Diplomarbeit

Bau und Tests eines sehr dünnen Beam-Counters aus szintillierenden Fasern und Software zur Qualitätsprüfung für das COMPASS-Experiment

Christopher Heribert Samuel Braun

Januar 2010



Physikalisches Institut Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Zusammenfassung

Die vorliegende Diplomarbeit befasst sich mit zwei Aufgabenstellungen. Zum einem, in *Kapitel 4* ausgeführt, aus dem Bereich der Detektorentwicklung und des Detektorbaus und zum anderen auf der Seite der Software mit der Entwicklung eines Werkzeugs zur automatischen Qualitätsprüfung von Detektorprofilen beschrieben in *Kapitel 5* und 6. Die in *Kapitel 1* gegebene Einführung in die physikalischen und experimentellen Sachverhalte zeigt in allgemeiner Form die Motivation zur Erforschung der Struktur und Eigenschaften der Nukleonen auf. Die grundlegende Theorie und Dynamik hinter den dazu angewendeten Streuexperimenten wird in *Kapitel 2* diskutiert. Ebenso werden die dazugehörigen Größen zur Beschreibung der Nukleonstruktur, vereinfachende Modelle wie das "Quark-Parton-Modell", Verteilungsfunktionen wie die sog. Transversity und spezielle Mechanismen, welche zu Asymmetrien in Wechselwirkungsquerschnitten führen, in diesem Kapitel dargestellt.

Hierauf folgt, in *Kapitel 3*, ein allgemeiner Überblick über das COMPASS-Experiment, im Rahmen dessen diese Diplomarbeit entstand. Wichtige Elemente des Aufbaus, wie das polarisierte Target und der polarisierte Strahl, die Gliederung des zweistufigen Spektrometers und die dort eingesetzten Detektortypen in Funktionsweise und Aufgabe werden beschrieben. Abgeschlossen wird das Kapitel durch Abschnitte über das Triggersystem, die Datenauslese und Datenanalyse.

Die erste der beiden angesprochenen Aufgabenstellungen, der Bau und die Tests eines sehr dünnen Detektors aus szintillierenden Fasern zum Einsatz als ortsauflösender Strahlzähler (Beam-Counter) behandelt das *Kapitel 4*. Hierbei werden zunächst, anhand der bestehenden COMPASS-Faserhodoskope, der Aufbau und die allgemeinen Eigenschaften dieses Detektortyps dargestellt, um dann die aufgrund der Anforderungen vorgenommen Modifikationen zu erläutern. Vortests dienten als Machbarkeitsstudien und beeinflussten auch maßgebend die spätere Konzeption des Aufbaus des neuen Detektors. Des Weiteren wird die Phase des Detektorbaus ausführlich beschrieben und der in zwei Abschnitten erfolgte Test am COMPASS-Experiment dargestellt und ausgewertet. Ein Fazit gemäß des momentanen Stands beschließt das Kapitel.

Der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Entwicklung eines Software-Werkzeugs, das die Qualitätsprüfung von allen bei COMPASS zur Spurrekonstruktion eingesetzten Detektoren automatisieren und damit die Resultate frühzeitig verfügbar machen soll. Dies ist vor allem im Hinblick auf zukünftige Messungen von besonderer Bedeutung. Die Funktionstüchtigkeit wurde anhand von im Jahr 2007 aufgezeichneten Daten überprüft und wird mittels verschiedener Problemszenarien der vorliegenden Daten exemplarisch in *Kapitel 6* gezeigt. Das *Kapitel 5* beschreibt allgemein die Abläufe, welche das Programm nutzt, um in einer zweistufigen Analyse, zunächst auf der Basis statistischer Werte, danach auf der Basis der Anzahl von Einträgen je Detektorkanal, relative Abweichungen innerhalb der Profile zu erkennen. Auf die Art und Besonderheiten der Ausgabe der Ergebnisse wird ebenso eingegangen wie auch auf Sonderfunktionen wie den sog. Cluster-Findern. Die Aktivitäten im Bereich der Detektoren aus szintillierenden Fasern bei COMPASS finden in enger Zusammenarbeit der Arbeitsgruppe um Prof. Eyrich vom Physikalischen Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg und Prof. Bisplinghoff vom Helmholz Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn statt. Die Transversity-Analyse und Vorbereitungen auf die Strahlzeit im Jahr 2010 erfolgen in Zusammenarbeit der genannten Arbeitsgruppen sowie derjenigen von Prof. Bradamante vom INFN¹ und der Universität Triest (Italien), der Arbeitsgruppe von Prof. Fischer der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau und A. Kotzinian und B. Parsamyan der Universität Turin & des INFN.

¹Instituto Nationale della Fisica Nucleare

Inhaltsverzeichnis

1.	Einf	führung	1				
2.	The	oretische Betrachtungen	3				
	2.1.	Tiefinelastische Streuung	3				
	2.2.	Wirkungsquerschnitte	5				
	2.3.	Messung von g_1 und g_2	7				
	2.4.	Das Quark-Parton-Modell	9				
	2.5.	Das QCD-erweiterte Quark-Parton-Modell	10				
	2.6.	Verteilungsfunktionen	11				
	2.7.	Transversity	12				
	2.8.	Der Collins-Mechanismus	13				
	2.9.	Der Sivers-Mechanismus	16				
3.	Das	COMPASS-Experiment	17				
	3.1.	Der polarisierte Myonenstrahl des SPS	17				
		3.1.1. Polarisation des Myonenstrahls	19				
		3.1.2. Strahlprofil und Strahlimpuls	20				
	3.2.	Das polarisierte Target	21				
	3.3.	Die Detektoren des COMPASS-Experiments	22				
		3.3.1. Detektoren zur Spurrekonstruktion	25				
		3.3.2. Kalorimeter und Detektoren zur Teilchenidentifikation	29				
3.4. Das Triggersystem							
	3.5.	Datenauslese und Datenauswertung	34				
		3.5.1. Das Datenaufnahmesystem	34				
		3.5.2. Die Datenanalyse	35				
4.	Bea	m-Counter	37				
	4.1.	Die Faserhodoskope bei COMPASS	38				
		4.1.1. Aufbau der Faserhodoskope	38				
		4.1.2. Photomultiplier	43				
		4.1.3. Auslese der szintillierenden Fasern	48				
	4.2.	Entwicklung des Beam-Counters	49				
		4.2.1. Vorversuche	49				

		4.2.2. Einfluss der Faserlänge	51
		4.2.3. Einfluss des Krümmungsradius	53
		4.2.4. Optimierung durch Verspiegelung	54
		4.2.5. Faserdurchmesser	55
		4.2.6. Fazit aus den Vorversuchen	56
	4.3.	Planung, Entwurf und Bau des Beam-Counters	57
		4.3.1. Grundlegende Planung	57
		4.3.2. Bau der Module	59
		4.3.3. Konstruktion und Montage des Detektorrahmens	61
	4.4.	Tests am COMPASS-Experiment	63
		4.4.1. Vortest am Ende des Strahlverlaufs	63
		4.4.2. Haupttest	67
	4.5.	Fazit und Ausblick	84
5.	Auto	omatische Qualitätsprüfung von Detektorprofilen	85
	5.1.	Grundidee	85
	5.2.	Aufbau	87
		5.2.1. Datenquellen	87
		5.2.2. Strahlnormierung	89
	5.3.	Analyse der statistischen Größen	93
		5.3.1. Detektoren ohne Signal	93
		5.3.2. Grenzwertmethoden	93
		5.3.3. Ausgabe	95
	5.4.	Detailanalyse von Detektorprofilen	98
		5.4.1. Normierung	98
		5.4.2. Kanalweise Sigma-Methode	99
		5.4.3. Peaks mit unverhältnismäßigen Werten	101
		5.4.4. Zusammenfassende Ausgabedateien	102
	5.5.	Cluster-Finder	104
		5.5.1. Funktionsweise	104
		5.5.2. Ausgabe	106
		5.5.3. Verwendung der Informationen	107
	5.6.	Globale Listen	107
	5.7.	Ausblick	108
6.	Qua	litätsprüfung der Daten aus dem Jahr 2007	109
	6.1.	Globale Analyse 2007	110
	6.2.	Auszüge aus der Detailanalyse 2007	113
		6.2.1. Dauerhaft defekter Kanal	113
		6.2.2. Temporär defekter Kanal	114
		6.2.3. Verrauschter Kanal	115
		6.2.4. Teilausfall einer Detektorebene (mehrere Kanäle)	117
		6.2.5. Versatz	119

	6.3.	6.2.6. Zusätz 6.3.1. 6.3.2.	Targetj :liche A Abgeso Beam-(polaris nalyse chaltet Counte	atic n d e D er .	on er I etel 	 Date ktoi	 en <i>a</i> rebe	ius ene	de n	em	 Ja 	hr	20 	09)	· · · ·		 	• •	· ·		. 1 . 1 . 1	120 124 124 125
Α.	Anh A.1. A.2. A.3.	ang Abbild Tabelle Fotos	lungen 2n	 	 	 	 	 	 	•	•	 		• • • •	· •		 	•	 •	•••	 		1 . 1 . 1	131 131 143 147
Ab	Abbildungsverzeichnis								1	57														
Tal	Tabellenverzeichnis								1	61														
Literaturverzeichnis										1	63													

1. Einführung

Das Streben nach Erkenntnis über die innere Struktur der Materie ist seit langer Zeit eine der grundlegenden Motivationen der Naturwissenschaften. Auch schon die antike Philosophie versuchte sich durch Leukipp und Demokrit (5. Jahrhundert v. Chr.) eine Vorstellung über den Aufbau der Materie aus unteilbaren kleinen Bestandteilen, den "Atomoi" zu machen.

Heute hat sich unsere Vorstellung vom Aufbau der Materie zwar durch experimentelles Wissen deutlich erweitert, die Grundvorstellung von kleinsten unteilbaren Teilchen bestand aber fort. Die Grundbausteine der Materie und deren Wechselwirkungen sind im sog. Standardmodell der Teilchenphysik (SM) recht gut beschrieben, jedoch existieren weiterhin Unklarheiten wie z.B. die Herkunft der Masse der Elementarteilchen.

Hierzu gehören auch die Eigenschaften der sog. Nukleonen, Proton und Neutron, welche zusammen die Atomkerne bilden, aus denen wir und die uns umgebende Materie bestehen. Bereits 1964 postulierten Gell-Mann und Zweig unabhängig voneinander die Existenz von Konstituententeilchen im Nukleon. Nukleonen sind eine Untergruppe der Hadronen. Für diese war es gelungen ein Ordnungsschema aus Multipletts einer SU(3)-Symmetriegruppe zu finden [GM64, Zwe64], welches den Aufbau aus noch kleineren Teilchen nahe legte. Gell-Man gab diesen die Bezeichnung "Quarks"¹.

Experimentelle Hinweise wurden erstmals im Jahr 1969 bei tiefinelastischen Streuexperimenten am SLAC² in der Streuung von hochenergetischen Elektronen an Protonen gefunden. Das dort beobachtetet Skalenverhalten kann, wie Bjørken [BP69] zeigen konnte, aus der Tatsache abgeleitet werden, dass Nukleon eine Substruktur aus punktförmigen Konstituenten besitzen. Es bestätigte damit das von Feynman postulierte Partonmodell [Fey69].

Heute weiß man von der Existenz sechs verschiedener Quarkarten (engl. flavor), wobei Protonen (Neutronen) in einem einfachen Modell aus zwei (einem) up-Quarks [u] und einem (zwei) down-Quark [d], den sog. Valenzquarks zusammengesetzt sind. Alle Quarks sind Fermionen, besitzen also halbzahligen Spin und tragen drittelzahlige Ladungen $q_u = +2/3$ und $q_d = -1/3$ in Einheiten der Elementarladung e.

¹Der Begriff "Quark" wurde von Murray Gell-Mann eingeführt, der sich dabei von dem Satz "Three quarks for Muster Mark!" aus dem Roman "Finnegans Wake" von James Joyce inspirieren lies. ²Sanford Linear Accelertor Center

1. Einführung

Genauere Messungen zeigten aber, dass dieses Quark-Parton-Modell erweitert werden musste, da die Quarks nur etwa 50% des Nukleonenimpulses tragen und eine bei höheren Energien beobachtete Skalenbrechung der Strukturfunktionen damit nicht erklärt werden konnte. Die Gluonen als Austauschteilchen der Starken Kraft, welche zwischen den Quarks wirkt, wurden als Träger des fehlenden Impulses identifiziert. In der Theorie wird dies durch die Quantenchromodynamik beschrieben, in der Quarks und Gluonen über sog. Farbladungen miteinander koppeln.

Ebenso wie die Quarks nur einen Bruchteil des Impulses des Nukleons tragen, setzt sich auch eine andere wichtige Größe, der Spin (Eigendrehimpuls) des Nukleons nur zu einem relativ geringen Teil aus deren Beiträgen der Quarks zusammen. Die EMC³-Kollaboration konnte dieses "Spinrätsel" 1988 zeigen [A⁺88, A⁺89] und bot damit weiteren Experimenten am CERN, SLAC und DESY eine Motivation, die Ergebnisse nachzuprüfen und die Messungen weiterzuführen.

Neben den Valenzquarks und den Gluonen tragen noch die sog. Seequarks, die aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation im Nukleon als Quark-Antiquark Paare (z.B. $u\bar{u}$) für kurze Zeit entstehen zum Gesamtspin bei. Hierbei muss neben den *u*und den *d*-Quarks ein dritter Quarkflavor berücksichtigt werden, die strange-Quarks [*s*]. Der Quarkspinbeitrag $\Delta\Sigma$ zum Gesamtspin des Nukleons setzt sich dann aus den folgenden Beiträgen zusammen:

$$\Delta \Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s + \Delta \bar{u} + \Delta \bar{d} + \Delta \bar{s} \tag{1.1}$$

Die Δq (q steht für den Quarkflavor) sind die sog. Helizitätsverteilungen, die definiert sind als die Differenz der Verteilungsfunktionen der jeweiligen Quarks, welche parallel und anti-parallel zum Nukleonenspin ausgerichtet sind, wenn der Nukleonenspin parallel zur Bewegungsrichtung ausgerichtet ist.

Ist der Nukleonenspin transversal zur Bewegungsrichtung des Nukleons ausgerichtet, so wird die vollständige Beschreibung der Spinstruktur erst durch die transversale Quarkspinverteilung (sog. Transversity-Verteilung) $\Delta_T q$ möglich. Streuexperimente bei relativistischen Energien heben die normal gegebene Rotationssymmmerie auf, welche ansonsten dafür sorgt, dass Transversity-Verteilung und Helizitätsverteilung gleich definiert sind und ermöglicht so den getrennten Zugang zu beiden Verteilungen.

Zu dieser Klasse von Experimenten gehört das COMPASS⁴-Experiment am CERN in Genf (Schweiz), dessen Hauptziel die Messung der Gluonenpolarisation ΔG und der angesprochenen Verteilungen ist. COMPASS besitzt ein sowohl longitudinal als auch transversal polarisierbares stationäres Target (engl. fixed target), auf das ein ebenfalls polarisierter Myonenstrahl mit einer Energie von 160 GeV gelenkt werden kann.

Um die beschriebenen Effekte herauspräparieren zukönnen, sind Präzisionsmessungen erfoderlich, die sensibel im apparativen Bereich sind und auch im Bereich der Datenanalyse aufwendige Methoden erfordern.

³European Myon Collaboration

⁴COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

... um zu fragen, bedarf es des Zweifelns.

(Richard P. Feynman)

2. Theoretische Betrachtungen

Streuexperimente an stationären Targets und die Theorie der Streuprozesse geben einen tiefen Einblick in den Aufbau elementarer Bestandteile unserer Materie. So konnte der Aufbau von Hadronen wie Protonen oder Neutronen aus punktförmigen Konstituenten, den Quarks aufgedeckt werden. Der Ursprung einer fundamentalen Eigenschaft der Hadronen, dem Spin, bzw. dessen Zusammensetzung sind jedoch noch nicht vollständig verstanden.

Im Folgenden wird die Kinematik des zur Aufklärung dieser offenen Frage genutzten Streumechanismuses beschrieben, Strukturfunktionen der Hadronen vorgestellt und basierend auf dem Quark-Parton-Modell die Manifestation der Parton-Verteilungsfunktionen in verschiedenen Effekten dargestellt.

2.1. Tiefinelastische Streuung

Zur Klasse der tiefinelastischen Streureaktionen DIS¹ gehören Prozesse, bei denen ein einlaufendes Lepton l, welches den Viererimplus $k = (E, \vec{p})$, Spin \vec{s} und Masse m_l trägt, an einem Quark eines Nukleons N unter einem Winkel θ unter der Abgabe eines virtuellen Photons γ^* gestreut wird (siehe Abbildung 2.1).

Nach dem Streuvorgang besitzt das Lepton l' den Viererimpuls $k' = (E', \vec{p'})$, das von ihm ausgesandte virtuelle Photon entsprechend den Viererimpulsübertrag q = k - k'und die Energie $\nu = E - E' \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\vec{P} \cdot \vec{q}}{M}$. Das Nukleon wird als im Laborsystem ruhend angenommen. Somit hat sein Viererimpuls die Form $P = (M, \vec{0})$, mit M seiner Masse. Zusätzlich besitzt es den Spin \vec{S} [PRSZ06]. Gemäß Erhaltungssätzen folgt [eaPDG09]:

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

¹Deep Inelastic Scattering



Abbildung 2.1.: Tiefinelastische Streuung (DIS) eines Leptons mit Viererimpuls k und Spin \vec{s} an einem Nukleon mit Viererimpuls P und Spin \vec{S} unter Austausch eines virtuellen Photons γ^* mit Energie ν und Viererimpuls q. X ist der zunächst unbekannte hadronische Endzustand.

Der Prozess lässt sich durch zwei dimensionslose Skalenvariablen x und y charakterisieren:

$$x = -\frac{q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad ; \quad 0 \le x \le 1$$
(2.2)

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \quad ; \quad 0 \le y \le 1$$
(2.3)

x bzw. x_{bjork} ist die Bjørkensche Skalenvariable, sie ist ein Maß für die Elastizität des Streuprozesses. Liegt die invariante Masse W des hadronischen Endzustandes X

$$W^{2} = (P+q)^{2} = M^{2} + 2M\nu - Q^{2} = \frac{1-x}{x}Q + M^{2}$$
(2.4)

der zunächst nicht weiter definiert ist, oberhalb der Nukleonenresonanzen, handelt es sich um den Reaktionstyp einer tiefinelastischen Streuung. Wird nur der Zustand des gestreuten Leptons erfasst, so ist dies der Typ einer inklusiven Messung. Semi-inklusive und exklusive Messungen beinhalten die Rekonstruktion mindestens eines Hadrons aus dem Endzustand X bzw. die vollständige Rekonstruktion des Zustandes X. Das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q ist eine lorentzinvariante Größe, welche die räumliche Auflösung der Reaktion charakterisiert.

$$Q^{2} := -q^{2} = -(k - k')^{2} \stackrel{\text{lab}}{=} 2(EE' - \vec{k} \cdot \vec{k}) - m_{l}^{2} - m_{l'}^{2} \approx 4EE' \sin^{2}\frac{\theta}{2}$$
(2.5)

Verläuft die Reaktion vollkommen elastisch ist die Masse des Endzustandes gleich der Masse des ursprünglichen Nukleons W = M und damit x = 1. Im Falle von W > M ist x < 1 und es handelt sich um eine inelastische Reaktion. Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ergibt sich aus:

$$s = (\vec{P} + \vec{k})^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_l^2 \stackrel{\text{lab}}{\approx} M^2 + 2ME$$
(2.6)

2.2. Wirkungsquerschnitte

Mit Hilfe des hadronischen Tensors $L_{\mu\nu}$ und leptonischen Tensors $W_{\mu\nu}$ lässt sich der Wirkungsquerschnitt der zuvor betrachteten Reaktion schreiben als [LP96]:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} = \frac{\alpha^2}{2MQ^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W_{\mu\nu} \tag{2.7}$$

mit α der Feinstrukturkonstante.

Summiert man über alle möglichen Spineinstellungen des gestreuten Leptons und bezieht das Verhalten bei μ - ν -Austausch mit ein, so lassen sich die beiden Tensoren jeweils in einen symmetrischen Teil S und einen anti-symmetrischen Teil A aufspalten:

$$L_{\mu\nu}(k,\vec{s};k') = L^{S}_{\mu\nu}(k;k') + iL^{A}_{\mu\nu}(k,\vec{s};k')$$

$$W_{\mu\nu}(q;P,\vec{S}) = W^{S}_{\mu\nu}(q;P) + iW^{A}_{\mu\nu}(q;P,\vec{S})$$
(2.8)

Damit wird der Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{\mathrm{d}^2 \sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} [L^S_{\mu\nu} W^S_{\mu\nu} - L^A_{\mu\nu} W^A_{\mu\nu}]$$
(2.9)

Im Rahmen der QED² lässt sich der leptonische Tensor herleiten. Der hadronische Tensor, welcher die Dynamik der starken Wechselwirkung beinhaltet, lässt sich durch die vier skalaren inelastischen Formfaktoren $W_{1,2}$ und $G_{1,2}$ ausdrücken. $W_{1,2}$ sind dabei die unpolarisierten Strukturfunktionen. Die Abhängigkeit des $W_{\mu\nu}$ -Tensors vom Spin des Nukleons liegt also in $G_{1,2}$. Diese sind experimentell zugänglich und lassen sich durch die Strukturfunktionen $\mathcal{F}_{1,2}$ und $g_{1,2}$ ausdrücken. Die Abbildung 2.2 zeigt die gemessenen Werte für die Strukturfunktion \mathcal{F}_2 von Protonen und Deuteronen. Die eingangs erwähnte Skalenbrechung äußert sich in der Abbildung 2.2 dadurch, dass bei kleinen Werten von x die Strukturfunktion mit Q^2 ansteigt und bei großem x mit Q^2 abfällt. Erklärt werden kann dies damit, dass man mit wachsendem Q^2 weniger Quarks mit großem Impulsbruchteil und mehr mit kleinem Impulsbruchteil im Nukleon vorfindet [PRSZ06].

²Quanten-Elektro-Dynamik



Abbildung 2.2.: Strukturfunktionen \mathcal{F}_2^p und \mathcal{F}_2^d für Protonen (oben) und Deuteronen (unten) gemessen in tiefinelastischen Streuexperimenten von Positronen [Collaboration01, H101], Elektronen [W⁺92] und Myonen [B⁺89, A⁺96, A⁺95]. Die Auftragung zeigt \mathcal{F}_2^p und \mathcal{F}_2^d als Funktionen von Q^2 bei konstanten Werten von x. Die Abbildungen wurde entnommen aus [eaPDG09].

2.3. Messung von g_1 und g_2

Im Bjørkenlimit $Q^2 \to \infty$ sind die Strukturfunktionen nur noch abhängig von x und nicht mehr von Q^2 . Sie nehmen die Form

$$MW_1(Q^2,\nu) \to \mathcal{F}_1(x)$$

$$\nu W_2(Q^2,\nu) \to \mathcal{F}_2(x)$$

$$\frac{\nu}{M}G_1(Q^2,\nu) \to g_1(x)$$

$$\frac{\nu}{M^2}G_2(Q^2,\nu) \to g_2(x)$$
(2.10)

an [PRSZ06]. Dies ermöglicht den Zugang zu den, zum vollständigen Bild des $W_{\mu\nu}$ -Tensors noch fehlenden, Strukturfunktionen g_1 und g_2 .

Sind die einfallenden Leptonen longitudinal zur Strahlrichtung polarisiert, also entweder Spin parallel (\rightarrow) oder anti-parallel (\leftarrow) im Vergleich zur ihrer Bewegungsrichtung, und ist das Nukleon ebenfalls parallel (\Rightarrow) oder anti-parallel (\Leftarrow) zur Strahlrichtung polarisiert, so schreibt sich die Differenz der Wirkungsquerschnitte der zwei Spineinstellungen des Targets [LP96]

$$\frac{\mathrm{d}^2 \sigma^{\vec{\Rightarrow}}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} - \frac{\mathrm{d}^2 \sigma^{\vec{\leftarrow}}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} = -\frac{4\alpha^2}{Q^2} \frac{E'}{E} \left((E + E' \cos\theta) M \frac{\nu}{(\vec{P} \cdot \vec{q})^2} g_1 + Q^2 \frac{g_2}{\nu(\vec{P} \cdot \vec{q})} \right)$$
(2.11)

Bei transversaler Polarisation der Target-Nukleonen im Bezug zur Strahlrichtung der Leptonen ist der Wirkungsquerschnitt gegeben durch [LP96]:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \sigma^{\widehat{\uparrow}}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} - \frac{\mathrm{d}^2 \sigma^{\widehat{\downarrow}}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} = -\frac{4\alpha^2}{Q^2} \frac{E'^2}{E} \sin\theta \cos\phi \left(M \frac{\nu}{(\vec{P} \cdot \vec{q})^2} g_1 + 2E \frac{g_2}{\nu(\vec{P} \cdot \vec{q})} \right)$$
(2.12)

 ϕ ist hierbei der Winkel zwischen der Streuebene und der (\vec{s} - \vec{S})-Polarisationsebene. Messungen mit longitudinal polarisiertem Target führen zur longitudinalen Spin-Spin-Asymmetrie:

$$A_{||} \equiv \frac{d\sigma^{\overrightarrow{\leftarrow}} - d\sigma^{\overrightarrow{\rightarrow}}}{d\sigma^{\overrightarrow{\leftarrow}} + d\sigma^{\overrightarrow{\rightarrow}}}$$
(2.13)

wobei $d\sigma$ als Kurzform für $d^2\sigma/(d\Omega dE')$ steht.

Die gewonnene Größe $A_{||}$ enthält Beiträge aus beiden Funktionen g_1 und g_2 , die sich zunächst nicht separieren lassen. Da aber der g_2 -Term durch seine quadratischen Vorfaktoren, insbesondere bei DIS--Experimenten, relativ zum g_1 -Term klein ist, kann dieser hier vernachlässigt werden. Somit bietet die Messung von $A_{||}$ bei DIS-Experimenten einen direkten Zugang zur polarisierten Strukturfunktion g_1 , siehe Abbildung 2.3.

Hingegen erlaubt die Messung der Asymmetrie bei der Streuung von longitudinal polarisierten Leptonen an transversal polarisierten Nukleonen den Zugang zum g_2 -Term.

$$A_{\perp} \equiv \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow} - d\sigma^{\downarrow\downarrow}}{d\sigma^{\uparrow\uparrow} + d\sigma^{\downarrow\downarrow}}$$
(2.14)

Dies erfordert zusätzlich die Verwendung der aus der A_{||}-Messungen erlangten Informationen, da A_{\perp} nur Aussagen über die Kombination der beiden *g*-Terme enthält.



