- x -Verteilungen vor der Reduktion; (**Untere Reihe**) Björken- x -Verteilungen nach der Reduktion. Durch die Forderung $Q^2 > 1$ reduziert sich die Datenmenge um einen Faktor 7 bis 8.

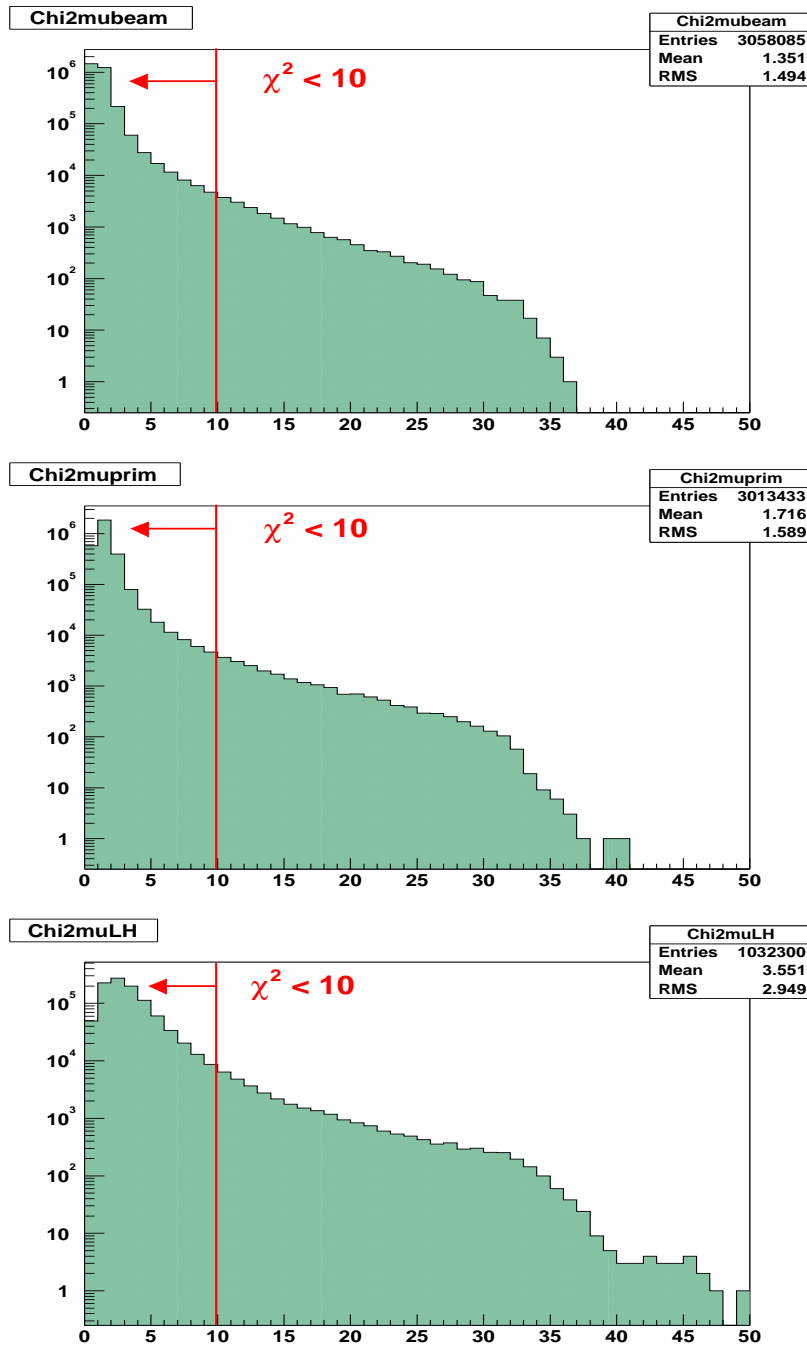


Abbildung 5.6: Verteilung des reduzierten- χ^2 der zum **(oben)** Strahlmyon, **(mitte)** gestreuten Myon bzw. **(unten)** energiereichsten Hadron in einem Ereignis assoziierten Spur. Das mittlere χ^2 für Strahl- und gestreute Myonen ist niedriger als das für Hadronen identifizierte Teilchen, zum einen wegen der vielen spezifisch zum Nachweis von Myonen im Strahlbereich gedachten Detektoren (SciFis u. a.) und zum anderen wegen der Vielfalt von kombinatorischen Möglichkeiten im Nach-Target-Bereich. Als akzeptablen Richtwert für alle in die Analyse einfließenden Teilchen wird $\chi^2 < 10$ genommen.

der ersten Muon-Wall mehr als vier Treffer und im zweiten Detektor mehr als sechs Treffer verursacht hat, als Myon anerkannt wird. Dieses Detektorsystem im hintersten Teil des Großwinkelspektrometers ist hinter einem 60cm-dicken Eisenblock positioniert und soll daher nur noch durchdringende Myonen nachweisen können. Für ungefähr alle 100 Ereignisse mit einem normal nachgewiesenen gestreuten Myon wird ein Ereignis mit einem solchen wiedergewonnenen Myon gefunden. Diese Myonen sind jedoch sehr wichtig für die Extraktion der Collins-Asymmetrie, da sie per Definition Streuprozessen im hohen x -Björken-Bereich entstammen, wo die Asymmetrie am Größten sein soll.

Da man *a priori* nicht erklären kann, was für ein Reaktionsablauf zu einem normal festgelegten gestreuten Myon und gleichzeitig zu einem im Großwinkelspektrometer wiedergewonnenen Myon führt, werden Ereignisse, wo beide gefunden werden, verworfen. Gleichwohl werden die wenigen Ereignisse, wo mehr als ein Großwinkel-Myon zurückgeholt werden kann, nicht berücksichtigt.

Schnitt auf die Variablen y und W

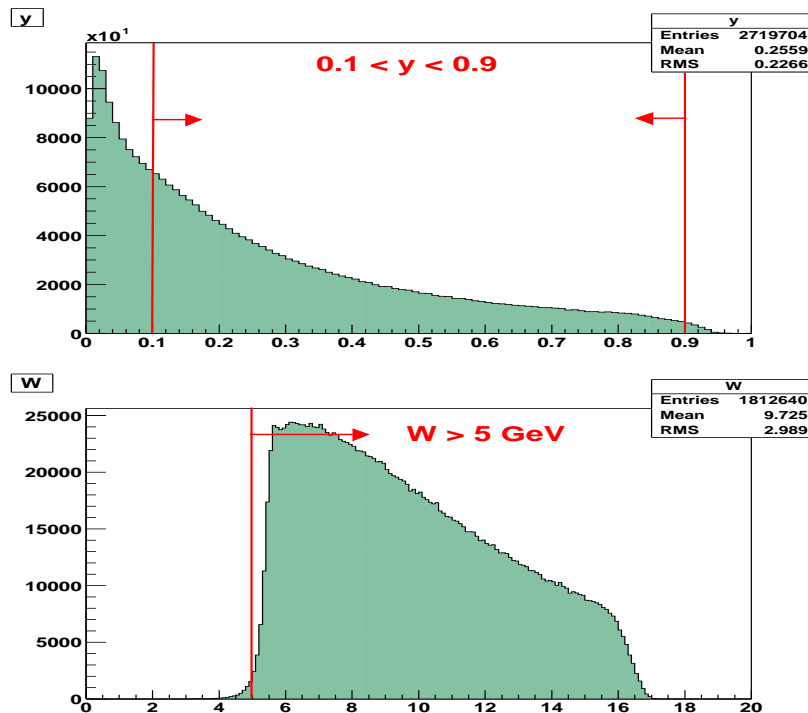


Abbildung 5.7: y - und W -Schnitte. Während noch relativ viele Ereignisse dem y -Schnitt zu Opfer fallen, verwirft der nachher angewandte W -Schnitt, der für ein reines inelastisches Sample oberhalb des Bereiches der Nukleonresonanzen sorgen soll, nur noch wenige Ereignisse.

Weiterhin wird ein Schnitt auf Ereignisse mit sehr großen und sehr kleinen Werten der kinematischen Variable y (relativer Energieverlust des Myons im Streuprozess) vorgenommen. Streuevents mit $y < 0.1$ gehören dem elastischen

Bereich an und werden ausgeschlossen. Da der COMPASS-Trigger Ereignisse nur bis etwa $y = 0.9$ zuverlässig nachweisen kann (vgl. Abbildung 3.13), werden Ereignisse mit größerem y verworfen. Diese Schnitte führen zu einer weiteren Reduktion der Datenmenge von etwa 30% gegenüber dem Stand nach dem Q^2 -Schnitt.

Der Schnitt auf y führt dazu, dass elastische Streuereignisse fast vollständig ausgeschlossen werden. Um diese Sicherheit noch zu erhöhen, wird auch ein Schnitt auf die Schwerpunktsenergie des in der Streuung entstandenen hadronischen Systems W vorgenommen. Die Forderung $W > 5$ GeV hebt die mitgenommenen Ereignisse vom Bereich der Nukleonresonanzen ab. Allerdings sorgen die zu diesem Punkt bereits erfolgten Q^2 - und y -Schnitte dafür, dass nur noch 0.3% der noch übrig gebliebenen Ereignisse mit diesem Schnitt aus dem Sample ausscheiden (Abbildung 5.7).

Target-Schnitte

Unabdingbar bei der Ereignisauswahl ist der Nachweis eines primären Vertex innerhalb einer der zwei Targetzellen. Diese erstrecken sich im COMPASS-Koordinaten System von -100 cm bis -40 cm (erste oder *upstream* Zelle) bzw. von -30 cm bis +30 cm (zweite oder *downstream* Zelle) . Alle Vertizes außerhalb dieser z -Bereiche werden verworfen (Abbildung 5.8) .

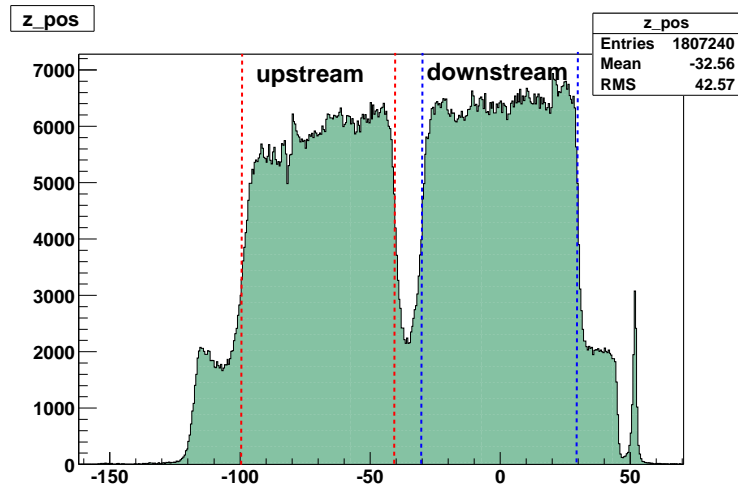


Abbildung 5.8: Forderung nach einem Vertex im Target: Schnitt entlang der Strahlachse.

Die COMPASS-Targetzellen sind zylinderförmig mit einem Radius von 1.5 cm. Während sie im longitudinalen Magnetfeld fast genau auf der Nullachse des Koordinatensystems plaziert sind, verschiebt das zusätzliche Dipolfeld im transversalen Modus die Targetzellen beinahe einheitlich um 0.25 cm zur Jura-Seite (siehe Abschnitt 3.4) und 0.05 cm nach unten. Um sicher zu gehen, dass keine außerhalb des Targets entstandenen Vertizes mit in die Ereignisauswahl fließen,

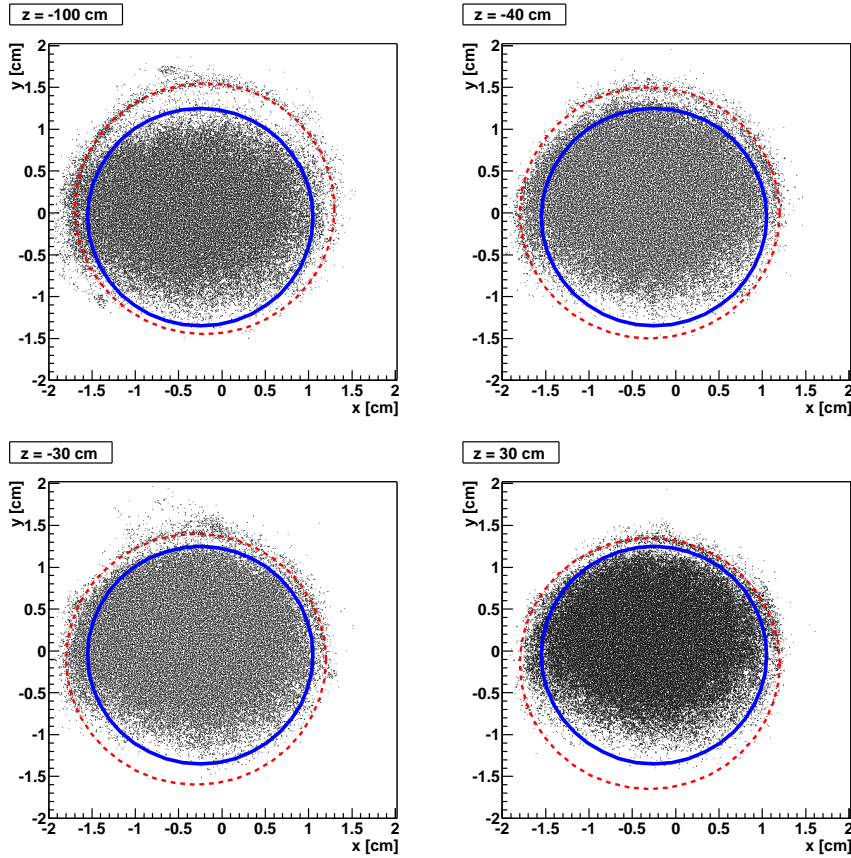


Abbildung 5.9: Forderung nach einem Vertex im Target: radialer Schnitt. Die Targetzellen werden durch das transversale Dipolfeld relativ uniform von der nominellen Nullachse weggeschoben. Die roten (gestrichelten) Kreise zeigen die ermittelte Targetposition (Radius 1.5 cm) an den Enden der zwei Targetzellen. Die blaue (durchgezogene) Linie zeichnet einen Kreis von 1.3 cm Radius von der einheitlich angenommenen Nullachse bei $(x,y) = (-0.25 \text{ cm}, -0.05 \text{ cm})$.

werden alle Vertizes mit einem Abstand $r > 1.3 \text{ cm}$ von der Achse bei $x = -0.25 \text{ cm}$, $y = -0.05 \text{ cm}$ verworfen (Abbildung 5.9).

5.2.3 Bestimmung des leading hadron

Der *flavour* des Ausgangsquarks in der Fragmentation (welches auch das vom Photon getroffene Quark im Streuprozess ist) bestimmt im Wesentlichen, welche Art von Hadron mit dem größten Impulsbetrag bzw. mit der größten Energie erzeugt wird [96, 37]. Die unfavorisierten Fragmentationsfunktionen sind demnach stark unterdrückt und können vernachlässigt werden (vgl. Gleichungen (2.122) - (2.124)). So lässt sich mit der Erzeugung eines π^+ (Quarkinhalt $u\bar{d}$) als leading hadron auf die transversale u -Quark-Verteilung schließen; wird hingegen ein π^- (Quarkinhalt $\bar{u}d$) erzeugt, so erhält man Rückschlüsse auf die d -Quark-Verteilung. Ab diesem Punkt in der Analyse wird also das Datensample in zwei Teile getrennt: Ereignisse, die ein positiv geladenes leading hadron

im primären Vertex enthalten; und solche, bei denen das leading hadron negative Ladung besitzt.

Es bedarf also einer hohen Sicherheit, dass es sich bei dem als leading hadron festgelegten Teilchen tatsächlich um ein Hadron handelt: Eine eventuelle Verunreinigung durch z.B. falsch identifizierte Myonen muss beseitigt werden. Dass es eine solche Vermischung in den bei der Datenproduktion (siehe Abschnitt 3.8) identifizierten Myon- und Hadronsamples gibt, macht sich durch einige Unstimmigkeiten in den Daten bemerkbar.

- Einige als gestreute Myonen identifizierte Teilchen verursachen Treffer weder in der zweiten Muon-Wall noch in den MWPC-Detektoren, die unmittelbar hinter der Muon-Wall stehen. Dies ist von der Geometrie der beiden Detektoren her nahezu unmöglich, wenn es sich um ein durchdringendes Teilchen wie ein Myon handelt. Diese Teilchen sind mit hoher Wahrscheinlichkeit falsch identifizierte Hadronen (Abbildung 5.10).
- In den Verteilungen zu Energiedeposition der als leading hadron identifizierten Teilchen in den Hadronenkalorimeter HCAL1 und HCAL2 werden viele Teilchen registriert, die eine sehr kleine Energiedeposition hinterlassen. Diese sind mit hoher Wahrscheinlichkeit Myonen (Abbildung 5.11).

Mit den folgenden weiteren Schnitten auf die Daten lassen sich diese Unstimmigkeiten beseitigen, allerdings mit einem deutlichen Verlust von Ereignissen:

- Man fordert eine bestimmte *nukleare Wechselwirkungslänge* nXX_0 für die Myonen bzw. Hadronen. Diese Größe gibt wieder, wie viel Energie ein Teilchen mit der rekonstruierten Spur hätte im Spektrometer abgeben müssen, unter der Annahme, es habe sich um ein Hadron gehandelt. Ein Hadron mit $nXX_0 = x$ hätte nur noch ein Bruchteil $1/2^x$ seiner ursprünglichen Energie am Ende der rekonstruierten Spur. Bei einem Teilchen, das über seine gesamte Spurlänge sehr viel Energie abgegeben hat, also einen sehr großen Wert von nXX_0 besitzt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich tatsächlich um ein Hadron handelt, gering. Diese Teilchen sind mit sehr großer Wahrscheinlichkeit Myonen. Für diese Datenanalyse wird als gestreutes Myon nur ein schon als Solches identifiziertes Teilchen mit $nXX_0 > 30$ akzeptiert. Als Hadron werden nur Teilchen mit $nXX_0 < 10$ bewertet. Diese Forderung beseitigt z.B. die in Abbildung 5.10 identifizierte Verunreinigung des Myonsamples.
- Man fordert eine Mindestenergiedeposition bei den mit Hadronen assoziierten Clustern in HCAL1 bzw. HCAL2, $E_{HCAL1} > 5$ MeV bzw. $E_{HCAL2} > 8$ MeV. Wird jedoch kein assoziierter Cluster bei dem Hadron mit dem größten Impulsbetrag gefunden, so wird dieses Teilchen doch noch als leading hadron akzeptiert und das Ereignis nicht verworfen.

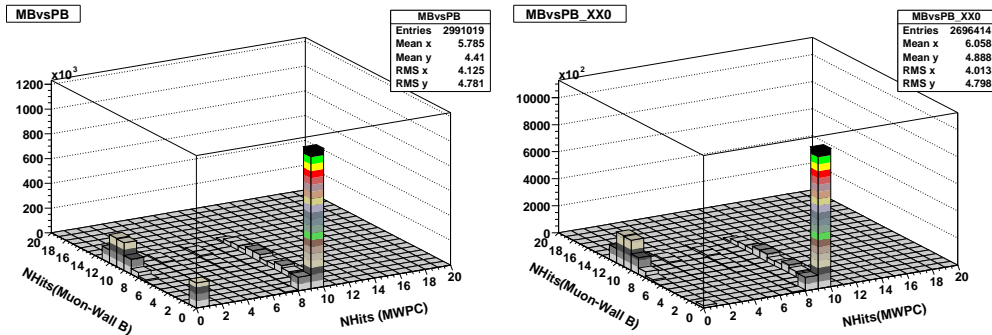


Abbildung 5.10: Hadronische Verunreinigung im Myonsample: Aufgetragen ist die Anzahl von als gestreute Myonen identifizierten Teilchen, die eine bestimmte Anzahl von Treffern in der zweiten Myon-Wall (linke Achse) und in den MWPCs unmittelbar dahinter verursachen. Ein Myon muss von der Geometrie der Detektoren her einen Treffer in einem von den beiden hinterlassen: die Überhöhung bei (0,0) vorne im linken Bild ist physikalisch schwierig zu deuten. Mit der Forderung $n_{\chi\chi} > 30$ werden diese Teilchen, bei denen es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um fälschlich identifizierte Hadronen handelt, aus dem Sample eliminiert.

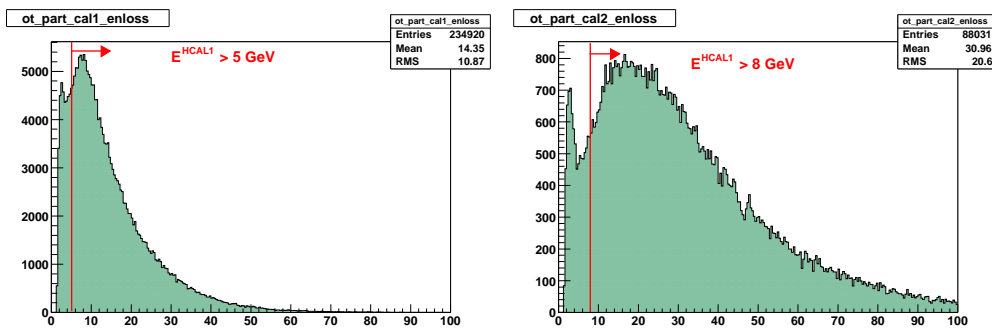


Abbildung 5.11: Energiedeposition (GeV) in den Hadronenkalorimetern HCAL1 und HCAL2 (Häufigkeitsverteilung für alle als leading hadron identifizierte Teilchen). Man fordert eine Mindestenergiedeposition $E_{HCAL1} > 5$ MeV bzw. $E_{HCAL2} > 8$ MeV, um das Sample von den fälschlich identifizierten Myonen bei niedrigen Energien zu reinigen.

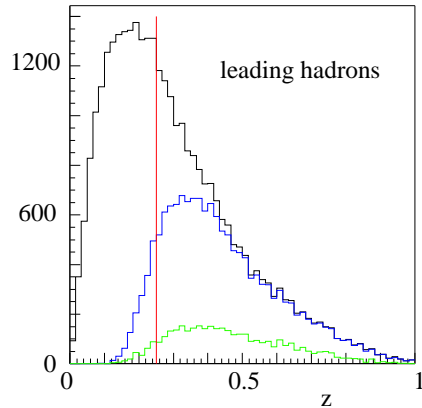


Abbildung 5.12: Die Wahrscheinlichkeit, das energiereichste Hadron in einem Ereignis falsch zu identifizieren, nimmt ab mit steigendem z , wie auch die Ereignisanzahl. Ein Schnitt bei $z = 0.25$ wie eingezeichnet stellt eine Kompromisslösung dar. Schwarz (obere Linie) - alle rekonstruierten leading hadrons; blau (mittlere Linie) - korrekt identifizierte leading hadrons; grün (untere Linie) - neutrale leading hadrons [aus Monte-Carlo-Studien in [98]].

5.2.4 Kinematische Schnitte auf leading hadrons : die Variablen

z, p_t

Die kinematische Variable z gibt den Anteil der Photonenergie wieder, der an das getroffene Quark und folglich das in der Fragmentation entstandene Hadron übertragen wird. Je höher der Energieanteil des leading hadron ist, umso wahrscheinlicher ist es, dass es tatsächlich das in der ursprünglichen Fragmentation erzeugte Hadron ist. Bei niedrigeren Werten von z kommen Verunreinigungen z.B. aus weiteren Wechselwirkungen des zunächst erzeugten Hadrons mit dem Targetmaterial dazu. Dies kann dazu führen, dass das nachgewiesene leading hadron die umgekehrte Ladung als das in der Fragmentation erzeugte Hadron hat, da die Energie- und Ladungsbestimmung erst außerhalb des Targets durch Messung der Energieabgabe des Teilchens im Kalorimeter bzw. dessen Bahnkrümmung im Magnetfeld erfolgt. Monte-Carlo-Studien zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein "falsches" leading hadron identifiziert wird, bei niedrigen Werten von z sogar dominant ist. Ab $z \sim 0.4$ ist hingegen der Anteil der falsch rekonstruierten Hadronen nicht signifikant (Abbildung 5.12) [17, 97]. Da die COMPASS-Kinematik schwerpunktmäßig im Bereich von niedrigem z liegt, wird ein Schnitt bei $z = 0.25$ an den Daten angewandt, um den Verlust an Ereignissen in Grenzen zu halten (Abbildung 5.13). Trotzdem verliert man noch 40% gegenüber der Ereignisanzahl, die alle bisherigen Schnitte überlebt hat.

Eine zusätzliche Forderung an das leading hadron ist die nach einer transversalen Impulskomponente $p_t > 0.1 \text{ GeV}/c$. Dies dient lediglich der zuverlässigen Bestimmung des azimuthalen Winkels ϕ_h des Hadronimpulsvektors, der in die Berechnung des Collins-Winkels einfließt.

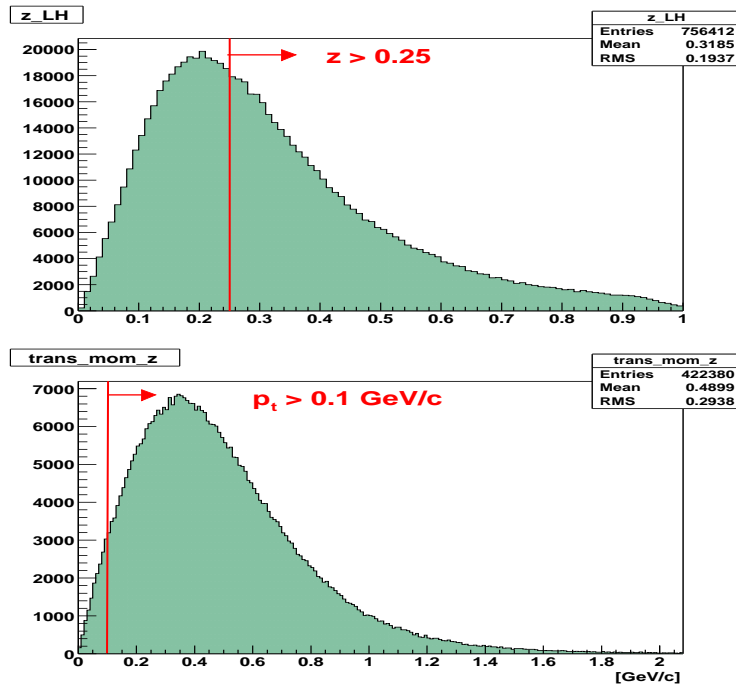


Abbildung 5.13: z - und p_t -Schnitte. Der z -Schnitt dient einer höheren Sicherheit, dass es sich bei den nachgewiesenen leading hadron tatsächlich um das energiereichste hadronische Produkt des primären Prozesses handelt. Der p_t -Schnitt sorgt dafür, dass der azimuthale Winkel des Hadronimpulses zuverlässig bestimmt werden kann.

5.2.5 Verunreinigung durch neutrale leading hadrons

Da das COMPASS-Spektrometer nur in der Lage ist, geladene Spuren nachzuweisen, besteht die Möglichkeit, dass das Teilchen mit dem größten Impulsanteil aller Produkte des Streuprozesses ein ungeladenes Hadron ist. Solche Ereignisse müssen auch aus dem Sample ausgeschlossen werden, da eine partielle Auslöschung der Collins-Asymmetrie von ihnen zu erwarten wäre. Um diese Ereignisse zu erkennen, bildet man zuerst die Summe der z -Beträge aller der im primären Vertex vorhandenen Hadronen (d.h. Teilchen, die nicht als Myonen identifiziert oder als solche im Großwinkelspektrometer wiedergewonnen worden sind). Eins minus dieser Summe ist dann der "fehlende" z -Betrag. Ist er größer als der dem leading hadron zugeordnete z -Wert, so besteht die Möglichkeit, dass ein neutrales Teilchen mit einem größeren Impulsbetrag aus der Wechselwirkung entstanden ist (es könnten allerdings mehrere Teilchen sein, die alle einen kleineren Energieanteil haben als das als leading hadron nachgewiesene Teilchen). Um in diesem Punkt ggf. Klarheit zu schaffen, sucht man dann nach Clustern in den Hadronkalorimetern HCAL1 und HCAL2, die eine größere Energie als die Energie des gefundenen, geladenen leading hadron besitzen. Dazu muss die Korrelation zwischen dem aus der Spurrekonstruktion (Bahnkrümmung im Spektromettermagnetfeld) ermittelten Impuls eines Teilchen und der Energieabgabe dieses Teilchens im Kalorimeter hergestellt werden. Da die Bestimmung der Energie im Spektrometer mit höherer Genauigkeit als die Energiebestim-

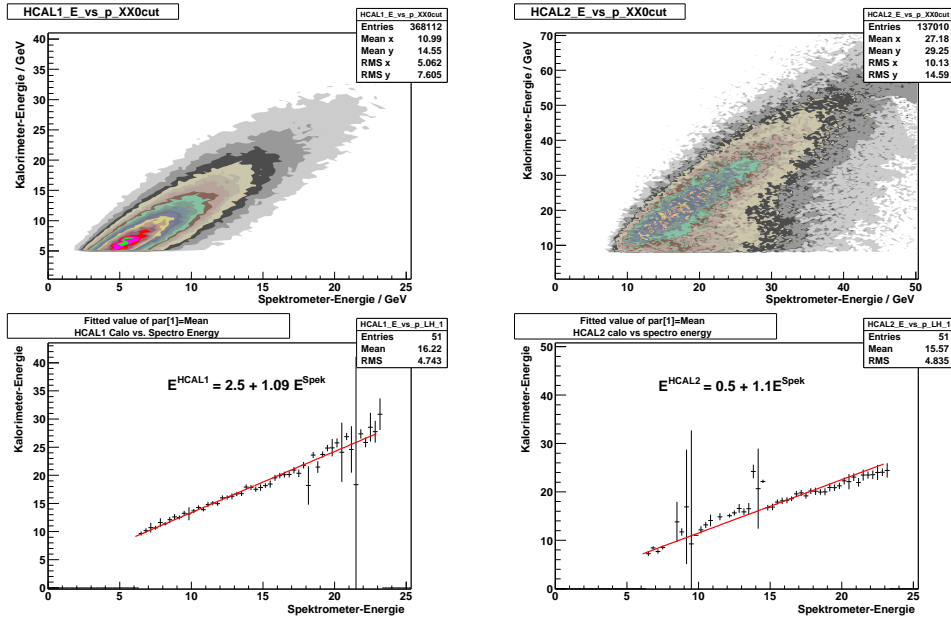


Abbildung 5.14: (oben) Im Kalorimeter abgegebene Energie (y-Achse) gegen durch Spurrekonstruktion im Magnetfeld ermittelte Teilchenenergie; (unten) Die mittlere im Kalorimeter abgegebene Energie als Funktion der aus der Spurrekonstruktion im Magnetfeld ermittelte Teilchenenergie: jeweils für HCAL1 (links) bzw. HCAL2 (rechts)

mung im Kalorimeter erfolgt, nimmt man nicht direkt die Energie des mit dem leading hadron assoziierten Cluster, sondern rechnet mittels einer Eichkurve die Spurenenergie in Kalorimeterenergie um. Durch Auftragen der mittleren abgegebenen Energie im Kalorimeter $E^{HCAL1,2}$ für jeden Bin der Spurenenergie $|p_h|$ ergibt sich eine Gerade, von der eine solche Korrelation abgelesen werden kann (Abbildung 5.14). Die Formeln für HCAL1 und HCAL2 lauten demnach (die Einheiten im abgetasteten Energiebereich sind GeV):

$$E^{HCAL1} = 2.5 + 1.09 \cdot |p_h| \quad (5.3)$$

$$E^{HCAL2} = 0.5 + 1.10 \cdot |p_h| \quad (5.4)$$

Untersuchungen zur Energieauflösung $\sigma_E^{HCAL1,2}$ der Hadronkalorimeter ergeben die Werte

$$\sigma_E^{HCAL1} = 0.8 \sqrt{E^{HCAL1}} \quad (5.5)$$

$$\sigma_E^{HCAL2} = 0.6 \sqrt{E^{HCAL2}} \quad (5.6)$$

Aufgrund dieser Werte wird ein weiterer Schnitt eingeführt, der eine Verunreinigung durch nicht nachgewiesene leading hadrons beseitigen soll. Ereignisse, wo es in einem der beiden Kalorimeter einen Cluster gibt, dessen Energie E^{clus} im Bereich

$$E_{clus} > E^{HCAL1,2} + 2\sigma_E^{HCAL1,2} \quad (5.7)$$

und mit dem keine Spur assoziiert ist, werden verworfen.

5.3 Endgültiges Datensample

10 ³ Ereignisse	P2B		P2C		P2H.1		P2H.2	
	pos	neg	pos	neg	pos	neg	pos	neg
$Q^2 > 1 \text{ GeV}/c^2$	3218		3344		1564		2720	
+ $0.1 < y < 0.9$	1995		2146		1056		1813	
+ $W > 5 \text{ GeV}$	1990		2140		1053		1807	
Target in z	1586		1715		845		1447	
+ in r	1343		1447		718		1226	
Vertex mit Hadron	1086		1174		586		1000	
Ladung = 1 bzw. -1	585	501	633	541	315	270	538	462
$nX X_0 < 10$	555	482	600	521	299	260	509	443
Calo-Cut	502	433	542	468	272	235	463	401
$\cancel{A}E_{q=0}^{HCAL} > p_h$	443	378	479	409	239	204	407	349
+ $z > 0.25$	257	205	279	222	138	111	234	188
+ $p_t > 0.1 \text{ GeV}/c$	247	197	268	213	132	106	225	181
<i>Upstream-Zelle</i>	103	84	112	91	56	46	95	78
<i>Downstream-Zelle</i>	144	113	156	122	77	61	130	103

Tabelle 5.3: Datensample nach jedem im Section 5.2 detailliertem Schnitt, in Tausenden von Ereignissen

Nach den in den vorigen Abschnitten aufgeführten Schnitten ergeben sich die in Tabelle 5.3 aufgelisteten Ereignisanzahlen für die vier Messperioden mit transversaler Spineinstellung. Die Verteilungen der wichtigsten kinematischen Variablen für positive und negative leading hadrons ist Figure 5.15 zu entnehmen. Die unterschiedliche Akzeptanz der beiden Targetzellen ist deutlich in den Ereigniszahlen zu sehen. Zu merken ist außerdem, dass während P2B und P2B vergleichbare Ereigniszahlen beinhalten, diese in P2H.1 und P2H.2 deutlich unterschiedlich sind, so dass die Asymmetrie zwischen diesen Perioden mit einem höheren statistischen Fehler behaftet ist.