Abbildung 2.3.: Die spin-abhängige Strukturfunktion xg_1 des Protons (oben), des Deuterons (Mitte) und des Neutrons (unten) gemessen mittels DIS von polarisierten Elektronen/Positronen (Experimente: E142, E143, E154, E144, JLab E99-117 und HERMES) und von Myonen (Experimente: EMC, SMC, und COMPASS) als Funktion von x. Die Abbildung wurde entnommen aus [eaPDG09]

2.4. Das Quark-Parton-Modell

Zu einer einfachen Interpretation der Formfaktoren verhilft das Quark-Parton-Modell. Die Formfaktoren \mathcal{F}_1 und \mathcal{F}_2 legen aufgrund ihres Verhaltens bei hohen Werten von Q^2 nahe, das Nukleon als ein aus punktförmigen Konstituenten bestehendes Gebilde aufzufassen. Diese lassen sich im sog. Infinite-Momentum-Frame als quasi-frei beschreiben, indem man annimmt, dass das Nukleon sich entlang einer Geraden mit sehr großem Impuls bewegt. In diesem Bezugssystem können die Quarks als masselose Konstituenten, die sich parallel zum Nukleon bewegen, angesehen werden. In diesem Fall erhält auch x_{bjork} eine anschauliche Bedeutung. Es ist der Bruchteil des Gesamtimpulses, welcher durch das fragmentierte Quark getragen wird. Die Dichte von Partonen eines bestimmten Typs q, also die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit dem Flavor q und einem Impulsbruchteil x im Nukleon zu finden, lässt sich mit Hilfe der Distribution q(x) (PDF³) schreiben [PRSZ06]:

$$\mathcal{F}_{1} = \frac{1}{2} \sum_{q} e_{q}^{2} q(x)$$
(2.15)

$$\mathcal{F}_2 = x \sum_q e_q^2 q(x) \,. \tag{2.16}$$

Hierbei gibt e_q die Ladung eines bestimmten Quark- und Antiquark-Flavors q an. Falls also gilt

Partonen = Quarks + Antiquarks

ergibt sich für den Beitrag der Quarks zum Impuls des Nukleons

$$\sum_{q} \int_{0}^{1} xq(x) \mathrm{d}x \,, \tag{2.17}$$

dass dieser gleich eins sein muss.

Aus den für \mathcal{F}_2 vorliegenden Daten ergibt sich jedoch ein Wert für den Anteil an u und d-Quarks von nur ≈ 0.5 . Somit fehlt in diesem Modell ein wichtiger Typ von Konstituenten des Nukleons.

Weitere Hinweise für bisher nicht berücksichtigte Konstituenten liefert der Spin. Der Gesamtspin sollte sich aus den Beträgen aller Quark- und Antiquark-Flavors ergeben:

$$S_z = \frac{1}{2} \sum_q \Delta q = \frac{\Delta \Sigma}{2} \tag{2.18}$$

³**P**arton **D**istribution Function

wobei $\Delta q \equiv \int_0^1 (\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x))$ ist, und $\bar{q}(x)$) die PDF des Antiquarks mit dem Flavor q. Aber auch hier lieferten Messungen, wie die von EMC, einen zu geringen Wert

$$\Delta \Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.12 \pm 0.17 \tag{2.19}$$

was zur sog. "Spinkrise" führte. Weitere Messungen konnten diesen Wert präziser zu $\Delta \Sigma = 0.30 \pm 0.04 \pm 0.09$ bestimmen [A⁺99a].

2.5. Das QCD-erweiterte Quark-Parton-Modell

Die oben angesprochenen Diskrepanzen lassen sich durch eine weitere Art von Konstituenten des Nukleons erklären, den Gluonen. Diese Austauschteilchen der Starken Kraft wechselwirken zwar nicht direkt mit (virtuellen) Photonen, sind jedoch die Grundlage für die QCD-Korrekturen zum naïven Parton-Modell. Hier werden nun die Distributionen q(x) um eine weitere Abhängigkeit von Q^2 ergänzt, also $q(x,Q^2)$. Interpretieren lässt sich dies durch das zunehmende Auflösungsvermögen des Photons mit ansteigendem Q^2 . Bei hohen Q^2 -Werten, oberhalb von ≈ 1 (GeV/c)² beginnt das Photon, die Wolke aus der durch die Wechselwirkung von Gluonen und Quarks entstehenden virtuellen $q\bar{q}$ -Paare und Gluonen auflösen zu können. Mit anwachsender Photonenenergie steigt also die Anzahl der durch das Photon gesehenen Partonen (Kriterium einer DIS-Reaktion) [PRSZ06]. Somit kommt durch den Beitrag der Gluonen ein weiterer Term zum Spin-Puzzle hinzu. Der Gesamtspin S_z des Nukleons lässt sich nun schreiben als

$$S_z = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + \langle L_z \rangle$$
(2.20)

 $\langle L_z \rangle$ ist der zusätzlich mögliche Beitrag durch den Bahndrehimpuls der Quarks und Gluonen zum Gesamtspin. Die Bestimmung von ΔG , dem Beitrag aus dem Gluonenspin, ist eines der wichtigsten Messungen von COMPASS und auch anderer Streuexperimenten an polarisierten festen Targets wie HERMES, sowie Collidern wie RHIC.

2.6. Verteilungsfunktionen

Die allgemeinste Form des Wirkungsquerschnittes einer semi-inklusiven DIS-Reaktion⁴ lässt sich auf drei Reaktionsmechanismen aufteilen, harten Photon-Quark-Streuprozessen, Parton-Verteilungsfunktionen (PDFs) und Fragmentations-Funktionen. In erster Ordnung fließen acht Verteilungsfunktionen in den Wechselwirkungsquerschnitt ein, welche von den Eigenschaften des betrachteten Quarks und der Targetpolarisation abhängen. Diese sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

DF	Bedeutung
$\mathbf{f_1}(x,k_T^2)$	unpolarisierte Verteilung
$\mathbf{g_{1L}}(x,k_T^2)$	Helizitätsverteilung
$\mathbf{g_{1T}}(x,k_T^2)$	Verteilung von longitudinal polarisierten Quarks im transversal
	polarisierten Nukleon
$\mathbf{f_{1T}^{\perp}}(x,k_T^2)$	unpolarisierte Quarkverteilung längs eines intrinsischen Quark-
	Transversalimpulses im transversal polarisierten Target (Sivers-
	Verteilung)
$\mathbf{h_{1T}}(x,k_T^2)$	transversale Quarkpolarisation längs der transversalen Targetpo-
	larisation
${f h_{1L}^{\perp}}(x,k_T^2)$	transversale Quarkpolarisation längs des intrinsischen Quark-
	Transversalimpulses im longitudinal polarisierten Target
$\mathbf{h_{1T}^{\perp}}(x,k_T^2)$	transversale Quarkpolarisation längs des intrinsischen Quark-
	Transversalimpulses im transversal polarisierten Target
${f h_1^{\perp}}(x, k_T^2)$	transversale Quarkpolarisation längs der Normalen einer
	Ebene, die definiert wird durch den intrinsischen Quark-
	Transversalimpuls und dem Impuls des Nukleons bei unpola-
	risiertem Target

Tabelle 2.1.: Die acht Verteilungsfunktionen (DF) führender Ordnung

In dieser Notation, gemäß [B⁺07], stehen die Buchstaben f, g und h stellvertretend für unpolarisierte, longitudinal und transversal polarisierte Quark-Verteilungsfunktionen. Der Subindex "1" drückt die führende Ordnung (leading twist) der Größe aus, "L" und "T" stehen für die Polarisation (longitudinal bzw. transversal) des Targetnukleons. Ist der Effekt zurückzuführen auf das Vorhandensein von transversalen Impulskomponenten des Quarks, deutet dies ein hochgestellte \perp an.

⁴Herleitung und expliziter Ausdruck würden dem Umfang dieser Arbeit übersteigen

2.7. Transversity

Aus den vorangegangen Abschnitten sind die beiden PDFs q(x) und $\Delta q(x)$ bekannt. Eine dritte PDF, die sog. Transversity-Verteilung (kurz Transversity) $\Delta_T q(x)$, als transversale Quark-Polarisationsdistribution, beschreibt die Quarkzusammensetzung des Nukleonenspins. $\Delta_T q(x)$ hängt von den Verteilungsfunktionen $\mathbf{h}_{1T}^{\perp}(x,k_T^2)$ und $\mathbf{h}_{1}^{\perp}(x,k_T^2)$ (vgl. Tabelle 2.1) gemäß

$$\mathbf{h}_{1}(x,k_{T}^{2}) = \mathbf{h}_{1}^{\perp}(x,k_{T}^{2}) - \frac{k_{T}^{2}}{2M^{2}}\mathbf{h}_{1T}^{\perp}(x,k_{T}^{2})$$
(2.21)

mit

$$\Delta_T q(x) = \mathbf{h_1}(x) = \int \mathrm{d}^2 \mathbf{h_1}(x, k_T^2)$$
(2.22)

ab [LP96]. Sie wurde zuerst 1979 von Ralston und Soper [RS79] eingeführt. Zu weiterführenden Aktivitäten in der Theorie verhalfen erst spätere Arbeiten von Artru und Mekhfi [AM90] und durch Jaffe und Ji [JJ91]. Zur gleichen Zeit wurden ebenfalls die ersten experimentellen Vorschläge entwickelt [U⁺92, CV⁺93], um die Transversity zu messen.

Analog zu g_1 lässt sich eine neue Strukturfunktion für den transversal polarisierten Fall definieren:

$$\mathbf{h}_{1}(x) = \frac{1}{2} \sum_{q} e_{q}^{2} \left(q_{q}^{\uparrow}(x) - q_{q}^{\downarrow}(x) \right) = \frac{1}{2} \sum_{q} e_{q}^{2} \Delta_{T} q_{q}(x).$$
(2.23)

Hierbei wird über alle Quarkflavors q summiert. Die Transversity besitzt im Unterschied zur longitudinal polarisierten Verteilungsfunktion keinen Beitrag der Gluonen, da diese eine Helizität von ± 1 besitzen. Ein hypothetischer Term durch $\Delta_T G(x)$ ist ausgeschlossen, da die Transversity von sich aus einen Flip der Helizität erfordert, das Nukleon aber keine Änderung seiner Helizität um ± 2 erfahren kann. Die Asymmetrie zwischen Lepton und Nukleon kann für die transversale Quark- bzw. Nukleonpolarisation ausgedrückt werden durch:

$$A_{\perp}^{lN \to l'X} = D \frac{h_1(x)}{F_1(x)} = D \frac{\sum_i e_i^2 \Delta_T q_i(x)}{\sum_i e_i^2 q_i(x)}$$
(2.24)

Der Faktor *D* berücksichtigt hierbei den Anteil des Leptonenspins, der an das virtuelle Photon übertragen wird:

$$D \approx \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1+R)(1-y)}$$
(2.25)

R ist dabei das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Absorption eines longitudinal polarisierten Photons zu einem mit transversaler Polarisation σ_L/σ_T .

Soffer Ungleichung

Aus den Definitionen von q(x) und $\Delta q(x)$ folgen obere Grenzen für diese:

$$\begin{aligned} |\Delta q(x)| &\leq q(x) \\ \Delta_T q(x)| &\leq q(x) \end{aligned} \tag{2.26}$$

Eine weitergehende, alle Größen einbindende Regel, ist die Soffer-Ungleichung [Sof95]:

$$q(x) + \Delta q(x) \ge 2|\Delta_T q(x)| \tag{2.27}$$

2.8. Der Collins-Mechanismus

Bei der semi-inklusiven Streuung eines Leptons an einem Nukleon entstehen aus dem durch das virtuelle Photon getroffenen Quark neue Hadronen. Dieser Vorgang wird als Fragmentation bezeichnet [PRSZ06]. Findet dies an einem transversal polarisierten Target statt, können dabei links-rechts Asymmetrien bei den Wirkungsquerschnitten (Einzelspinasymmetrien) beobachtet werden. Eine theoretische Beschreibung dieses Effekts lieferte J. Collins [Col93, CHL94], indem er diesen Effekt auf die Fragmentation transversal polarisierter Quarks zurückführte, die in einem Hadron mit unbestimmter Polarisation einen nicht-verschwindenden transversalen Impuls besitzen. Somit bietet der Collins-Mechanismus einen Zugang zur Transversity $\Delta_T q(x)$. Die gemessene Einzelspinasymmetrie hat die Form:

$$A_N \propto \Delta_T q_i(x) H_1^{\perp}(z, k_2^{\perp}) \tag{2.28}$$

 $H_1^{\perp}(z, k_2^{\perp})$ ist die sog. Collins-Fragmentationsfunktion. Allgemein gibt eine Fragmentationsfunktion $D_{h/q}$ an, wie viele Hadronen vom Typ h bei der Fragmentation eines Quarks des Flavors q erzeugt werden. Die Nomenklatur von H_1^{\perp} sagt aus, dass es sich um die Fragmentation eines transversal polarisierten (\perp) Quarks (H) ohne eigene transversale Impulskomponente, in einem Nukleon mit der transversalen Impulskomponente P_T^h handelt. Man beobachtet Reaktionen der Form:

$$\vec{l}(k,\vec{s}) + \vec{N}(P,\vec{S}) \to \vec{l'}(k',\vec{S'}) + \vec{h}(P^h) + X$$
 (2.29)

 P^h ist der Viererimpuls des nachgewiesenen Hadrons, welches bei der Reaktion erzeugt wurde. Gemessen wird, wie oben gezeigt, eine transversale Asymmetrie in den Wirkungsquerschnitten, die gegeben ist durch:

$$A_T^h \equiv \frac{\mathrm{d}\sigma^{\uparrow} - \mathrm{d}\sigma^{\downarrow}}{\mathrm{d}\sigma^{\uparrow} + \mathrm{d}\sigma^{\downarrow}} = A_{Coll} \cdot |\vec{S_{\perp}}| \cdot D_{NN} \cdot \sin\left(\phi_S + \phi_h\right)$$
(2.30)

Der Depolarisationsfaktor D_{NN} , also der Anteil des Leptonenspins, der an das Photon übertragen wird, ist gegeben durch:

$$D_{NN} = \frac{1 - y}{1 - y + \frac{y^2}{2}} \tag{2.31}$$

Die Winkel ϕ_S und ϕ_h sind im sog. Gamma-Nukleon-System (GNS) definiert. In diesem legt die Ausbreitungsrichtung des virtuellen Photons die z-Achse fest. Die xz-Ebene, die sog. Leptonen-Streuebene, wird durch das einfallende und das gestreute Lepton definiert (siehe Abbildung 2.4). Eine weitere Ebene, die Hadronenebene, wird durch die z-Achse und die transversale Komponente P_T^h des Hadronenimpulses festgelegt. Der Winkel zwischen diesen beiden Ebenen ist der Azimutwinkel des Hadrons ϕ_h . Die Ausrichtung des Spins des Tagetnukleons schließt mit der Streuebene den azimuthalen Winkel ϕ_S ein.



Abbildung 2.4.: Definition der azimuthalen Winkel ϕ_h und ϕ_S im Gamma-Nukleon-System. Im Text wird $P_{h\perp}$ als P_T^h geführt.

Gemäß der Beschreibung der Reaktion in der QCD findet ein Flip des Quarkspins statt, der sich im GNS durch $\phi_{S'} = \pi - \phi_S$ ausdrückt. Der Collins-Winkel ist dann definiert als

$$\Phi_C = \phi_h - \phi_{S'} = \phi_h + \phi_S - \pi \tag{2.32}$$

und $\phi_{S'}$ ist der Azimutwinkel des Spin Vektors des fragmentierenden Quarks. Beim Betrag der Targetpolarisation muss berücksichtigt werden, dass nicht das gesamte

Targetmaterial polarisiert werden kann, sondern nur ein Anteil *f*. Das Produkt aus diesem Verdünnungsfaktor f (engl. dilution factor) und der gemessenen Polarisation ergibt $|\vec{S_{\perp}}|$.

$$|\vec{S_{\perp}}| = P \cdot f \tag{2.33}$$

 $|\vec{S_{\perp}}|$ ist der Grad der Targetpolarisation und A_{Coll} die Collins-Asymmetrie, die abhängig von der Transversity-Verteilung $\Delta_T q_i(x)$ ist:

$$A_{Coll} = \frac{\sum_{q} e_{q}^{2} \cdot \Delta_{T} q(x) \cdot \Delta_{T}^{0} D_{q}^{h}(z, P_{T}^{h^{2}})}{\sum_{q} e_{q}^{2} \cdot q(x) \cdot D_{q}^{h}(z, P_{T}^{h^{2}})}$$
(2.34)

mit

$$\Delta_T^0 D_q^h(z, P_T^{h^2}) = -\frac{|\vec{p_T}|}{M_h} H_1^{\perp}(z, P_T^{h^2})$$
(2.35)

2.9. Der Sivers-Mechanismus

Ein weiterer Mechanismus, der verantwortlich für eine Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte bei semi-inklusiver DIS sein kann, wurde von D. W. Sivers vorgeschlagen [Siv90]. Sivers vermutete einen Zusammenhang zwischen der Polarisation eines Nukleons und dem transversalen Impuls $\vec{k_T}$ eines unpolarisierten Quarks im einem transversal polarisierten Nukleon. Der Sivers-Mechanismus beruht daher nicht auf einer festen Polarisation des Quarks, ist also nicht korreliert mit der Transversity. Die Annahme der Gleichheit von Bewegungsrichtung des fragmentierenden Quarks und der des daraus entstehenden Hadrons impliziert, dass die gesamte transversale Komponente des Impulses des Hadrons aus dem transversalen Impuls des ursprünglichen Quarks stammt

$$\vec{P_T^h} = z\vec{k_T}.$$
(2.36)

Summiert man die $\vec{k_T}$ über alle Partonen eines Nukleons, so ist dieser Beitrag [Bur04]:

$$\langle \vec{k_T} \rangle = \sum_{a=q,\bar{q},g} \langle \vec{k_T} \rangle_a = 0$$
(2.37)

Gemessen wird wieder die Asymmetrie zwischen den unterschiedlichen Targetpolarisationen:

$$A_T^h \equiv \frac{\mathrm{d}\sigma \stackrel{\stackrel{\frown}{\uparrow}}{\to} - \mathrm{d}\sigma \stackrel{\stackrel{\downarrow}{\Downarrow}}{\to}}{\mathrm{d}\sigma \stackrel{\stackrel{\frown}{\uparrow}}{\to} + \mathrm{d}\sigma \stackrel{\stackrel{\downarrow}{\downarrow}}{\to}} = A_{Siv} \cdot |\vec{S_\perp}| \cdot \sin\left(\phi_h + \phi_S\right)$$
(2.38)

Die Differenz der beiden Winkel wird als Sivers-Winkel bezeichnet

$$\Phi_S = \phi_h - \phi_S \tag{2.39}$$

und A_{Siv} ist die Sivers-Asymmetrie

$$A_{Siv} = \frac{\sum_{q} e_{q}^{2} \cdot \Delta_{0}^{T} q(x, P_{T}^{h^{2}}/z^{2}) \cdot D_{q}^{h}(z)}{\sum_{q} e_{q}^{2} \cdot q(x, P_{T}^{h^{2}}/z^{2}) \cdot D_{q}^{h}(z)}$$
(2.40)

Die Sivers-Verteilung ist dabei in

$$\Delta_0^T q(x, P_T^{h^2}/z^2) = -\frac{|\vec{k_T}|}{M_h} f_{1T}^{\perp}(x, k_T^2)$$
(2.41)

enthalten.

Beide Effekte, der Collins- und der Sivers-Mechanismus, hängen jeweils von den unabhängigen Winkeln Φ_C und Φ_S ab. Bei DIS-Messungen an einem polarisierten Target können somit beide Asymmetrien unabhängig voneinander und gleichzeitig gemessen werden.

Achtung! Jetzt gibt es nur zwei Möglichkeiten: Entweder es funktioniert oder es funktioniert nicht.

(Lukas, der Lokomotivführer)

3. Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS-Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment an der M2-Beamline des SPS¹ am CERN² in Genf. Aufgrund der flexibel einstellbaren Teilchenselektion der Strahlführung kann für die Messungen sowohl ein Hadronenstrahl als auch ein Myonenstrahl genutzt werden [Gat08]. Das Kapitel 2 bezieht sich auf die Physik für welche der Myonenstrahl genutzt wird, der im Kapitel 4 vorgestellte neue Detektor und das im Kapitel 5 beschriebene Programm zur Qualitätsprüfung sollen für beide Strahlarten zum Einsatz kommen.

3.1. Der polarisierte Myonenstrahl des SPS

Am Ende der Kette aus Vorbeschleunigern steht der zweitgrößte Beschleuniger des CERN das SPS, siehe Abbildung 3.1. In diesen werden aus dem PS³ ca. $3.4 \cdot 10^{13}$ Protonen bei einer Energie von 26 GeV pro Zyklus injiziert. Im SPS werden die Teilchen in Paketen (engl. bunches) auf eine Energie von 400 GeV beschleunigt (450 GeV maximal möglich). Nach der Extraktion trifft der Primärstrahl auf das Produktionstarget T6. Der Strahl für COMPASS verbleibt insgesamt 16,8 s im SPS, wovon 11,7 s für die Injektionund Beschleunigungsphase benötigt werden. Die Extraktion erfolgt in Intervallen, den sog. Spills und wird innerhalb von 5,1 s durchgeführt. Hierbei wird durch spezielle Einstellung an der Strahloptik versucht, die Paketstruktur möglichst zu glätten und eine gleichmäßige Teilchenrate (Plateau) zu erzielen (vgl. Abbildung 5.4).

Bei voller Strahlintensität wird ein 500 mm langer Block aus Beryllium als Produktionstarget [Gat08] für den sekundären Strahl genutzt, der hauptsächlich aus Hadronen wie Protonen, Pionen und Kaonen besteht [A⁺80].

Durch Spektrometermagnete zu Beginn der M2-Beamline lässt sich eine Vorselektion der produzierten Teilchen nach dem Impuls erzielen. Eine freie Flugstrecke von 600 m dient dazu, den Pionen und Kaonen Zeit zu geben, größtenteils in Myonen zu zerfallen.

¹Super-Proton-Synchrotron

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Europäisches Kernforschungszentrum

³**P**roton **S**ynchrotron

Um die hadronischen Verunreinigungen auf unter 1 % zu senken, sind Berylliumabsorber von zusammen mehr als 10 m Dicke im weiteren Strahlverlauf platziert. Die Überführung dieses Tertiärstrahls auf das Erdniveau (Das SPS liegt in ca. 60 m Tiefe) und eine weitere Impulsselektion durch Magneten erfolgt auf der 800 m langen Strahlführungslinie die zur Halle 888 führt, in der sich das COMPASS-Experiment befindet. Der dort ankommende Teilchenstrahl hat bei nominaler Intensität und Energie auf das Produktionstarget eine mittlere Energie von 160 GeV und erreicht 2,0·10⁸ Myonen pro Spill.



Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Beschleunigerkomplexes des CERN, in nicht maßstabsgetreuer Darstellung. COMPASS befindet sich in der North Area (Site de Prévessin) an der M2-Beamline. Das Schema wurde entnommen aus [Lef06]

3.1.1. Polarisation des Myonenstrahls

Für die zu messenden physikalischen Effekte benötigt man einen polarisierten Leptonenstrahl. Myonen eignen sich hier aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit anderer Materie auch für längere Flugstrecken in Luft und lassen sich durch entsprechende Detektoren zweifelsfrei identifizieren. So macht man sich die besonderen Eigenschaften des schwachen Zerfalls von Pionen und Kaonen zur Nutze, die sog. maximale Paritätsverletzung [PRSZ06], bei der Myonen mit einer festen Polarisation in Abhängigkeit von deren Impuls $\vec{p_{\mu}}$ entstehen (siehe Abbildung (3.2).



Abbildung 3.2.: Zur Erläuterung der maximalen Paritätsverletzung für den Zerfall eines Pions $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ in dessen Ruhesystem

Die stets festgelegte Helizität des Neutrinos bzw. Antineutrinos

$$H(\nu) = -1; H(\bar{\nu}) = +1,$$
 (3.1)

bedeutet, dass Spin und Impuls anti-parallel sind [PRSZ06]. Zusammen mit der Drehimpulserhaltung hat dies zur Folge, dass bei dem Zerfall eines pseudoskalaren Teilchens (Drehimpuls 0) wie dem Pion auch der Spin und der Impuls des entstandenen Myons anti-parallel sein müssen [BHK⁺61]. Die Abstrahlung des Myons erfolgt im Ruhesystem des Pions isotrop, die Komponenten seines Impulses lassen sich aufteilen in

$$p_{\mu,||} = |\vec{p_{\mu}}| \cos \Theta$$

$$p_{\mu,\perp} = |\vec{p_{\mu}}| \sin \Theta$$
(3.2)

Im Laborsystem besitzt das Pion-System jedoch einen hohen Schwerpunktimpuls, sodass sich nach der Transformation in das Laborsystem eine hohe mittlere Polarisation der Myonen von

$$P_{\mu} = (-0.80 \pm 0.04) \%$$
(3.3)
für das Verhältnis der Impulse von $\frac{p_{\mu}}{p_{\pi}} = \frac{160 \text{GeV/c}}{172 \text{GeV/c}}$ ergibt [COMPASS07].

3.1.2. Strahlprofil und Strahlimpuls

Die Dichteverteilung der Teilchen innerhalb des Strahls ist gaußförmig, siehe Abbildung (3.3), die Z-Achse wird durch die Strahlrichtung definiert. Der eigentliche Strahl ist von einem Bereich aus schlecht abgelenkten oder defokussierten Myonen umgeben. Im sog. nahen Halo, einem Radius von 15 cm um das Zentrum des Strahls, befinden sich ≈ 16 % der Strahlintensität, im weiter entfernten Halo noch ≈ 7 %.



Abbildung 3.3.: Unten rechts: zweidimensionale Strahlverteilung (korrelierte Ereignisse in X- und Y-Ebene), gemessen 5,5 m hinter dem COMPASS-Target durch die Detektorstation FI05, einem Hodoskop aus szintillierenden Fasern. Oben rechts und unten links die jeweiligen Projektionen auf die X- und Y-Achse. Entnommen aus [Teu03].

Zur präzisen Impulsbestimmung dient die BMS⁴. Diese besteht aus vier Szintillatorhodoskopen und zwei Faserhodoskopen. Von Ersteren sind jeweils zwei vor und nach einem Dipolmagneten angeordnet, der die Teilchenbahn in die Horizontale krümmt. Aus Magnetfeld und Bahnkrümmung lässt sich der Impuls von Myonen mit einer Genauigkeit von 0,5 % bestimmen, die Effizienz der Bahnrekonstruktion liegt bei 93 %.

⁴Beam-Momentum-Station

3.2. Das polarisierte Target

Zur Bestimmung des vollständigen DIS-Wirkungsquerschnitts, also aller darin vorkommenden Terme, wird neben einem polarisierten Strahl auch ein polarisiertes Target benötigt. Bis 2006 wurde mit einem isoskalaren ⁶LiD-Target gemessen, der Verdünnungsfaktor *f* (Anteil der polarisierbaren Nukleonen) für dieses Target lag bei $P_{T,^{6}\text{LiD}} \approx$ 0,5. Wegen der Präsenz des zur Kühlung notwendigen Heliums betrug der tatsächlich erreichte Verdünnungsfaktor *f* des Targets \approx 0,38. Ab 2007 kam dann ein polarisiertes Protonen-Target zum Einsatz, NH₃ in der kristallinen Phase. Der Faktor *f* liegt zwar für Ammoniak nur bei \approx 0,13, jedoch wurde insgesamt eine hohe Polarisation von $P_{T,\text{NH}_3} \approx 0.8$ erreicht. Es wurden Daten mit transversaler Targetpolarisation sowohl für das isoskalare LiD-Target als auch 2007 für das Protontarget genommen. Im Jahr 2010 sollen die Messungen am Protonentarget weitergeführt werden.

Seit 2006 erfolgt die Messung mit einem verbesserten Target (siehe Abbildung 3.4) bestehend aus 3 statt vorher 2 Zellen. Das zuvor benutzte Target des Vorgängerexperiments SMC hatte einen Öffnungswinkeln von \pm 70 mrad. Diese Akzeptanz wurde durch den Einsatz eines neuen Solenoiden auf \pm 160 mrad erhöht [Kyy95, A⁺99b, BGK⁺00]).