5.4 Berechnung der rohen Asymmetrien

Der vollständige Ausdruck für die transversale Wirkungsquerschnittasymmetrie lautet (vgl. (2.120))

$$A_T^h := \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow} \quad (5.8)$$

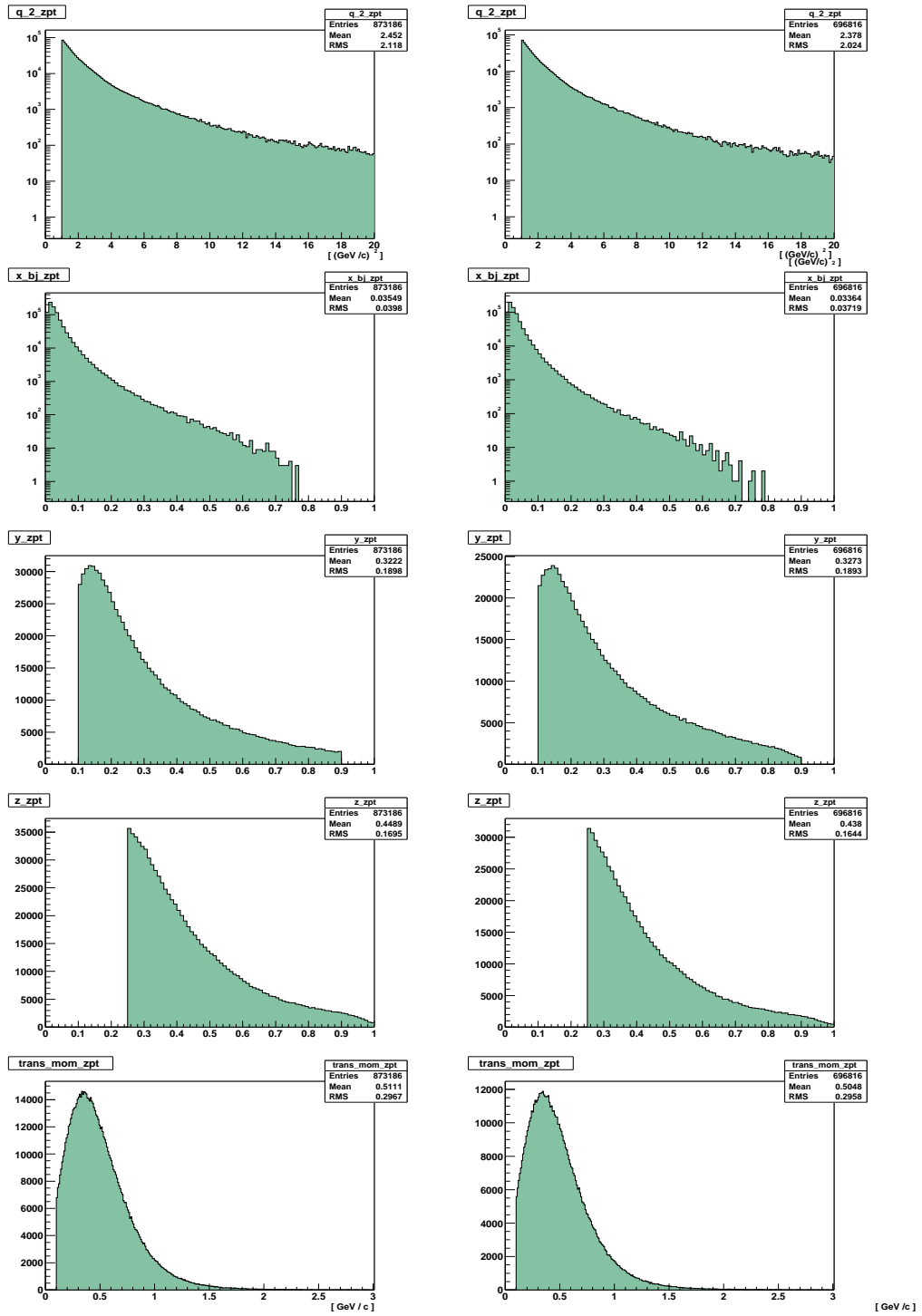


Abbildung 5.15: Die Verteilungen der wichtigen kinematischen Variablen im endgültigen Sample: (**links**) positive leading hadrons; (**rechts**) negative leading hadrons. Von oben nach unten: Q^2 (logarithmische Skala); x (logarithmische Skala); y ; z ; p_t .

$$= D_{NN} \frac{\sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x) \Delta_T^0 D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2)}{\sum_i e_i^2 q_i(x) D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2)} |\vec{S}_\perp| \sin \phi_C$$

D_{NN} ist dabei der Depolarisationsfaktor, \vec{S}_\perp die transversale Polarisation des Targets, und ϕ_C der Collins-Winkel. Im COMPASS-Experiment definiert man den Collins-Winkel nach der Konvention des SMC-Experiments, mit einer Phasendifferenz von π gegenüber der in (2.115) aufgestellten Definition. Es gilt $\phi_C = \phi_S + \phi_h - \pi$, wo ϕ_S , ϕ_h der azimuthale Winkel des Nukleonspinvektors im Anfangszustand (\vec{S}) bzw. des Hadronimpulses (\vec{p}_h) darstellt. Da man meistens auf einem unpolarisierten Untergrund misst, erwartet man eine gemessene Zählratenasymmetrie $A_N(\phi_C)$, die sich gemäß

$$A_N(\phi_C) = A_0 \pm A_1 \sin \phi_C \quad (5.9)$$

verhält. A_0 ist dabei die unpolarisierte Zählratenasymmetrie, die bei gleicher Akzeptanz eine Konstante sein soll. Die rohe Asymmetrie A_1 setzt sich aus allen Vorfaktoren in (5.8) zusammen. Trägt man also die gemessene Zählratenasymmetrie gegen den Collins-Winkel auf, so erwartet man eine Sinus-Kurve, deren Amplitude die unskalierte Collins-Asymmetrie wiedergibt.

5.4.1 Berechnung des Collins-Winkels ϕ_c

Standardmäßig wird der Collins-Winkel ϕ_C für ein Streuereignis im Breit-Bezugssystem der tiefinelastischen Streuung definiert, und wird aus den entsprechenden Vektoren (Impuls des leading hadron und Spin des Nukleons) in diesem System berechnet. Dies ist eine etwas komplizierte Prozedur, denn die Vektoren im Laborsystem, die aus den kinematischen Daten der Teilchen ausgerechnet werden, müssen mehrmals transformiert werden: Zunächst vom Laborsystem in ein System, bei der die Flugrichtung des Strahlmyons die Vorwärtsachse des Bezugssystem vorgibt, um dann durch das γ^*N -System mit einem Lorentz-Boost ins Breit-System zu kommen. Die Berechnung des Collins-Winkels in dieser Analyse folgt einer alternativen und gleichwertigen Methode, die in [99] aufgestellt wird. Demnach werden nur Vektorprodukte im Laborsystem benutzt, um die benötigten Winkel zur Berechnung des Collins-Winkels zu erhalten. Man definiert Ereignis für Ereignis zwei Einheitsvektoren: \hat{k} aus dem Kreuzprodukt der Impulsvektoren des Strahl- und gestreuten Myons; und \hat{m} aus der Differenz dieser beiden Impulsvektoren. Ein dritter Einheitsvektor \hat{l} orthogonal zu diesen beiden vervollständigt die Definition des Bezugssystems. Die Winkel ϕ_h , ϕ_S lassen sich in diesem System folgendermaßen definieren:

$$\cos \phi_h = \frac{\hat{m} \times \vec{p}_h}{|\hat{m} \times \vec{p}_h|} \cdot \hat{k} \quad (5.10)$$

$$\cos \phi_s = \frac{\hat{m} \times \vec{S}}{|\hat{m} \times \vec{S}|} \cdot \hat{k} \quad (5.11)$$

Aus diesen beiden Winkeln lässt sich der Collins-Winkel per Definition ausrechnen.

5.4.2 Experimentelle Extraktion der rohen Asymmetrien

Obwohl es im Prinzip möglich wäre, während nur einer Periode mit transversal und entgegengesetzt polarisierten Targetzellen zu messen und die Asymmetrie aus den unterschiedlichen Zählraten in den Targetzellen auszurechnen, gebietet es sich wegen der unterschiedlichen Akzeptanz der Zellen, in zwei Perioden zu messen und zwischenzeitlich umzupolen. Man misst daher für jede Targetzelle getrennt die Zählratenasymmetrie zwischen zwei Perioden mit unterschiedlicher Targeteinstellung. Für die 2002 Daten werden die Asymmetrien in den Zählraten zwischen P2B und P2C und zwischen P2H.1 und P2H.2 für acht gleich große Bins im Bereich $0 < \phi_C < 2\pi$ ausgewertet:

$$A_N(\phi_C) = \frac{N^{P2B,P2H.1}(\phi_C) - R \cdot N^{P2C,P2H.2}(\phi_C)}{N^{P2B,P2H.1}(\phi_C) + R \cdot N^{P2C,P2H.2}(\phi_C)} \quad (5.12)$$

Dabei ist R ein Normalisierungsfaktor, der der unterschiedlichen totalen Ereignisanzahl in den verglichenen Perioden Rechnung trägt:

$$R = \frac{N_{tot}^{P2B,P2H.1}}{N_{tot}^{P2C,P2H.2}} \quad (5.13)$$

Die Zählraten über den Spektrum von ϕ_C für zwei verschiedene Bereiche der kinematischen Variablen x für die Perioden P2B und P2C sind Abbildung 5.16 zu entnehmen. Ein deutlicher Akzeptanz-Effekt ist in diesem Bild zu erkennen, der durch die Messmethode mit zwei unpolarisierbaren Targetzellen ausgeglichen werden soll.

	Polarisation				Annahme	
	Tatsächliche		Angenommene		Richtig/Falsch	
P2B/P2H.1	↓	↑	↑	↑	F	R
P2C/P2H.2	↑	↓	↑	↑	R	F

Tabelle 5.4: Tatsächliche und angenommene Polarisationsrichtungen.

Man misst die Zählraten als Funktion von ϕ_C , weil $\sin\phi_C$ als Argument im Wirkungsquerschnitt vorhanden ist. Die physikalisch beobachtete Asymmetrie ist hingegen in dem Erzeugungswinkel ϕ_h des leading hadron zu erwarten. Man nimmt zur Berechnung der Asymmetrie an, dass in den verglichenen Perioden mit in der Tat entgegengesetzten Targetspins der Spin immer in einer Richtung (nach oben) ausgerichtet ist. Dadurch verursacht ein bei einem bestimmt azimuthalen Winkel erzeugtes Hadron immer einen Eintrag bei demselben Wert des Collins-Winkels (Abbildung 5.17, Tabelle 5.4). Bei der Ausrechnung der Asymmetrien für die beiden Targetzellen wird dann das Vorzeichen für eine Zelle (upstream) wieder umgedreht, um einheitlich eine Asymmetrie der Form (5.8) zu erhalten, d.h. Spin-Up – Spin-Down:

$$A_N := \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow} \quad (5.14)$$

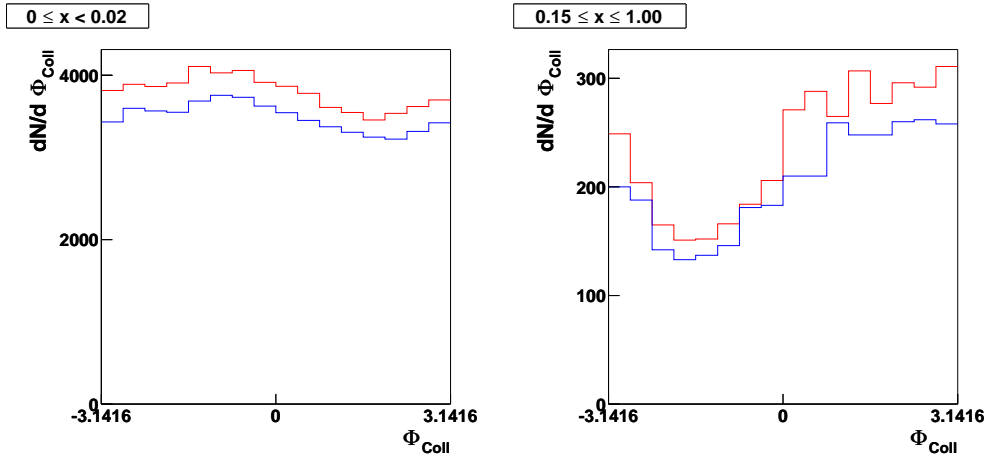


Abbildung 5.16: Zählraten in den Perioden P2B (untere (blaue) Linie) und P2C (obere (rote) Linie), aufgetragen gegen den Collins-Winkel für zwei verschiedene Bereiche der kinematischen Variable x . Die unterschiedlichen Zählraten in den Perioden werden durch den Normalisierungsfaktor R (Gleichung 5.13) ausgeglichen. Deutlich zu erkennen ist auch ein systematischer, durch die unterschiedliche Akzeptanz der Targetzellen bedingter Effekt, der bei größeren Werten von x stärker ist: Der Spektrometereaufbau ist offensichtlich empfindlicher gegenüber unter größeren Winkeln gestreuten Hadronen auf einer Seite als auf der anderen. Durch die in dieser Analyse angewandte Messmethode, die den Doppelzellen-Aufbau des Targets ausnützt, um Zählraten von der selben Targetzelle aber von Perioden mit verschiedenen Spineinstellungen zu vergleichen, wird dieses Problem umgangen.

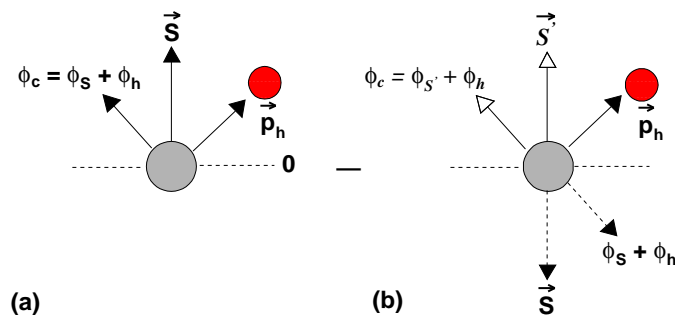


Abbildung 5.17: Um Zählraten bei demselben azimuthalen Winkel in einer Parametrisierung mit ϕ_C vergleichen zu können, wird die Polarisation immer in der up-Richtung angenommen, auch wenn sie tatsächlich (b) nach unten ausgerichtet ist.

$$= -\frac{(N^{P2B,P2H.1} - R \cdot N^{P2C,P2H.2})}{N^{P2B,P2H.1} + R \cdot N^{P2C,P2H.2}}, \text{Upstream} - \text{Zelle} \quad (5.15)$$

$$= \frac{N^{P2B,P2H.1} - R \cdot N^{P2C,P2H.2}}{N^{P2B,P2H.1} + R \cdot N^{P2C,P2H.2}}, \text{Downstream} - \text{Zelle} \quad (5.16)$$

Der Fehler an dieser Asymmetrie berechnet sich zu

$$\sigma_{A_N} = \sqrt{\frac{4N^{P2B,P2H.1} \cdot N^{P2C,P2H.2}}{(N^{P2B,P2H.1} + N^{P2C,P2H.2})^3}} \quad (5.17)$$

Diese Zählratenasymmetrien werden für die upstream- und downstream-Targetzellen getrennt gegen ϕ_c und für positive und negative leading hadrons aufgetragen. Dabei werden die Daten in verschiedene kinematische Bereiche unterteilt, einmal bezüglich x und einmal bezüglich z , da die erwartete Asymmetrie nach (5.8) ein Produkt aus x -abhängigen Verteilungsfunktionen und z -abhängigen Fragmentationsfunktionen ist. Die verwendeten x - und z bins sind

$$\begin{array}{ll} 0 < x < 0.02 & 0.25 \leq z < 0.4 \\ 0.02 \leq x < 0.05 & 0.4 \leq z < 0.6 \\ 0.05 \leq x < 0.10 & 0.6 \leq z < 0.8 \\ 0.10 \leq x < 0.15 & 0.8 \leq z < 1.0 \\ 0.15 \leq x < 1 & \end{array}$$

Bei den x -Bins ist dabei zu beachten, dass der von COMPASS abgetastete Bereich sich nur zwischen etwa $x = 0.03$ und $x = 0.8$ erstreckt und die Ereigniszahlen mit wachsendem x stark abnehmen. Die Aufteilung der Ereigniszahlen im endgültigen Sample nach x und z befindet sich in Anhang B. Etwa 80% aller Ereignisse befinden sich in den ersten beiden x -Bins. Mittlerweile hat man sich zwecks Veröffentlichung auf ein feineres Binning in x geeinigt, das die höhere Statistik bei kleinem x besser ausnutzt.

In Anlehnung an (5.9) wird ein Fit der Form $A_0 + A_1 \sin \phi_c$ über die Datenpunkte für jede Zelle gezogen. Der Fit-Parameter A_1 gibt dabei die Größe der rohen Collins-Asymmetrie für den jeweiligen kinematischen Bereich und die jeweilige Targetzelle an, die dann gegen x oder z aufgetragen werden können. Aus diesen Datenpunkten kann ein gewichtetes Mittel der rohen Asymmetrien für beiden Targetzellen ermittelt werden.

5.5 Von der rohen Asymmetrie zum Collins-Effekt

Ziel ist es, aus den rohen Asymmetrien Rückschlüsse auf das unbekannte Produkt aus (5.8),

$$A_C = \frac{\sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x) \Delta_T^0 D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2)}{\sum_i e_i^2 q_i(x) D_i(z, \vec{P}_{h\perp}^2)} \quad (5.18)$$

ziehen, welches die eigentliche Collins-Asymmetrie darstellt. Aus dieser Größe lassen sich bis zu einer zunächst unbekanntem z -abhängigen Normierung die

Periode	Runs	Polarisation	
		upstream	downstream
P2B	21178-21207	-49.79	54.58
P2B	21333-21393	-47.79	47.40
P2B	21407-21495	-47.09	46.33
P2C	21670-21765	52.50	-44.09
P2C	21777-21878	50.36	-43.06
P2H.1	23490-23575	-49.83	52.11
P2H.2	23664-23839	47.45	-41.41

Tabelle 5.5: Kalkulierte Werte für die Targetpolarisation in den COMPASS Transversity-Perioden.

x	< 0.02	0.02 – 0.05	0.05 – 0.10	0.10 – 0.15	> 0.15
$D_{nn}(up)$	0.373	0.371	0.378	0.383	0.39
$D_{nn}(down)$	0.383	0.381	0.389	0.394	0.4

Tabelle 5.6: Aus [100] entnommene Werte für den *Verdünnungsfaktor* in verschiedenen x -Bereichen für die upstream- und downstream-Targetzellen.

Transversity-Verteilungen $\Delta_T q_i(x)$ gewinnen. Die Collins-Asymmetrie hängt mit der unskalierten Asymmetrie A_1 durch

$$A_C = \frac{A_1}{D_{NN} \cdot |\vec{S}_\perp|} \quad (5.19)$$

zusammen. $|\vec{S}_\perp|$ ist dabei die mittlere Polarisation des Targetmaterials und ist gegeben durch die gemessene Polarisation P multipliziert mit einem weiteren Faktor f , dem *Verdünnungsfaktor*. Dieser Faktor gibt wieder, wie groß der polarisierbare Anteil des Targetmaterials ist und muss für die genaue Targetzusammensetzung berechnet werden. Wie viel von dieser Polarisation tatsächlich durch das virtuelle Photon übertragen wird, wird durch den Depolarisationsfaktor D_{NN} wiedergeben, der anhand der Kinematik der einzelnen Ereignisse ausgerechnet werden muss.

5.5.1 Targetpolarisation und Verdünnungsfaktor

Eine direkte Messung der Targetpolarisation P ist bei transversaler Einstellung der COMPASS-Targetpolarisation nicht möglich. Die Polarisationswerte werden durch Interpolation der Polarisationsverlaufskurve für die Teilperioden berechnet, und sind in Tabelle 5.5 wiedergegeben.

Die naive Annahme eines Verdünnungsfaktors von 0.5 bei einem Deuterium-Target, weil die Hälfte der Nukleonen polarisierbar ist, erweist sich wegen anderer in der Targetzelle vorhandener, nicht-polarisierbarer Materialien als eine Überschätzung. Da das momentan verwendete COMPASS-Target vom SMC-Experiment übernommen wurde, konnten Berechnungen von SMC zum Dilu-

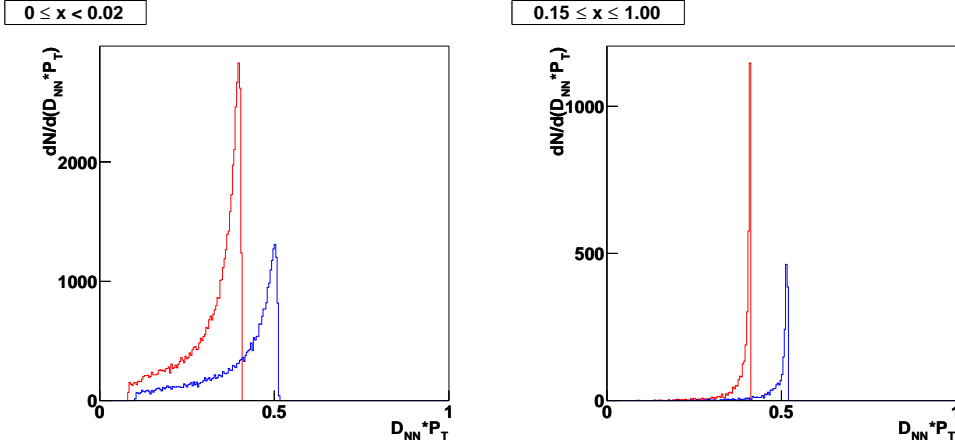


Abbildung 5.18: Der Faktor $D_{NN} \cdot P$ für alle Ereignisse in den Perioden P2H.1 (blaue Linie) bzw. P2H.2 (rote Linie), downstream Targetzelle. Der maximale Wert dieses Faktors entspricht der Polarisation in der Targetzelle bei der jeweiligen Periode, 52.11% bzw. (-)41.41% (Tabelle 5.5). Bei höheren Werten von x wird in den meisten Fällen beinahe die gesamte Polarisation durch das virtuelle Photon übertragen (rechtes Bild), Bei niedrigem x (linkes Bild) ist dies nicht immer der Fall; die Verteilung erstreckt sich zu viel niedrigeren Werten.

tionfaktor für die COMPASS-Kinematik angewandt werden [100]. Es ergibt sich ein leicht von x abhängiger Faktor, der sich im interessierenden Bereich knapp unter 0.4 bewegt. Obwohl diese Werte für den longitudinalen Modus ausgerechnet wurden, ergibt sich für transversale Daten kein wesentlicher Unterschied [101]. Die für die verschiedenen x -Bereiche angenommenen Werte sind Tabelle 5.6 zu entnehmen. Für die z -abhängige Unterteilung wurde ein konstanter Wert $f = 0.38$ angenommen.

5.5.2 Depolarisationsfaktor

Der Depolarisationsfaktor ist für transversale Berechnungen durch (vgl. (2.113))

$$D_{NN} = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \quad (5.20)$$

gegeben. Dieser Faktor wird für jedes Streueignis im Datensample einzeln ausgerechnet. Je nach Targetzelle, wo sich der Primärvertex des Streueignisses befindet, und je nach Run, von dem das Ereignis herkommt, wird dieser Faktor mit dem Polarisationsgrad des Targets nach Tabelle 5.5 multipliziert, um die Gewichtung des Ereignisses festzusetzen. Diese Gewichtung kann allerdings wegen der Methode zur Ausrechnung der Asymmetrie nur als ein über die verglichenen zwei Datenperioden arithmetisch gemittelter Wert für den jeweiligen Bin in ϕ_c und x bzw. z einfließen. Der Depolarisationsfaktor beträgt im Allgemeinen etwa $D_{NN} > 0.95$; lediglich für den Bereich $x < 0.02$ wird der Beitrag signifikant kleiner - es gilt $D_{NN} \sim 0.8$. Es ergibt sich also aus die-

sem Depolarisationsfaktor zusammen mit einer Targetpolarisation von etwa 0.5 und dem Dilution Faktor von etwa 0.38 eine Skalierung von roher zu Collins-Asymmetrie von in der Regel etwa $1/(0.95 \cdot 0.5 \cdot 0.38) \approx 5.5$ (≈ 7 für den ersten x -Bin) (Abbildung 5.18). Die ausgerechneten Mittelwerte für den Skalierungsfaktor $1/(f \cdot D_{NN} \cdot P)$ sind für jeden Bin im endgültigen Sample (getrennt nach P2B/C, P2H.1/P2H.2; positiv, negativ leading hadrons) in Anhang B zusammengestellt.

5.6 Ergebnisse zur Collins-Asymmetrie

5.6.1 Asymmetrien aus den einzelnen Perioden und Targetzellen

Die nach den in den vorigen Abschnitten beschriebenen Prozeduren ermittelten Zahlenwerte für die Collins-Asymmetrie für die einzelnen Targetzellen in den verschiedenen Perioden sind in den Abbildungen (5.19 - 5.22) aufgetragen. Die Asymmetrien werden für die zwei Targetzellen einzeln und entsprechend der relativen Ereigniszahlen in den Targetzellen als gewichtetes Mittel aufgelistet. Zu jedem Wert wird auch der statistische Fehler angegeben. Die Asymmetrien werden getrennt für positive und negative leading hadrons und in den im Abschnitt 5.4.2 aufgelisteten x - und z -Bins präsentiert. Die der Darstellung zu Grunde liegenden Zahlenwerte sind den Tabellen im Anhang C zu entnehmen.

5.6.2 Gesamtasymmetrien aus den 2002 COMPASS-Daten

Physikalisch betrachtet sind die Collins-Asymmetrien nur nach positiven und negativen leading hadrons getrennt anzugeben. Die einzelnen Werte für die gemittelten Asymmetrien von beiden Targetzellen für die gepaarten Perioden P2B/P2C und P2H.1/P2H.2 sind mit entsprechender Gewichtung zusammenzuführen

$$A_C^{gesamt}(x; z) = \frac{N^{P2BC}(x; z) \cdot A_C^{P2BC}(x; z) + N^{P2H}(x; z) \cdot A_C^{P2H}(x; z)}{N^{P2BC}(x; z) + N^{P2H}(x; z)} \quad (5.21)$$

Da die Ereigniszahlen aus der jeweiligen zweiten Periode (P2C bzw. P2H.2) schon bei der Ausrechnung der getrennten Asymmetrien auf die Ereignisanzahlen aus der ersten Periode (P2B bzw. P2H.1) gemäß (5.12) normiert worden sind, muss man bei der weiteren Gewichtung in (5.21) nur die Ereignisanzahl in der ersten Periode berücksichtigen. Die Gewichtungsfaktoren sind einfach durch die Summe der Ereignisse in beiden Targetzellen (N_{up} bzw. N_{down}) in dieser Periode gegeben⁴

$$N^{P2BC} = N_{up}^{P2B} + N_{down}^{P2B} \quad (5.22)$$

$$N^{P2H} = N_{up}^{P2H.1} + N_{down}^{P2H.1} \quad (5.23)$$

⁴Das Argument x bzw. z an σ und N fällt der Übersichtlichkeit halber weg: die Gewichtung wird aber für jedes x - bzw. z -Bin einzeln ausgerechnet.

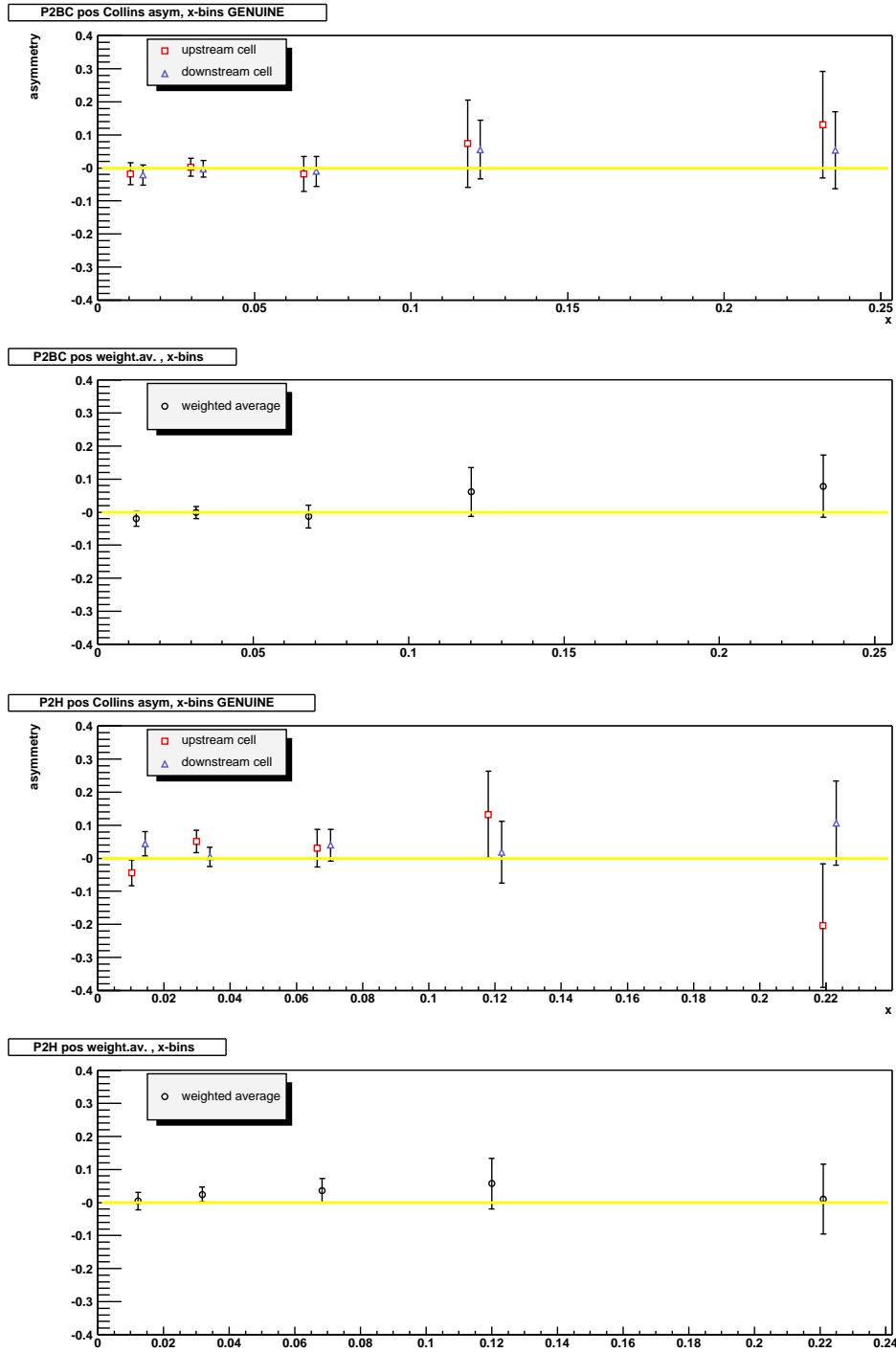


Abbildung 5.19: Collins-Asymmetrie aus den COMPASS Daten 2002; positives leading hadron, x -Abhängigkeit:

- (a) P2BC upstream, downstream Targetzellen;
- (b) P2BC gewichtetes Mittel für beide Targetzellen;
- (c) P2H upstream, downstream Targetzellen;
- (d) P2H gewichtetes Mittel für beide Targetzellen.

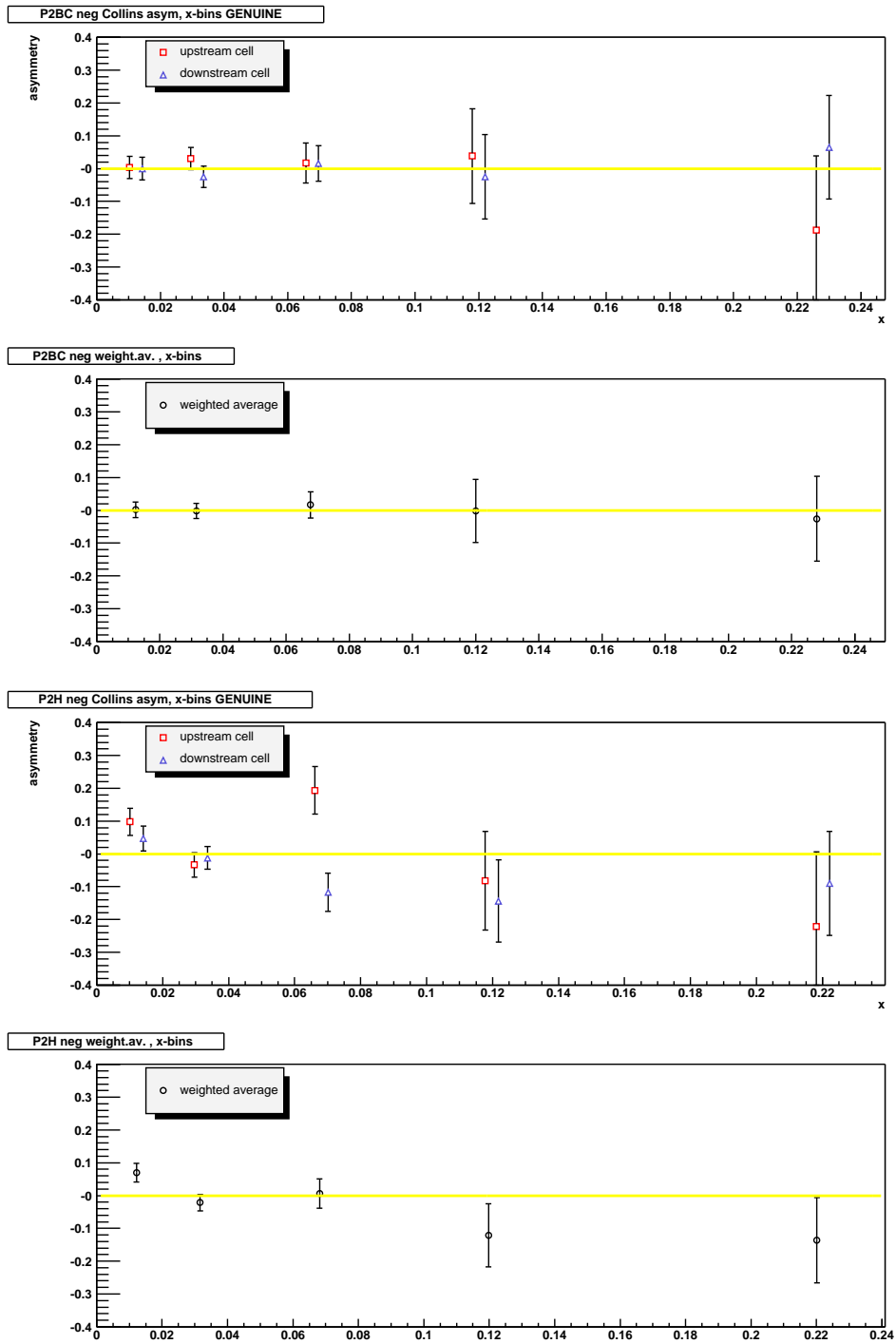


Abbildung 5.20: Collins-Asymmetrie aus den COMPASS Daten 2002; negatives leading hadron, x -Abhängigkeit:

- (a) P2BC upstream, downstream Targetzellen;
- (b) P2BC gewichtetes Mittel für beide Targetzellen;
- (c) P2H upstream, downstream Targetzellen;
- (d) P2H gewichtetes Mittel für beide Targetzellen.

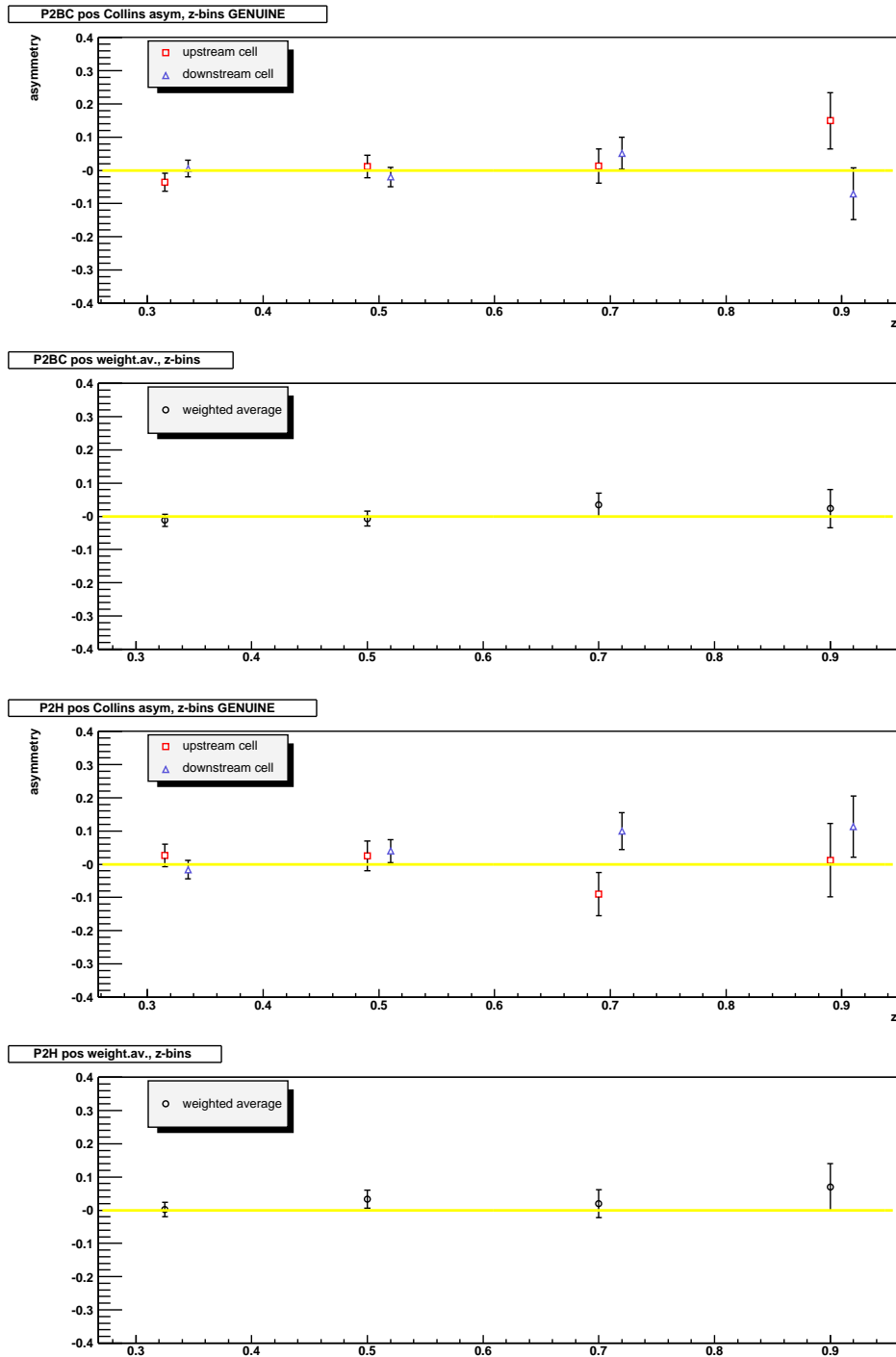


Abbildung 5.21: Collins-Asymmetrie aus den COMPASS Daten 2002; positives leading hadron, z -Abhängigkeit: (a) P2BC upstream, downstream Targetzellen; (b) P2BC gewichtetes Mittel für beide Targetzellen; (c) P2H upstream, downstream Targetzellen; (d) P2H gewichtetes Mittel für beide Targetzellen.