Die Polarisation aufeinander folgenden Zellen wird genau entgegengesetzt eingestellt. Um sog. apperative Asymmetrien, die durch unterschiedliche Akzeptanzen oder Materialbelegungen im Target hervorgerufen werden können, im Vorhinein auszuschließen werden zusätzlich die Zellen zyklisch umgepolt. Im longitudinalen Modus erfolgt die Umpolung alle 24 Stunden, bei transversaler Polarisierung nach 5 bis 7 Tagen Datennahme.

Die Targetzellen sind zylinderförmig mit einem Durchmesser von 4 cm, die beiden äußeren Zellen haben eine Länge von 30 cm, die mittlere Zelle eine Länge von 60 cm. Die Polarisation des Targets erfolgt mittels Dynamischer-Nukleonen-Polarisation [AG78], bei der die Polarisation der (Hüllen-)Elektronen auf den Spin des Kerns mittels eines Mikrowellenfeldes übertragen wird. Der Polarisationsgrad hängt vom magnetischen Moment der Targetteilchen μ , der magnetischen Flussdichte *B* und der Temperatur gemäß dem Curie-Gesetz

$$P = \tanh \frac{\mu B}{k_B T} \tag{3.4}$$

ab, k_B ist die Boltzmann-Konstante.

Für einen hohen Polarisationsgrad benötigt man ein starkes Magnetfeld (longitudinaler Modus 2,5 T; transversaler Modus 0,42 T), und niedrige Temperaturen (\approx 90 mK).



Abbildung 3.4.: Seitenansicht des polarisierten COMPASS-Targets: upstream Targetzelle 1, mittlere 2 und downstream Targetzelle 3, Mikrowellen-Kavität 4, Targethalterung 5, ₃He-Verdampfer 6, ₄He-Verdampfer 7, ₃He-Trennung von flüssiger und gasförmiger Phase 8, ₃He-Ansaugung 9, Solenoidmagnet 10, Korrekturmagnete 11, Endkappenmagnet 12, Dipol 13, Strahleintrittsfenster 14.

3.3. Die Detektoren des COMPASS-Experiments

Das COMPASS-Experiment ist als zweistufiges Spektrometer aufgebaut. Jede der Stufen besitzt einen eigenen Spektrometermagneten SM1 bzw. SM2 (Abbildungen 3.5 und 3.6). Die Magneten erreichen eine integrierte Feldstärke $\int Bdl$ von 1,0 Tm bzw. 4,4 Tm und werden zur Impulsselektion der Teilchen eingesetzt. Durch den SM1 werden Teilchen mit geringem Impuls so stark abgelenkt, dass sie im ersten Teil des Spektrometers detektiert werden können. Für Teilchen mit hohem Impuls gilt Analoges für den zweiten Teil des Spektrometers [M⁺04, Col93]. Der Nachweis der Teilchen erfolgt über mehrere Detektorstationen sowohl vor als auch hinter den Spektrometermagneten. Jede Station besteht aus zwei oder mehr Detektoren eines Typs, die senkrecht zur Strahlrichtung verdreht zueinander die Teilchendurchgänge detektieren.



Abbildung 3.5.: Blick von oben auf das COMPASS-Spektrometer in der Konfiguration der Strahlzeit 2004. Die Z-Achse zeigt in Strahlrichtung, die X-Achse von 'Saleve' nach 'Jura' (Benennung gemäß nahe liegender Berge, die in den entsprechenden Richtungen liegen) und die Y-Achse ist senkrecht aus der Zeichenebene gerichtet [COMPASS07].



Abbildung 3.6.: Räumliche Ansicht des COMPASS-Spektrometers [COMPASS07].

Aufgrund des großen Akzeptanzbereichs des Targets und der Magnete müssen die Detektoren einen großen Bereich abdecken, wobei unterschiedliche Anforderungen an deren Charakteristik in Abhängigkeit vom Abstand zur Strahlachse gestellt werden. Im Nahbereich des Strahls wird eine gute Zeit- und Ortsauflösung benötigt, weiter entfernt müssen große Raumwinkel bei deutlich niedrigeren Raten abgedeckt werden. Die Detektoren lassen sich grob in drei Gruppen anhand des Streuwinkelbereichs, für den diese eingesetzt werden, unterscheiden.

Der sog. VSAT⁵ soll im Bereich sehr kleiner Winkel, in einem radialen Abstand von 2,5 - 3 cm, gestreute Teilchen nachweisen. Dabei handelt es sich um die Myonen des ankommenden Strahls, die gestreuten Myonen und um die unter sehr kleinen Polarwinkeln produzierten Hadronen. Bei den hohem Teilchenfluss von $\approx 10^5$ s⁻¹ mm⁻² nutzt man hierfür Detektoren aus szintillierenden Fasern und Silizium-Mikrostreifendetektoren. In einem etwas größeren Winkelbereich, zwischen 2,5 cm und 30 – 40 cm von der Strahlachse entfernt, kommen die SAT-Detektoren⁶ zum Einsatz. Hierfür werden Micromegas⁷ und GEM⁸, gasgefüllte mikro-strukturierte Detektoren, eingesetzt, die hohe Ratenverträglichkeit und gute Ortsauflösung bei relativ großflächiger Auslese miteinander kombinieren.

Der reduzierte Teilchenfluss im noch weiter außen gelegenen Bereich erlaubt den Einsatz von Detektortypen wie Driftkammern, Driftröhrchenkammern (Straws) und Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) als LAT⁹.

Zur vollständigen Information benötigt man neben den Teilchenspuren, die sich durch die Daten der Tracker rekonstruieren lassen auch Energie und Teilchenart. Hierzu dienen ein RICH-Detektor¹⁰, jeweils zwei elektromagnetische und hadronische Kalorimeter und Myonenfilter.

⁵Very Small Angle Tracker

⁶Small Angle Tracker

⁷**Microme**sh **Gas**eous Structure

⁸Gas Electron Multiplier

⁹Large Area Tracker

¹⁰**R**ing Imaging **CH**erenkov

3.3.1. Detektoren zur Spurrekonstruktion

Aufgabe von Spurrekonstruktionsdetektoren ist es, Informationen über die Orts- und Zeitkoordinaten zu erfassen, aus denen später die Trajektorie eines Teilchens berechnet werden kann.

Hodoskope aus szintillierenden Fasern

Im Kapitel 4 wird genauer auf die generellen Eigenschaften von Faserdetektoren eingegangen. Hier soll ein Überblick über die bereits in COMPASS eingesetzten Stationen FI01¹¹ bis FI04 von einer Arbeitsgruppe der Universität Nagoya (Japan) und die durch Gruppen aus Bonn und Erlangen gebauten Stationen FI05 bis FI08 gegeben werden. Insbesondere Letztere werden im Folgenden zur Beschreibung herangezogen.

Eine wichtige Eigenschaft von Detektoren aus szintillierenden Fasern (SciFis), oder auch szintillierendem Material in anderer Form, ist deren relativ hohe Strahlungshärte. Während einer Strahlzeit von 100 Tagen pro Jahr und $2 \cdot 10^8$ Myonen, die pro SPS-Spill auf den aktiven Bereich treffen, wird eine Strahlendosis von etwa 31 kGy erreicht. Das Material muss dies ohne Einbußen seiner Eigenschaften überstehen können.

Die Anforderungen an die Ortsauflösung σ_x ergeben sich durch die Spurrekonstruktion der durch das Magnetfeld abgelenkten Teilchen. Benötigt wird eine Ortsauflösung von 0,5 – 1,0 mm. Nicht nur der mittlere zeitlich Abstand von etwas 12 ns, sondern viel mehr die Unterdrückung des Untergrunds aus zufälligen Ereignissen, die ansonsten als koinzident registriert werden würden, erfordert eine Zeitauflösung σ_t von unter 1 ns. All dies decken Hodoskope aus szintillierenden Fasern mit $\sigma_x \approx 130 - 210 \ \mu m^{12}$ und $\sigma_t = 0,4$ ns ab. Für den Hadronen- und den Myonenstrahl ist eine möglichst geringe Massenbelegung im Akzeptanzbereich des Targets und der Spektrometermagneten notwendig, um die Zahl von Sekundärreaktionen so gering wie möglich zu halten. Das aus Kohlenstoffverbindungen (Kunststoff) bestehende Fasermaterial besitzt eine geringe Dichte und erfüllt somit diese Voraussetzungen. Auch für die Verwendung nahe der Magnetfelder von SM1 und SM2, also in deren Streufeldern (10 bis 100 mT), sind die SciFi-Stationen gut geeignet.

Die Auslese der szintillierenden Fasern erfolgt durch Photomultiplier (PMT). Sie wandeln die eintreffenden Photonen über den Photoeffekt in Elektronen um, welche durch eine Dynodenstruktur vervielfacht werden. Dadurch entsteht ein messbarer Strom. Um die Funktionalität der PMTs nahe der Magnete zu gewährleisten, müssen diese abgeschirmt werden.

 $^{^{11}\}mathrm{FI}$ ist das offizielle Kürzel für Detekoren aus szintillierenden Fasern bei COMPASS

 $^{^{12}\}sigma_x$ (FI01-FI04) = 130 μ m, σ_x (FI05) = 170 μ m und σ_x (FI06-FI08) = 210 μ m

Silizium-Mikrostreifendetektoren

Ein weiterer Detektortyp, der direkt im Strahl positioniert ist, sind Silizium-Mikrostreifen detektoren. Diese befinden sich unmittelbar vor dem Target und dienen zur Rekonstruktion des einfallenden Myonenstrahls und der Spuren von bereits vor dem Target gestreuten Myonen oder produzierten Teilchen. Eine Station besteht aus zwei Ebenen X und Y (oder aus 5° verdrehten U- und V-Ebenen) die gegeneinander um 90° gedreht sind. Der n-dotierte Silizium-Wafer, mit einer Dicke von 300 μ m und einer aktiven Fläche von 5×7 cm² wird auf der n-dotierten bzw. p-dotierten Seite von 1280 bzw. 1024 Kontaktstreifen (Abstand \approx 50 μ m) ausgelesen. Zeitauflösungen von 2,5 ns und Ortsauflösungen von 8 - 11 μ m werden erreicht [Wag01].

Micromega-Detektoren

Die Micromega¹³ besitzen einen gasgefüllten aktiven Bereich, der durch ein Mikrogitter in einen 3,2 mm langen Konversionsbereich und einen 0,1 mm langen Verstärkungsbereich getrennt ist, so dass die dort bei der Ionisation entstehenden Kationen nicht in den Konversionsbereich driften können. Die Elektronenlawine, die sich bei der Verstärkung bildet, führt auf der in Streifen unterteilten Anode zu einem messbaren Signal, siehe Abbildung 3.7. Eine Gasmischung aus Ne, CO₂ und CF₄ im Verhältnis 80/10/10 sorgt für eine hohe Verstärkung und Durchschlagsstabilität.

Die aktiven Fläche beträgt $40 \times 40 \text{ cm}^2$ und wird durch zwei zueinander senkrechten Lagen aus Anoden ausgelesen. Deren Streifenabstand beträgt $360 - 420 \ \mu\text{m}$, womit eine Ortsauflösung von 90 $\ \mu\text{m}$ bei einer Zeitauflösung von 9 ns erreicht wird [K⁺01a, K⁺01b, M⁺02].



Abbildung 3.7.: Schemaskizze eines Mikromega-Detektors.

¹³Micromesh Gaseous Structure

GEM-Detektoren

Der Aufbau der ebenfalls gasgefüllten GEM-Detektoren ist ähnlich demjenigen der Micromega-Detektoren, jedoch wird der aktive Gasraum statt von einem Mikrogitter von bis zu drei GEM-Folien durchzogen (siehe Abbildung 3.8). Diese 50 μ m dicken kupfer-beschichteten Polyimide-Folien besitzen eine Vielzahl sehr kleiner Löcher (Dichte $\approx 10^4$ /cm², Durchmesser 70 μ m) und sind von eine Gasgemisch aus Argon und Kohlendioxid im Verhältnis 70/30 umgeben. Das durch die Elektronenlawine induzierte Signal wird an in zwei Ebenen zueinander senkrecht angeordneten Anodenstreifen abgegriffen. Eine Zeitauflösung von 12 ns und eine Ortsauflösung von 70 μ m wird über eine aktive Fläche von 31×31 cm² erreicht [S⁺01, S⁺02].



Abbildung 3.8.: Funktionsweise GEM-Detektoren

Vieldrahtproportionalkammern (MWPC)

Um noch größere Flächen (hier $178 \times 120 \text{ cm}^2$ mit Ortsauflösung $\sigma_x = 1.6 \text{ mm}$) effektiv abzudecken, werden gasgefüllten MWPCs¹⁴ eingesetzt. Nach der Ionisierung einzelner Moleküle bzw Atome führt die anliegende Hochspannung zur Bildung von Elektronenlawinen. Diese induzieren in den 20 μ m dicken und 1 m langen Anodendrähten (Drahtabstand 2 mm), welche zwischen 2 Kathodenebenen gespannt sind, ein messbares Signal. Durch mehrere zueinander verkippte Ebenen in dem mit Ar/CO₂/CF₄ (74/6/20) gefüllten Volumen lässt sich der Durchgangsort des Teilchens bestimmen.

¹⁴Multi Wire Proporational Chambers

Driftkammern

Die drei bei COMPASS eingesetzten Driftkammer-Stationen (DCs) sind aus acht Lagen mit vier unterschiedlichen Ausrichtungen senkrecht zur Strahlachse (XY und UV) zusammengesetzt und decken dabei eine Fläche von 180×127 cm² vor und hinter dem SM1-Magneten ab. Jede Lage besteht aus 176 Anodendrähten ($\emptyset = 20 \ \mu$ m), die abwechselnd mit Potentialdrähten ($\emptyset = 100 \ \mu$ m) zwischen zwei graphit-beschichteten Mylar®-Kathodenfolien angeordnet sind (Abbildung 3.9). In der verwendeten Gasmischung Ar/C₂H₆/CF₄ (45/45/10) besitzen die Elektronen eine bekannte Driftgeschwindigkeit von 77 mm/ μ s. In Verbindung mit den Signalen aus den acht Lagen lässt sich somit der Ort des Teilchendurchflugs mit einer Auflösung von 190 μ m messen.



Abbildung 3.9.: Geometrie der COMPASS-Driftkammern.

Strawkammern

Das Prinzip, die Anodendrähte einzeln mit einem gasgefüllten Röhrchen zu umgeben, wird bei den Driftröhrchenkammern (Straws) angewandt. Ein gold-beschichteter Anodendraht aus Wolfram befindet sich im selben Gasgemisch wie bei den MWPCs, das Volumen befindet sich in einem Röhrchen ($\emptyset = 6$ mm) aus graphit-beschichteter Kapton®-Folie. 700 bis 900 dieser Röhrchen bilden eine Lage, wiederum vier Lagen bilden eine Detektorstation mit einer relativ großen aktiven Fläche von 323×280 cm²; somit werden Ortsauflösungen wie bei den DCs erreicht [B⁺02].
3.3.2. Kalorimeter und Detektoren zur Teilchenidentifikation

Kalorimeter

Erlangen lassen sich Informationen über die Energie gestreuter oder durch die Hadronisierung des fragmentierten Quarks entstandener Teilchen durch die beiden Hadronischen Kalorimeter (eines je Spektrometerstufe). Nachdem die Trajektorie eines Teilchens mittels der Detektoren zur Spurrekonstruktion bestimmt wurde, wird deren Energie vollkommen in den Kalorimetern deponiert und kann dadurch gemessen werden. Für Myonen ist dies aufgrund ihres geringen Wechselwirkungsquerschnitts nicht möglich, diese können nicht innerhalb des Experiments gestoppt werden.

Elektromagnetische Kalorimeter: In den elektromagnetischen Kalorimetern ECAL1 und ECAL2 bilden elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wie Photonen und Elektronen Schauer. Die Anordnung des ECAL2 besteht aus einer 64×64 Matrix von 450 mm langen Bleiglasblöcken (entspricht 16 Strahlungslängen), die durch Photomultiplier an deren Enden ausgelesen werden. Wichtige Kenngrößen sind die Energie- und Ortsauflösung von

$$\sigma(E)/E = 5.5\%/\sqrt{E} \oplus 1.5$$
 (3.5)

und

$$\sigma(x) = 6 \text{mm} / \sqrt{E} \oplus 0.5 \text{ mm} . \tag{3.6}$$

Hadronenkalorimeter: Auf jedes ECAL folgt jeweils ein hadronisches Kalorimeter HCAL. Auch hier liegt eine Matrixanordnung der Module senkrecht zur Strahlrichtung vor. Die Module bestehen aus sich in Sandwich-Bauweise abwechselnden Schichten aus Eisen und Szintillatormaterial, siehe Abbildung 3.10.
Das HCAL2 ist aus 28 (horizontal) × 20 (vertikal) solchen Modulen aufgebaut. Damit deckt es eine Fläche von 10,8 m² ab. Auftreffende Hadronen erzeugen einen Schauer von hadronischen Sekundärteilchen. Durchqueren diese die nächste Schicht des organischen Szintillators wird Szintillationslicht erzeugt. Mittels eines wellenlängenschiebenden Lichtleiters wird das gesammelte Licht zu einem

PMT geleitet. Die nachgewiesene Lichtmenge ist proportional zur der im HCAL deponierten Energie des einfallenden Hadrons [PRSZ06].



Abbildung 3.10.: Aufbau der HCAL1-Module: Szintillator 1, Eisenplatten 2, Lichtleiter
3, Gehäuse 4, PMT 5, magnetische Abschirmung 6, Cockcroft-Walton Divider 7, optische Verbindung zu LED Kalibration 8. Alle Längenangaben in mm.

Teilchenidentifizierende Detektoren

RICH-Detektor: Allein aus dem Impuls und der Energie lässt sich noch nicht die Teilchenmasse und somit die Teilchenart bestimmen. Hierzu fehlt noch die Geschwindigkeit. Im RICH¹⁵-Detektor macht man sich den geschwindigkeitsabhängigen Effekt des Čerenkov-Lichts zu Nutze, um diese zu bestimmen. Dies entsteht, wenn Teilchen, die sich mit einer höheren Geschwindigkeit in einem Medium bewegen als die dortige Lichtgeschwindigkeit, charakteristische Strahlung emittieren. Das Čherenkov-Licht wird kegelförmig und symmetrisch zur Flugrichtung abgestrahlt. Es existiert ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Teilchengeschwindigkeit und dem Winkel der Abstrahlung (Čerenkov-Winkel), welcher folgende Form hat:

$$\Theta_{\check{C}} = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n\beta} \right) \tag{3.7}$$

n ist der Brechungsindex des Mediums und $\beta = v/c$ die Teilchengeschwindigkeit normiert auf die Lichtgeschwindigkeit. Mit der Wahl des Radiatorgases im Hinblick auf *n* lässt sich der abdeckbare Energiebereich einstellen. Bei COMPASS kommt C₄F₁₀ zum Einsatz. Der Strahlungskegel wird über eine Wand aus sphärischen Spiegeln auf eine Ebene aus Photodetektoren abgebildet (siehe Abbildung 3.11). Als Bild auf der Ebene der Photodetektoren (MaPMTs Typ H8711 von Hamamatsu mit 16 Kanälen) erhält man Ringe, deren Radius vom Čerenkov-Winkel abhängt und somit die gesuchte Information über die Teilchengeschwindigkeit enthält [T⁺99, T⁺03].

¹⁵**R**ing Imaging Čerenkov Detektor



Abbildung 3.11.: RICH-Detektor in Seitenansicht (links) und in räumlicher Darstellung (rechts).

Myonenidentifikation: Aufgrund ihres relativ zu Hadronen und Elektronen geringen Wechselwirkungsquerschnittes durchdringen die am Target gestreuten Myonen die Kalorimeter vollständig. Eisen- bzw. Stahlbetonwände hinter den HCALs dienen als finaler Filter, d.h. dass Teilchen die in den dahinterliegenden Mini-Drift-Röhren (MDT) bei MW1¹⁶ und Driftröhren bei MW2 noch nachgewiesen werden, Myonen sind.

 16 Mon Wall

3.4. Das Triggersystem

Um die physikalisch interessanten Ereignisse vom Untergrund oder anderen Effekten zu separieren, benötigt man ein Triggersystem, welches bei einer positiven Entscheidung ein Signal an die Datennahme gibt, die zwischengespeicherten Detektorsignale auszulesen. Zu diesem Zweck sind an entsprechenden Positionen innerhalb des Spektrometers Hodoskope angebracht. Zusammen mit Informationen über die Energiedeposition in den Kalorimetern und einem Vetosystem ermöglichen diese es dem Triggersystem in einer Zeit von unter 500 ns bei geringer Totzeit eine solche Entscheidung zu treffen.

Die Positionierung der Triggerhodoskope resultiert direkt aus der Kinematik der Reaktionen, die bei COMPASS untersucht werden. Dies ist zum einen die tiefinelastische Streuung, die aufgrund des Energieübertrags $Q^2 > 0.5$ (GeV/c)² durch die Mittel- und Außentrigger ausgewählt werden kann (siehe Abbildung 3.12).



Abbildung 3.12.: Aufbau des Trigger-Systems bei COMPASS. Gestreute Myonen (durchgezogene Linie) werden gegenüber den Strahlmyonen (gestrichelt) durch die Spektrometermagenten wegen ihres geringeren Impulses stärker abgelenkt und werden dann -wie in diesem Beispiel- durch die Tiggerhodoskope HI4, HM4 und HI5 erkannt. (HI: Hodoscope Inner, HM: Hodoscope Middle, HL: Hodoskope Ladder, HO: Hodoscope Outer).

Zum anderen der Bereich der quasi-reellen Austauschphotonen mit einem negativen quadratischen Viererimpuls im Bereich $Q^2 \leq 0.5$ (GeV/c)², bei denen das gestreute Myon von den Innen- und Leiter-Triggern nachgewiesen wird [Leb02]. Vom Energieübertrag auf das gestreute Quark hängt auch die Energie der durch die Hadronisierung entstehenden Teilchen ab. Als weiteres Triggerkriterium eignet sich somit ein bestimmter Schwellenwert der im Kalorimeter deponierten Energie in Koinzidenz mit dem Triggersignal aus den Hodoskopen. Um auf der Ebene des Triggers die gesuchten Reaktionen im Target von Ereignissen der Halomyonen abzutrennen, befinden sich vor dem Target zwei Hodoskope als Vetotrigger (vgl. Abbildung3.13).



Abbildung 3.13.: Aufbau des COMPASS-Veto-Systems. Die Ereignisse μ_1 und μ_3 werden mit einem Veto belegt, μ_2 erfüllt die Triggervorgaben.

3.5. Datenauslese und Datenauswertung

3.5.1. Das Datenaufnahmesystem

Bei einer typischen Ereignisgröße von 35 kB wird am COMPASS-Experiment eine Datenmenge von bis zu 580 TB¹⁷ pro Jahr erzeugt. Je Spill –Dauer 4,8 s – erreichen 2 · 10⁸ Myonen das Target, was eine Triggerrate von 10 kHz zur Folge hat (bis zu 100 kHz beim Hadronenstrahl). Diese Anforderungen an das Datenauslesesystem (siehe Abbildung 3.14) erfordern u.a. eine frühzeitige Digitalisierung der Daten, die in direkter räumlicher Nähe der Detektoren durch sog. Front-End-Karten (FE-Boards) erfolgt. Je nach Funktion sind diese als TDC¹⁸ oder ADC¹⁹ ausgelegt. Die Auslese erfolgt durch sog. CATCH-Module²⁰, in denen bei Vorliegen eines Triggersignals die Daten zu "lokalen" Ereignissen zusammengefasst werden (sog. Sub-Eventbuilding) [S⁺99].



Abbildung 3.14.: Datenaufnahmesystem bei COMPASS [v. 02]. Der Datenfluss erfolgt von den Detektoren zu den CATCH-Modulen, über die Readout-Buffer (ROBs) und schließlich zum Rechenzentrum des CERN.

 $^{^{17}1 \}text{ TB} = 1 \text{ Terabyte} = 10^{12} \text{ Byte}$

¹⁸Time-to-Digital Converter

¹⁹Analog-to-Digital-Converter

²⁰COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

Die Zwischenspeicherung der Sub-Ereignisse in den sog. ROBs²¹ geht der Verarbeitung durch zwölf Eventbuilder voraus. Die Zusammenfassung der Sub-Ereignisse erfolgt gemäß der zeitlichen Struktur der DAQ in Runs von Maximal 200 Spills. Die Rohdaten werden durch das Dateisystem CASTOR²² auf Magnetbänder geschrieben und stehen dann für die Produktion und vorgezogene Analysen zur Verfügung. Zur Qualitätssicherung wird während der Messung ein Online-Logbuch mit wichtigen Parametern und Fehlermeldungen durch die Schichthabenden angelegt, dazu gehören Kenndaten der Spannungs- und Gasversorgung, COOOL-Diagramme²³ und der Status der Datenname (MurphyTV, Bufferstatus, Triggerstatus).

3.5.2. Die Datenanalyse

Vor der eigentlichen Analyse der Daten müssen diese zunächst durch die sog. Produktion nach physikalischen Gesichtspunkten aufgearbeitet werden, d.h. es werden Teilchen identifiziert und deren Spuren und Vertizes rekonstruiert. Hierzu wird das eigens entwickelte, C++ basierte Programm CORAL²⁴ genutzt, welches die Resultate dann in komprimierter Form in mDST-Dateien²⁵ ausgibt.

Zudem werden wichtige Informationen wie Detektor-Histogramme und wichtige Parameter wie z.B. die Targetpolarisation für die Qualitätssicherung der Daten erzeugt bzw. aufgearbeitet [Web04].

Die physikalische Auswertung der Daten erfolgt mit dem Programm PHAST²⁶. Die aus den mDSTs ausgelesenen Daten werden dabei mit ROOT-Routinen [B⁺09b] nach den gewünschten physikalischen Kriterien wie Teilchenart oder Impuls ausgewertet und in Form von ROOT-Trees ausgegeben.

²¹Read Out Buffers

²²CERN Advanced STORage

²³Compass Object Oriented OnLine

²⁴COMPASS Reconstruction and AnaLysis Program

²⁵**m**ini **D**ata **S**ummary Tables

²⁶**PH**ysics **A**nalysis **S**oftware and **T**ools

3. Das COMPASS-Experiment

Der Geist ist leuchtend, er strahlt, er ist die Erkenntnis selbst.

(Tenzin Gyatso, 14. Dalai Lama)

4. Beam-Counter

Um die in der Einführung (Kapitel 1) beschriebenen Effekte und vorallem die in den theoretischen Betrachtungen (Kapitel 2) eingeführten Asymmetrien auf Bruchteile von Prozenten genau bestimmen zu können, sind unter anderem präzise Kenntnisse der Eigenschaften des ankommenden Strahls grundlegend. Eine Weiterentwicklung bereits bestehender Detektorkonzepte soll noch detailliertere Informationen hierfür bereitstellen.