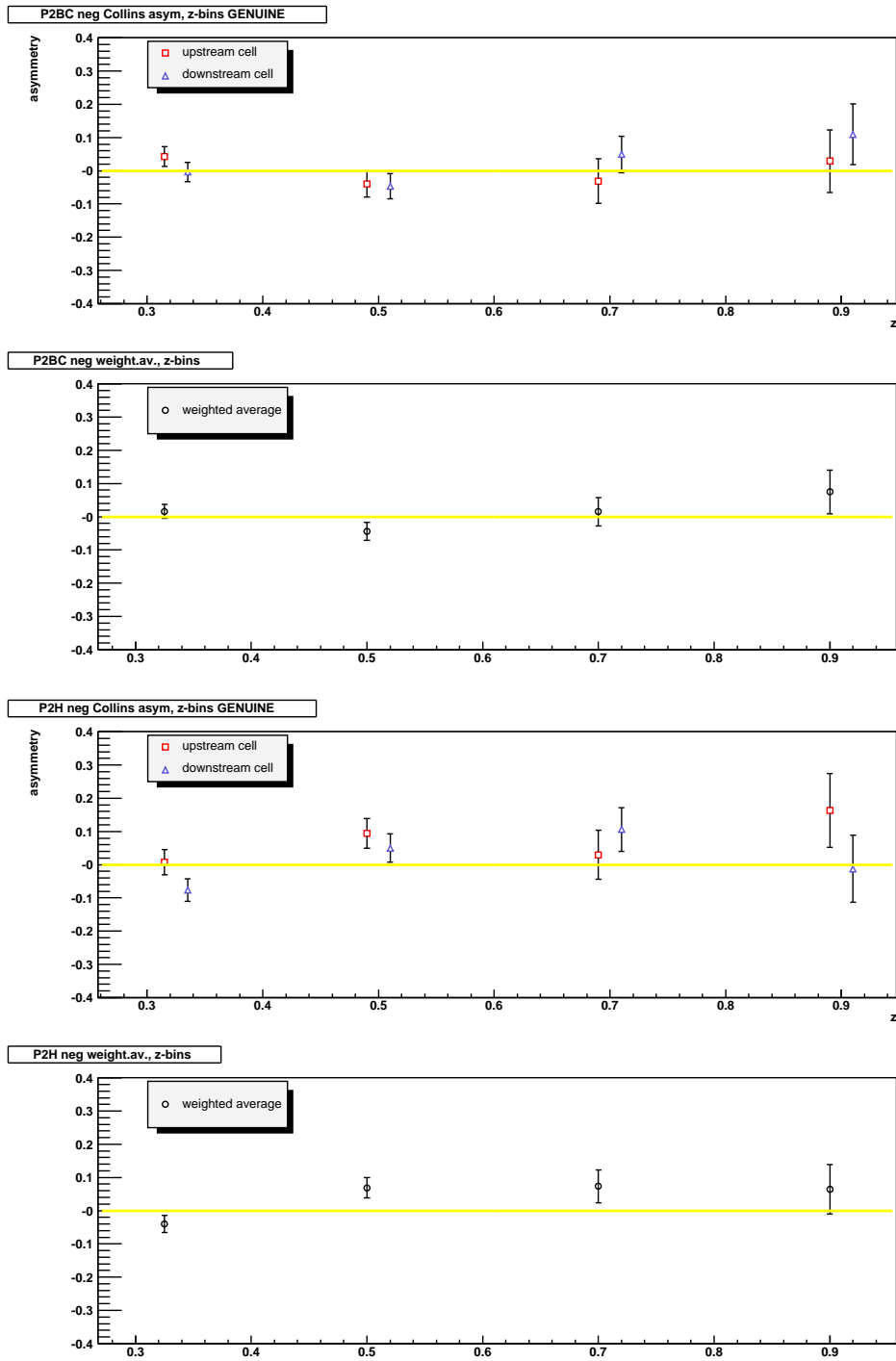


Abbildung 5.22: Collins-Asymmetrie aus den COMPASS Daten 2002; negatives leading hadron, z -Abhängigkeit:

- (a) P2BC upstream, downstream Targetzellen;
- (b) P2BC gewichtetes Mittel für beide Targetzellen;
- (c) P2H upstream, downstream Targetzellen;
- (d) P2H gewichtetes Mittel für beide Targetzellen.

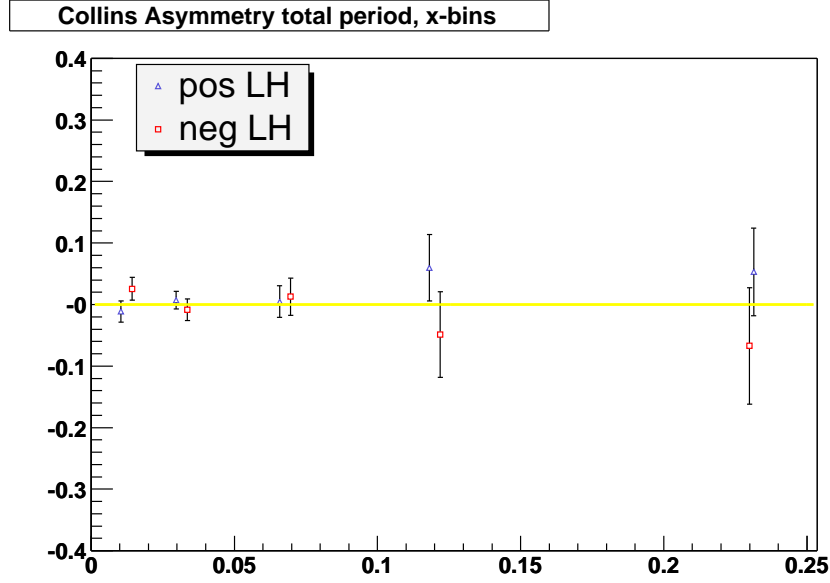


Abbildung 5.23: Collins-Asymmetrie; gesamte transversale Daten 2002, x -Abhängigkeit.

x	pos		neg	
0-0.02	-0.011	± 0.017	0.025	± 0.019
0.02-0.05	0.007	± 0.014	-0.008	± 0.018
0.05-0.10	0.005	± 0.026	0.013	± 0.031
0.10-0.15	0.060	± 0.054	-0.049	± 0.070
0.15-1.0	0.053	± 0.071	-0.067	± 0.094

Tabelle 5.7: Collins-Asymmetrien von den 2002 COMPASS-Daten; gesamte transversale Daten, positive/negative leading hadrons, x -Bins.

Der statistische Fehler σ^{gesamt} an dieser Gesamtasymmetrie berechnet sich entsprechend den statistischen Fehlern aus den periodebezogenen Asymmetrien σ^{P2BC} , σ^{P2H} durch

$$\sigma^{gesamt} = \frac{\sqrt{(N^{P2BC} \cdot \sigma^{P2BC})^2 + (N^{P2H} \cdot \sigma^{P2H})^2}}{N^{P2BC} + N^{P2H}} \quad (5.24)$$

Die auf diese Weise ermittelten Collins-Asymmetrien für die gesamten transversale Daten aus der COMPASS-Strahlzeit 2002 sind den Tabellen 5.7 und 5.8 zu entnehmen. Die entsprechenden Graphen sind in den Abbildungen 5.23 (x -Bins) bzw. 5.24 (z -Bins) zu sehen.

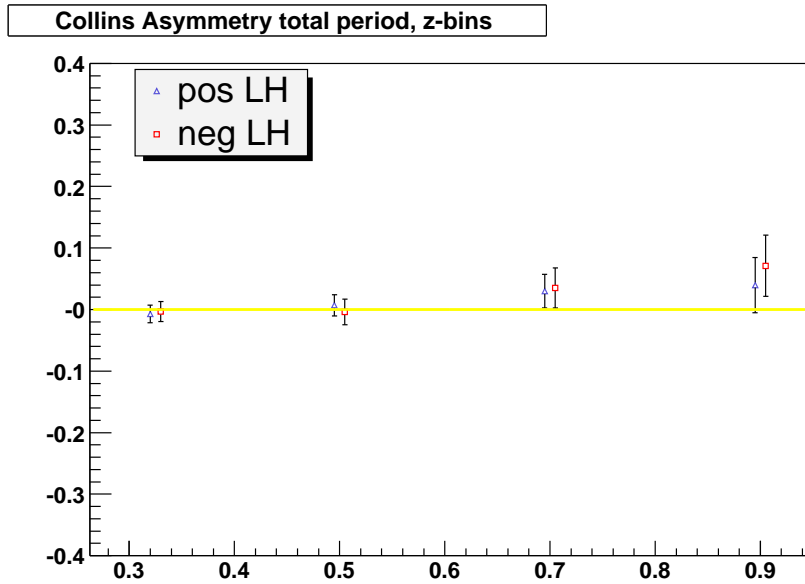


Abbildung 5.24: Collins-Asymmetrie; gesamte transversale Daten 2002, z -Abhängigkeit.

z	pos		neg	
0.25-0.4	-0.007	\pm 0.014	-0.003	\pm 0.016
0.4-0.6	0.007	\pm 0.017	-0.004	\pm 0.021
0.6-0.8	0.030	\pm 0.027	0.035	\pm 0.033
0.8-1.0	0.040	\pm 0.045	0.071	\pm 0.050

Tabelle 5.8: Collins-Asymmetrien von den 2002 COMPASS-Daten; gesamte transversale Daten, positive/negative leading hadrons, z -Bins.

5.7 Einschätzung der systematischen Fehler

5.7.1 Stabilität der Normalisierung

In (5.13) wird angenommen, dass die Normalisierung zwischen den zwei verglichenen Datenperioden sich alleine aus dem Verhältnis der Ereigniszahlen in den Perioden ergibt. Eine eventuelle ϕ_C -Abhängigkeit dieses Faktors durch Akzeptanz-Effekte (die Tatsache, dass das Spektrometer nicht gleich empfindlich ist gegenüber Ereignissen in verschiedenen Winkelbereichen) wurde nicht berücksichtigt. Zu einer Einschätzung, inwieweit diese Annahme berechtigt ist, gelangt man durch folgende Überlegungen. Man nimmt an, dass das Verhältnis der Akzeptanzen α der zwei Targetzellen sich nicht zwischen zwei Perioden ändert, es gilt also z.B.

$$\frac{\alpha_d^{P2B}(\phi_c)}{\alpha_u^{P2B}(\phi_c)} = \frac{\alpha_d^{P2C}(\phi_c)}{\alpha_u^{P2C}(\phi_c)} \quad (5.25)$$

wobei u bzw. d die upstream bzw. downstream Targetzelle bezeichnet. Das

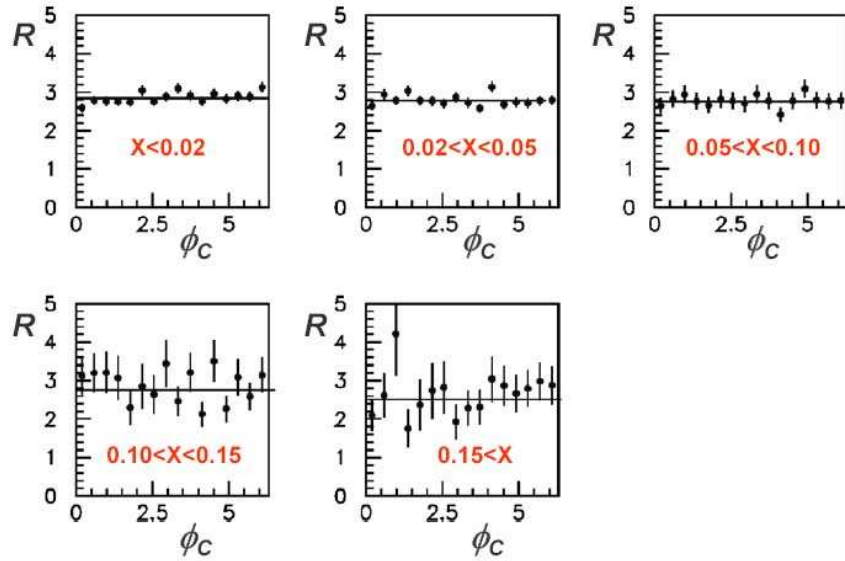


Abbildung 5.25: Das kombinierte Zählratenverhältnis R zeigt keinerlei Abhängigkeit von ϕ_C ; Akzeptanz-Effekte werden durch die Messmethode mit unpolarisierten Doppelzellen weitgehend vermieden.

Ereigniszahl N in einer Targetzelle in einer Periode ist proportional der Akzeptanz der Targetzelle. Man bildet das kombinierte Zählratenverhältnis R , aus den Ereigniszahlen N in beiden Targetzellen für ein Periodenpaar. Es gilt unter Einbeziehung von (5.25)

$$R(\phi_C) = \frac{N_u^{P2C} \cdot N_d^{P2C}}{N_u^{P2B} \cdot N_d^{P2B}} \propto \left[\frac{\alpha_u^{P2C}(\phi_c)}{\alpha_u^{P2B}(\phi_c)} \right]^2 \quad (5.26)$$

Je näher R an einer Konstante über das ganze Spektrum von ϕ_c bleibt, desto kleiner sind die systematischen Akzeptanz-Effekte, und umso berechtigter war die ursprüngliche Annahme. Abbildung 5.25 zeigt, dass die Annahme einer konstanten Normalisierung im Rahmen der Fehlerrechnung gerechtfertigt ist.

5.7.2 Verwischte Asymmetrien

Noch eine Einschätzung der systematischen Fehler, die etwa durch Akzeptanz-Effekte oder langzeitige Änderungen im Strahl oder Target hervorgerufen werden könnten, gewinnt man durch Betrachtung eines Datensamples, bei dem aus Prinzip keine oder eine vernachlässigbar kleine Asymmetrie erwartet würde. Eine einfache Methode, aus den vorliegenden Daten ein solches Vergleichssample herzustellen, liegt darin, nicht nur leading hadrons in die Berechnung der Asymmetrie aufzunehmen, sondern alle Ausgangsteilchen des primären Vertex. Man lockert die Bedingung bezüglich der Variablen z die Bedingung von $z > 0.25$ auf $z > 0$ und berechnet die üblichen kinematischen Größen und den Collins-Winkel für alle nicht-myonischen Teilchen, die aus dem Primärvertex ausgehen.

Die Asymmetrien werden wie gewohnt aus den Zählerdifferenzen zwischen zwei Perioden für verschiedene Bins von ϕ_C und x bzw. z ausgerechnet. Die dabei gewonnene Asymmetrie sollte, wenn sie nicht zu einem Null-Ergebnis führt, dann zu einer stark abgeschwächten Asymmetrie führen, da man *a priori* keine Asymmetrie von niederenergetischen Teilchen erwartet. Es existieren auch gut fundierte theoretische Überlegungen, bei denen das Hadron vom primären Vertex mit dem zweitgrößten Energiebetrag (das *subleading hadron*) die Asymmetrie des leading hadron zum Teil oder ganz auslöscht [39]. In der Tat liegen die unter Einbeziehung aller Hadronen ermittelten Datenpunkte sehr nahe an der Nulllinie, was auf einen eher kleinen systematischen Fehler in den Werten für die Collins-Asymmetrie hindeutet. Eingehende Untersuchungen zur Systematik auch in Hinblick auf die noch etwas unklare theoretische Lage bezüglich des subleading hadron sind noch im Gange. Die Tabellen 5.9 und 5.10 enthalten die Werte für die über alle Perioden und Targetzellen gemittelten Asymmetrien (x bzw. z -Abhängigkeit).

x	pos			neg		
0-0.02	-0.008	\pm	0.004	0.009	\pm	0.004
0.02-0.05	-0.002	\pm	0.004	0.004	\pm	0.005
0.05-0.10	0.001	\pm	0.008	0.000(5)	\pm	0.009
0.10-0.15	0.010	\pm	0.018	-0.028	\pm	0.018
0.15-1.0	0.007	\pm	0.023	-0.004	\pm	0.025

Tabelle 5.9: Falsche Asymmetrien aus den 2002 COMPASS-Daten; gesamte transversale Daten, positive/negative leading hadrons, x -Bins.

z	pos			neg		
0.25-0.4	-0.006	\pm	0.003	0.007	\pm	0.003
0.4-0.6	0.003	\pm	0.008	-0.005	\pm	0.010
0.6-0.8	0.014	\pm	0.013	0.014	\pm	0.015
0.8-1.0	0.021	\pm	0.021	0.034	\pm	0.024

Tabelle 5.10: Falsche Asymmetrien aus den 2002 COMPASS-Daten; gesamte transversale Daten, positive/negative leading hadrons, z -Bins.

5.8 Vergleichsergebnisse

Neben der im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgenommenen Auswertung wurden unabhängige Analysen der transversalen Daten aus der COMPASS-Strahlzeit 2002 in Bonn und Triest durchgeführt. Im Zuge der Veröffentlichung der Daten zur Collins-Asymmetrie bei COMPASS einigte man sich auf die Standard-Schnitte, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten behandelt wurden. Die verwendeten Datensamples waren leicht verschieden, hauptsächlich durch geringfügig verschiedene Näherungen bei der Berechnung der kinematischen Variablen; diese nicht gemeinsamen Ereignisse machen aber weit weniger

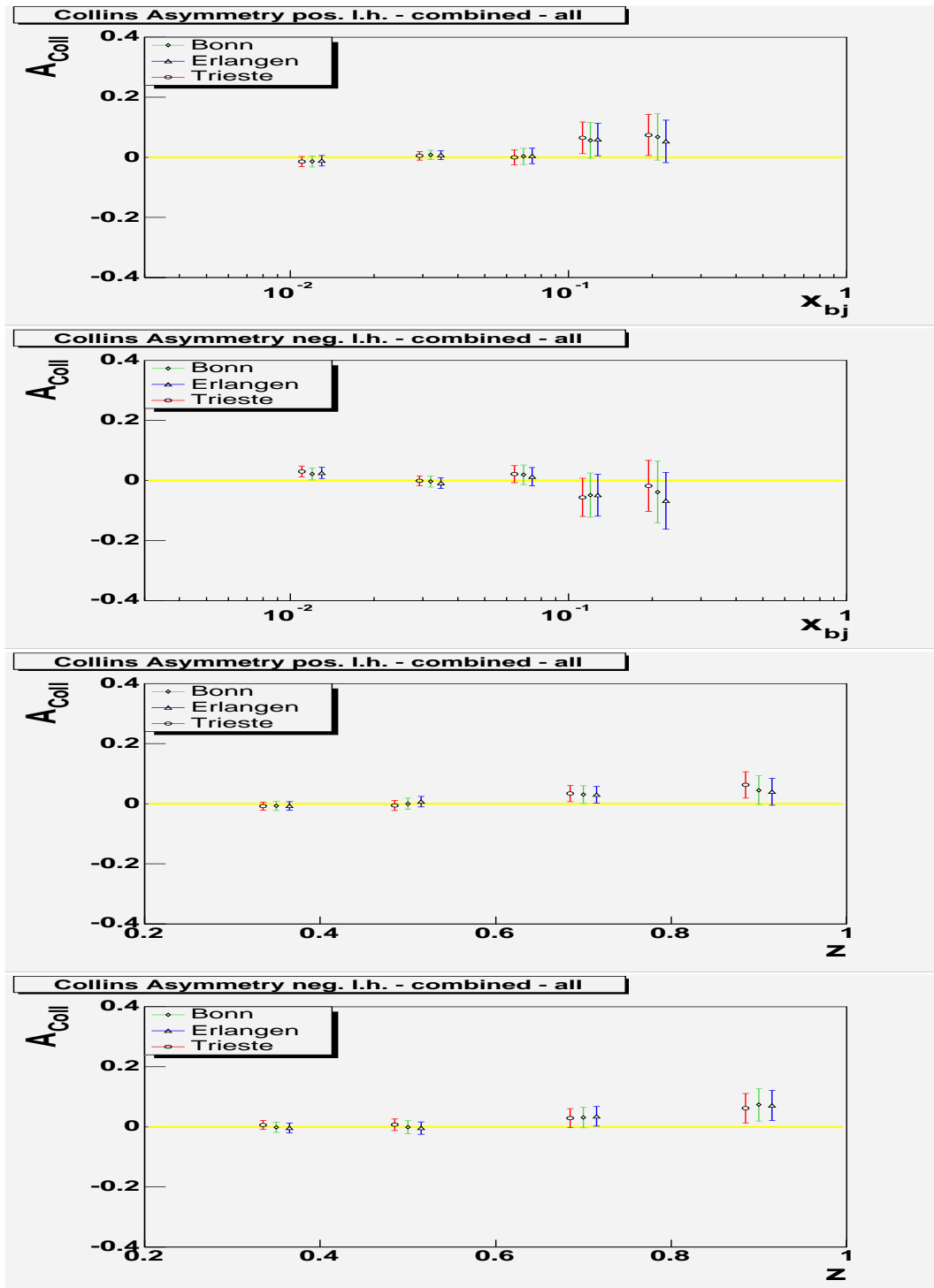


Abbildung 5.26: Vergleichswerte für die Collins-Asymmetrie aus den COMPASS Daten 2002, gesamte Daten:
 (a) positive leading hadrons, x -Abhängigkeit;
 (b) negative leading hadrons, x -Abhängigkeit;
 (c) positive leading hadrons, z -Abhängigkeit;
 (d) negative leading hadrons, z -Abhängigkeit.

als 1% des Gesamtsamples aus. Die verwendeten Normierungen und Fitprozeduren wichen auch leicht von einander ab. Die Ergebnisse der drei Analysen sind zusammen in Abbildung 5.26 zu sehen. Offensichtlich sind die Ergebnisse aller drei Analysen in sehr guter Übereinstimmung.