Die Aufgabenstellung für den Beam-Counter, also einen den Teilchenstrom zählenden Detektor aus szintillierenden Fasern, war es, einen möglichst kompakten Detektor zu entwerfen und zu bauen, der

- auf dem Aufbau der SciFi-Stationen FI05 bis FI08 und der Erfahrung, die damit gemacht wurden basiert,
- möglichst dünn ist, d.h. eine geringe Massenbelegung vorweist, welche die Anzahl von Streuereignissen von Teilchen mit dem Detektormaterial minimiert,
- einen deutlich verkürzten Lichtweg von der aktiven Fläche bis zu den Photomultipliern (PMT) besitzt
- und dabei eine vergleichbare oder bessere intrinsische Effizienz bietet.

Um Unterschiede und Gemeinsamkeiten aufzuzeigen, werden zunächste die allgemeinen Eigenschaften der Faserhodoskope FI05 bis FI08 im folgenden Kapitel dargestellt. Anschließend folgen Abschnitte zu vorbereitenden Test, Entwicklung bzw. Planung, Bau und erster Tests des realisierten Prototypen eines Beam-Counters.

4.1. Die Faserhodoskope bei COMPASS

4.1.1. Aufbau der Faserhodoskope

Aufbau und Eigenschaften szintillierender Fasern

In szintillierenden Materialien werden Atome oder Moleküle durch passierende ionisierende Teilchen angeregt. Die anschließende Abregung erfolgt unter Emission von UV-Strahlung definierter Wellenlänge [Whi88]. Der Aufbau der verwendeten szintillierenden Fasern (siehe Abbildung 4.1) aus einem inneren Kern (engl. core) und einer Ummantelung (engl. cladding) sorgt für eine bestmögliche Lichtleitung.



Abbildung 4.1.: Aufbau einer szintillierenden Faser des Typs SCSF-78MJ der Firma Kuraray [Kur98], die bei den COMPASS-Faserhodoskopen zum Einsatz kommt.

Der Core ist der aktive Bereich der Faser; er besteht aus einem mit organischem Szintillator dotierten Kunststoff, hier wird Polystyrol¹ (PS) verwendet. Zudem ist dem Core noch ein geringer Anteil eines Wellenlängenschiebers beigemischt, welcher die Wellenlänge des Szintillationslichts durch Absorption und Emission in den Bereich sichtbaren Lichts oder nahen UV Lichts verschiebt. Dies bietet zwei Vorteile, zum einen kann der Szintillator Licht seiner eigenen Emissionswellenlänge wieder absorbieren, was zu Verlusten führt. Zum anderen wird damit auch die Wellenlänge an die Empfindlichkeit des Photomultipliers angepasst. Das Cladding hat die Aufgabe, das entstandene Licht in der Faser zu halten. Hierbei wird die Totalreflexion zwischen Core und Cladding ausgenutzt.

 $^{1}(C_{8}H_{8})_{n}$

Der Core besitzt einen leicht höheren Brechungsindex n_{core} wie das Cladding $n_{cladding}$, daraus folgt ein Grenzwinkel, der Brewster-Winkel θ_B , ab welchem Licht, dass in größeren Winkeln auf die Grenzfläche von Core und Cladding trifft totalreflektiert wird (siehe Formel 4.1 und Abbildung 4.1) [Leo94]. Damit ist die Lichtleitung unabhängig vom Zustand der Faseraußenfläche.

$$\theta_B = \sin^{-1} \left(\frac{n_{cladding}}{n_{core}} \right) \tag{4.1}$$

Zwei Schichten Cladding aus Polymethylmethacrylat (PMMA) und fluoriertem Polymer (FP) minimieren bei der verwendeten Faser [Kur98] die Verluste.

Module aus szintillierenden Fasern

Die einzelnen Fasern bilden der Länge nach gestapelt in einer hexagonalen Struktur ein Detektormodul, d.h. dass eine Lage immer in den Lücken der darunter befindlichen Lage liegt (vgl. Abbildung 4.2). Charakterisierende Größe ist hierbei der Faserabstand (engl. pitch) x_p , der Abstand zwischen den Mittelachsen von zwei benachbarten Fasern. Die mögliche Ortsauflösung σ_x einer solchen Anordnung ist abhängig von x_p und berechnet sich durch

$$\sigma_x \propto \frac{x_p}{\sqrt{12}} \,. \tag{4.2}$$

Ein Stapel aus mehreren versetzten Lagen szintillierender Fasern hat nicht nur den offensichtlichen Vorteil, dass die Lücke (bzw. der Bereich das Claddings) zwischen zwei Fasern durch die nächste Lage abgedeckt wird. Sondern auch, dass mehr Szintillatormaterial, welches von den geladenen Teilchen durchquert wird, einen höhere Ausbeute an Szintillationslicht bedeutet. Diese Photonen lösen in der Kathode der zur Faserauslese eingesetzten Multiplier entsprechend mehr Photoelektronen N_{PE} aus. Die Zeitauflösung σ_t einer solchen Messung hängt direkt von der zur Anzahl N_{PE} [Leo94][GS59] ab:

$$\sigma_t \propto \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \tag{4.3}$$

Eine Erhöhung der Photonenzahl würde sich zwar auch durch Fasern mit größerem Querschnitt erreichen lassen, dies würde sich aber nachteilig auf die Ortsauflösung auswirken (vgl. Formel 4.2). Alle in Strahlrichtung direkt hintereinander liegenden Fasern bilden einen Kanal des Detektors (siehe Abbildung 4.2), indem diese gebündelt auf ein Pixel des Photomultipliers gerichtet werden.

Andererseits muss ein Kompromiss zwischen einer möglichst geringen Massenbelegung und einer hohen Zeitauflösung gefunden werden. Die Anzahl der Fasern, die zusammen einen Kanal bilden, ebenso wie deren Durchmesser ist je nach Detektorstation verschieden. Tabelle 4.1 zeigt die technischen Daten der SciFi-Stationen. Der



Abbildung 4.2.: Schematischer Querschnitt durch eine Detektorebene. Ein Detektorkanal besteht aus mehreren (hier vier) hinter einanderliegenden Fasern [Teu03].

Überlapp der Fasern aufeinander folgender Halblagen der Stationen FI05 bis FI08 beträgt 30 %, für die anderen Stationen ist der Wert geringer (vgl. Abbildung 4.3). Mit

Station (Ebenen)	Z- Position [m]	Faser- Ø [mm]	Faser abstand [mm]	Fasern pro Kanal	aktive Fläche [mm ²]	Kanäle (X/Y)	Kanäle (U/V)
FI01 (XY)	-8,0	0,5	0,41	7	39,4×39,4	96	-
FI02 (XY)	-3,0	0,5	0,41	7	39,4×39,4	96	-
FI03 (XYU)	+1,0	0,5	0,41	7	52,5×52,5	128	128
FI04 (XYU)	+2,2	0,5	0,41	7	52,5×52,5	128	128
FI05 (XY)	+5,9	0,75	0,53	6	84×84	160	-
FI06 (XYV)	+15,0	1,0	0,7	4	100×100	143	176
FI07 (XY)	+21,0	1,0	0,7	4	100×100	143	-
FI08 (XY)	+31,0	1,0	0,7	4	123×123	176	-

Tabelle 4.1.: Technische Daten der Hodoskope aus szintillierenden Fasern bei COM-PASS (FI01 – 04: Nagoya, FI05 – 08: Bonn/Erlangen).



Abbildung 4.3.: Geometrie des Überlapps benachbarter Fasern mit einem Faserdurchmesser von 1,0 mm, wie bei den SciFi-Stationen FI06 bis FI08 verwendet. Jedes Teilchen legt mindestens 60 % des maximal möglichen Weges im Szintillator zurück [Teu03].

wachsender Z-Position² nimmt auch der Strahldurchmesser und der Bereich um den Strahl zu, der durch Kleinwinkelstreuung abgedeckt wird, daher ist auch eine größere aktive Fläche der Detektoren erforderlich.

Zusätzliche zur X- bzw- Y-Ebene verdrehte Ebenen U und V dienen dazu, Mehrdeutigkeiten bei der Lokalisierung bei zwei oder mehr gleichzeitigen Ereignissen aufzulösen, siehe Abbildung 4.4. Ein weiterer Punkt, ist die Ratenbelastung pro Faser, die durch unterschiedliche Faserdurchmesser entlang der Z-Achse versucht wird auszugleichen. Ein Hauptgrund, der für dünnere Fasern spricht, ist die damit erzielte höhere Ortsauflösung, welche in Targetnähe erreicht werden soll, um die dort näher beieinander liegenden Teilchenspuren und zahlreicheren Wechselwirkungsvertizes eindeutig identifizieren zu können.

Die Anordnung der SciFi-Stationen im Spektrometer ist gemäß deren Aufgaben gewählt. Noch vor dem Target positioniert dienen die Stationen FI01 und FI02 zur Messung der Koordinaten der Strahlteilchen vor dem Target und zur Identifikation bereits vor dem Target gestreuter Teilchen. In Verbindung mit den auf das Target folgenden Stationen FI03 und FI04 lassen sich die wirklich im Target gestreuten Teilchen von ungewollten Streuereignissen abseparieren und ihre Ortskoordinaten vermessen. Nach den Spektrometermagneten SM1 bzw. SM2 ermitteln die Stationen FI05 und FI06 bzw. FI07 und FI08 jeweils die Ablenkung der gestreuten Myonen durch die Magnetfelder.

²Der Nullpunkt der Z-Achse ist die Mitte der zentralen Targetzelle.

4. Beam-Counter



Abbildung 4.4.: Auflösung von Mehrdeutigkeiten (leere Kreise) bei Mehrfachtreffern (volle Kreise) durch eine weitere verdrehte Detektorlage (U bzw V) zusätzlich zur Xund Y-Ebene. Die Abbildung wurde entnommen aus [Teu03].

Im Hinblick auf den Strahlhalo, der zunehmenden Strahlbreite und auch den Einsatz bei Hadronenstrahl erfordert die Minimierung der Massenbelegung im Strahl und in Strahlnähe ebenfalls die Platzierung der PMTs in hinreichendem Abstand zur Strahlachse. Für die Stationen 5 bis 8 wurde ein Abstand von 0,75 m gewählt, der mit Hilfe von licht-leitenden Fasern überbrückt wird. Deren Lichtverlust beträgt 20 % des Wertes, den entsprechend lange szintillierende Fasern hätten [BEE⁺02]. Die Verbindung zwischen szintillierender und optischer Faser der SciFi-Stationen FI05 - FI08 wurde mittels einer Schweißtechnik hergestellt, da gängige Klebstoffe sich bei gegebener Strahlungsbelastung eintrüben würden und damit die Lichtausbeute deutlich negativ beeinflussen würden [Näh02]. Hingegen ist die Teilchenrate im Übergangsbereich von Szintillator zu Lichtleiter im Fall der SciFi-Stationen FI01 – FI04 ausreichend niedrig, sodass dort die Fasern miteinander verklebt werden konnten.

4.1.2. Photomultiplier

Zur Detektion des in den szintillierenden Fasern erzeugten Lichts werden Photomultiplier (PMT) eingesetzt (siehe Abbildung 4.5). Mit diesen können Lichtsignale, auch wenn diese nur aus einem einzelnen Photon³ bestehen, registriert werden und in ein messbares Spannungsignal umgewandelt werden. Aufbau und Charakteristika werden im Folgenden dargestellt.

Der Aufbau von Photomultipliern

Die mittels der optischen Fasern an die PMT-Röhre geleiteten Photonen treffen auf die auf negativer Hochspannung liegende Bialkali-Metall-Photokathode. Dort werden durch Photoeffekt Elektronen ausgelöst. Diese werden durch elektrische Felder zur ersten Dynode beschleunigt, fokussiert und lösen beim Auftreffen Sekundärelektronen aus. Innerhalb des nachgeschalteten mehrstufigen Dynodensystems wiederholt sich dieser Vorgang mehrmals, sodass an der Anode bis zu 10⁷ Elektronen auftreffen. Ein Spannungsteiler versorgt die Dynoden mit abgestuften Spannungen bis hin zur Kathode [Gru93]. Die auf der Anode gesammelte Ladung fließt über einen Widerstand ab und erzeugt somit ein messbares Spannungssignal. Die Anzahl der auftreffenden Photonen ist maßgebend für Form und Größe des Signals.

Für eine kompakte Bauweise der SciFis-Auslese mit bis zu 176 Kanälen pro Ebene sind herkömmliche PMTs mit nur einem Kanal aufgrund ihrer Größe ungeeignet. Sog. Metal-Package-PMTs die aus einer Anordnung von Metal-Channel-Dynoden (vgl. Abbildung 4.6) in einem evakuierten Metalgehäuse mit Eintrittsfenster bestehen, erlauben es. viele Kanäle in einer rechteckigen Form zusammenzufassen. Diese Multianoden-PMTs (MaPMTs) bieten eine gute Orstauflösung bei einer effektiven Auslesefläche von bis zu ca. 90 % der Außenmaße des PMTs. Durch Form und Anordnung der Metal-Channel-Dynoden wird die Form des elektrischen Feldes so gestaltet, dass ein Überspringen von Sekundärelektronen auf benachbarte Kanäle verhindert wird.

³Single Photon

4. Beam-Counter



Abbildung 4.5.: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [HAM03].



Abbildung 4.6.: Metal-Channel-Dynoden [HAM03].

Charakteristische Größen von Photomultipliern

Quanteneffizienz: Das prozentuale Verhältnis von den an der Kathode emittierten Photoelektronen zu den ankommenden Photonen ist die Quanteneffizienz (QE)

$$QE = \frac{\text{Anzahl der Photoelektronen}}{\text{Anzahl der Photonen}} \times 100\%.$$
 (4.4)

Gängige Materialien für Bialkali-Kathoden wie Caesium-Kalium mit Antimon erreichen eine maximale Quanteneffizienz von 20 – 25 % bei einer Wellenlänge des einfallenden Lichts von 400 nm. Die QE als Funktion der Wellenlänge (siehe Abbildung 4.7) zeigt ein ausgeprägtes Maximum, dessen Wert der Wellenlänge vom Material der Photokathode abhängig ist. Borsilikatglas als am häufigsten eingesetztes Material hat eine untere Transparenzgrenze von ca. 300 nm. Mittels der Wellenlängenschieber in den szintillierenden Fasern wird versucht, das Spektrum auf die Quanteneffizienz des PMTs abzustimmen. Ist dies nicht möglich, muss z.B. auf PMTs mit UV-transparenten Eintrittsfenstern zurückgegriffen werden.



Abbildung 4.7.: Quanteneffizienz einer Bialkali-Kathode als Funktion der Wellenlänge [Gru93].

Verstärkung: Die an der Kathode freigesetzten Photoelektronen lösen, nachdem sie beschleunigt und fokussiert wurden, auf der ersten Dynode jeweils mehrere Elektronen aus. Zwischen den Dynodenstufen werden die ausgelösten Elektronen immer wieder beschleunigt und können auf der folgenden Dynode diesen Prozess wiederholen. So wird die gewünschte Verstärkung (engl. gain) des Signals erzielt. Im Idealfall ist die gesamte Verstärkung *G* nur abhängig von der Verstärkung an den einzelnen Dynoden δ und der Anzahl der Dynoden *n*, und gegeben durch

$$G = \delta^n = k V^{\alpha n} \tag{4.5}$$

V ist hier die zwischen Anode und Kathode angelegte Spannung, k eine spezifische Konstante und α der material- und geometrieabhängige Dynodenkoeffizient [Leo94]. Die Verstärkung ist damit direkt abhängig von der angelegten Spannung (vgl. Abbildung 4.8).

Uniformität und Übersprechen: Die besprochenen MaPMTs besitzen für jeden einzelnen Kanal ein eigenes Dynodensystem und eine Anode. Jedoch kommt es aufgrund herstellungsbedingter Abweichungen der Oberfläche der Kathode, der einzelnen Dynoden und der Anode zu Abweichungen in der Verstärkung der einzelnen Kanäle. Das Verhältnis von niedrigster zu höchster Verstärkung des PMTs, die Uniformität, bildet somit ein Maß für die Qualität.

Durch die Anordnung der Kanäle in einem Gehäuse tritt das Phänomen des Übersprechens (engl. crosstalk) auf; Dabei werden Photonen eines Lichtsignals nicht im eigentlich vorgesehenen Kanal registriert, sondern in einem benachbarten. Dies kann zwei mögliche Ursachen haben. Beim optischen Übersprechen wird ein Photon im Eintrittsfenster abgelenkt und trifft daher auf einen anderen Kanal. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass ein an der Kathode ausgelöstes Elektron

4. Beam-Counter



Abbildung 4.8.: Verstärkung und Anodensensitivität (Anodenstrom normiert auf den Lichtstrom in Lumen) als Funktion der angelegten Spannung [HAM03].

zu einem benachbarten Dynodensystem hingezogen wird. Dieses elektronische Übersprechen tritt dann mit hoher Wahrscheinlichkeit auf, wenn das Photon die Kathode zwischen zwei Kanälen trifft.

Der Photomultiplier H6568

Die Anforderung an die SciFi-Stationen von möglichst hoher Auflösung und damit maximaler Anzahl von Kanälen bei gleichzeitig geringem Raumbedarf und Kosten legt den Einsatz von Vielkanal-Photomultipliern nahe, die auf kleinstem Raum mehrere Kanäle zur Verfügung stellen. Anfänglich litten diese noch an sehr hohem Übersprechen zwischen den Kanälen und großen Schwankungen in der Verstärkung/Uniformität [Wag97]. Für den Einsatz in den COMPASS-Faserhodoskopen wurde eine Entwicklung der Firma Hamamatsu Photonics [Ham97] mit deutlich verbesserten Eigenschaften gewählt. Der MaPMT mit der Bezeichnung H6568 besteht aus einem 0,8 mm starkem Borsilikatglas als Eintrittsfenster hinter dem sich die Photokathode befindet. Die Photokathode ist in eine 4×4 -Matrix unterteilt, sodass 16 Kanäle mit einem Pixelabstand von 4,5 mm und einer Größe von 4×4 mm² mit jeweils einem Dynodenkanal der Metal-Channel-Dynode vorhanden sind (siehe Abbildung 4.9 und Bild A.20). Der spektrale



Abbildung 4.9.: Photmultipier H6568 [HAM01].

Empfindlichkeitsbereich der Photokathode in Verbindung mit dem Eintrittsfenster erstreckt sich von 300 nm bis 650 nm, die Quanteneffizienz erreicht ihr Maximum von etwa 20 % bei 420 nm. Der Verstärkungsfaktor von etwa $G = 5 \cdot 10^7$ bei einer Spannung von 900 V erlaubt es den PMT auch ohne externen Signalverstärker zu betreiben. Eine Charakterisierung dieses MaPMTs hinsichtlich seiner Eigenschaften, wie Rauschverhalten, Zeitauflösung etc. wurde bereits in [Teu03] vorgenommen und beschrieben. Weiterführende Untersuchungen zum Übersprechverhalten zwischen den Kanälen sind in [Ado09b] zu finden. Um Spannungseinbrüche bei hohen Photonenraten zu kompensieren wurden die H6568-Röhren zusätzlich mit einer sog. Booster-Basis für die Spannungsversorgung der letzten vier Dynoden versehen. Hier stabilisiert ein angepasstes, passives Widerstandsnetzwerk mit separater Spannungsversorgung das Dynodenpotential, vgl. [Teu03].

4.1.3. Auslese der szintillierenden Fasern

Die von den MaPMTs der SciFi-Stationen ausgegebenen Spannungssignale werden frühzeitig nach kurzen Signalwegen diskriminiert. Bei diesem Digitalisierungsschritt werden sog. Leading-Edge-Diskriminatoren⁴ mit einer Doppelpulsauflösung⁵ von 15 ns [Teu03] eingesetzt. Zwei unterschiedlich Schwellen, eine hohe (high) und eine niedrige (low), können bei der Diskriminierung ausgewertet werden, was weitere Möglichkeiten, Informationen über das Signal zu erhalten, bietet. Zum einen kann damit eine Überwachung der Amplitudenhöhe der Analogsignale auch ohne QDC-Auslese erfolgen, da ein Zusammenhang zwischen der Anstiegszeit von PMT-Signalen und deren Amplitude besteht [Leo94]. Die Zeitdifferenz $t_{high} - t_{low}$ (siehe Abbildung 4.10) ist nahezu proportional zur Amplitude des Signals und erlaubt somit eine Bestimmung dieser mit 5 % Genauigkeit [Näh02].

Weiterhin lässt sich die Zeitauflösung mittels des Zeit-Null-Extrapolationsverfahrens verbessern. Dabei wird der Zeitpunkt t_{Zero} an dem das Ereignis stattfand durch lineare Extrapolation der beiden Zeiten t_{hiqh} und t_{low} berechnet [Teu03].



Abbildung 4.10.: Zwei-Schwellen-Diskriminierung eines PMT-Signals [Teu03].

⁴Diese geben ein logisches Signal bei Überschreiten einer einstellbaren Schwelle durch die ansteigende Flanke des analogen Eingangssignals aus.

⁵Die Doppelpulsauflösung ist der minimale zeitlicher Abstand zwischen zwei hintereinander ankommenden Analogsignalen, die vom Diskriminator in zwei getrennte logische Ausgangssignale umgewandelt werden können.

4.2. Entwicklung des Beam-Counters

Um die Zielsetzung eines im Vergleich zu den bestehenden Stationen deutlich dünneren Faserhodoskops zu realisieren, welches als Strahlzähler (engl. beam counter) eingesetzt werden kann, wurden verschiedene Ansätze diskutiert. In Anbetracht des angestrebten Zeitfensters zur Fertigstellung und nicht zuletzt aufgrund der schon in der Arbeitsgruppe erworbene Erfahrung wurde eine Modifikation des Aufbaus der bereits in Bonn/Erlangen gebauten Stationen FI05 bis FI08 als effizienteste Lösung angesehen. Die folgenden Maßnahmen sollen zum Erreichen der oben beschriebenen Anforderungen dienen:

- Statt der vorher bis zu acht Lagen an szintillierenden Fasern sollen weniger Lagen für eine geringere Massenbelegung sorgen.
- Gleiches könnte durch die Verwendung dünnerer Fasern (Ø≤ 1 mm) erreicht werden.
- Um Ausmaße und Fertigungsaufwand gering zu halten und Lichtverluste an den Schweißstellen von szintillierender zu optischer Faser auszuschließen, soll auf die Lichtleitung durch optische Fasern verzichtet werden.
- Auf einem möglichst kurzen Weg sollen die szintillierenden Fasern direkt auf das PMT-Fenster geführt werden, um Lichtverluste Absorption zu minimieren.

Die Vorschläge mussten zunächst durch Machbarkeits- und Leistungsstudien in ihrer Umsetzungsfähigkeit überprüft werden.

4.2.1. Vorversuche

Für die Versuchsreihen mit Fasern unterschiedlichen Durchmessers, Länge und unter verschiedenen Krümmungsradien eignete sich der im Physikalischen Institut der Universität Erlangen installierte Tandem-van-de-Graaff Beschleuniger. Dieser ist in der Lage, einen Protonenstrahl mit einer Energie von bis zu 10 MeV zur Verfügung zu stellen. Bei einer eigentlichen Beschleunigungsspannung von 5 MV wird diese durch ein Umladen bzw. Abstreifen von zwei Elektronen des H⁻ erreicht. Das Proton durchläuft danach wiederum die Potentialdifferenz und erhält somit die doppelte Energie. Durch ein senkrecht installiertes Strahlrohr erreicht der zuvor mittels eines 90°-Magneten umgeleitete Strahl den Messplatz. Eine Kaptonfolie (Polyimid-Kunststoff) trennt das evakuierte Strahlrohr von der Umgebung und erlaubt es, Materialien dem Strahl auszusetzen [Sch08]. Vervollständigt wird der Messplatz durch eine auf VME-Modulen basierende Datennahme (DAQ), um die Signale der eingesetzten Detektoren für die anschließende Auswertung digital aufzeichnen zu können. Als Trigger dient ein aus der logischen Verschaltung der einzelnen Signale generierter Selbsttrigger [Sch08]. Bei den Messungen wurden QDC-Spektren⁶ aufgenommen, ein typisches Beispiel hierfür ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Die Position der Peaks wurde sowohl für das echte Signal (rechts) als auch für das Pedestal⁷ mit einem Fit in Gaußform (hier nur für den Messwertpeak, rote Kurve, gezeigt) bestimmt. Die Differenz zwischen beiden ist dann der tatsächliche QDC-Wert. Die Uniformität der einzelnen PMT-Kanäle, d.h. deren unterschiedliches Ansprechen/Verstärkung, wurde mittels vorhergehender Eichmessungen berücksichtigt. Dies ist wichtig, da im Folgenden die Faser aus geometrischen Gründen von unterschiedlichen Kanälen des PMTs ausgelesen wird.



Abbildung 4.11.: Typisches QDC-Spektrum aufgenommen bei den Fasertests. Die rote Linie ist ein Gauß-Fit über die Messwerte. Links ist das Pedestal zu sehen.

⁶Charge(**Q**)-to-**D**igital Converter

⁷Pedestal ist das Spektrum, das der QDC aufzeichnet, wenn kein Eingangssignal vorliegt. Dessen Form wird mit einem Gauß angenähert.

4.2.2. Einfluss der Faserlänge

Um Verluste bei der Lichtleitung zu begrenzen, werden bei den COMPASS-Faserhodoskopen kurze Stücke szintillierender Faser als aktive Fläche mit optischen Fasern zur verlustärmeren Lichtleitung verschweißt. Der Vergleich der Lichtausbeute bei einer langen szintillierenden Faser zu einer kurzen Faser des bereits in den SciFi-Stationen 6 – 8 verwendeten Typs sollte die tatsächlichen Auswirkungen der Länge auf die Lichtausbeute zeigen.

Zunächst wurde eine Faser der Länge 120 cm an einem Ende gezielt mit einem 9 MeV Protonenstrahl des Erlanger Tandembeschleunigers bestrahlt und am entfernten Ende durch einen PMT des Typs H6568 ausgelesen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung A.21 gezeigt. Mittels Abstandshaltern wurde die Faser in einem licht-undurchlässigen PVC-Rohr mittig fixiert, um dem Aufbau die nötige Stabilität zu geben. Die zielgerichtete Bestrahlung erfolgte durch den Spalt einer Blende aus Tantal, welche in die licht-dichte Verkleidung ebenso integriert wurde wie der PMT inklusive Halterung. Eine Abdeckung durch licht-dichte Folie über der gesamten Anordnung sorgte für Licht-Dichtigkeit während der Messung.

Die kurze Faser (Länge 126 mm, Durchmesser 1 mm) wurden in einem Gestell aus Gewindestangen und entsprechend zugeschnittenen und mit Löchern für die Führung der Faser versehenen Kunststoffplatten fixiert, vgl. Abbildung A.22. Eine Blende sorgte für gezielte Bestrahlung des Faserendes auf der gleichen Länge wie beim Test der langen Faser. Die Auslese erfolgte wieder über den PMT am gegenüberliegenden Ende der Faser. Alle Stirnflächen der zur Messung verwendeten Fasern wurden zuvor poliert. In der Abbildung 4.12 sind die Resultate gezeigt. Die Position des Peaks im gemessen QCD-Spektrum wurde auf den höchsten Wert normiert und Werte bei jeweils drei Versorgungsspannungen des PMTs (750 V, 800 V und 900 V) wurden aufgezeichnet. Die Teilmessung 1 zeigt das Resultat für die aus einer kurzen Szintillatorfaser und eines langen Lichtleiter zusammengesetzte COMPASS-Faser, die auf der Seite des Lichtleiters ausgelesen wurde. Zum Vergleich wurde diese Faser auch an der Szintillatorseite bei ansonsten unverändertem Aufbau ausgelesen (Teilmessung 2). Die Ergebnisse zeigen, wie die Absorption im Lichtleiter und an der Schweißstelle zwischen Szintillator und Lichtleiter die Ausbeute an Photonen am Ende des Lichtleiters verringert. Der Abschnitt aus szintillierender Faser der COMPASS-Faser hat eine Länge von 102 mm bzw. 106 mm [Teu03], aus technischen und geometrischen Gründen würden nach ersten Abschätzungen aber ca. 120 - 140 mm Gesamtfaserlänge für den geplanten Detektor benötigt werden.