5.9 Statistischer Fehler von den 2003er Daten

Die Produktion der Daten aus den zwei transversalen Perioden der COMPASS Strahlzeit 2003 erfolgte im Frühjahr 2004. In der ersten Periode, 2003-P1G (Targetpolarisation $\downarrow\uparrow$), wurden 234 Runs aufgenommen (vgl. 145 Runs (P2B) und 64 Runs (P2H.1)); in der zweiten Periode, 2003-P1H (Targetpolarisation $\uparrow\downarrow$) 217 Runs (vgl. 145 Runs (P2C) und 112 Runs (P2H.2)). Dadurch, dass diese zwei Messperioden zeitlich unmittelbar aufeinander folgten, wird erwartet, dass sie sich problemlos kombinieren lassen. Ein erster Blick in die Daten aus der Strahlzeit in 2003 lässt erkennen, dass u.a. eine optimierte Triggereinstellung (vor allem kamen neue Elemente bei dem Aussentrigger hinzu, der den für Transversity wichtigen kinematischen Bereich bei höherem Q^2 abdeckt (vgl. Abbildung 3.13)), eine wesentlich verbesserte Ereignisanzahl für die Collins-Analyse erwarten lässt. So sind pro Run von 100 Spills etwa 77% mehr Ereignisse mit $Q^2 > 1$ vorhanden. Nach allen Standard-Schnitten, so wie sie in den vergangenen Abschnitten erläutert wurden, sind pro Run etwa 62% mehr Ereignisse zu erwarten. Dieser Anstieg ist höher im Bereich bei größeren x .

Tabelle 5.11 lässt durchblicken, welcher statistischer Fehler in der Collins-Asymmetrie aus diesen Daten im optimalen Fall (kein Datenverlust durch Stabilitätsüberprüfung) zu erzielen ist.

	2002		2003		2002 + 2003	
	pos	neg	pos	neg	pos	neg
x_{Bj}						
0.003 - 0.02	0.017	0.019	0.016	0.016	0.012	0.012
0.02 - 0.05	0.014	0.018	0.012	0.014	0.009	0.011
0.05 - 0.10	0.026	0.031	0.021	0.024	0.016	0.019
0.10 - 0.15	0.054	0.070	0.039	0.050	0.032	0.041
0.15 - 0.8	0.071	0.094	0.050	0.058	0.040	0.049
z						
0.25-0.4	0.014	0.016	0.012	0.013	0.009	0.010
0.4-0.6	0.017	0.021	0.014	0.018	0.011	0.014
0.6-0.8	0.027	0.033	0.022	0.026	0.017	0.020
0.8-1.0	0.045	0.050	0.036	0.039	0.028	0.031

Tabelle 5.11: Zu erwartender statistischer Fehler in der Collins-Asymmetrie aus den 2002er Daten, den 2003er Daten und beiden Datensätze zusammen, jeweils für positive und negative leading hadrons.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Der erste Beitrag zum COMPASS-Experiment, über den es in dieser Arbeit berichtet wird, bestand in der Inbetriebnahme und Integration in das Experiment von den Hodoskop-Detektoren aus szintillierenden Fasern. In diesen Rahmen wurden Programm-Routinen geschrieben u.a. zur Überwachung dieser SciFi-Stationen im Strahlbetrieb, und zu deren Zeitkalibration und zur Berechnung deren Effizienz.

Die SciFi-Hodoskope stellen sich nach den Betrachtungen in dieser Arbeit als hoch leistungsfähige und zuverlässige Detektoren heraus. Die aufsummierte Zeit, in der einzelne Detektorkanäle nicht einwandfrei funktionierten, betrug in der Strahlzeit 2003 weit weniger als 1% der Gesamtanzahl der Stunden, während der sie zu funktionieren hatten. Die Detektorkanäle unterliegen zeitlichen Schwankungen von nicht mehr als 100 ps, wie aus der Analyse ihrer Kalibrationsdaten hervorgeht. So ist es möglich, mit einer relativ geringe Kalibrationsdichte die Lieferung zuverlässiger Zeitinformationen zu gewährleisten.

Die intrinsische Effizienz der SciFi-Stationen, definiert als die Wahrscheinlichkeit, dass ein Einzelereignis registriert wird, liegt bei beinahe 100%. Bei voller Strahlintensität beträgt die Effizienz bei den in Bonn/Erlangen gebauten SciFis je nach Ebene 97-99%. Zusammen mit deren exzellenter Zeitauflösung von ca. 400 ps und hoher Ratenverträglichkeit machen diese Kennzahlen die SciFis hervorragend für deren Aufgabe zum Nachweis von gestreuten Myonen im Strahlbereich des COMPASS-Experiments geeignet.

Der zweite Beitrag, über den in dieser Arbeit berichtet wird, bestand in der Analyse der Daten mit transversaler Einstellung des Targetspins, die in der COMPASS-Strahlzeit 2002 gewonnen wurden. Man suchte nach der so genannten Collins-Asymmetrie, die bei höheren Werten von den kinematischen Variablen x und z in der azimuthalen Winkelverteilung des energiereichsten Hadrons in einer tiefinelastischen Streuereignis in Erscheinung treten, und Zugang zu den bisher unerforschten Verteilungsfunktionen transversal polarisierter Quarks

$\Delta_T q_i(x)$ ermöglichen soll.

Die Daten, die in den insgesamt drei Wochen der transversalen Strahlzeit gewonnen und anschließend produziert wurden, stellten sich mit wenigen Ausnahmen als stabil aus. Diese Erkenntnis wurde durch Betrachtung sowohl der Stabilität von kinematischen Variablen und Rekonstruktionsparametern als auch durch eine Analyse des K_s^0 -Massenpeaks gewonnen. Allerdings ergab diese Analyse, dass die Datenperioden P2B/P2C einerseits und P2H.1/P2H.2 andererseits getrennt voneinander analysiert werden mussten, und die daraus gewonnenen Werte erst am Ende gewichtet zusammengebracht werden durften.

Durch kinematische und andere Schnitten gelang es, ein tiefinelastisches Datensample mit zuverlässig bestimmtem leading-Hadron zur Berechnung der Collins-Asymmetrie zu gewinnen. Allerdings ist wegen der COMPASS-Kinematik der Bereich bei höheren Werten von x , wo die Collins-Asymmetrie sich von Null abheben soll, statistisch nur schwach besetzt. Die Asymmetrien werden durch Vergleichen der Zählraten in zwei Perioden mit entgegen gesetzter Polarisation in beiden Targetzellen ausgerechnet. Diese Zahlen wurden dann gewichtet miteinander kombiniert. Die Asymmetrien wurden getrennt für positive und negative leading-Hadrons extrahiert.

Die Daten von der COMPASS-Strahlzeit 2002 liefern kein eindeutiges Indiz für eine Collins-Asymmetrie, die sich in dem abgetasteten kinematischen Bereich von Null unterscheidet. Alle Datenpunkte sind auf dem 1-2- σ Niveau mit Null verträglich. Eine leichte Tendenz hin zu einer positiven Asymmetrie bei positiven leading-Hadrons und zu einer negativen Asymmetrie bei negativen leading-Hadrons bei höheren Werten von x ist möglicherweise trotz der großen Fehlerbalken zu erkennen. Bereits mit den Daten aus der Strahlzeit 2003 ist mit deutlich verkleinerten Fehlerbalken zu rechnen.

Weitere Daten mit transversalem Targetspin werden in der etwas verlängerten Strahlzeit 2004 bei COMPASS genommen werden. Nach der SPS-Abschaltung 2005 wird der neue COMPASS-Magnet mit seiner viel höheren Akzeptanz eine weit höhere Statistik bei hohem x ermöglichen. Mit diesen weiteren Daten dürfte ein eindeutiger Schluss ob der Existenz des Collins-Effektes möglich sein.

Anhang A

**Collins-Effekt Eventauswahl
und Extraktion der
Asymmetrie**

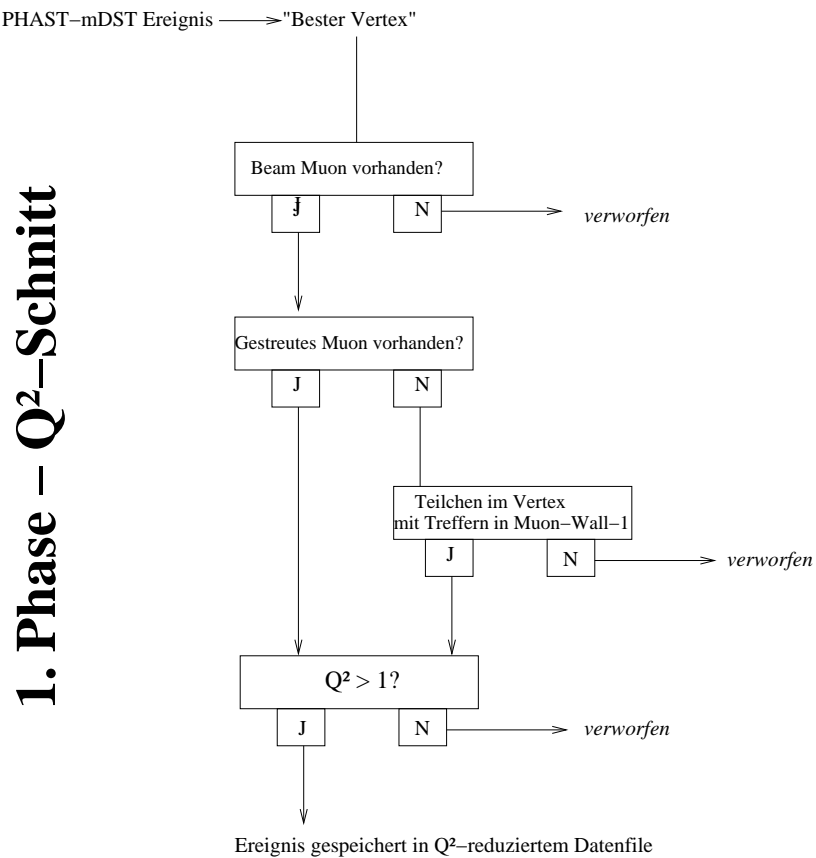


Abbildung A.1: Schematische Darstellung der ersten Phase der Collins-Effekt Eventauswahl. Primärvertices mit vorhandenem Strahl- und gestreutem Myon werden ausgesucht. Wenn der Energieübertrag $Q^2 > 1$ ist, wird das Ereignis in einem reduzierten Datenfile gespeichert.

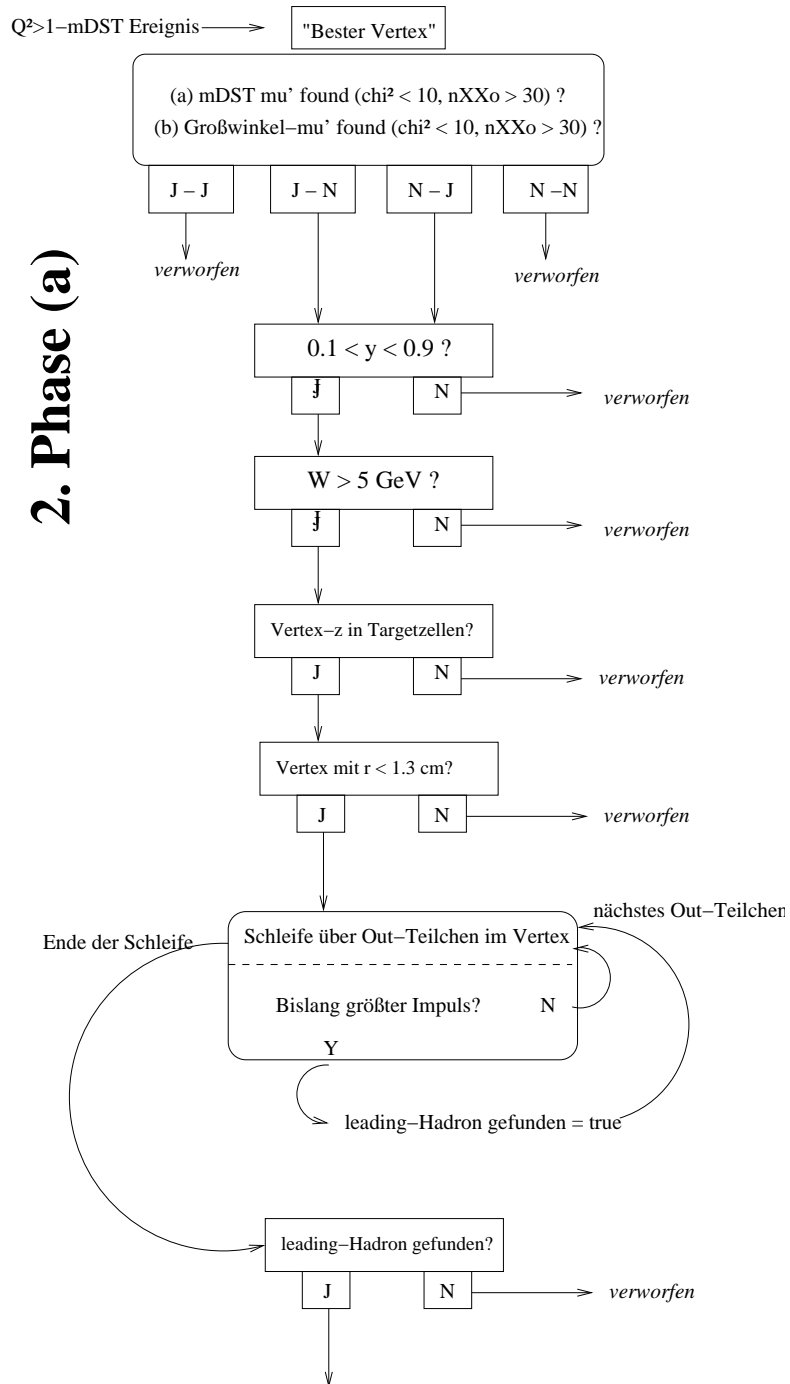


Abbildung A.2: Schematische Darstellung der zweiten Phase der Collins-Effekt Eventauswahl: nXX_0 -, y -, W - und Target-Schnitte und Auswahl des leading-Hadrons.

2. Phase (b)

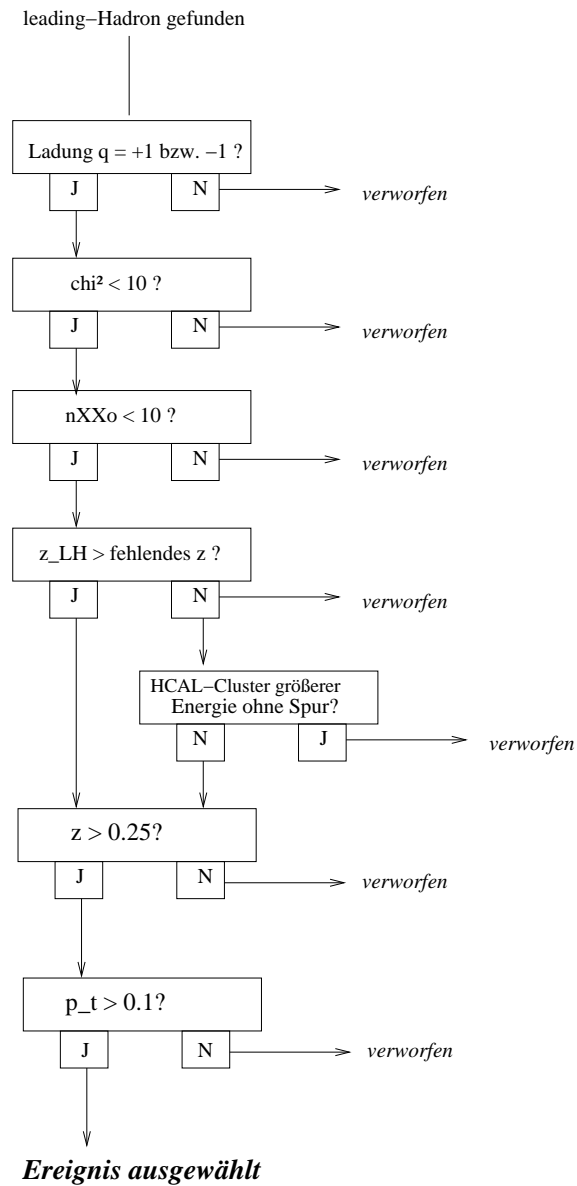


Abbildung A.3: Schematische Darstellung der zweiten Phase der Collins-Effekt Eventauswahl (weiter): Schnitte auf das leading-Hadron.