Wie vorhergehend beschrieben, wurde die kurze Faser in einem Gestell mit integrierter Blende und Multiplier mit Halterung fixiert, siehe Abbildung A.22.

Die Ergebnisse der drei Teilmessungen normiert auf das Resultat der Messung für die am Lichtleiter ausgelesene lange COMPASS-Faser bei 900 V PMT-Spannung sind in Abbildung 4.12 gezeigt. Der Mittelwert⁸ der Anzahl an detektierten Photonen liegt

⁸Mittelwert der Resultate über die drei gewählten Versorgungsspannungen



- Abbildung 4.12.: Normierte Werte der Signalpeaks der QDC-Messungen von: Messung 1: COMPASS-Faser ausgelesen am Ende des Lichtleiters (Ø= 1 mm; l = 1200 mm)
 - **Messung 2**: COMPASS-Faser ausgelesen am Ende des Szintillators (Ø= 1 mm ; l = 1200 mm)
 - **Messung 3**: kurze szintillierende Faser am nicht bestrahlten Ende ausgelesen $(\emptyset = 1 \text{ mm}; l = 126 \text{ mm})$

für die Auslese der COMPASS-Faser am kurzen Szintillatorende (Teilmessung **2**) um ca. 66 % höher als bei der normalen Auslese am Ende des Lichtleiters (Teilmessung **1**). Verluste tretten hier aufgrund von Absorption in der Faser und Streuung an der Schweißstelle auf.

Für die kurzen Faser (Teilmessung **3**) erhöht sich die detektierte Lichtmenge nochmals um durchschnittlich ca. 100 % im Vergleich zu Teilmessung **1** und um ca. 21 % im Vergleich zu Teilmessung **2**. Im Fall einer kurzen Faser tretten also deutlich weniger Verluste auf.

4.2.3. Einfluss des Krümmungsradius

Um wie vorgeschlagen, die szintillierenden Fasern direkt ohne weiteren optischen Leiter, auf die Photomultiplier zu führen, ist kein geradliniger Verlauf der Faser mehr möglich. Das liegt zum einen an der Geometrie des PMTs mit seinen 4×4 Kanalfenstern, zum anderen am Faserabstand in Strahlrichtung (vgl. Abbildung 4.3) von 0,7 mm, der zu einem Abstand der Fasern in einer Halblage von 1,4 mm führt. Erforderlich sind also Informationen über das Verhalten einer kürzeren Faser unter Biegung. Die gewollte Biegung wurde durch den Versatz der Faser in Löchern zweier Kunststoffplatten erzielt, die im Abstand von 6 cm platziert waren. Später sollte eine technische Lösung gefunden werden, sodass statt dieser Kröpfung, also einer zweifache Biegung, nur eine einfache Biegung der Fasern hin zu den Fenstern der PMTs nötig ist. Das Ergebnis der QDC-Messung normiert auf den Wert ohne Biegung bei 900 V Spannung am Multiplier ist in der Abbildung 4.13 zu sehen.



Abbildung 4.13.: Normierte Peak-Positionen der QDC-Messung bei Kröpfung der Faser im Bereich 0 mm bis 16 mm

Die detektierte Menge an Photonen fällt nur moderat mit der Kröpfung der Fasern ab. Erreicht die Kröpfung 16 mm auf der Strecke von 6 cm, erhält man immer noch 75 % der ursprünglichen Lichtmenge. Der Verlust entsteht durch die Einschränkung der notwendigen Bedingung für die Totalreflexion, da der Winkel der Biegung zum Winkel des reflektierten Lichts hinzukommt. Der dadurch verursachte Verlust sollte sich durch die Verwendung einer kürzeren Faser überkompensieren lassen.

4.2.4. Optimierung durch Verspiegelung

Die bereits angesprochenen Verluste an Photonen über das offene Ende der Faser bieten weiteres Potential zur Steigerung der Lichtausbeute. Eine Verspiegelung der offenen Stirnfläche des Faserendes, welche nicht ausgelesen wird, eröffnet die Möglichkeit neben dem direkt am anderen Faserende austretendem Licht auch das reflektierte Licht zu detektieren und so die Lichtausbeute zu steigern. Jedoch besteht auch die Gefahr, das Übersprechverhalten der Kanäle zu verschlechtern.

Bislang wurde die Faser im Versuchsaufbau durch eine Kunststoffplatte ohne Löcher an dem nicht ausgelesenen Ende fixiert. Die Oberfläche dieser Platte wurde poliert um die für eine Verspiegelung in Frage kommenden Materialien eben und gleichmäßig aufbringen zu können. Getestet wurde zunächst die polierte Kunststoffoberfläche selbst, weiterhin wurden Mylar-Folie, handelsübliche Alufolie rein sowie mit Silikonfett bzw. optischem Fett und schwarze Folie zwischen Faserende und Platte eingebracht. In der Abbildung 4.14 ist das Ergebnis der Messung, normiert auf den Wert des polierten Kunststoffs, gezeigt.



Abbildung 4.14.: Normierte Peak-Positionen der QDC-Messung für Verspiegelung mit verschiedenen Materialien

Die Verspiegelung mit Mylar-Folie erzielte mit 6,5 % Zugewinn im Vergleich zur Referenz, der polierten Kunststoffoberfläche, das beste Resultat. Gefolgt von der Kombination aus Alufolie und Silikonfett, das zum Ausgleich der feinen Unebenheiten der Folie dienen sollte und deren Ergebnis nur 0,9 % unter dem des Mylars lag. Diese beiden Verspiegelungen liefern im Rahmen der Meßgenauigkeit vergleichbare Ergebnisse. Die Verwendung von Alufolie mit optischem Fett erzielte entgegen den Erwartungen ein, um lediglich 1,1 % besseres Resultat als die Referenz und liegt damit noch 2,6 % unter dem Ergebnis für reine Alufolie von 3,8 %. Die schwarze Folie erreichte noch 89,2 % des Referenzwertes. Insbesondere die Ergebnisse für den polierten Kunststoff und die schwarze Folie liegen über den Erwartungen. Beide besitzen jedoch eine glatte Oberfläche⁹, die für gute Reflexionseigenschaften sorgen, sie ähneln damit der des Mylars. Die optischen Eigenschaften polierter Kunststoffoberflächen werden in [Sch09] besprochen.

Um einen absoluten Wert zu erhalten wurde die Messung mit Mylarverspiegelung und mit einer unbehandelten Kunststoffoberfläche, welche mit einem offenen Faserende vergleichbar ist bei einer Kröpfung um 2 mm für die 1 mm dicke Faser wiederholt. Es zeigt sich, dass die Anzahl der Photonen je nach PMT-Spannung um **17 - 22** % durch die Verspiegelung mit Mylar gesteigert werden konnte.

4.2.5. Faserdurchmesser

Ein reduzierter Faserdurchmesser, denkbar wären 0,75 mm statt 1,0 mm, könnte die Massenbelegung des Detektors in gestuften Schritten weiter senken. Jedoch sind dünne Fasern komplizierter in der Verarbeitung, wie etwa beim Schleifen der Stirnseiten oder Legen der einzelnen Lagen. Zudem sind bei abnehmendem Faserdurchmesser eine größere Anzahl von Reflexionen an der Grenzfläche von Core zu Cladding erforderlich um das Licht über eine bestimmt Strecke zu transportieren (vgl. Abbildung 4.1). Auch die Eigenschaften als Lichtleiter unter Biegung bzw. Kröpfung sollten zunächst ebenso wie bei der 1 mm dicken Faser untersucht werden. Unter dem Mikroskop kann man schon bei relativ geringen Biegeradien Risse bzw. Stauchungen im Cladding bei den getesteten 0,75 mm Fasern erkennen. So konnte die folgende Messung auch nur bis zu einer Kröpfung von 12 mm durchgeführt werden, da darüber hinaus die Faser zu brechen begann. Zum Vergleich: Die 1 mm dicke Faser verliert im Mittel etwa 1,3 $\frac{\%}{mm}$ an Lichtmenge unter Biegung. Abbildung 4.15 zeigt das Ergebnis für die 0,75 mm dünne Faser der Länge 97 mm bei Verspiegelung der Stirnfläche mit Mylar und ohne. Schon innerhalb der ersten 2 mm Kröpfung fällt die Lichtmenge stark um 11 – 15 $\frac{\%}{mm}$ in beiden Fällen ab. Nur noch rund die Hälfte der Photonen erreicht den Multiplier bei einer Kröpfung um 12 mm.

Somit erscheinen Fasern mit dem Durchmesser 0,75 mm nicht geeignet für den Bau eines Faserhodoskops, bei dem die Fasern an die PMTs durch Biegung auf einer Strecke von ca. 100 – 150 mm herangeführt werden müssen. Ebenso ist zu beachten, dass während des Produktionsprozesses des Detektors die Fasern durchaus auch geringeren Biegeradien ausgesetzt werden müssen als später in der fertigen Anordnung.

⁹Die verwendete schwarze Folie wurde mit der reflektierenden und nicht mit der matten Seite auf der Stirnseite der Faser aufgebracht.



Abbildung 4.15.: Normierte Peak-Positionen der QDC-Messung für eine Faser mit 0,75 mm Durchmesser unverspiegelt und mit Mylar verspiegelt.

4.2.6. Fazit aus den Vorversuchen

Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse sollen nun beim Bau des geplanten Detektors die 1 mm Fasern zum Einsatz kommen, die deutlich stabiler auf Biegungen/Kröpfung reagieren. Zusammen mit der Mylarverspiegelung des nicht ausgelesenen Faserendes sollten vergleichbare Ergebnisse wie mit den vorhandenen SciFi-Stationen bei einer Halbierung der Dicke in Strahlrichtung erzielt werden können. Das eventuelle Auftreten von Übersprechern kann erst anhand der fertigen Anordnung beurteilt, und ggf. die Verspiegelung entfernt oder modifiziert werden.

4.3. Planung, Entwurf und Bau des Beam-Counters

Die vorgesehene Position des Beam-Counters innerhalb des COMPASS-Experiments befindet sich etwa 6,5 m strahlaufwärts des Targets zwischen den SciFi-Stationen 1 und 2. Seit der Strahlzeit 2007 befindet sich dort ein nicht-ortsauflösender Detektor aus einem Szintillatorplättchen, der momentan als Beam-Counter genutzt wird. Der Strahl hat an dieser Stelle einen Durchmesser von ca. 2,1 cm und wird durch die Strahloptik auf das Target fokussiert.

4.3.1. Grundlegende Planung

Von den ausgewählten szintillierenden Fasern mit dem Durchmesser 1 mm war noch ein ausreichender Bestand vom Bau der schon im Einsatz befindlichen Detektoren vorhanden. Die Lagerung erfolgt trocken und licht-dicht, somit waren keine Einbußen hinsichtlich deren Eigenschaften zu erwarten. Es handelt sich dabei um den Typ SCSF 78MJ der Firma Kuraray [Kur98]. Um den Strahlquerschnitt vollständig abzubilden, wird eine aktive Fläche von etwa $4,5 \times 4,5$ cm² benötigt. Bei einem Abstand der Fasermittelpunkte in einer Halblage von 1,4 mm decken somit 32 Fasern je Halblage diese Breite ab. Die nächste Halblage schließt die Lücken zwischen den Fasern der ersten Halblage (vgl. Abbildung 4.16).



Abbildung 4.16.: Zwei Halblagen bilden eine Lage und decken die Fläche komplett ab.

Die Auslese der Fasern erfolgt durch die schon beschriebenen H6568 Multi-Anoden-Photomultiplier, da deren Charakteristik bereits bekannt ist und diese noch in ausreichender Stückzahl zur Verfügung stehen. Die benötigten 32 Fasern je Lage und der Aufbau der PMTs als 16-fach Anodenstruktur ergänzen sich hier optimal. Um das Strahlprofil in X- und Y-Richtung zu erfassen, ist es notwendig, jeweils ein Modul, also ein Faserstapel je Dimension zu verwenden. Zwei einfache Lagen würden zwar die gesamte Fläche abdecken, jedoch insgesamt zu geringe Lichtausbeute erzielen. Mit zwei Doppellagen je Modul ergibt sich ein guter Kompromiss zwischen Massenbelegung und Lichtausbeute. Dabei werden jeweils zwei direkt übereinander-liegende Fasern gemeinsam auf das gleiche Kanalfenster des Multipliers geführt, erzielt wird so eine Halbierung der Massenbelegung im Vergleich zu den vorhandenen SciFi-Stationen. Daher ergibt sich für jedes Modul eine Anzahl von 64 Kanälen aus je zwei Fasern, die dann durch vier Multiplier ausgelesen werden. Durch den Faserabstand von 0,7 mm und den Faserdurchmesser von 1 mm erhält man einen Abstand der Halblagen in Strahlrichtung¹⁰ von etwa 0,71 mm. Der Faserstapel für sich genommen erreicht damit eine Dicke von 3,14 mm, aufgrund der hexagonalen Anordnung der Faser durchquert ein Strahlteilchen bei senkrechtem Einfall mindestens 2,0 mm Fasermaterial (ein Kanal mittig getroffen; 2 Fasern) und höchstens 2,8 mm Fasermaterial (zwei Kanäle bei maximalem Überlapp getroffen; 4 Fasern) (vgl. Abbildung 4.3).

Zum vollständigen Konzept gehört auch ein integriertes Veto, welches in Form einer quadratischen Platte aus Szintillatormaterial direkt auf dem Rahmen des Beam-Counters platziert werden soll. Entsprechend des Strahldurchmessers an der gewählten Z-Position innerhalb des Experiments besitzt das Veto eine kreisrunde Bohrung (siehe Abbildung 4.17), für die 4,0 – 4,5 cm Durchmesser angedacht sind. Das Veto soll eine separate licht-dichte Verpackung erhalten. Eine Auslese des im Veto bei Teilchendurchgang erzeugten Szintillationslichts durch eine einkanalige Multiplierröhre erscheint ausreichend. Ziel des Veto-Aufbaus ist es, Teilchen des weit entfernten Halos zu erkennen, die z.B. an der Materie der Rahmenhalterung streuen könnten, und bereits vor dem Target gestreute Teilchen zu registrieren. Stehen diese Informationen der COMPASS-DAQ zur Verfügung, kann diese entsprechende Ereignisse ausschließen (vgl. Abbildung 3.13).

¹⁰Faserachsen als Ebene senkrecht zur Strahlrichtung

4.3.2. Bau der Module

Ein komplettes Modul besteht in der gewählten Konfiguration aus 128 Fasern, der gesamte Detektor somit aus 256 Fasern. Die vorliegenden ein Meter langen Fasern wurden zunächst in 33-cm-Stücke geteilt. Im späteren Verlauf ergab sich noch die Möglichkeit, insgesamt vier Module zu bauen, indem ein Teil der Fasern in 25 cm kurze Abschnitte aufgeteilt wurde. Die Fasern relativ lang zu belassen, wurde im Hinblick auf die spätere Montage des Detektors gewählt. Für die Politur der Stirnseiten wurden die Fasern in einen speziell angepassten Plexiglasblock eingespannt, der dafür sorgt, dass die Fasern dabei senkrecht zur Polierseite liegen und fest fixiert sind. Auf einer rotierenden Schleifscheibe wurde eine Seite zunächst mit Nassschleifpapier aus SiC¹¹ grober Körnung 800¹² vorgeschliffen, sodass eine senkrecht zur Faserachse orientierte Stirnfläche entsteht. Durch die weitere Politur mit drei immer feineren Schleifpapieren der Körnungen 1200¹³, 2400¹⁴ und 4000¹⁵ konnte eine optimal glatte Oberfläche erzeugt werden. Anschließend wurden die Fasern von den Schleifrückständen in einem Ultraschallbad mit lauwarmen Wasser gereinigt und einzeln unter dem Mikroskop auf Unebenheiten und Kratzer auf der Stirnfläche kontrolliert.

Um die Fasern in die gewünschte hexagonale Struktur zu legen, diente eine schon vorhandene Aluminiumplatte mit präzise gefrästen Nuten (1,4 mm Nutabstand). Dieses Fertigungsprinzip wurde bereits für die Stationen FI05 – FI08 angewendet und in [Teu03] beschrieben. Die erste Halblage an Fasern wurde dabei in die Nuten eingelegt und von oben mit Spannbalken fixiert, siehe Abbildung A.23. Die seitliche Fixierung erfolgte mit Blechstreifen. Nach jeder Lage wurden die Fasern mit einer wasserverdünnten Lösung aus lösungsmittelfreier, weißer¹⁶ Acrylfarbe dünn bestrichen um diese miteinander zu verkleben (vgl. Abbildung A.24). Der Einsatz von Lack anstelle von Klebstoffen schont die Faseroberfläche und isoliert benachbarte Fasern optisch voneinander, um Übersprechen zu verringern. Die weiteren drei Halblagen wurden dann jeweils in die Lücken zwischen den benachbarten Fasern der darunter-liegenden Halblage eingelegt. Um die genaue Position der Fasern auf den 6 cm, die mittels dem Lack verklebt werden, zu gewährleisten, wurde immer nur einer der bis zu vier Spannbalken herausgenommen und der entsprechende Abschnitt bestrichen. Ein Bereich von 5 mm vor dem Ende blieb ohne Lack, um die Stirnfläche nicht zu verunreinigen.

Eine vorher in die Form eingelegte dünne Polyethylenfolie verhinderte das Ankleben des fertigen Moduls an der Legeform. Da die Verklebung mit Lack nur eine eingeschränkte Stabilität bietet und dieser auch ab platzen kann, umgibt jedes fertig zusammengesetzte Modul noch eine dünnen Schicht Epoxidharzklebstoff¹⁷. Um die Seiten

¹¹Siliziumkarbid

 $^{^{12}22\}mu\mathrm{m}$ Korngröße

 $^{^{13}15\}mu m$ Korngröße

 $^{^{14}10\}mu$ m Korngröße

 $^{^{15}6\}mu$ m Korngröße

¹⁶Farbstoff: Titandioxid

¹⁷Gesamt ergeben sich 3,65 mm Außenmaß in Strahlrichtung für ein Fasermodul.

4. Beam-Counter

der Module zu stabilisieren und das Verrutschen von Fasern zu verhindern, befinden sich teils Blindfasern, die nicht ausgelesen werden, an den Seiten der Module.

Nach Kriterien wie der Regelmäßigkeit und Sauberkeit der Stirnfläche (siehe Abbildung A.25) oder der korrekten Lage der Fasern an den Seiten erfolgte die Auswahl der zwei Module aus den insgesamt vier produzierten Modulen, die zum Einsatz kommen sollten.

Bei den verwendeten Fasern konnten beim Legen nicht schon vorab diejenigen Fasern ausgesucht und gebündelt werden, die zusammen einen Kanal bilden, da diese sonst nicht locker und verspannungsfrei in ihrer korrekten Position zum Liegen gekommen wären. Daher erfolgte die Suche und Zusammenführung der Faserpaare im Nachhinein mit Hilfe einer roten Leuchtdiode. Abschließend fand ein wiederholter Test nach der selben Methode statt, siehe Abbildung A.28.

Wie schon für die bestehenden in Bonn/Erlangen gebauten SciFi-Stationen 5 bis 8 dienen Blöcke aus schwarzem Polyethylen als Halterungen für die Photomultiplier und als Führung der Fasern [Teu03]. Dies bilden die Kathodenmatrix der PMTs durch 16 Bohrungen in einer 4×4 -Matrix mit entsprechendem Abstand, in denen die Paare von Fasern parallel auf die entsprechenden Abschnitte des PMT-Fensters geführt werden. Aufgrund der kürzeren Faserlänge und zur weiteren Vergrößerung des Biegeradius kommen kürzere Halterungsblöcke zum Einsatz, welche die Faser nur noch 2,2 cm statt 4,0 cm führen.

4.3.3. Konstruktion und Montage des Detektorrahmens

Die bislang beschriebenen Komponenten des Detektors, die Fasermodule, der Multiplier und deren Halterungen benötigen einen Rahmen (vgl. Abbildung A.26), um fest miteinander verbunden zu werden. Neben der Aufnahme von auftretenden Zugkräfte durch die Kabel der PMTs, muss vor allem eine präzise Justierung des Detektors innerhalb der Gesamtexperiments gewährleistet werden. Auch hierbei muss wieder ein Kompromiss zwischen den Anforderungen an die Materialbelegung in Strahlnähe, Kompaktheit und Stabilität erzielt werden. Die Fasermodule werden auf einer Grundplatte (siehe Abbildung A.4) durch Balken aus grauem Kunststoff fixiert, eine Ebene auf der Vorderseite, die andere Ebene um 90° gedreht dazu auf der Rückseite. Der Abschlussbalken ist dabei nur teilweise ausgefräst, sodass auf dessen Innenseite die offene Stirnfläche des Fasermoduls gegen die Folie zur Verspiegelung gedrückt werden kann.



Abbildung 4.17.: Technische Zeichnung der Rahmenhalterung für den Beam-Counter. An den Enden befinden sich jeweils vier Halterungen für die PMTs (schwarz). In der Mitte sind die Fasermodule und darüber ein Veto mit kreisrunder Bohrung abgebildet (transparent).

Die jeweils vier Multiplier pro Modul werden an den in Ausgangsrichtung der Fasern montierten Armen in einer 2×2-Anordnung befestigt. Die Mitte der beiden Reihen bildet dabei genau die Ebene, in der die entsprechende aktive Fläche des Moduls liegt. Die Reihen sind zueinander um 15° von der Ebene der aktiven Fläche geneigt.

4. Beam-Counter

So konnte der Biegeradius noch weiter vergrößert und eine Kröpfung der Fasern vermieden werden. Aufgrund der direkten Nähe zum Strahl wurden Grundplatte und die Stäbe der Arme so ausgefräst, dass eine Materialdicke von 1 mm Aluminium in einem Durchmesser von 6 cm nicht überschritten wird. Natürlich bietet der Rahmen auch entsprechende Gewindebohrungen für eine spätere Befestigung.

Bei der Montage wurde wie folgt vorgegangen:

Die ausgewählten Module mit der auf die Stirnfläche zugeschnittenen Mylarfolie zur Verspiegelung wurden mittels der Balken auf dem Grundrahmen fixiert. Insgesamt bilden die vier Multiplier eine Matrix aus 8×8 Kanälen. Die Kanalbelegung wurde im Hinblick auf minimale Faserbiegung gewählt (siehe dazu Abbildung A.27). Nacheinander wurden die aufeinander folgenden Faserkanäle, also die zwei zusammengehörigen Fasern aus der übernächsten Halblage, in die Führungsköpfe eingefädelt und zwar eine Spalte¹⁸ nach der anderen. Um die Fasern in ihrer Position zu fixieren, verfügen die Führungsköpfe über Klebeschächte, welche abschließend mit einem durch Titandioxid gefärbten Expoxidharzklebstoff verfüllt wurden. Zunächst war ein spezieller Plexiglas-Klebstoff benutzt worden, der zwar bei Vortests in kleiner Menge gute Resultate lieferte, aber aufgrund der größeren Menge im Klebeschacht nicht aushärten konnte. Da es sich hierbei im einen Polymerisationsklebstoff handelt, griff dieser, solang er nicht ausgehärtet war, die Struktur der Fasern an, sodass ein beschädigtes Modul durch eines der Reserve-Module ersetzt werden musste.

Die Politur der am Multiplier anliegenden Faserenden wurde im Vorfeld nicht durchgeführt, da sich dies aus zwei Gründen nachteilig ausgewirkt hätte. Zum einen ist das Einfädeln der Fasern, besonders in Form der Zweierbündel, der kritischste Punkt für deren Oberfläche. Zum anderen müssen die Fasern alle parallel und eben auf den Fenstern der PMTs enden. Daher bestehen die Führungsköpfe aus zwei Teilen. Die Seite welche den PMT aufnimmt ist durch einen Block aus Plexiglas mit Bohrungen für die Fasern (vgl. Abbildung A.29) versehen. Mit den aufgesetzten Plexiglasschleifblöcken lassen sich die fixierten Fasern nach dem selben Prinzip wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben polieren. Tauscht man die Schleifblöcke wieder durch die PMT-Halterungen aus, stehen die Fasern einige Zehntel Millimeter aus der Fläche heraus. Mittels um die PMT-Rückseite geführter Federn lassen sich diese mit angemessenem Druck auf den Faserenden positionieren.

¹⁸Eine Spalte besteht aus 8 PMT-Kanälen (zweier PMTs) die parallel zum Strahl aufeinander folgen.

4.4. Tests am COMPASS-Experiment

4.4.1. Vortest am Ende des Strahlverlaufs

Für erste Tests des fertig montierten Beam-Counter (siehe Abbildung A.29) eignet sich der Erlanger Tandembeschleuniger aufgrund seiner geringen Maximalenergie nicht mehr. Die Energie der Protonen von 9 – 10 MeV reicht nicht aus, um ein gesamtes doppellagiges Fasermodul gleichmäßig zu Durchstrahlen. Die Protonen würden innerhalb des Moduls gestoppt werden, ihre gesamte Energie deponieren und ggf. nicht die zweite Halblage der Fasern erreichen. Dies würde nicht den Gegebenheit im angestrebten Betrieb innerhalb des COMPASS-Experiments entsprechen.

Im Rahmen der Zusammenarbeit mit der COMPASS-Kollaboration konnte eine Möglichkeit gefunden werden, den Beam-Counter schon direkt am Experiment selbst einem ersten Funktionstest zu unterziehen. Um das laufende Messprogramm nicht zu beeinflussen, wurde als Standort für den Testaufbau eine Position am Ende des COMPASS-Detektors gewählt, vor allem da in 2009 hauptsächlich mit dem Hadronenstrahl¹⁹ gemessen wurde. Für die Hadronenstrahl stellt bereits die Materie der szintillierenden Fasern ein signifikantes Target da, mit deren Teilchen aufgrund des großen Wechselwirkungsquerschnitts der Hadronen vermehrt Streuereignisse und Sekundärreaktionen stattfinden. Im endgültigen Aufbau des Beam-Counters sollen solche Ereignisse durch das beschriebene Veto erkannt werden. Im Fall des Myonenstrahls ist dessen, im Vergleich um Hadronenstrahl, relativ ausgedehnter Halo diesbezüglich kritisch zu sehen. Die Bestandteilen der mechanischen Halterung und die PMTs, führen durch ihre Anordnung zu einer hohen Massenbelegung im Halo-Bereich.

Der Rahmen eines der letzten Trigger-Hodoskope, des HL5 (vgl. Abbildung 3.12), bietet ausreichend Platz im Bereich des durch die Spektrometermagneten abgelenkten Teilchenstrahls. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung A.30 gezeigt. Dort ergaben sich auch keine Probleme mehr mit den beschrieben Störeffekten durch den Beam-Counter, da keine aktiven Detektoren im weiteren Strahlverlauf folgten.

Zur Datennahme wurde die schon für die Fasertests genutzte DAQ [Sch08] temporär dort aufgebaut, um die QDC-Spektren aufzunehmen. Das benötigte Trigger-Signal wurde durch die Koinzidenz zweier Elemente aus Szintillatormaterial mit einkanaliger PMT-Auslese, die sich vor und nach dem Beam-Counter in Strahlrichtung befanden, erzeugt. Aufgrund der für die Generierung des Triggers nötigen Zeit (\approx 60 ns) mussten die Detektorsignale mittels 12 m Flachbandkabel zeitlich verzögert werden.

Die Abbildung 4.18 zeigt beispielhaft zwei typische QDC-Spektren, aufgenommen bei negativem Hadronenstrahl.

¹⁹Protonen und Pionen



Abbildung 4.18.: Zwei Beispiele aus den aufgenommenen QDC-Spektren: Kanal 6 (links) und Kanal 22 (rechts) der X-Ebene des Beam-Counters

Die Unterschiede zu den bislang gezeigten QDC-Spektren (vgl. Abbildung 4.11) beruhen auf der schlechteren Signalqualität bedingt durch den Einsatz der Flachbandkabel. Das QDC-Signal verschiebt sich dadurch in Richtung niedrigerer Kanalnummern (bis hin zum Pedestal) und wird insgesamt schwächer, d.h beinhaltet weniger Ladung. Die Intensität je Kanal ergibt sich, indem das Integral über die Einträge in den QDC-Kanälen ohne den Beitrag des Pedestals genommen wird. Nicht mehr zum Pedestal gehören dabei alle QDC-Kanäle oberhalb der Werte der Pedestal-Peaks + $10\sigma^{20}$. Als Funktion der Kanalnummer aufgetragen ergeben die Intensitäten das vom Detektor gesehene Strahlprofil. Für die X-Ebene des Beam-Counter ist ein solches Profil in der Abbildung 4.19 gezeigt, für die Y-Ebene ist aufgrund technischer Problem bei der Datennahme leider kein vollständiges Profil vorhanden. Im Vergleich zur Messung aus Abbildung 3.3 lässt sich hier kein Strahlprofil erkennen, da an dieser Position der Strahl bereits zu weit ausgedehnt ist. Anhand der Profile anderer Detektoren, z.B. eignet sich die SciFi-Station 8 (ca. 31,7 m strahlabwärts des Targets), lassen sich die Ausmaße des Strahl abschätzen. Ein Gauß-Fit liefert eine Breite bei halber Höhe von ca. 3,8 cm, was schon beinahe der vollen Breite der aktiven Fläche des Beam-Counters entspricht. Die Position des Beam-Counters lag ca. 16,4 m strahlabwärts der FI08 (Z-Position = 48,1 m), wo die Aufweitung des Strahls noch weiter fortgeschritten ist.

Für die stark schwankenden Werte innerhalb des Profils spielt die schon angesprochene Signalqualität aufgrund der Verkabelung ebenso eine Rolle wie die unterschiedliche Effizienz der PMT-Kanäle. Im Vorfeld konnte für diese aus Zeitgründen keine Eichmessung vorgenommen werden. Dies hätte sich nur durch kanalweise Justierung der QDC-Schwellen beheben lassen. Da es sich aber nur um einen ersten Funktionstest handelt und aufgrund der Position kein vollständiges Strahlprofil zu erwarten war, wurde auf eine ausführliche Schwellenanpassung verzichtet.

Insgesamt konnte damit aber die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Beam-Counters gezeigt werden.

 $^{^{20}}$ Der Wert des σ stammt aus einem Gaußfit über den Pedestal-Peak.


Abbildung 4.19.: Intensität vs. Kanal der X-Ebene des Beam-Counters bei negativem Hadronenstrahl.

Verhalten im Überlappbereich

Bedingt durch die hexagonale Anordnung der Fasern innerhalb der Module ergibt sich ein Überlapp benachbarter Kanäle in Strahlrichung. Aufgrund des Faserabstands (0,7 mm), Faserdurchmessers (1,0 mm) und dem Druchmessers des Cores (0,88 mm) beträgt der Überlapp des aktiven Bereichs zweier benachbarter Faserkanäle 18 % der von Strahl gesehenen Fläche (siehe Abbildung 4.20). Insgesamt werden so 64 % der Fläche einer Faser nicht von den benachbarten Fasern mit abgedeckt.

Für die Messung von Teilchendurchgängen bedeutet dies, dass in etwa 36 % aller Fälle das Teilchen in zwei Kanälen registriert wird. Die vorhandenen SciFi-Stationen 1 – 4, genauer deren Datenauslese, verfügen über sog. Peak-Sensing, d.h. von den zwei getroffenen Fasern, wird das Ereignis der Faser mit dem höchsten Signal zugeordnet. Der Beam-Counter ist nicht mit einer solchen Funktion ausgestattet, was aber die Möglichkeit eröffnet, nach solchen Ereignisse, die gleichzeitig in zwei benachbarten Kanälen registriert werden zu selektieren. Die linke Seite der Abbildung 4.21 zeigt für zwei Faserpaare ein solche Auswahl an Einzelereignissen, die als Funktion der jeweiligen QDC-Kanäle der Faserkanäle 1 und 2 (oben) sowie 4 und 5 (unten) dargestellt sind. Das Pedestal der QDC-Spektren wurde mittels des besprochenen 10σ -Cuts entfernt. Zum Vergleich zeigt die rechte Seite der Abbildung 4.21 dieselbe Auftragung für zwei Faserkanäle mit einem Kanal Abstand, hier Kanal 1 und 3 (oben) sowie Kanal 4 und 5 (unten).

4. Beam-Counter



Abbildung 4.20.: Geometrische Konstruktion des Faserüberlapps.

In den Histogrammen der nicht überlappenden Kanälen, handelt es sich bei den Einträgen um den Untergrund aus Rauschen, hervorgerufen durch zu niedrig belassene Schwellen. Die Fasern mit geometrischem Überlapp zeigen eine deutliche Häufung von gemeinsamen Ereignissen im Bereich niedriger Kanäle (rot/gelber-Bereich). Teilchendurchgänge in der Mitte des Überlapps zweier Fasern erzeugen idealerweise Signale mit gleicher, korrelierter Amplitude. Diese befinden sich in der gewählten Auftragung im Bereich der Diagonalen. Legt ein Teilchen unterschiedliche Wegstrecken in den Fasern zurück äussert sich dies durch größere Signalamplitude im Kanal mit größerer Wegstreck und geringere Signalamplitude im Kanal mit kürzerer Wegstrecke. Solche Ereignisse liegen in den Histogrammen entsprechend näher an den Achsen.

Aufgrund der Form der Spektren (siehe Abbildung 4.18), welche durch die Verwendung der langen Flachbandkabel hervorgerufen wird, zeigt die Histogramme der überlappenden Fasern (siehe rechte Seite Abbildung 4.21) nicht in voller Ausprägung den erwarteten viertelkreis-förmigen Verlauf (vgl. hierzu [Teu03]). Diese Idealform kommt dadurch zustande, dass niedrige Signalamplituden in einem Faserkanal durch größere Ampilituden im benachbarten Faserkanal ausgeglichen werden.



Abbildung 4.21.: Linke Seite: Einzelereignisse in zwei benachbarten Kanälen gegeneinander aufgetragen. Rechte Seite: Einzelereignisse in zwei Kanäle mit einem Kanal Abstand gegeneinander aufgetragen.

4.4.2. Haupttest

Nachdem durch den Vortest die Funktionstüchtigkeit des Beam-Counters gezeigt werden konnte, sollte dieser nun im Bereich des vorgesehenen Standortes, vor dem Target zwischen den SciFi-Stationen FI01²¹ und FI02²² unter den zu erwartenden Bedingungen getestet werden. Der Test fand während einer Messung zur DVCS²³ statt. Hierzu wurde der Beam-Counter in die normale COMPASS-DAQ als SciFi-Station 15 eingebunden. Die Abbildung 4.22 zeigt den Beam-Counter in diesem Aufbau. Diskriminierung der PMT-Signale erfolgte nach einem 16 ns langen Kabelweg (LEMO-Koaxialkabel). Das digitalisierte Signal wurde von den CATCH-Modulen und S-LINK-Modulen an die ROBs

²¹Z-Position \approx 7,6 m vor dem Target

²²Z-Position \approx 4,4 m vor dem Target

²³Deep Virtual Compton Scattering

4. Beam-Counter

weitergeleitet, vgl. Abbildung 3.14. Der Beam-Counter mit Gehäuse wurde mittels einer Profilstange etwa 0,3 m strahlaufwärts²⁴ vor der SciFi-Station 2 im Strahl platziert.



Abbildung 4.22.: Haupttest des Beam-Counters vor dem Target des COMPASS-Experiments: licht-dicht verpackter Beam-Counter im Strahl positioniert 1, aktive Fläche der SciFi-Station FI02 (schwarz) 2, Station SI01 der Silizium-Mikrostreifendetektoren 3.

²⁴Z-Position \approx 4,7 m vor dem Target

Gehäuse

Die beim Vortest verwendete provisorische Halterung und die licht-dichte Verpackung wurden durch ein entsprechend geplantes und durch die mechanische Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen-Nürnberg gefertigtes Aluminiumgehäuse ersetzt (siehe Abbildung 4.23).



Abbildung 4.23.: Technische Zeichnung des Gehäuses für den Beam-Counter: Grundplatte 11, Deckplatte 12, Frontseite 13, Seitenblech 14, Kabeldurchführung 18, Multiplier 28 und Kleinteile/Streben 15, 16, 17, 19, 20, 21, 22, 23, 24.

Ein- und Austrittsseite des Strahls wurden mit einer schwarzen Folie licht-dicht abgedeckt. Um ausreichend Platz für die PMTs und die Verkabelung zu bieten, aber trotzdem die Ausmaße der Gehäuses kompakt zu halten, befindet sich die aktive Fläche des Detektors nicht mittig, sondern in der unteren, in Strahlrichtig gesehen, linken Ecke des Gehäuses. Die Signalkabel und die Kabel für die Spannungsversorgung werden über ein Loch in der Deckplatte nach außen geführt, wobei die Licht-Dichtigkeit durch schwarze Folie und Klebeband erreicht wird. Bis auf die Folie zur Abdeckung der Front ist der im Gehäuse montierte Beam-Counter in Abbildung 4.24 gezeigt.

4. Beam-Counter



Abbildung 4.24.: Im Gehäuse montierter und verkabelter Beam-Counter: aktive Fläche
 1, 4 PMTs zur Auslese des vertikalen Moduls (Y-Achse)
 2, 4 PMTs zur Auslese des horizontalen Moduls (X-Achse)
 3, Gehäuse mit Streben zur Einhaltung von Abstand zwischen Beam-Counter und Gehäusewänden
 4, Kabelbaum bestehend aus 128 Signalkabeln und 16 Kabeln zur Spannungsversorgung (8 HV, 8 Booster)

Erste Ergebnisse

Für mehr als eine Woche konnte der Beam-Counter unter Strahlbetrieb bei negativem und positivem Myonenstrahl getestet werden. Aufgrund der provisorischen Halterung konnte er in der X-Ebene nicht exakt mittig zum Strahl ausgerichtet werden. Zudem war die als Referenz genommene SciFi-Station 2 ebenfalls in der X-Ebene nicht vollkommen mittig ausgerichtet, vgl. Abbildung A.13.

Die COMPASS-DAQ gibt neben den Rohdaten, also die Daten die zur Rekonstruktion verwendet werden, auch Daten aus dem online-Monitoring System COOOL aus. Beide können zur Analyse der Eigenschaften des Beam-Counter herangezogen werden. Somit lassen sich die Werte der Diskriminatorschwellen zum einen durch die Informationen aus COOOL voreinstellen, zum anderen können die Strahlprofile wie in der Abbildung 4.25 gezeigt, in der X-Ebene und Y-Ebene während des laufenden Runs darstellt werden.



Abbildung 4.25.: Linke Seite: Detektorprofil der X-Ebene des Beam-Counters. Rechte Seite: Detektorprofil der Y-Ebene des Beam-Counters. (Run 79938)

Bestimmung der Effizienz des Beam-Counters

Eine Verknüpfung von Signalen aus der X- und der Y-Ebene, die in den Rohdaten hinterlegt sind, liefert ein drei-dimensionales Abbild des Detektorprofils, wie es in der Abbildung 4.26 zu sehen ist. Es werden aber noch keine strengen Cuts auf zeitliche Korrelationen angebracht. In den Histogrammen der Abbildung 4.27 sind die Projektionen der Signale in die jeweiligen Ebenen gezeigt²⁵.

²⁵Alle im Folgenden gezeigten Diagramme wurden aus den Daten des Runs 79848 vom 26. September 2009, einem DVCS-Run mit μ^+ -Strahl erzeugt. Weitere Runs wurden zum Vergleich herangezogen.



Abbildung 4.26.: Drei-dimensionales Detektorprofil aus gleichzeitigen Signalen in Xund Y- Lage des Beam-Counters ohne strenge Cuts auf zeitliche Korrelationen.



Abbildung 4.27.: Linke Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die X-Ebene. Rechte Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die Y-Ebene.

Mit Hilfe der in die COMPASS-DAQ implementierten TDC²⁶-Messungen lässt sich der Untergrund aus der Dunkelrate/Rauschen zur Effizienzbestimmung des Beam-Counters effektiv unterdrücken. Insbesondere zur Herstellungen von Korrelationen

²⁶Time-to-Digital Converter

verschiedener Detektorebenen und damit zur Spurrekonstruktion ist es zwingend erforderlich, zwischen unterschiedlichen Kanälen und Detektoren die Zeitunterschiede auszugleichen. In der Abbildung 4.28 sind die TDC-Diagramme für die Summe über alle Kanäle des Beam-Counters gezeigt. Der, aufgrund unterschiedlicher Kabellängen zwischen Diskriminator und CATCH-Modul, entstandene Doppel-Peak für die X-Ebene des Beam-Counters, wird durch die t₀-Kalibration entfernt, wie der Abbildung 4.29 zu entnehmen ist (vgl. [Teu03, Ric06]).



Abbildung 4.28.: TDC-Histogramm der X- (links) und der Y-Ebene (rechts) des Beam-Counters ohne t₀-Kalibration



Abbildung 4.29.: TDC-Histogramm der X- (links) und der Y-Ebene (rechts) des Beam-Counters **nach** t₀-Kalibration

Für jeden Kanal wird dabei die Größe

$$t_0 = t_{faser}^{mess} - t_{trigger}^{signal} \tag{4.6}$$

gebildet, ein Gaußfit inkl. Untergrundterm liefert dabei t_{faser}^{mess} . Aufstellungen der ermittelten Werte für den Beam-Counter finden sich in den Tabellen A.1 und A.2. Nach

der Korrektur der Zeitwerte *t* der Ereignisse mit dem t₀-Wert liegen die Peaks in den TDC-Diagrammen gleichmäßig im Bereich des Nullpunkts, vgl. Abbildung 4.30. Für die SciFi-Stationen 1 und 2 finden sich in den Abbildungen A.6 bis A.9 die TDC-Spektren nach der t₀-Kalibration als kanalweise Auftragung und als Summe über alle Kanäle. Im Vergleich zur Abbildung 4.27 ist in der Abbildung 4.31 das Strahlprofil nach der t₀-Kalibration und setzen eines gemeinsamen Zeitfensters in allen Kanälen geziegt. In der Abbildung 4.32 sind die entsprechenden Projektionen aufgetragen. Es werden Ereignisse ausgeschlossen, deren Zeitinformation nicht in in ein enges Fenster von ± 15 TDC-Kanälen²⁷ um den t₀-Wert herum fallen und zueinander zeitlich korreliert, innerhalb von ±10 TDC-Kanäle detektiert wurden.

²⁷1 TDC-Kanal entspricht 0,128 ns



Abbildung 4.30.: TDC-Histogramme als Funktion der Kanäle von X-Ebene (oben) und Y-Ebene (unten) des Beam-Counters nach t₀-Kalibration

4. Beam-Counter



Abbildung 4.31.: Strahlprofil mit t₀-Kalibration erstellt aus Ereignisse in X- und Y- Lage des Beam-Counters



Abbildung 4.32.: Linke Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die X-Ebene. Rechte Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die Y-Ebene.

Für die SciFi-Stationen 1 und 2 finden sich entsprechende Abbildungen im Anhang (Abbildungen A.10 bis A.17). Um die Effizienz eines Detektors zu bestimmen, benötigt man mindestens zwei andere Detektoren, wobei je einer vor und nach dem untersuchten Detektor positioniert sein muss. Hierfür eignen sich aufgrund ihrer Positionen und ihrer hohen intrinsischen Effizienz von $\geq 99\%$ die SciFi-Stationen 1 und 2.

Die Effizienz soll, unter anderem auch wegen der Abweichungen der Soll-Positionen von Beam-Counter und SciFi 2 in Bezug auf SciFi 1, für X- und Y-Ebene getrennt ermittelt werden. Zunächst wird für alle Kanäle der X- und Y-Ebenen der SciFi-Stationen FI01, FI02 und für den Beam-Counter (FI15) die oben beschriebene Kalibration zur Unterdrückung des Untergrundes vorgenommen. Der Zeitpunkt jedes aufgezeichneten Ereignisses wird durch Subtraktion mit dem für die entsprechende Faser ermittelten t_0 -Werts korrigiert. Anschließend werden Ereignisse selektiert, welche in der X- bzw. Y-Ebene der FI01 und FI02 in einem bestimmten Zeitfenster um die neue Zeitkonstante herum liegen (hier: ± 15 TDC-Kanäle was 1,92 ns entspricht).

Findet sich dieses Ereignis ebenfalls in den Daten der entsprechenden Ebene des Beam-Counters, so werden diese Treffer als korreliertes Ereignis gewertet. Die Effizienz des Beam-Counters verringert sich, wenn sich ein Ereignis in FI01 und FI02 aber nicht im Beam-Counter feststellen lässt. Die Abbildung 4.33 zeigt die Anzahl der verbliebenen Ereignisse als Funktion der Kanäle der entsprechenden Ebenen. In der Abbildung 4.34 sind die entsprechenden Projektionen in die X- und Y-Ebene gezeigt.

4. Beam-Counter



Abbildung 4.33.: Vom Beam-Counter gemessene Ereignisse in zeitlicher Korrelation zu Ereignissen in FI01 und FI02 mit t₀-Kalibration



Abbildung 4.34.: Linke Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die Y-Ebene. Rechte Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die X-Ebene

Die relative Effizienz einer Ebene des Beam-Counters ist der Quotient aus der Anzahl korrelierter Ereignisse in den X- bzw Y-Ebenen aller drei Detektoren und der Anzahl der durch Korrelationen in FI01 und FI02 erwarteten Ereignisse. Für die X-Ebene ergibt sich eine Effizienz von $\eta_x \approx 96,47$ % und für die Y-Ebene von $\eta_y \approx 96,97$ %.

Das Ergebnis liegt Nahe bei 100 %, fällt jedoch etwas geringer als erwartet aus. Die Hauptursachen dafür liegen zum einen in der provisorischen Einstellung der Diskriminatorschwellen, zum anderen in der unvollständigen Abdeckung des Strahlprofils durch den Beam-Counter. Randbereiche das Strahls werden, wie die Abbildung 4.33 zeigt, aufgrund der abweichenden Ausrichtung in X- und Y-Richtung nicht mehr erfasst.

Einzelne Kanäle weisen eine geringere oder erhöhte Anzahl an Einträgen auf. Beispielsweise zeigt der Kanal 30 der X-Ebene (siehe Abbildungen 4.26, 4.31 und 4.33) eine überhöhte Anzahl von Einträgen im Vergleich zu benachbarten Kanälen aufgrund einer zu niedrig gewählten Schwelle.

Erst bei der Auftragung von zeitlich korrelierten Ereignissen in der FI01, der FI02 und des Beam-Counters mit t₀-Kalibration (vgl. Abbildung 4.33) zeigt sich ein Problem des Kanals 29 der X-Ebene. Für diesen liesen sich weniger gemeinsame Ereignisse als für vergleichbare Kanäle identifizieren. Für diesen Kanal wurde die Schwelle ebenfalls zu niedrig gewählt, was jedoch in den Profilen im Vergleich zu benachbarten Kanälen nicht aufällt (siehe Abbildung 4.32 links). Die durch das Rauschen verursachten falschen Ereignisse überdecken die echten Ereignisse und können nicht mehr mit Ereignissen in FI01 und FI02 in Korrelation gebracht werden (siehe Abbildung 4.34 links).

Der vollständig ausgefallene Kanal 63 der Y-Ebene des Beam-Counters hat trotz seiner Randlage Auswirkungen auf die Effizienzbestimmung. Entsprechend der Form des Profils wären für diesen Kanal ca. 200 Einträge zu erwarteten gewesen (vgl. Abbildung 4.34 rechts), was in etwa 0,4 % der Gesamteinträge entspricht.

Weitere Analysen

Auf der Basis einzelner Ereignisse lassen sich neben der Effizienz eines Detektors und den gezeigten Strahlprofilen weitere Analysen durchführen:

Multiplizität von Ereignissen Die Multiplizität sagt aus, wie viele Einzelereignisse zeit-korreliert in der zu messenden Detektorebene gezählt werden. Für den Beam-Counter ergibt sich eine Gesamtmultiplizität von jeweils $\approx 2,3$ für die Ebenen. Betrachtet man nur die korrelierten Ereignisse (solche aus Abbildung 4.33) so verbessert sich die Gesamtmultiplizität auf $\approx 1,5$ für beide Ebenen. Die Histogramme in Abbildung 4.35 zeigen die Multiplizitätsverteilung für alle Ereignisse und in Abbildung 4.36 die der korrelierten Ereignisse für die X- und die Y-Ebene des Beam-Counters. Zunächst kann die Multiplizität als qualitative Größe zum Vergleich der beiden Ebenen des Beam-Counter herangezogen werden. Diese verhalten sich gleichartig. Multiplizitäten mit dem Wert Null, wie sie in der Auftragung der korrelierten Ereignisse zu finden sind (siehe Abbildung 4.36), zeigen an, dass Ereignisse durch die Stationen FI01 und FI02, jedoch nicht durch den Beam-Counter beobachtet wurden. Dies sind Ereignisse, welche den Wert der Effizienz des Beam-Counters schmälern.

Multiplizitäten von drei und mehr werden verursacht durch zufällige Gleichzeitigkeit von mehreren echten Ereignissen, sog. Doppeltreffern, oder zufälligen Signalen, die aus dem Rauschen resultieren. Die ungenauen Diskriminatorschwellen sind hier ebenfalls als Ursache anzuführen.

Mit \approx 1,5 liegt die Gesamtmultiplizität für die korrelierten Ereignisse im erwarteten Bereich. Die SciFi-Stationen 1 und 2, welche über das im Abschnitt 4.4.1 erwähnte Peak-Sensing verfügen, zeigen aufgrund dessen eine niedrige Gesamtmultiplizität von 1,05 – 1,1. Im Fall des Beam-Counters unterdrückt die Forderung nach korrelierten Ereignissen wirkungsvoll die höheren Multiplizitäten.

Projektion von Ereignissen auf die Beam-Counter-Ebene Die vorhandene Konstellation aus den SciFi-Stationen 1, 2 und dem dazwischen positionierten Beam-Counter ermöglicht es, Ereignisse, die in zwei Detektorebenen korreliert aufgetreten sind, auf eine dritte Ebene zu projizieren. In diesem Fall sucht man nach Ereignissen, die in den X- bzw Y-Ebenen der FI01 und FI02 zeit-korreliert registriert wurden. Eine präzise t₀-Kalibration vorausgesetzt, sollte bei einem Detektor unter Berücksichtigung dessen Effizienz ebenfalls ein Eintrag zum entsprechenden Zeitpunkt zu finden sein.

Die Effizienzbestimmung für vollständige Ebenen des Beam-Counters wurde bereits besprochen. Die Projektion der erwarteten Treffer in die Kanäle einer Ebene der FI15 eröffnet zusätzlich die Möglichkeit die Effizienz einzelner Fasern zu bestimmen. Für diesen Testaufbau konnte dies leider nicht realisiert werden, da aufgrund der provisorischen Halterung, die dazu benötigten Geometriedaten nicht vollständig vorhanden sind.

Bei vollkommen identischen, parallel ausgerichteten Detektoren erwartet man, dass die Ereignisse bei der Auftragung der Kanäle des zu testenden Detektors gegenüber den Kanälen eines der beiden Referenzdetektoren auf einer Geraden liegen. Somit lassen sich in einer solchen Auftragung geometrische Abweichungen innerhalb einer Detektorebene, z.B. Fasern, die sich nicht in Solllage befinden, oder der Versatz der ganzen Ebene erkennen. Die Abbildung 4.37 zeigt solche Histogramme für die X- und Y-Ebene des Beam-Counters. Die Mehrzahl der Einträge liegt wie erwartet auf einer Geraden. Beide Verteilungen zeigen zudem die aufgrund der nicht exakten Positionierung des Beam-Counters erwartete parallele Verschiebung der Geraden. In der Abbildung 4.37 ist zusätzlich eine Abweichung in den Kanälen des Beam-Counters zu erkennen (siehe rote Markierung und vergrößerter Ausschnitt). Für den Kanal 86 der FI02 liegt der zugehörige Eintrag in den Kanälen des Beam-Counters statt wie erwartet bei Kanal 51, bei Kanal 58. Der Grund hierfür liegt in einem Fehler der Verkabelung, bei der diese Kanäle vertauscht wurden. Die Abbildungen 4.33 und 4.34 links zeigen, dass die Ereignisse trotz dieses Fehlers, aufgrund der nur zeitlich geforderten Korrelation zugeordnet werden konnten. Somit ist keine direkte Auswirkung auf die Effizienzbestimmung zu erwarten.

Qualitätsüberprüfung der Daten Eine Überprüfung der Profile des Beam-Counters in der Strahlzeit 2009 mit dem allgemein im folgenden Kapitel besprochenen Programm zur Überprüfung von Detektorprofilen wird im Abschnitt 6.3.2 dargestellt.



Abbildung 4.35.: Multiplizitätsverteilungen für die Ebenen des Beam-Counters (SciFi-Station 15). Rechte Seite: X-Ebene mit der Multiplizität 2,33. Linke Seite: Y-Ebene mit der Multiplizität 2,29.



Abbildung 4.36.: Multiplizitätsverteilungen von korrelierten Ereignissen für die Ebenen des Beam-Counters (SciFi-Station 15). Rechte Seite: X-Ebene mit der Multiplizität 1,54. Linke Seite: Y-Ebene mit der Multiplizität 1,51.



Abbildung 4.37.: Projektion von korrelierten Ereignissen in den Kanälen der X-Ebenen (oben) und Y-Ebene (unten) von FI01 und FI02 auf die Kanäle der entsprechenden Ebene des Beam-Counters. Eine Abweichung, welche durch einen Fehler in der Verkabelung bedingt ist, ist im Histogramm für die X-Ebene bei Kanal 51 bzw. 58 des Beam-Counters ist markiert.

4.5. Fazit und Ausblick

Insgesamt ist festzustellen, dass von geringen technischen Mängeln abgesehen, die gesetzten Ziele mit dem realisierten Prototypen nahezu vollständig erreicht wurden. Die prinzipielle Funktionsfähigkeit des neuen Konzeptes sehr dünner Detektoren aus szintillierenden Fasern konnte damit gezeigt werden.