Anhang B

Collins-Datensample in x - und z -Bins; Skalierungsfaktoren

P2B $\downarrow\uparrow$ x	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0 – 0.02	45229	43.83	38231	45.34	5017	38.22	46314	41.17
0.02 – 0.05	42324	41.01	33828	40.14	60351	41.92	46416	41.26
0.05 – 0.10	11785	11.43	9363	11.11	20707	14.38	14605	12.98
0.10 – 0.15	2235	2.17	1719	2.04	4621	3.21	3077	2.74
0.15 – 1	1625	1.57	1144	1.36	3262	2.27	2092	1.86
P2C $\uparrow\downarrow$ x	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0 – 0.02	49012	43.85	40650	44.86	59687	38.15	49770	40.72
0.02 – 0.05	45433	40.65	36448	40.23	65369	41.78	50233	41.10
0.05 – 0.10	13021	11.65	10185	11.24	22351	14.29	16424	13.44
0.10 – 0.15	2603	2.33	1967	2.17	5252	3.36	3427	2.80
0.15 – 1	1704	1.52	1360	1.50	3788	2.42	2358	1.93
P2H.1 $\downarrow\uparrow$ x	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0 – 0.02	24271	43.64	20644	45.14	29359	38.23	25111	41.36
0.02 – 0.05	22059	39.66	17861	39.06	31005	40.36	24222	39.90
0.05 – 0.10	6936	12.47	5381	11.77	11562	15.05	8209	13.52
0.10 – 0.15	1460	2.63	1173	2.56	2882	3.75	1908	3.14
0.15 – 1	888	1.59	673	1.47	2011	2.62	1262	2.08
P2H.2 $\uparrow\downarrow$ x	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0 – 0.02	41790	43.89	35302	45.13	50306	38.65	42200	41.15
0.02 – 0.05	37656	39.55	30527	39.03	52366	40.23	40629	39.62
0.05 – 0.10	11752	12.34	9285	11.87	19341	14.86	14132	13.78
0.10 – 0.15	2547	2.67	1945	2.49	4867	3.74	3396	3.31
0.15 – 1	1478	1.55	1158	1.48	3274	2.52	2187	2.13

Tabelle B.1: Aufteilung des endgültigen Datensamples in x -Bins, getrennt nach Periode und Ladung des leading-Hadrons.

P2B ↓↑ z	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0.25 – 0.4	51480	49.88	45097	53.51	71968	49.99	59208	52.63
0.4 – 0.6	32787	31.77	25430	30.17	46249	32.13	34869	30.99
0.6 – 0.8	13272	12.86	9934	11.79	18116	12.58	13247	11.77
0.8 – 1	5659	5.48	3824	4.54	7625	5.30	5180	4.60
P2C ↑↓ z	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0.25 – 0.4	55758	49.89	48109	53.09	77570	49.58	64135	52.48
0.4 – 0.6	35320	31.60	27705	30.58	50315	32.16	38084	31.16
0.6 – 0.8	14334	12.82	10559	11.65	20109	12.85	14423	11.80
0.8 – 1	6361	5.69	4237	4.68	8453	5.40	5570	4.56
P2H.1 ↓↑ z	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0.25 – 0.4	27756	49.91	24251	53.03	38239	49.78	31807	52.39
0.4 – 0.6	17636	31.71	13936	30.47	24825	32.32	19023	31.33
0.6 – 0.8	7080	12.73	5241	11.46	9635	12.54	7042	11.60
0.8 – 1	3142	5.65	2304	5.04	4120	5.36	2840	4.68
P2H.2 ↑↓ z	upstream				downstream			
	pos	%	neg	%	pos	%	neg	%
0.25 – 0.4	48047	50.46	41505	53.06	65310	50.18	53789	52.45
0.4 – 0.6	29785	31.28	23853	30.50	41552	31.93	31780	30.99
0.6 – 0.8	12053	12.66	9051	11.57	16295	12.52	12002	11.70
0.8 – 1	5338	5.61	3808	4.87	6997	5.38	4973	4.85

Tabelle B.2: Aufteilung des endgültigen Datensamples in z -Bins, getrennt nach Periode und Ladung des leading-Hadrons.

x	0 - 0.02	0.02-0.05	0.05-0.10	0.10-0.15	0.15-1
P2BC pos					
up 0	6.78223	5.73056	5.56918	5.54306	5.63816
down 0	7.14349	6.0184	5.81619	5.79495	5.79194
up 1	6.76309	5.7166	5.56771	5.55536	5.67642
down 1	7.1514	6.00642	5.79956	5.76631	5.79817
up 2	6.74231	5.71042	5.54781	5.56458	5.67624
down 2	7.15427	6.00953	5.79598	5.78155	5.81604
up 3	6.78267	5.71758	5.54686	5.58229	5.56531
down 3	7.18551	6.01568	5.79834	5.78383	5.76775
up 4	6.779	5.71521	5.56138	5.62149	5.70858
down 4	7.15173	6.01077	5.81083	5.81302	5.78386
up 5	6.80316	5.72998	5.59379	5.71125	5.84219
down 5	7.16125	6.00931	5.82631	5.78189	5.85723
up 6	6.76706	5.73121	5.60596	5.72899	5.94223
down 6	7.16325	6.01466	5.8244	5.80888	5.85443
up 7	6.75185	5.73861	5.60507	5.63564	5.73088
down 7	7.14169	6.00306	5.82075	5.79041	5.82827
P2H pos					
up 0	7.04682	5.87967	5.687	5.68084	5.7773
down 0	7.14638	5.91826	5.71448	5.64999	5.65718
up 1	7.04256	5.86514	5.69275	5.66896	5.88653
down 1	7.17688	5.9181	5.70447	5.64651	5.6235
up 2	7.08097	5.85362	5.68055	5.6886	5.72093
down 2	7.19651	5.92102	5.70347	5.62459	5.63109
up 3	7.1133	5.85092	5.66765	5.6483	5.65027
down 3	7.17347	5.92581	5.70121	5.65315	5.6157
up 4	7.13914	5.86393	5.66235	5.64966	5.72634
down 4	7.23132	5.91594	5.7179	5.64245	5.6682
up 5	7.07147	5.87267	5.70004	5.83555	6.01839
down 5	7.18212	5.92705	5.70133	5.6689	5.73929
up 6	7.0836	5.87544	5.72886	5.85162	6.08515
down 6	7.15495	5.91114	5.70806	5.70014	5.72247
up 7	7.05173	5.89053	5.71358	5.73352	6.00157
down 7	7.14572	5.91622	5.70314	5.67349	5.71663

Tabelle B.3: Skalierungsfaktor $1/(D_{NN} \cdot f \cdot P)$ von roher zur Collins-Asymmetrie für positive leading-Hadrons: von links nach rechts x -Bins; von oben nach unten 8 (gleich große) Bins in ϕ_C von $-\pi$ bis $+\pi$ für upstream und downstream Targetzelle.

x	0 - 0.02	0.02-0.05	0.05-0.10	0.10-0.15	0.15-1
P2BC neg					
up 0	6.78187	5.73556	5.54695	5.52452	5.56303
down 0	7.15476	6.01648	5.81255	5.76942	5.7525
up 1	6.78769	5.71316	5.5575	5.50356	5.53959
down 1	7.17686	6.01562	5.81345	5.77837	5.79042
up 2	6.795	5.70899	5.53434	5.51994	5.51001
down 2	7.17538	6.02176	5.79652	5.75912	5.76114
up 3	6.78712	5.69589	5.53343	5.49939	5.52231
down 3	7.18628	6.00797	5.81131	5.78149	5.75148
up 4	6.76033	5.70849	5.55882	5.63336	5.66392
down 4	7.1258	6.01068	5.79778	5.79638	5.78382
up 5	6.71996	5.71189	5.58633	5.66572	5.86313
down 5	7.1116	6.00445	5.80172	5.79828	5.83076
up 6	6.71538	5.73657	5.6246	5.77621	5.92015
down 6	7.0998	6.00645	5.81339	5.80658	5.83404
up 7	6.73255	5.73464	5.5641	5.59475	5.68515
down 7	7.13968	6.01238	5.81517	5.77854	5.79912
P2H neg					
up 0	7.02563	5.86606	5.67626	5.63463	5.68954
down 0	7.14832	5.92031	5.70657	5.67865	5.67822
up 1	7.08664	5.8659	5.66821	5.62846	5.62196
down 1	7.20039	5.92949	5.70475	5.6435	5.65821
up 2	7.11034	5.86396	5.65461	5.60851	5.58126
down 2	7.15776	5.92308	5.69388	5.6267	5.63054
up 3	7.06263	5.85484	5.64625	5.60059	5.63617
down 3	7.19712	5.92328	5.70052	5.639	5.62237
up 4	7.04732	5.84993	5.66268	5.65347	5.76656
down 4	7.13357	5.92867	5.69775	5.65932	5.68556
up 5	6.99289	5.86208	5.71286	5.80658	6.0746
down 5	7.10976	5.92408	5.70908	5.63915	5.68282
up 6	7.00051	5.87883	5.73711	5.86854	6.13333
down 6	7.13959	5.91816	5.71096	5.67466	5.81255
up 7	7.0453	5.8802	5.72906	5.70097	5.81423
down 7	7.13284	5.93211	5.7086	5.68506	5.71819

Tabelle B.4: Skalierungsfaktor $1/(D_{NN} \cdot f \cdot P)$ von roher zur Collins-Asymmetrie für negative leading-Hadrons: von links nach rechts x -Bins; von oben nach unten 8 (gleich große) Bins in ϕ_C von $-\pi$ bis $+\pi$ für upstream und downstream Targetzelle.

z	0.25-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0
P2BC pos				
up 0	6.05701	5.95695	5.95985	6.17977
down 0	6.45346	6.36513	6.36252	6.60447
up 1	6.02056	5.95066	5.94582	6.05921
down 1	6.43043	6.3728	6.35288	6.55847
up 2	6.01733	5.88883	5.91821	6.00777
down 2	6.4332	6.37238	6.38834	6.46527
up 3	6.00996	5.92174	5.92224	6.20814
down 3	6.44466	6.36983	6.385	6.65051
up 4	6.02168	5.93054	5.92756	6.3542
down 4	6.4256	6.36548	6.39769	6.84016
up 5	6.06023	5.94587	5.97288	6.52117
down 5	6.42999	6.33434	6.40795	6.95326
up 6	6.06217	5.93807	5.99855	6.49519
down 6	6.43485	6.3602	6.36906	6.98801
up 7	6.06662	5.96346	5.94669	6.30995
down 7	6.42796	6.34848	6.3653	6.80584
P2H pos				
up 0	6.24159	6.13178	6.14105	6.38586
down 0	6.38074	6.29526	6.28506	6.55972
up 1	6.2225	6.11066	6.09697	6.24918
down 1	6.38309	6.27281	6.32579	6.46964
up 2	6.21451	6.10304	6.09015	6.21973
down 2	6.35815	6.29882	6.33774	6.51152
up 3	6.17381	6.08166	6.13082	6.63847
down 3	6.35092	6.30829	6.33281	6.70922
up 4	6.21598	6.10941	6.20944	6.85244
down 4	6.35794	6.27881	6.32888	7.0865
up 5	6.21638	6.12774	6.16826	6.89157
down 5	6.3978	6.2681	6.31489	7.01953
up 6	6.25929	6.12726	6.20046	6.75649
down 6	6.37052	6.28829	6.28197	6.86045
up 7	6.28413	6.14796	6.10701	6.61108
down 7	6.36262	6.29976	6.2701	6.752

Tabelle B.5: Skalierungsfaktor $1/(D_{NN} \cdot f \cdot P)$ von roher zur Collins-Asymmetrie für positive leading-Hadrons: von links nach rechts z -Bins; von oben nach unten 8 (gleich große) Bins in ϕ_C von $-\pi$ bis $+\pi$ für upstream und downstream Targetzelle.

z	0.25-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0
P2BC neg				
up 0	6.06168	5.97957	5.98978	5.88976
down 0	6.48126	6.43086	6.38469	6.32516
up 1	6.02938	5.96467	5.98045	5.91896
down 1	6.49137	6.42692	6.40729	6.36027
up 2	6.0016	5.9515	5.96111	5.87341
down 2	6.4715	6.42527	6.45092	6.3674
up 3	6.0063	5.95191	5.95773	5.84165
down 3	6.47564	6.41815	6.43128	6.39636
up 4	6.04968	5.9716	5.95041	5.85979
down 4	6.47542	6.41704	6.38187	6.36952
up 5	6.0711	5.97865	5.92807	5.92686
down 5	6.4851	6.40248	6.38943	6.31191
up 6	6.11104	6.00661	5.97342	5.85499
down 6	6.47487	6.41906	6.3732	6.37853
up 7	6.08161	6.00085	5.94184	5.86042
down 7	6.49572	6.43105	6.37287	6.30882
P2H neg				
up 0	6.24902	6.14575	6.12062	6.04329
down 0	6.43211	6.35097	6.3373	6.28501
up 1	6.23445	6.15053	6.17395	6.05162
down 1	6.41197	6.37917	6.37568	6.31975
up 2	6.22417	6.17244	6.17521	6.02933
down 2	6.40496	6.34524	6.36189	6.27093
up 3	6.21163	6.11946	6.12827	6.01706
down 3	6.42536	6.35074	6.34992	6.27155
up 4	6.22824	6.17156	6.11761	5.98876
down 4	6.40743	6.35324	6.33948	6.25818
up 5	6.27163	6.17454	6.10058	6.0073
down 5	6.42261	6.37447	6.28822	6.23942
up 6	6.30327	6.17829	6.11379	6.06366
down 6	6.4662	6.36614	6.28328	6.25225
up 7	6.32172	6.15983	6.1285	6.04654
down 7	6.44221	6.33268	6.36854	6.33158

Tabelle B.6: Skalierungsfaktor $1/(D_{NN} \cdot f \cdot P)$ von roher zur Collins-Asymmetrie für negative leading-Hadrons: von links nach rechts z -Bins; von oben nach unten 8 (gleich große) Bins in ϕ_C von $-\pi$ bis $+\pi$ für upstream und downstream Targetzelle.

Anhang C

Collins-Asymmetrie: Zahlenwerte

Die folgenden 24 Asymmetrien sind berechnet worden und werden im Folgenden dargelegt:

	Periode	LH-Ladung		(a)	(b)	(c)
1	P2BC	pos	x	upstream	downstream	gemittelt
2	P2H	pos	x	upstream	downstream	gemittelt
3	P2BC	neg	x	upstream	downstream	gemittelt
4	P2H	neg	x	upstream	downstream	gemittelt
5	P2BC	pos	z	upstream	downstream	gemittelt
6	P2H	pos	z	upstream	downstream	gemittelt
7	P2BC	neg	z	upstream	downstream	gemittelt
8	P2H	neg	z	upstream	downstream	gemittelt

1,2	(a) upstream			(b) downstream			(c) gewichtetes Mittel		
P2BC pos x									
0 - 0.02	-0.018	\pm	0.033	-0.021	\pm	0.031	-0.020	\pm	0.022
0.02-0.05	0.002	\pm	0.027	-0.003	\pm	0.025	-0.001	\pm	0.018
0.05-0.10	-0.018	\pm	0.053	-0.010	\pm	0.045	-0.013	\pm	0.035
0.10-0.15	0.074	\pm	0.132	0.056	\pm	0.089	0.062	\pm	0.074
0.15-1.0	0.130	\pm	0.161	0.054	\pm	0.116	0.078	\pm	0.094
P2H pos x									
0 - 0.02	-0.044	\pm	0.039	0.044	\pm	0.037	0.004	\pm	0.027
0.02-0.05	0.051	\pm	0.034	0.004	\pm	0.029	0.024	\pm	0.022
0.05-0.10	0.031	\pm	0.057	0.040	\pm	0.048	0.036	\pm	0.037
0.10-0.15	0.132	\pm	0.132	0.018	\pm	0.093	0.057	\pm	0.076
0.15-1.0	-0.204	\pm	0.187	0.106	\pm	0.128	0.011	\pm	0.106

Tabelle C.1: Collins-Asymmetrien von den 2002 COMPASS-Daten; positive leading-Hadrons, x -Bins.

	upstream			downstream			gewichtetes Mittel		
P2BC neg x									
0 - 0.02	0.004	\pm	0.035	-0.000(3)	\pm	0.035	0.001	\pm	0.024
0.02-0.05	0.030	\pm	0.033	-0.025	\pm	0.032	-0.002	\pm	0.023
0.05-0.10	0.017	\pm	0.060	0.016	\pm	0.054	0.016	\pm	0.040
0.10-0.15	0.038	\pm	0.145	-0.025	\pm	0.129	-0.002	\pm	0.096
0.15-1.0	-0.188	\pm	0.227	0.065	\pm	0.158	-0.026	\pm	0.129
P2H neg x									
0 - 0.02	0.098	\pm	0.041	0.047	\pm	0.038	0.070	\pm	0.027
0.02-0.05	-0.034	\pm	0.037	-0.012	\pm	0.034	-0.021	\pm	0.025
0.05-0.10	0.194	\pm	0.072	-0.117	\pm	0.058	0.006	\pm	0.045
0.10-0.15	-0.082	\pm	0.150	-0.144	\pm	0.125	-0.121	\pm	0.096
0.15-1.0	-0.221	\pm	0.228	-0.091	\pm	0.159	-0.136	\pm	0.130

Tabelle C.2: Collins-Asymmetrien von den 2002 COMPASS-Daten; negative leading-Hadrons, x -Bins.

	upstream			downstream			gewichtetes Mittel		
P2BC pos z									
0.25 - 0.4	-0.036	\pm	0.027	0.005	\pm	0.025	-0.012	\pm	0.018
0.4 - 0.6	0.012	\pm	0.034	-0.020	\pm	0.030	-0.007	\pm	0.022
0.6 - 0.8	0.013	\pm	0.052	0.051	\pm	0.048	0.035	\pm	0.035
0.8 - 1	0.149	\pm	0.085	-0.070	\pm	0.078	0.024	\pm	0.058
P2H pos z									
0.25 - 0.4	0.027	\pm	0.034	-0.016	\pm	0.027	0.002	\pm	0.021
0.4 - 0.6	0.025	\pm	0.045	0.040	\pm	0.034	0.033	\pm	0.027
0.6 - 0.8	-0.089	\pm	0.065	0.100	\pm	0.056	0.020	\pm	0.042
0.8 - 1	0.012	\pm	0.110	0.113	\pm	0.092	0.069	\pm	0.071

Tabelle C.3: Collins-Asymmetrien von den 2002 COMPASS-Daten; positive leading-Hadrons, z -Bins.

	upstream			downstream			gewichtetes Mittel		
P2BC neg z									
0.25 - 0.4	0.043	\pm	0.030	-0.004	\pm	0.029	0.016	\pm	0.021
0.4-0.6	-0.040	\pm	0.039	-0.047	\pm	0.038	-0.044	\pm	0.027
0.6-0.8	-0.031	\pm	0.067	0.049	\pm	0.055	0.0150	\pm	0.042
0.8-1	0.029	\pm	0.094	0.110	\pm	0.091	0.0749	\pm	0.065
P2H neg z									
0.25 - 0.4	0.0071	\pm	0.038	-0.076	\pm	0.034	-0.040	\pm	0.025
0.4-0.6	0.095	\pm	0.045	0.050	\pm	0.042	0.069	\pm	0.031
0.6-0.8	0.030	\pm	0.074	0.106	\pm	0.066	0.073	\pm	0.049
0.8-1	0.163	\pm	0.111	-0.012	\pm	0.101	0.065	\pm	0.074

Tabelle C.4: Collins-Asymmetrien von den 2002 COMPASS-Daten; negative leading-Hadrons, z -Bins.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and leptons : an introduction course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [2] R.G. Roberts. *The Structure of the Proton: Deep Inelastic Scattering*. Cambridge University Press, 1990. Cambridge Monographs on Mathematical Physics.
- [3] Jörg Pretz. *Messung der polarisierten Quarkverteilungen in semi-inklusive Myon-Nukleon Streuung*. PhD thesis, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997.
- [4] Mario Leberig. *Das COMPASS Triggersystem zur Messung von ΔG* . PhD thesis, Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2002.
- [5] L.G. Greeniaus. Deep inelastic scattering with spin, June 2001. Lectures presented for the Troisieme Cycle de la Physique en Suisse Romande.
- [6] J.D. Bjørken. Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and the structure of the nucleon. *Physical Review*, 185(5), 1969.
- [7] Richard P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Physical Review Letters*, 23(24), 1969.
- [8] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, (8):214, 1964.
- [9] C. Zweig. An SU3 model for strong interaction symmetry and its breaking. *CERN Report*, TH(401,412), 1964.
- [10] Leader E., Anselmino M., Efremov A. The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering. *Phys. Rep.*, (261):1, 1995.
- [11] John Ellis and Robert Jaffe. Sum rule for deep inelastic electroproductions from polarized protons. *Physical Review D*, 9(5), 1974.
- [12] J. Ashman et al. A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering. *Phys. Letters*, B(206):364, 1988.