Im Jahr 2010 ist die Ausrüstung einer Ebene des Beam-Counters mit vier neuartigen PMTs geplant. Durch eine sog. Super-Bialkali bzw. Ultra-Bialkali-Kathode wird die intrinsische Nachweiseffizienz (QE) der Multiplier laut Hersteller um 35 % bzw. 40 % bei einer Wellenlänge von 350 nm erhöht (siehe Abbildung A.18). Mit Hilfe dieser Neuentwicklung der Firma Hamamatsu sollte die Zahl der registrierten Photonen pro Ereignis signifikant erhöht und damit die Effizienz des Beam-Counters auf über 99 % gesteigert werden können.

Aktuelle Tests zeigen, dass zwischen der Super- und Ultra-Ausführung kein signifikanter Unterschied in der QE messbar ist [Ado09a], dass aber die Kathodeneffizienz der Super-Kathode für den getesteten Multiplier um etwa 70 % über den bislang verwendeten liegt. Daher fiel die Wahl auf die Super-Ausführung. Die Umsetzung des oben beschriebenen Vetos ist auch für 2010 geplant, um den Beam-Counter in der für die gesamte Strahlzeit 2010 geplante Transversity-Messung einzusetzen.

Die Ideen sind nicht verantwortlich für das, was die Menschen aus ihnen machen.

(Werner Heisenberg)

5. Automatische Qualitätsprüfung von Detektorprofilen

Weiterer Kernpunkt dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Software-Werkzeugs zur automatischen Erkennung von Abweichungen in den Profilen aller bei COMPASS zur Spurrekonstruktion eingesetzten Detektoren. Erfahrungen aus den vergangenen Jahren zeigen, dass als einer der ersten Schritte zur Qualitätsüberwachung der Detektoren und somit auch der aufgezeichneten Daten eine Überprüfung der von den Detektorebenen gemessenen (Kanal-)Profile im Vorfeld der Produktion von Vorteil ist, um die Stabilität der rekonstruierten Daten zu verbessern (siehe [Ric06]). Die erste Kontrolle der Detektorsignale auf Unregelmäßigkeiten wie ausgefallene oder verrauschte Kanäle, erfolgt schon während der eigentlich Messung durch die Schichthabenden am Experiment, die hierfür das Programm COOOL nutzen. Jedoch kann diese aus Zeitgründen nicht lückenlos und für jeden Run durchgeführt werden. Die Ablage einer ausgedruckten Version der wichtigsten Histogramme aus COOOL ist nur alle vier Stunden vorgesehen.

5.1. Grundidee

Die automatisierte Kontrolle der Detektorsignale auf Abweichungen soll frühzeitig und zuverlässig zeigen, ob ein Run im Bezug auf die vorhergehenden und nachfolgenden Runs bei der Rekonstruktion vergleichbare und verwertbare Ergebnisse liefern kann. Neben einzelnen verrauschten oder ausgefallenen Kanälen können ebenso ganze Bereiche (engl. cluster) an Kanälen von Ausfällen betroffen sein. Um bei Elektronikoder Softwareproblemen mit einzelnen Detektoren/-ebenen weiterhin Daten mit den restlichen COMPASS-Detektoren nehmen zu können, werden diese unter Umständen aus der Datenaufzeichnung herausgenommen. Aufgrund der Menge an Daten ist eine automatische Identifikation solcher Vorgänge mittels einer Software notwendig. Der flexible Aufbau des COMPASS-Experiments aus einzeln beweglichen Detektorstationen bietet zwar viele Vorteile, jedoch ist eine beabsichtigte oder unbeabsichtigte Änderung deren Position innerhalb des Experiments auf Grund dessen ebenfalls möglich. Die regulären Positionen der einzelnen Detektorebenen werden in Datenbanken dokumentiert. Unabhängig davon besteht durch den Vergleich der Profile eine weitere Möglichkeit, Änderungen festzustellen.

Für diese Qualitätsprüfungen (engl. quality checks) werden die Treffereinträge (kurz Einträge) je Kanal der jeweiligen Detektorebenen herangezogen. Zum einen kommt es durch Unregelmäßigkeiten in der Spill-Struktur, zum anderen aufgrund von vorzeitig abgebrochenen Runs mit deutlich weniger als 200 Spills zu Abweichungen in der Anzahl der Einträge. Dies erfordert den Einsatz entsprechender Normierungen. Statistische Größen wie der Mittelwert \bar{x}^1 und die Standardabweichung² σ der Verteilung der Einträge in den Kanälen der jeweiligen Detektorebene geben Anzeichen auf die beschriebenen möglichen Fehler bzw. Probleme. Je nach Ausprägung und Anzahl an Kanälen einer Detektorebene muss es jedoch durch einzelne defekte oder verrauschte Kanäle nicht immer deutlichen Auswirkungen auf Mittelwert oder Standardabweichung geben. Somit erscheint auch eine Analyse auf der Ebene der einzelner Kanäle sinnvoll.

Das Datenanalyse-Paket ROOT [B⁺09b], das am CERN entwickelt wurde, bietet für eine solche Aufgabe die idealen Werkzeuge. Das Programm für die Qualitätsprüfungen liegt daher als C/C++ Code in Form eines in ROOT auszuführenden Skripts vor. Als Auftrag (engl. job) an den Batch-Service des CERN³ gesendet können so auch die mehr als 300 Detektorebenen über eine ganze Woche an Datennahme (etwa 200 Runs) analysiert werden.

¹Das Symbol *x* im Mittelwert wird hier als allgemeiner Platzhalter verwendet und nicht speziell für eine bestimmte Achse.

²Das Programm ROOT führt die Standardabweichung unter dem Begriff RMS. ³http://batch.web.cern.ch/batch

5.2. Aufbau

Bei der Analyse durchläuft das Programm eine Detektorebene nach der anderen. Detaillierte Informationen werden jeweils direkt in entsprechenden textbasierte oder graphische Dateien abgelegt. Aus bestimmten Informationen wird auch nach der Analyse aller Detektoren eine allgemeine Bilanz über die Summe der Abweichungen während der betrachteten Runs erstellt.

5.2.1. Datenquellen

Neben den eigentlich Messwerten der Detektoren benötigt das Programm auch einige formale Informationen.

Messwerte der Detektoren

Es besteht die Möglichkeit, zwischen zwei verschiedenen Datenquellen zu wählen, in denen die Detektorprofile hinterlegt sind. Direkt nach dem Beenden eines Runs wird eine sog. **COOOL**-Datei im ".root"-Format erzeugt und abgespeichert, in der neben den Histogrammen der Detektorprofile auch weitere Informationen abgelegt sind. Diese Dateien können von der COMPASS-Homepage⁴ heruntergeladen werden.Zusätzlich besteht die Möglichkeit, sog. **Histo**-Dateien zu nutzen, die bei der Produktion aus den Rohdaten erzeugt werden. Diese enthalten zusätzlich noch komplementäre Informationen⁵, stehen jedoch erst nach der Produktion zur Verfügung und erlauben so lediglich eine nachträgliche Überprüfung. Im Programm lässt sich die gewünschte Datenquelle auswählen.

Weitere benötigte Daten

Die vom Programm zu analysierenden Runs werden in einer Textdatei angegeben, die vor dem Start hinterlegt wird. Im COMPASS-Logbuch unter dem Punkt "Select runs" lässt sich eine solche Liste für den gewünschten Zeitraum, selektiert nach weiteren Kriterien wie Anzahl der Spills oder durch die Schicht gesetzten Qualitätsmarkern (engl. quality flags), erzeugen.

⁴wwwcompass.cern.ch

⁵z.B. Strahleigenschaften, Verhalten des Triggers und teilchenidentifizierende Detektoren wie dem RICH oder den Kalorimetern

COMPASS-Daten werden nach Kalenderwochen geordnet auf dem CASTOR-Dateisystem⁶ abgelegt. Wie für die Transversity-Daten aus dem Jahr 2007 geschehen, werden Wochen oder Wochenpaare, (sog. Perioden), analysiert. Daher liegt es nahe, auch bei der Auswahl für die Qualitätsprüfung entsprechende Zeitintervalle zu selektieren. Des weiteren wird eine Textdatei als Eingabe benötigt, welche die Bezeichnungen der zu analysierenden Detektorebenen gemäß COMPASS-Nomenklatur enthält. In der dritten benötigten Datei werden, gesondert für jeden Detektortyp, die Vielfachen der Standardabweichung σ angegeben, die später als Grenzwerte (engl. bounds) gesetzt werden sollen.

Einlesemechanismus

Die **COOOL**-Dateien der ausgewählten Runs werden durch das Programm von der COMPASS-Homepage heruntergeladen und entsprechend in vorbereitete Verzeichnisse, nach Jahr und Periode geordnet, abgelegt. Problematisch ist hierbei, dass nicht für jeden Run auch eine **COOOL**-Datei existiert oder die Dateien in wenigen Fällen nicht die vollständigen Informationen enthalten. Im Hinblick darauf wird eine Prüfung durchgeführt, danach die zur Verfügung stehenden Runs in eine bereinigte Runliste übertragen und im Folgenden nur noch diese analysiert.

Die auf dem CASTOR System des CERN hinterlegten **Histo**-Dateien werden ebenfalls, automatisiert mittels eines Skriptes, von diesem kopiert. Das Programm öffnet die Quelldateien der selektierten Runs, 1 bis *I* und liest aus dem entsprechenden Histogramm die Zahl der Einträge der Detektorebene aus. Daraus berechnen sich der Mittelwert über alle Einträge \bar{x}_i (von 1 bis *N*) und die Standardabweichung σ_i für das Profil des Runs *i* gemäß

$$\bar{x}_i = \frac{E_i}{N} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_{i,n}$$
 (5.1)

und

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (x_{i,n} - \bar{x}_i)^2} \quad .$$
(5.2)

N ist hierbei die Anzahl an Kanälen der jeweiligen Detektorebene, die $x_{i,n}$ die Anzahl der Einträge im n-ten Kanal des Runs i und E_i die Summe der Einträge in Profil für den Runs i.

An dieser Stelle wird bereits die erste Ausgabedatei erstellt, in der diese Statistikwerte zur Übersicht für jeden Run in einem Ausgabe-Verzeichnis abgelegt werden. Zudem werden zur weiterführenden detaillierten Analyse die Einträge je Detektorkanal (engl. bin content) ausgelesen. Für die schon angesprochene Normierung auf die Anzahl der

⁶CERN Advanced STORage manager



Abbildung 5.1.: Beispiel für die Normierung im Falle der COOOL-Dateien als Datenquelle. Links: Nicht normierte Einträge als Funktion der Runs. Rechts: mit Hilfe des Spill-Profils normierte Einträge.

Strahlteilchen müssen für COOOL- und Histo-Dateien jeweils andere Quellen und Prozesse genutzt werden.

5.2.2. Strahlnormierung

Die Anzahl an Einträgen in einer Detektorebene ist hauptsächlich von zwei Faktoren abhängig, der Nachweiseffizienz und der Strahl-Intensität. Jeder Detektortyp besitzt eine intrinsische Nachweiseffizienz, die kleiner als eins ist. Aber auch ungewollte Effekte wie Ausfälle durch Defekte, Rauschen oder andere Effizienz-senkende Probleme wie Schwankungen in der Gasmischung oder Temperatur verringern die Zählraten. Die hinterlegten Daten zur Intensität des Strahls bzw. Anzahl der Strahlteilchen pro Spill können zu einer Normierung der Detektorprofile herangezogen werden und geben auch Hinweise darauf, ob Schwankungen im Mittelwert oder der Standardabweichung eventuell nur auf eine zu kleine Statistik zurückzuführen sind. Je nachdem, ob als Datenquelle **COOOL**-Dateien oder **Histo**-Dateien ausgewählt werden, stehen dem Programm unterschiedliche Zugänge zur Verfügung, um entsprechende Normierungskonstanten zu berechnen. Neben der ursprünglichen Anzahl an Einträgen je Detektorkanal wird unter der Bezeichnung normierte Einträge⁷ die entsprechende normierte Größe innerhalb des Programms geführt und beide in getrennten Histogrammen dargestellt (siehe Abbildung 5.1).

⁷engl. normed entries ; in den Abbildungen als "EntriesNormedToBeam" bezeichnet



Abbildung 5.2.: Rechts: Strahlteilchen als Funktion der Spills für den Run 58021. Links: Strahlteilchen als Funktion der Spills für den Run 58092 (beide aus Periode W25, Jahr 2007)

Strahlnormierung im Falle der Histo-Dateien

Erst nach der Produktion stehen die **Histo**-Dateien zur Verfügung, jedoch lässt sich mit den enthaltenen Daten die exaktere Normierung vornehmen. Die Anzahl von Strahlteilchen b_j z.B. Myonen als Funktion der Spillnummer j sind dort in sog. "hnmuperspill"-Histogrammen hinterlegt. Da die Detektorprofile nicht auf Spill-Basis vorliegen, sondern nur je Run, muss an dieser Stelle auf eine genauere Spill-für-Spill Analyse verzichtet werden. Um den Normierungsfaktor zu erhalten wird die Summe über alle aufgezeichneten Strahlteilchen B_i pro Run i gebildet, die Einträge E_i je Detektorebene dividiert durch diese Größe ergeben die normierten Einträge E_i^{norm} .

$$E_i^{norm} = \frac{E_i}{B_i} \tag{5.3}$$

i ist der fortlaufende Zählindex der Runs.

Zusätzlich erlauben die gewonnenen Daten noch Werte wie Maximum und Minimum der Teilchen pro Spill für jeden Run und für alle selektierten Runs zu ermitteln. In Listenform hinterlegte \bar{x}_i und σ_i dieser Verteilungen je Run *i* erlauben eine spätere Weiterverarbeitung der Daten. Zur graphischen Übersicht dienen schließlich Histogramme, welche die Anzahl der Strahlteilchen je Spill b_j für jeden Run zeigen (siehe exemplarisch Abbildung 5.2) oder für alle Runs einer Periode (siehe Abbildung A.19). Die Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch wie durch die Normierung auf die Anzahl der Strahlteilchen der Verlauf der Einträge für den gezeigten Detektor geglättet wird.



Abbildung 5.3.: Beispiel für die Normierung im Falle der **Histo**-Dateien als Datenquelle. Links: Nicht normierte Einträge als Funktion der Runs. Rechts: auf Anzahl Strahlteilchen normierte Einträge.

Strahlnormierung im Falle der COOOL-Dateien

Direkt nach dem Beenden eines Runs stehen die COOOL-Dateien zur Verfügung, um den Schichthabenden und den Detektorverantwortlichen die Möglichkeit zu geben, anhand der Profile und anderer Histogramme (z.B. TDC-Messungen) die Funktion der Detektoren zu überprüfen. Dieser zeitliche Vorteil bringt jedoch mit sich, dass hier kein direkter Zugriff auf die Anzahl von Strahlteilchen pro Spill oder Run möglich ist. Es besteht aber die Option, einen Faktor zu bestimmen, der eng an den Normierungsfaktor (Gleichung 5.3), welcher für die Histo-Dateien berechnet wird, angelehnt ist. Aus den TDC-Signalen der SciFi-Station 2 wird online ein sog. Spill-Profile erstellt. Während der Extraktionsphase des SPS ist die Intensität (Teilchen pro Zeit) nur annähernd konstant. Sie beschreibt einen durch die Art der Extraktion bedingten Verlauf. Das hinterlegte Spill-Profil ist eine Mittelung über die einzelnen Spills des Runs, siehe Abbildung 5.4. Die einfache Integration über das Spill-Profil ergibt somit nur die Anzahl der Strahlteilchen b_i eines durchschnittlichen Spills dieses Runs. Zusätzlich ist aber aus dem Histogramm die Anzahl der Einzelwerte η_i , aus denen das Profil gemittelt wurde bekannt, in der Abbildung 5.4 unter der Bezeichnung "entries" zu finden. Durch Division des Wertes des Integrals über das mittlere Spillprofil durch die Anzahl der Einzelwerte ergibt sich der zugehörige Normfaktor. Anschließend werden die Einträge je Detektorebene mit diesem Faktor normiert, was die normierten Einträge für den Fall der COOOL-Dateien als Datenquelle ergibt:

$$E_i^{norm} = \frac{E_i}{\frac{\bar{b}_i}{\bar{\eta}_i}} \tag{5.4}$$

Ein Beispiel, das die Effektivität dieser Methode zeigt, ist in Abbildung 5.1 zu sehen.



Abbildung 5.4.: Beispiel eines typischen Spill-Profils, gewonnen aus der Mittelung über alle Spills des Runs mit Fehlerbalken (Run 58095 aus Periode W25, Jahr 2007).

5.3. Analyse der statistischen Größen

5.3.1. Detektoren ohne Signal

Zunächst findet eine Überprüfung statt, ob die gerade zu untersuchende Detektorlage für einzelne Runs oder für alle selektierten Runs überhaupt Einträge aufweist, also nicht alle Werte gleich Null sind. Die sog. Off-Detektor-Liste erfasst Detektorebenen und entsprechende Runnummern, deren Mittelwert, Standardabweichung und Einträge für diesen Run gleich Null sind. Zusätzlich werden Kanäle mit besonders geringen Einträgen (weniger als 1 % der durchschnittlichen Anzahl der Einträge aller Runs) hier mit dem Kommentar "schwach" (engl. poor) gekennzeichnet. Tote Detektorebenen, für welche die Mittelwerte, Standardabweichungen und Einträge für alle selektierten Runs gleich Null sind, werden entsprechend im Programm markiert und anschließend mit der nächsten Ebene fortgefahren. Zeigen sich Ausfälle nur bei bestimmten Kanälen (hier als zero channels bezeichnet) und/oder Runs, werden diese in einem späteren Schritt noch erfasst und dokumentiert (siehe Abschnitt 5.5).

5.3.2. Grenzwertmethoden

Um nun die gesuchten Abweichungen in Mittelwert, Standardabweichung, Einträgen und normierten Einträgen zu finden, werden jeweils eine obere und eine untere Grenze an deren Verteilungen angelegt. Werte, die aus diesem Band nach oben oder unten abweichen, sind die gesuchten Unregelmäßigkeiten.

Das Programm bietet zwei unterschiedliche Möglichkeiten, die Grenzwerte zu bestimmen. Ausgangspunkt ist dabei immer der Mittelwert der entsprechenden Verteilung über die selektierten Runs *i*. Als Beispiel soll im Weiteren die Verteilung des Mittelwertes dienen:

$$\bar{X} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^{I} \bar{x}_i = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^{I} \left(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} x_{i,n} \right)$$
(5.5)

I ist die Anzahl der selektierten Runs. Ebenso wird der Mittelwert für die Verteilung der Standardabweichung $\bar{\Sigma}$, der Einträge \bar{E} und der normierten Einträge \bar{E}^{norm} berechnet.

Ratio-Methode: Diese Art der Festlegung des Akzeptanzbandes beruht auf der Idee, Abweichungen abhängig vom Maximum x_i^{max} und Minimum x_i^{min} der Verteilung zu identifizieren. Der Betrag der Differenz zwischen den Extremwerten und dem Mittelwert multipliziert mit einem Ratio-Faktor f_{ratio} aus dem Intervall]0; 1[wird wieder zum Mittelwert addiert oder von diesem subtrahiert. Dies ergibt den oberen und unteren Grenzwert, $\lceil X_{ratio}$ und $\lfloor X_{ratio}$.

$$[X_{ratio} = \bar{X} + f_{ratio}^{max} | (\bar{X} - x_i^{max}) |$$

$$(5.6)$$

Mittels dieses Ratio-Faktors, der separat für oberen und unteren Grenzwert der Verteilungen der Mittelwerte, Standardabweichungen, Einträge und normierte Einträge angepasst werden kann, lassen sich somit auch bei stark um den Mittelwert schwankenden Einzelwerten die relativen Extrema herausfiltern. Ebenso besteht die Möglichkeit, statt des Mittelwertes das Resultat eines Fits mit einer Konstante zu nutzen und dieses mit dem Mittelwert zu vergleichen.

Sigma-Methode: Ausgangspunkt der Sigma Methode ist die Berechnung der Standardabweichung (siehe Gleichung 5.2). Obere und untere Grenzwerte ($\lceil X_{sigma}$ und $\lfloor X_{sigma}$) ergeben sich, indem zum Mittelwert ein Vielfaches der Standardabweichung f_{sigma} hinzugezählt oder abgezogen wird.

$$\Gamma X_{sigma} = \bar{X} + f_{sigma}^{max} \sigma_i \tag{5.8}$$

Auch hier können wieder für die Statistikgrößen die Faktoren für Ober- und Untergrenze frei bestimmt werden.

Die berechneten Werte der $\lceil X$ und $\lfloor X$ werden zur Übersicht in Listen abgelegt. Bevor alle Statisikgrößen hinsichtlich der Grenzwerte überprüft werden, erfolgt noch eine Unterscheidung der Runs nach der Anzahl der Einträge. Durch die vorgezogene Suche nach Werten außerhalb der Akzeptanzbänder für die Einträge werden Runs mit Einträgen unterhalb des Grenzwertes $\lfloor E$, die sog. "Low-Entries-Runs" bestimmt. Grundlage sind hier die echten Einträge, nicht die auf den Strahl normierten Einträge, da weniger Einträge weniger Statistik für Mittelwert und Standardabweichung bedeuten und sich dadurch statistische Schwankungen stärker ausprägen. Abweichungen in den normierten Einträgen können auf stark verrauschte Detektorebenen oder solche mit geringer Effizienz hinweisen. Eine Dokumentation der "Low-Entries-Runs" in Listenform erfolgt zusätzlich. Ist ein Run als Low-Entries-Run identifiziert, gibt das erste Hinweise auf den Grund der wahrscheinlich auftretenden Abweichungen in den Statistikgrößen. Weiterhin lässt sich für beide Fälle unterscheiden, ob

- Mittelwert außerhalb und RMS außerhalb
- Mittelwert außerhalb und RMS innerhalb
- Mittelwert innerhalb und RMS außerhalb
- Mittelwert innerhalb und RMS innerhalb

der gewählten Grenzwerte liegen. Die Abbildung 5.5 zeigt ein vereinfachtes Funktionsschema der Analyse statistischer Größen als Teil des Programms zu Qualitätsprüfung von Detektorprofilen.

Unabhängig von der Wahl der Methode zur Festlegung der Grenzwerte, sollte sich, ausgehend von relativ groß gewählten Faktoren, an ein Optimum herangetastet werden. Nach jeder Verschärfung sollten die graphischen Ausgabedateien überprüft werden, ob die neuen Einstellung noch die normalen statistischen Schwankungen akzeptieren oder bereits als abnormal interpretieren. Die in dieser Arbeit verwendeten Grenzwerte bzw. die darin vorkommenden Faktorn sind als Vorschlag zu betrachten und müssen je nach Situation neu angepasst werden.

5.3.3. Ausgabe

Für die vier Parameter (\bar{x}_i , σ_i , E_i , E_i^{norm}) werden Detektorname, Runnummer, Art der Abweichung (z.B. σ_i zu hoch) und Status der Einträge (z.B. niedrige Einträge) in entsprechende Informationsdateien gespeichert.

Desweiteren werden die Ergebnisse der Analyse der statistischen Daten in jeweils vier ROOT-Histogrammen (siehe Abbildung 5.6) ausgegeben. Das Histogramm links unten enthält den Verlauf der Einträge der jeweiligen Detektorebene, rechts daneben ist das Ergebniss der Strahlnormierung dargestellt. Links oben wird die Verteilung der Mittelwerte und rechts davon die der Standardabweichung über die selektierten Runs aufgetragen. Die horizontale Achse bilden dabei immer die selektierten Runs, jeder Bin entspricht einem Run und ist mit dessen Nummer beschriftet. Weiterhin findet sich in jedem der Histogramme ein blaue horizontale Linie, die den Mittelwert der Verteilung zeigt. Unterhalb und oberhalb der blauen Linie markieren rote Linien das Ergebniss der gewählten Grenzwerte-Methode (oberer/unterer Grenzwert). Werte, die außerhalb dieses Akzeptanzbereiches liegen, markiert das Programm als abnormal.



Abbildung 5.5.: Vereinfachtes Funktionsschema des Programmteils zur Analyse statistischer Größen von Detektorprofilen.



Abbildung 5.6.: Beispiel für die graphische Ausgabe der Analyse von Mittelwert, Standardabweichung (RMS), Einträgen und normierten Einträgen. blaue Linie = Mittelwert; rote Linien = oberer/unterer Grenzwert (hier Ratio-Methode).

5.4. Detailanalyse von Detektorprofilen

Nahe liegend ist der Schritt von der Betrachtung des Mittelwertes, Standardabweichung, und der Einträge, zur detaillierteren Betrachtung der Detektorprofile auf Basis der einzelnen Kanäle überzugehen. Die Treffer in jedem einzelnen Kanal/Bin⁸ wurden bereits aus den Quelldateien gelesen. Die bislang verwendete Methode soll nun nicht mehr nur auf statistische Größen angewendet werden, sondern kann gefolgt von weiteren Analysewerkzeugen auch auf einzelne Kanäle der Detektorebenen bzw. deren Histogramme angewendet werden. Als Speicherform und zur Visualisierung werden hier dreidimensionale ROOT-Histogramme genutzt, bei denen ein Bin der X-Achse einem Run entspricht, während die Y-Achse die Kanäle des betrachteten Detektors zeigt. Die Darstellung der Einträge je Kanal erfolgt farblich oder/und durch die Höhe einer Säule an der entsprechenden Position kodiert, siehe Abbildung 5.7. Aus den dreidimensionalen Histogrammen lassen sich bei Bedarf einzelne Spalten oder Zeilen betrachten, welche einem einzelnen Profil eines Runs oder einem einzelnen Kanal über alle Runs entsprechen, abbilden. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, sog. Projektionen auf die X- oder Y-Achse (Kanäle oder Runs) zu erstellen, welche die Summe über die Einträge entsprechend über alle Runs oder Kanäle zeigen.

5.4.1. Normierung

Die bisher angewandte Normierung auf die Zahl der Strahlteilchen erscheint hier weniger praktikabel, da diese Methode für die kanalweise Überprüfung der Profile nicht ausreichend stabile Resultate liefert. Um Form und Ausprägung der Peaks und anderer charakteristischer Merkmale in den Profilen zwischen den verschiedenen Runs abgleichen zu können, wird für die Detailanalyse die Normierung so gewählt, dass:

$$\sum_{n=1}^{N} x_{i,n}^{norm} \stackrel{!}{=} 1 \tag{5.10}$$

Die $x_{i,n}^{norm}$ sind dabei die normierten Einträge je Kanal n für einen Run i. Dies bedeutet, dass die Summe aller Einträge eines Profils muss gleich eins sind. Die Einträge in den Bins werden hierzu durch die Summe aller Bin-Einträge des Profils dividiert.

$$x_{i,n}^{norm} = \frac{x_{i,n}}{E_i} \tag{5.11}$$

⁸Ein Detektorkanal entspricht in den Histogrammen immer einem Bin.



Abbildung 5.7.: Dreidimensionale Darstellung des Detektorprofils der SciFi-Station 5 X-Ebene über die Runs der Periode W33 in 2007

5.4.2. Kanalweise Sigma-Methode

Unter anderem dient zum Auffinden von Abweichung auch hier wieder die bereits vorgestellte Sigma-Methode. Für jeden Kanal eines Detektorprofils werden Mittelwert und Standardabweichung berechnet. Die Vielfachen der Standardabweichung werden hierfür voher angegeben angegeben, welche für die Berechnung des oberen und unteren Grenzwertes genutzt werden sollen. Es kann dabei auf die Art des Detektors (andere Faktoren für die Grenzen von SciFis als von GEMs) und auf die Unterscheidung nach "Low-Entries-Run" oder normalem Run mit unterschiedlichen Faktoren Rücksicht genommen werden. Standardbelegung ist $\pm 3\sigma$ für Runs mit "normaler" Anzahl von Einträgen und $\pm 5\sigma$ für "Low-Entries-Runs".