- [13] 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.
- [14] B. Adeva et al. Next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function g_1 . *Physical Review D*, 58(112002), 1998.
- [15] 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.
- [16] A. Simon et al. Recent spin physics results from the HERMES experiment. *Nucl. Phys.*, B(86):112, 2000.
- [17] The Compass Collaboration. *COMPASS - a proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*. CERN, spsc/p 297 edition, March 1996.
- [18] D. von Harrach. The COMPASS experiment at CERN. *Nucl. Phys.*, A(629):245, 1998.
- [19] A. Bravar et al. Large gluon polarization from correlated high p_t hadron pairs in polarized electro-production. *Phys. Lett.*, B(421):349, 1998.
- [20] NuPECC. Long range plan, 2002. Chapter 'QCD'.
- [21] P Barone V. und Ratcliffe. *Transverse Spin Physics*. World Scientific, 2003.
- [22] Xiangdong Ji Jaffe R.L. Chiral-odd parton distributions and drell-yan processes. *Nucl. Phys.*, B(375):521–560, 1996.
- [23] Tangerman R.D. Mulders P.J. The complete tree-level result up to order $1/q$ for polarized deep-inelastic leptonproduction. *Nucl. Phys.*, B(461):197–237, 1996.
- [24] C. Berger. *Teilchenphysik: Eine Einführung*. Springer-Verlag, 1992.
- [25] R. Jaffe. Transversity: A primer, 2000. Riken/BNL Research Center Workshop on Transversity.
- [26] Soffer J. Positivity constraints for spin-dependent parton distribution functions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:1292–1296, 1995.
- [27] S. Aoki et al. Tensor charge of the nucleon in lattice QCD. *Phys.Rev. D*, 56:433–436, 1997.
- [28] He Ji. *Phys.Rev. D*, 52:2960, 1995.
- [29] A. Ioffe, B.L. und Khodjamiraian. *Phys.Rev. D*, 51:3373, 1995.
- [30] Goeke K. Hyun-Chul Kim, Polyakov M.V. Tensor charges of the nucleon in the SU(3) chiral quark soliton model. *Phys. Lett*, B(387):577–581, 1996.

- [31] Bunce G. et al. Prospects for spin physics at RHIC. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 50:525–575, 2000.
- [32] Hatanaka K. et al. Proceedings of the 14th international spin physics symposium, 2001. Contrib. von Goto, Y. p.442.
- [33] M. Grosse Perdekamp. Transversity measurement with the PHENIX detector at RHIC, 2000. Proceedings of 8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD, Liverpool.
- [34] D.L. Adams et al. High x_t single spin asymmetry in pi0 and eta production at $x_f = 0$ by 200-gev polarized anti-protons and protons. *Phys. Lett.*, B(276):531–535, 1992.
- [35] Bravar A. et al. Single-spin asymmetries in inclusive charged pion production by transversely polarized antiprotons. *Phys. Rev. Lett.*, 77(13):2626–2629, 1996.
- [36] Dong H. et al. Energy dependence of the single spin asymmetries in inclusive pion production processes. *arXiv:hep-ph*, (0311121), 2003.
- [37] Collins J. Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions. *arXiv:hep-ph*, (0302008), 2003.
- [38] Ladinsky G. Collins J., Heppelmann S. Measuring transversity densities in singly polarized hadron-hadron and lepton-hadron collisions. *Nucl. Phys.*, B(420):565–582, 1994.
- [39] Yabuki H. Artru X., Czyzewski J. Single spin asymmetry in inclusive pion production, collins effect and the string model. *Zeitschrift für Physik*, C(73):527–534, 2003.
- [40] Sivers D. Single-spin production asymmetries from the hard scattering of pointlike constituents. *Phys. Rev. D*, 41(1):83–90, 1991.
- [41] A. Bravar. Hadron azimuthal distributions and transverse spin asymmetries in DIS of leptons off transversely polarized targets from smc. *Nucl. Phys.*, B(79):520–522, 1999.
- [42] Airapetian A. et al. Evidence for a single-spin azimuthal asymmetry in semi-inclusive pion electroproduction. *Phys. Rev. Lett.*, 84(18):4047–4051, 2000.
- [43] Avakian H. Azimuthal single-spin-asymmetries in semi-inclusive DIS from HERMES. *Nucl. Phys.*, B(79):523–525, 1999.
- [44] Murgia F Anselmino M. Spin effects in the fragmentation of a transversely polarized quark. *Phys. Lett.*, B(483):74, 2000.
- [45] Schweitzer P. Efremov A., Goeke K. Azimuthal asymmetry in electroproduction of neutral pions in semi-inclusive DIS. *Phys. Lett.*, B(522):37–48, 2002.

- [46] Schweitzer P. Efremov A., Goeke K. *erratum to azimuthal asymmetry in electro-production of neutral pions in semi-inclusive DIS. Phys. Lett., B(544):389–392, 2002.*
- [47] Schweitzer P. Efremov A., Goeke K. Collins effect and single spin azimuthal asymmetries in the HERMES and COMPASS experiments. *arXiv:hep-ph, (0309209), 2003.*
- [48] Lao Gatignon. User guide for the m2 beam. <http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/M2manual.html>.
- [49] H.W. Atherton et al. Precise measurement of particle production by 400 GeV/c protons on beryllium targets / cern. *Yellow report*, 80, 07 1980.
- [50] R.L. Garwin. Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays: the magnetic moment of the free muon. *Phys. Rev.*, (105):1415, 1957.
- [51] G. Backenstoss. Helicity of μ^- mesons from π -meson decay. *Phys. Rev. Lett.*, (6):415, 1961.
- [52] N. Doble et al. The upgraded muon beam at the SPS. *Nuclear Instruments and Methods*, A(328):351, 1994.
- [53] D. Adams et al. Measurement of the SMC muon beam polarisation using the asymmetry on the elastic scattering of polarised electrons. *Nuclear Instruments and Methods*, A(443):1, 2000.
- [54] B. Adeva et al. Measurement of the polarisation of a high energy muon beam. *Nuclear Instruments and Methods*, A(343):363, 1998.
- [55] J. Kyyneräinen. The SMC polarized target. *Nuclear Instruments and Methods*, A(356):47, 1995.
- [56] D. Adams et al. The polarized double cell target of the SMC. *Nuclear Instruments and Methods*, A(437):23, 1999.
- [57] Jaakko Koivunniemi et al. Dilution refrigerator for COMPASS polarized target. *Physica*, B(284-288):2012–2013, 2000.
- [58] G. Abragam and M. Goldman. Principles of dynamic nuclear polarisation. *Rep. Prog. Phys.*, (41):395, 1978.
- [59] Takabayashi et al. First results of the large COMPASS ^6LiD polarized target. *Nuclear Instruments and Methods*, 2003. Article in Press.
- [60] The COMPASS Target Group. *Online Target Documentation*. <http://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/target/>, Nov 2002.
- [61] Robert Marcus Wagner. Commissioning of silicon detectors for the COMPASS experiment at CERN. Diplomarbeit, Physik-Department E18 Technische Universität München, 2001.

- [62] 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.
- [63] Fabienne Kunne et al. Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment. *Nuclear Instruments and Methods*, A(469):133–146, 2001.
- [64] F. Sauli et al. Performance of GEM detectors in high intensity particle beams. *Nuclear Instruments and Methods*, A(470):548–561, 2001.
- [65] 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.
- [66] 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.
- [67] Silvia Dalla Torre et al. The COMPASS RICH project. *Nuclear Instruments and Methods*, A(433):207–211, 1999.
- [68] Fulvio Tessarotto et al. COMPASS RICH-1. *Nuclear Instruments and Methods*, A(478):340–343, 2002.
- [69] Claus Grupen. *Teilchendetektoren*. BI Wissenschaftsverlag Mannheim Leipzig Wien Zürich, 1993.
- [70] The Muon Trigger Group. *Muon Trigger Documentation*. <http://wwwcompass.cern.ch>, July 2002.
- [71] Lars Schmitt et al. Statusbericht zum Datennahmesystem des COMPASS-Experiments am CERN, 1999.
- [72] F.H. Heinsius et al. The COMPASS data acquisition system, 2001.
- [73] Martin Freiherr von Hodenberg. A first reconstruction of COMPASS data. Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2002.
- [74] Boris Grube. The trigger control system and the common gem and silicon readout for the COMPASS experiment. Diplomarbeit, Technische Universität München, 2001.
- [75] G. Braun et al. TDC Chip and readout driver developments for COMPASS and LHC-experiments. *hep-ex*, (9810048), 1998.
- [76] Horst Fischer. *CATCH Users manual (preliminary)*, 2001.
- [77] The Alice Collaboration. *ALICE Date v3.5 Users guide*, 1999. Alice internal note INT-99-64.

- [78] H. Fischer. Report of the offline coordinator, 2003. COMPASS Collaboration Meeting, Lisbon.
- [79] Rene Brun. *ROOT - An object-oriented Data Analysis Framework*. CERN, 3.1c edition, September 2001.
- [80] T.O. White. Scintillating fibres. *Nuclear Instruments and Methods*, A(273):820, 1988.
- [81] Kuraray. *Scintillating Materials*, 1998. Produktkatalog.
- [82] E. Gatti and V. Svelto. Theory of time resolution in scintillating counter : Experimental results. *Nuclear Instruments and Methods*, A(4):189, 1959.
- [83] I Daito. Time resolution of multi-cladding scintillating fiber detector. *Nuclear Instruments and Methods*, A(433):587–591, 1999.
- [84] Andreas Teufel. *Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment*. PhD thesis, Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.
- [85] 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.
- [86] Friedrich Stinzing et al. A scintillating fibre hodoscope for high rate applications. *Nuclear Instruments and Methods*, A(490):101–111, 2002.
- [87] 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.
- [88] Hamamatsu. *Photomultiplier Tubes*, 1997. Produktkatalog.
- [89] Marc Wagner. Entwicklung und Bau eines intermediären Szintillatorfaser-Hodoskops für COSY-TOF. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.
- [90] Sasha Gorin. Peak-sensing discriminator for multichannel detectors with cross-talk. *Nuclear Instruments and Methods*, A(452):280–288, 2000.
- [91] Teufel A. Improvement of scifi time resolution SciFis, 2004. COMPASS Note to be released.
- [92] van der Waerden. B.L. *Die Grundlehren der mathematischen Wirtschaften 87: Mathematische Statistik*. Springer-Verlag, 1971.
- [93] P. Pagano. Production and stability checks for year 2002 transversity data, 2003. COMPASS internal note.

- [94] K. Schoenning. Study of the compass spectrometer performance using k_s^0 events. Diplomarbeit, Department of Radiation Science, University of Uppsala, 2003.
- [95] K. Hagiwara. Review of particle physics. *Physical Review D*, 66(010001), 2002.
- [96] Arneodo et al. Measurements of the u valence quark distribution function in the proton and u quark fragmentation functions. *Nucl. Phys. B*, (321):541, 1995.
- [97] Jean-Marc Le Goff. Plans for transversity measurement at COMPASS, 2002. QCD Ferrara 02.
- [98] Bisplinghoff J. et al. Collins asymmetry from the 2002 COMPASS transversity data, 2004. COMPASS Release Note.
- [99] Martin A. Bradamante F. A method to compute the Collins angle in transversely polarised DIS, 2002. COMPASS Note 2002-5.
- [100] K. Gustafsson. Computation of the dilution factor for the year 2002 COMPASS data, 2003. COMPASS Note 2003-3.
- [101] P. Pagano. Status of transversity analysis, 2004. COMPASS Analyse-Meeting Januar.

Danksagung

Eine Vielzahl von Menschen hat erheblich zum erfolgreichen Abschluss meiner Promotion beigetragen. Im folgenden möchte ich einige Namen nennen.

- An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater, Prof. Wolfgang Eyrich, für das von ihm geprägte angenehme Arbeitsklima und für sein stetiges Interesse am Fortkommen meiner Arbeit bedanken. Auch wenn diese auch für ihn mit dem Einstieg in die Transversity-Analyse *terra incognita* betrat, war er selten um gute Ratschläge verlegen.
- Den Mitgliedern der Gruppe Eyrich, ehemaligen und heutigen, möchte ich für die gute sachliche und menschliche Zusammenarbeit danken. Das sind: Stefan Wirth, Fidi Stinzing, Marc Wagner, Wolfgang Schroeder, Cecilia Pizzolotto, Albert Lehmann und Luigi Pinna. Ein ganz besonderer Dank an dieser Stelle gebührt meinem Bürogenossen und engsten COMPASS-Kollegen, Andreas Teufel – erstens konkret für die erste (vorwiegend sprachliche...) Korrektur des vorliegenden Werkes, aber viel wichtiger für seine stetige Hilfsbereitschaft und Unterstützung in vielerlei Hinsicht während meiner ganzen Promotion. Seine beeindruckende Seelenruhe und gesunder Optimismus in für ihn zum Teil schwierigen Zeiten sind beispielhaft gewesen.
- Herrn Prof. Jens Bisplinghoff und Mitgliedern seiner Forschungsgruppe an der Universität Bonn, insbesondere den Herrn Doktoren Ralf Ziegler und Ole Nähle, möchte ich für die angenehmen Zeiten besonders in der Aufbauphase von COMPASS danken. Zusammen unten mit ihnen in Genf zu sein war wahrlich immer “fast wie Urlaub”. Meinem “Doktorpaten” Rainer Joosten, auch von der Universität Bonn, möchte ich besonders danken, vor allem für die vielerlei Hilfestellungen, die die Transversity-Analyse erst möglich gemacht haben. Seine - immer konstruktive - Skepsis gegenüber mancherlei Absurditäten des täglichen Physikertreibens hat auch manch einen düsteren langen Abend am CERN erheitert.
- Prof. Franco Bradamante und den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe am INFN Trieste, Anna Martin und vor allem Paolo Pagano, danke ich auch für die gute Zusammenarbeit bei der Transversity-Analyse. Auch hat Horst Fischer von der Universität Freiburg sich stets über sein Amt als “Offline-Coordinator” des COMPASS-Experiments hinaus für unsere Arbeit interessiert und sie gefördert.
- Schliesslich möchte ich der Vielzahl von Menschen danken, die gar nichts mit dieser Arbeit zu tun haben, aber ohne deren Unterstützung sie gar nicht so weit gekommen wäre. Das sind natürlich in allererster Linie meine Familie - darunter allen voran meine Eltern und meine Schwester - die mir immer beigestanden sind. Aber auch meine Freunde zuhause (England),

zu Hause (Erlangen) und anderswo gehören zu dieser Gruppe. Ein ganz besonderer Dank gilt all diesen Menschen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Webb
Vornamen	Richard John
Geburtsdatum	16.10.1978
Geburtsort	Maidstone (Kent)/England
Eltern	Anthony William Webb, Gymnasiallehrer Diana Mary Webb, geb. Barron, Hochschuldozentin
Familienstand	ledig
Konfession	keine

Schulbildung

1983-1986	St Philip's Church of England Infants' School, Maidstone (Grundschule)
1986-1990	Southborough County Primary Junior School, Maidstone (Grundschule)
1990-1991	Vinters Boys' High School, Maidstone (Realschule)
1991-1996	Maidstone Grammar School, Maidstone (Gymnasium) <i>1994 General Certificate of Secondary Education (GCSE) in 13 Fächern</i> <i>1996 A Level (Abitur) in Latein, Mathematik, Physik und Politik</i>

Hochschulausbildung

1996-2000	Imperial College of Science, Technology and Medicine, Universität London Studium der Physik <i>1998-99 ERASMUS-Austauschjahr an der FAU Erlangen</i> <i>2000 Masters-Abschluss M.Sci. "with 1st class Honours"</i> <i>2000 Preis des Rektors für Arbeit im Bereich Wissenschaftskommunikation</i>
2000-	Promotion am Lehrstuhl für Experimentalphysik der FAU Erlangen im Rahmen der internationalen COMPASS-Kollaboration am CERN, Genf <i>2003 Preis des Deutschen Akademischen Austauschdienstes für hervorragende Leistung eines ausländischen Studierenden</i>

Berufsweg

2000-	Wissenschaftlicher Assistent an der FAU Erlangen
2002-	Nebenberufliche Lehrkraft an der Berufsfachsschule für Medizinisch-Technische Assistenten, Erlangen

Sonstige Qualifikationen

2003	Großes Deutsches Sprachdiplom der LMU München/des Goethe Instituts
2002-4	Fernausbildung zum Redakteur vom britischen <i>National Council for the Training of Journalists</i>