Anschließend erfolgt der Abgleich, ob die einzelnen Bin-Werte für die selektierten Runs innerhalb oder außerhalb des $\pm 3\sigma$ -Bandes oder $\pm 5\sigma$ -Bandes liegen oder nicht. Die Abbildung 5.8 zeigt ein vereinfachtes Schema der Detailanalyse als Teil des Programms zu Qualitätsprüfung von Detektorprofilen.

5. Automatische Qualitätsprüfung von Detektorprofilen



Abbildung 5.8.: Vereinfachtes Funktionsschema des Programmteils zur Detailanalyse von Detektorprofilen.
5.4.3. Peaks mit unverhältnismäßigen Werten

Die Methode, nach Bins mit abweichenden Werten mittels Grenzwerten aus Vielfachen der Standardabweichung zu suchen, arbeitet in der Regel zuverlässig, jedoch entziehen sich bestimmte Formen von Verteilungen einer Identifikation als abnormal. Dies ist meist der Fall, wenn aus einer flachen Verteilung bei einem oder wenigen Runs ein überproportional hoher Wert auftritt. Der Mittelwert wird dadurch so deutlich erhöht, dass dieser Peak trotzdem wieder innerhalb des $\pm 3\sigma$ -Bandes liegt und somit nicht erkannt wird. Um solche Peaks mit unverhältnismäßigen Werten (hier als "Special-Peaks" bezeichnet) zu finden, werden drei Kriterien angesetzt.

Zunächst muss nach geprüft werden, ob der Wert des Kanals nicht bereits durch die Sigma-Methode als zu hoch oder zu niedrig erkannt worden ist. Weiterhin muss dieser oberhalb eines Grenzwertes liegen, der analog zu den oben beschriebenen Ratio-Grenzwerten gebildet wird. Der zugehörige Faktor, der dabei benutzt wird, wurde durch Erfahrungswerte festgelegt. Das dritte Kriterium beruht auf einem Vergleich von Kanaleinträgen $x_{i,n}$ mit dem globalen Maximum $x_{i,n}^{max}$ des dreidimensionalen Histogramms, wobei noch der Mittelwert \bar{x}_n des betrachteten Kanals n über die Runs berücksichtigt wird. Es wird gefordert, dass das Produkt aus dem Eintrag für den betrachteten Run mit dem Mittelwert dieses Kanals dividiert durch den Maximalwert $x_{i,n}^{max}$, den diese Detektorebene im Verlauf der Runs Aufweist,größer ist als ein bestimmter Grenzwert S.

$$\frac{x_{i,n}\bar{x}_n}{x_{i,n}^{max}} \stackrel{!}{>} \lceil S \tag{5.12}$$

Durch ein Versuch-und-Irrtum-Verfahren wurde der Wert $\lceil S$ auf 0,2 festgelegt. Identifizierte Special-Single-Peaks werden dokumentiert.

5.4.4. Zusammenfassende Ausgabedateien

Die Zusammenfassung der gewonnenen Informationen erfolgt nach verschiedenen Gesichtspunkten, je nachdem ob man abnormale Runs bzw. Profile oder Kanäle, die ein abnormales Verhalten über mehrere Runs zeigen, identifizieren möchte. Zusätzlich wird eine allgemeine globale Liste mit allen auffälligen Einzeleinträgen $x_{i,n}$ erstellt.

Listen

Listen, die Details über einzelne Detektoren/-ebenen enthalten, sind:

- **Allgemeine-Pixel-Liste:** Alle im Vorfeld durch die Prüfungen mittels Sigma-Methode oder "Special-Peaks"-Methode erkannten abweichenden Kanäle/Bins werden hier mit Detektorbezeichnung, Runnumer, Kanalnummer, Kanalwert, Art der Abweichung und der Information, ob es sich um einen "Low-Entries-Run" handelt, dokumentiert.
- Schlechte-Profil-Liste: Es wird nach Detektorprofilen gesucht, die mehr als eine bestimmte Anzahl von abnormalen Kanälen enthalten. Ein Prozentsatz von 5 – 10 % der Gesamtkanäle als Grenzwert erscheint aufgrund der Redundanz einzelner Detektorebenen als angemessen. Erkennbar ist so, bei welchen Runs Häufungen an Unregelmäßigkeiten aufgetreten sind und welche Detektorebenen wiederholt Abweichungen zeigen. Die Ausgabedatei enthält Detektorbezeichnung, Runnumer und Anzahl der abnormalen Kanäle aufgeschlüsselt nach den verschiedenen Kriterien.
- Schlechte-Kanal-Liste: Vorgegangen wird hier ähnlich wie bei der Schlechte-Kanal-Liste, jedoch nicht auf Basis der Profile, sondern konstanter Kanalnummer über die betrachteten Runs. Ebenfalls wieder mit einer prozentualen Hürde versehen, wird nach Kanälen mit auffällig vielen abnormalen Ergebnissen im Verlauf der Runs gesucht. Rauschende Kanäle oder solche mit stark wechselnder Effizienz können so erkannt werden. Wiederum werden Detektorname, Kanalnummer und Anzahl der Unregelmäßigkeiten ausgegeben.

Graphisch

Die graphische Standardausgabe⁹ besteht für jeden Detektor(-Ebene) aus einem dreidimensionalen Histogramm, in dem die Profile von jedem der selektierten Runs aneinander gereiht werden. Die Werte sind entweder durch eine farblich und durch ihre Höhe kodierte Säule (Lego-Diagramm) oder lediglich durch eine farbliche Abstufung dargestellt. Die vorgenommene Normierung (siehe Gleichung 5.10) der Einträge wird hierbei berücksichtigt. Die "Lego"-Darstellung hat den Nachteil, dass bei den mittigen Strahlprofilen die gegenüberliegende Flanke durch das Maximum verdeckt wird (vgl. Abbildung 5.7), vermitteln aber einen besseren Raumeindruck und stellen kleine Differenzen deutlicher da. Die alleinige Farbkodierung ist durch die Einteilung der Werte in Farbstufen weniger präzise aber besser für eine Übersicht geeignet (vgl. Abbildung 6.9).

⁹separate .ps-Dateien und Histogramme in einer ROOT-Datei

5.5. Cluster-Finder

Bei der Durchsicht der dreidimensionalen Histogramme fällt auf, dass es neben einzelnen abnormalen Einträgen auch ganze Bereiche aus solchen gibt. Diese sog. Cluster können sich über mehrere benachbarte Kanäle und/oder Runs, also über Bereiche auf X- und Y-Achse der Histogramme erstrecken. Unterscheiden werden kann nach toten Kanälen (engl. dead channels) oder verrauschten Kanälen (engl. hot cannels). In den bereits vorgestellten Ausgabedateien sind diese Cluster zwar auch enthalten, jedoch nicht ohne weiteres als solche direkt ablesbar. Getrennt nach toten und verrauschten Kanälen haben der Cluster-Finder und der Zero-Cluster-Finder die Aufgabe, abnormale Einträge entsprechend zusammenzufassen und die Information geordnet auszugeben. Dabei werden die Ergebnisse der vorherigen Tests als Grundlage herangenommen.

5.5.1. Funktionsweise

Zwischen den bislang durch die Selektion nach Über-/Unterschreiten des $\pm 3\sigma$ -Bandes, des $\pm 5\sigma$ -Bandes und den Special-Peaks auffälligen Kanälen wird beim Cluster-Finder keine Unterscheidung mehr getroffen. Diese werden einheitlich als abnormal markiert. Für den Zero-Cluster-Finder reicht es aus, Kanäle mit dem Eintrag Null zu kennzeichnen. Das Vorgehen gliedert sich dann in zwei Abschnitte:

Zunächst wird in einem Rechteck, bestehend aus drei Detektorkanälen in der Raumrichtung und drei Runs in der Zeitrichtung gesucht, ob mehr als zwei von neun Pixeln mit abnormalem bzw. mit Null als Wert vorliegen. Alle Grenzwerte können je nach Situation angepasst werden. Als Startwerte zur Initiierung eines Clusters dienen die ersten drei Kanäle und die ersten drei Runs des jeweiligen Detektor-Histogramms. Ist die Bedingung erfüllt, werden die identifizierten Pixel als Mitglieder eines Clusters gekennzeichnet (engl. cluster member), wobei der mit der kleinsten Kanalnummer als Beginn des Clusters geführt wird. Durch die Kennzeichnung der Pixel als Mitglieder eines Clusters, können diese nicht mehr Mitglied eines anderen Clusters werden. Zusätzlich erhält jeder Cluster eine Clusternummer zur eindeutigen Identifikation. Ein Schema, welches die Funktionsweise der Custer-Finder zeigt, ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

Da Cluster aus heißen Kanälen sowie toten Kanälen im Allgemeinen unterschiedliche Ausdehnungen haben, muss der (Zero-)Cluster-Finder im zweiten Schritt dynamisch die Umgebung, welche aus den benachbarten Kanäle und nachfolgenden Runs besteht, nach weiteren abnormalen Pixeln absuchen. In Schritten wird der ursprünglich 3×3 ausgedehnte Bereich um jeweils einen Detektorkanal und einen Run erweitert und in den hinzugekommen Pixeln nach abnormalen Einträgen gesucht. Identifizierte Abweichungen werden ebenfalls als Cluster Mitglied gekennzeichnet und dem Beginn des Cluster und der Cluster-Nummer zugeordnet. Um Cluster räumlich und zeitlich



Abbildung 5.9.: Schema zu den Cluster-Findern. Ein Bereich aus 3×3 (gelbe Umrandung) mit mehr als 2 abnormalen Pixeln dient zur Initiierung. Dieser wird anschließend kontinuierlich erweitert (rote und orange Umrandung), solange weitere abnormale Pixel/Pixel mit Null als Wert hinzukommen. Ist dies nicht der Fall (hier ab Run/Kanal m) bricht die Routine ab, und schließt das Cluster (bis Run/Kanal m - 1) ab.

eingrenzen zu können, besitzt die Routine ein Abbruchkriterium. Erhöht sich die Summe, der in einem Cluster zusammengefassten Pixel nach einem Erweiterungsschritt nicht, bricht die Routine an dieser Stelle ab. Der Cluster ist damit fertig bestimmt. Ausgehend vom nächsten Pixel mit niedrigster Kanal- und Runnummer, welcher zwar als abnormal gekennzeichnet ist, aber noch nicht Mitglied eines Clusters ist, beginnt der beschriebene Ablauf von Neuem. Die Summe von abnormalen Pixeln je Histogramm, die einem Clustern zugeordnet werden konnten und die Summe von Pixeln ohne eine solche Zuordnung, geben Hinweise darauf, ob sich abnormal verhaltende Kanäle in bestimmten Bereichen häufen oder ob es sich um zufällige, d.h. statistisch verteilte Unregelmäßigkeiten, handelt.

5.5.2. Ausgabe

Liste

Die Textausgabe der Resultate erfolgt geordnet nach den Cluster-Nummern. Jeder Pixel, der Mitglied eines Clusters ist wird mit der Nummer seines Clusters, dem Cluster-Beginn und den Grunddaten (Detektorname, Kanal- und Runnummer) aufgeführt. Pixel, welche der Beginn eines Clusters sind, werden noch mit Information über die Anzahl der Cluster-Mitglieder versehen.

Graphisch

In der graphischen Darstellung der Histogramme lassen sich die Cluster aus abnormalen oder Null-Werten herausheben, indem diese mit einem Faktor skaliert oder durch eine Konstante ersetzt werden. Zu diesem Zweck sind entsprechende Optionen im Programm hinterlegt. Ein Beispiel für die Resultate des Zero-Cluster-Finders wird im Abschnitt 6.3.1 besprochen. Die Abbildung 5.10 zeigt ein Beispiel eines Hisogramms zur Darstellung der Resultate des Cluster-Finders.



Abbildung 5.10.: Beispiel für Cluster aus Kanälen/Pixeln mit abnormalen Werten (rot), zur besseren Darstellung auf den Wert 0,5 gesetzt (Periode W25, Jahr 2007).

5.5.3. Verwendung der Informationen

Einzelne ausgefallene, verrauschte oder aus anderen Gründen nicht verlässliche Kanäle haben wenig Einfluss auf die Resultate der Produktion, also der Rekonstruktion von Teilchenbahnen, -impulsen, -massen und der physikalischen Ereignisse. Fallen jedoch ganze Bereiche (engl. cluster) an Kanälen über mehrere Runs aus und ist für diese keine oder zu wenig Redundanz vorhanden, kann dies zu Abweichungen in den physikalischen Resultaten führen oder die betroffenen Runs unbrauchbar machen. Daher ist es wichtig, solche großflächigen (auf der Ebene der Kanäle und der Ebene der Runs) Ausfälle frühzeitig zu identifizieren.

5.6. Globale Listen

Um abschließend Aussagen über die Qualität der Daten des COMPASS-Spektrometers machen zu können, wird ein komprimierter Überblick über alle Einzeldetektoren benötigt. In der globalen Analyse werden Run für Run die Informationen aus den nacheinander stattfindenden Analysen der Detektorebenen in der Globale-Run-Liste zusammengefasst, sodass für jeden der selektierten Runs die Anzahl von Detektorebenen, welche

- 1. Einträge außerhalb der Grenzwerte ("Low-Entries-Run")
- 2. Mittelwert, Standardabweichung und Einträge außerhalb der Grenzwerte
- 3. Mittelwert und Einträge außerhalb der Grenzwerte
- 4. Standardabweichung und Einträge außerhalb der Grenzwerte
- 5. Mittelwert und Standardabweichung außerhalb der Grenzwerte
- 6. Mittelwert außerhalb der Grenzwerte
- 7. Standardabweichung außerhalb der Grenzwerte
- 8. Mittelwert, Standardabweichung und Einträge innerhalb der Grenzwerte (zur Kontrolle)

bei der Analyse gezeigt haben, zusammengefasst dokumentiert werden. In ausführlicher Form, d.h. mit der Angabe der einzelnen Detektorbezeichnungen werden diese Informationen bei gleicher Zusammenstellung der Ergebnisse in einer weiteren Liste abgelegt.

5.7. Ausblick

Das vollständige Programm soll in Abständen von mindestens einer Woche die **COOOL**-Dateien der aufgenommenen Runs analysieren und so frühzeitig die möglicherweise auftretenden Probleme erkennen lassen und dokumentieren. Dies ist vorallem im Hinblick auf die Analyse sensibler Effekte¹⁰ von großer Bedeutung. Für die spätere Produktion ist, eine sog. "Good-Run-Liste" zu erstellen, in der die Ergebnisse einfließen sollen. Natürlich existieren noch weitere Kriterien, siehe dazu [B⁺09a]. Um die Verlässlichkeit der Resultate zu steigern soll das Programm um eine Verknüpfung zu ausgewählten physikalischen Oberservablen erweitert werden, sodass direkt nach Auswirkungen der festgestellten Abweichungen gesucht werden kann.

Nachdem in der Strahlzeit 2009 wiederholt Probleme mit einzelnen Detektorebenen auftraten, da z.B. deren Stromversorgung den hohen Temperaturen in der Halle des Experiments nicht gewachsen waren und diese abgeschaltet werden mussten, kam die Idee auf, mit einem Programm automatisch nach solchen Ausfällen in den Daten zu suchen. Siehe hierzu Beispiel 6.10. Daher wurde neben dem vorgestellten Programm zur automatische Qualitätsprüfung von Detektorprofilen auch eine daraufhin angepasste Version erstellt, die ausschließlich die Funktionen enthält, welche sich mit Nullwerten der Einträge befassen, also Zero-Cluster-Finder, Off-Detector-List, etc. Eine von diesem Programm erzeugte Datei mit den Informationen über vollständig oder teilweise aufgefallene Detektorebenen auf Basis der Runnummern sollte die von der Schicht im Logbuch getätigten Aufzeichnungen in Zukunft ergänzen. Geplant ist nach jedem abgeschlossenen Run die **COOOL**-Datei des Runs online zu analysieren, um im Vorfeld der Produktion verlässliche Informationen über Ausfälle, besonders bei nicht-redundanten Detektorebenen zu haben.

¹⁰z.B. Sivers-Effekt bei transversaler Targetpolarisation

Die Fälschung unterscheidet sich vom Original dadurch, dass sie echter aussieht.

(Ernst Bloch)

6. Qualitätsprüfung der Daten aus dem Jahr 2007

Im Jahr 2007 wurden am COMPASS-Experiment Daten an einem polarisierten Protonentarget aus Ammoniak (NH₃) genommen. Die gesamte Messzeit wurde auf transversale und longitudinale Targetpolarisation aufgeteilt, abwechselnd in je zwei Zeiträumen. Begonnen wurde mit transversal polarisiertem Target, gefolgt vom longitudinalen Modus, was sich entsprechend wiederholte. Die Aufteilung erfolgt in Messperioden von ca. 6 Tagen. Die Tabelle 6.1 zeigt die Ausrichtung der Polarisation des Targets für die Perioden W25 bis W45 des Jahres 2007.

Periode	Targetpolarisationsrichtung	Periode	Targetpolarisationsrichtung
W25	transversal	W36	longitudinal
W26	transversal	W37	longitudinal
W27	transversal	W38	longitudinal
W28	transversal	W39	transversal
W30	transversal	W40	transversal
W31	transversal	W41	transversal
W32	longitudinal	W42	transversal
W33	longitudinal	W43	transversal
W34	longitudinal	W44	longitudinal
W35	longitudinal	W45	longitudinal

Tabelle 6.1.: Perioden und die dazugehörige Targetpolarisationsrichtung 2007

Die Produktion dieser Daten ist bereits erfolgt und deren Auswertung dauert an (siehe dazu Abschnitt 3.5.2). Die Entwicklung des vorliegenden Programms erfolgte daher im Hinblick auf die kommende Transversity-Messperiode im Jahr 2010 und sollte anhand der Daten von 2007 getestet werden. Im Folgenden wird das Ergebniss der globalen Analyse dieser Daten vorgestellt, diskutiert und anschließend mit Beispielen aus der Vielzahl von Daten der einzelnen Detektorebenen ergänzt.

6.1. Globale Analyse 2007

Als Datenquelle für die Analyse kamen mit dem Ausblick auf die Verwendung des Programms im Jahr 2010 die COOOL-Dateien aus dem Jahr 2007 für alle Perioden (tranversale und longitudinale Targetpolarisation) zum Einsatz. Wie oben beschrieben sind weitere grundsätzliche Einstellungen im Vorfeld zu treffen. Die Frage, welche der zur Verfügung stehenden Methoden zur Berechnung der Grenzwerte genutzt werden sollte, wurde zugunsten der Ratio-Methode entschieden. Da diese im Vergleich zur Sigma-Methode meist verlässlicher die relevanten Abweichungen von den im normalen Bereich liegenden Schwankungen abtrennt. Im ersten Schritt der Analyse wurde die Methode zur Normalisierung der Kanaleinträge auf die Anzahl der Strahlteilchen durchgeführt, ebenso wie die Normierung der Detektorprofile in der Detailanalyse (siehe Gleichung 5.10). Stichprobenartige Vergleiche zwischen der Analyse auf Basis der COOOL-Dateien und auf Basis der Histo-Dateien zeigten erwartungsgemäß keine Abweichungen. Aufgrund von Softwareproblemen der DAQ kann es dazu kommen, dass nicht für jeden Run eine vollständige COOOL-Datei vorhanden ist. Das Programm erkennt dies zwar, jedoch müssen solche Runs aus der Analyse heraugenommen werden.

In die globale Analyse fließen die, aus den Analysen der einzelnen Detektorebenen gewonnen Informationen in Form der Daten ein, welche in der sog. Globalen-Run-Liste über alle Ebenen für jeden Run zusammengefasst wurden. Als Kennzeichnung für Runs, die entsprechende Auffälligkeiten zeigen, werden zwei Arten von Qualitätsmarkern eingeführt, siehe Tabelle 6.4.

Typ-1-Run: gelb	Typ-2-Run: rot
Run mit niedrigen Einträgen	kein Run mit niedrigen Einträgen
Mittelwert	Mittelwert
oder	oder
Standardabweichung	Standardabweichung liegen außerhalb der Grenzwert für mehr als 10 %
oder	oder
Mittelwert und Standardabweichung	Mittelwert und Standardabweichung
liegen außerhalb der Grenzwerte	liegen außerhalb der Grenzwerte
für mehr als 15 %	für mehr als 10 Detektorebenen
aller Detektoren	aller Detektoren

Tabelle 6.2.: Bedeutung der Qualitätsmarker zur Kennzeichnung auffälliger Runs.

Insgesamt wurden so 2411 Runs aus dem Jahr 2007 ausgewertet, von denen 129 Runs die Kennzeichnung vom Typ 1 (**gelb**) und 152 Runs die Kennzeichnung vom Typ 2 (**rot**) erhalten haben. Die Tabelle 6.3 zeigt, wie sich die Resultate auf die verschiedenen Targetpolarisationsrichtungen verteilen.

Modus Runs gesamt	%-Anteil Typ 1 (gelb) %-Anteil Typ 2 (rot)	Anzahl Runs Typ 1 (gelb) Anzahl Runs Typ 2 (rot)
Gesamt	5,4 % gelb	129
2411	6,3 % rot	152
transversal	4,6 % gelb	60
1317	2,6 % rot	34
longitudinal	6,3 % gelb	69
1094	10,8 % rot	118

 Tabelle 6.3.: Markierte Runs aufgeteilt nach transversaler und longitudinaler Targetpolarisation.

Der Grund für die deutlich erhöhte Anzahl von Typ-2-Runs bei longitudinaler Targetpolarisation hängt zusammen mit der Umpolung derselbigen, siehe Abschnitt 6.2.6. Die **gelb** markierten Typ-1-Runs sind weniger kritisch zu sehen, da aufgrund der geringen Anzahl von Einträgen in den Detektorebenen, also der geringeren Statistik, sich leichter Abweichungen im Mittelwert und Standardabweichung zeigen. Aufgrund dessen wurde auch eine höhere Schwelle von 15 % aller Detektorebenen gewählt, welche überschritten werden muss, damit der entsprechende Run als gelb markiert wird.

Einen eindeutigeren Hinweis auf Probleme im Detektorbereich liefert die Kennzeichnung Typ 2 (**rot**). Hier gelten auch entsprechend enger gesetzte Grenzwerte. Liegen Mittelwert oder Standardabweichung außerhalb des Akzeptanzbereichs für mehr als 10 % der Detektorebenen oder beide für mehr als **10 Ebenen** wird der Run als Typ 2 (**rot**) markiert.

Die Tabelle 6.4 enthält die Summen der Runs mit gelbem und rotem Qualitätsmarker aufgeschlüsselt nach den Perioden, die Erweiterung dieser Auflistung mit den Nummern der Runs befindet sich im Anhang A.3.

Da im derzeitigen Stadium der Analyse der 2007 aufgezeichneten Daten diese Ergebnisse nicht mehr in die Selektion der Runs mit einfließen können, wird auf eine vollständige Besprechung aller als abnormal aufgefallenen Detektorprofile verzichtet¹. Jedoch soll anhand einiger ausgewählter Beispiele die Effektivität des vorgestellten Programms gezeigt werden.

¹Dies würde auch den Umfang dieser Arbeit übersteigen.

6.	Qualitäts	prüfung	der	Daten	aus	dem	Jahr	2007
----	-----------	---------	-----	-------	-----	-----	------	------

Periode Runs	%-Anteil Typ 1 (gelb) %-Anteil Typ 2 (rot)	Anzahl Runs Typ 1 (gelb) Anzahl Runs Typ 2 (rot)
W25	2.5 % gelb	4
163	0,6 % rot	1
W26	6,3 % gelb	6
95	6,3 % rot	6
W27	3,8 % gelb	8
207	0,0 % rot	0
W28	4,4 % gelb	7
159	0,0 % rot	0
W30	6,6 % gelb	6
91	1,1 % rot	1
W31	5,1 % gelb	7
136	0,0 % rot	0
W32	8,0 % gelb	13
162	3,1 % rot	5
W33	6,9 % gelb	8
115	6,1 % rot	7
W34	8,3 % gelb	4
48	43,7 % rot	21
W35	10,6 % gelb	15
142	26,7 % rot	38
W36	3,3 % gelb	6
183	0,5 % rot	1
W37	6,9 % gelb	10
145	10,3 % rot	15
W38	4,3 % gelb	4
94	30,9 % rot	29
W39	4,9 % gelb	7
141	6,4 % rot	9
W40	4,5 % gelb	2
44	2,3% rot	1
W41	3,9 % gelb	4
102	0,0 % rot	0
VV42	4,4 % gelb	6
133	0,0% rot	0
VV43	6,8 % gelb	3 16
111 TATAA	30,4 % fUl	2
VV44 174	1,7 % gelb	3
1/4 M/4E	1,1 % rot 10,4 % ~~1h	<u> </u>
VV43 21	19,4 % geib	0
31	U,U % rOt	U

Tabelle 6.4.: Ergebnisse der globalen Analyse mit Qualitätsmarkern.

6.2. Auszüge aus der Detailanalyse 2007

Aufgeteilt nach ihrer Charakteristik werden in diesem Abschnitt Beispiele für abnormales Verhalten von Detektoren wie defekte oder verrauschte Kanäle und Änderungen der Profilform anhand graphischer und textbasierter Ausgaben gegeben.

6.2.1. Dauerhaft defekter Kanal

Der Defekt eines einzelnen Kanals einer Detektorebene, ist aufgrund der vorhandenen Redundanzen mit anderen Ebenen des selben Detektortyps weniger von Bedeutung. Aufgrund der hohen Zahl an Kanälen des gesamten COMPASS-Experiments sind einzelne Ausfälle unvermeidlich. Ein Beispiel für einen toten Kanal zeigt die Abbildung 6.1 eine Ebene der Driftkammern (DC).



Abbildung 6.1.: Detektorprofil der Driftkammer DC01U1 in der Periode W26 zeigt einen ausgefallenen Kanal (weißer, horizontaler Streifen)

Innerhalb der Auswertung der Statistikdaten (Einträge, Mittelwert und Standardabweichung) fällt dieser Defekt aufgrund seiner Konstanz nicht auf. In der Ausgabedatei des Zero-Cluster-Finders ist dieser jedoch dokumentiert. Es handelt sich um den Kanal 86, siehe Auszug aus der Ausgabedatei:

detectorchannelrunnumberclusterbegin[n][i]contentDC01U1___8659963[86][0]96

Dieser Zero-Cluster beginnt demnach bei Run 0 und hat 96 Pixel Inhalt. Solche Defekte sind den Detektorspezialisten meist bekannt und werden bei nächster Gelegenheit repariert.

6.2.2. Temporär defekter Kanal

Neben einem dauerhaft ausgefallenen Kanal kann es auch zu temporären Ausfällen einzelner Kanäle kommen. Wie in Abbildung 6.2 ein Kanal der BMS, der während der Periode W28 für einige Runs komplett ausgefallen ist. Ab einem gewissen Zeitpunkt liefert er wieder Signale, dies aber nicht mehr mit der gleichen Rate wie vor dem Ausfall, was die dunklere Farbe des nachfolgenden Streifens erkennen läßt.



Abbildung 6.2.: Detektorprofil der BMS in der Periode W26 zeigt einen temporär ausgefallenen Kanal (weißer, horizontaler Streifen).

Aus der Zero-Cluster-List geht hervor, dass es sich um den Kanal 38 handelt, der über 52 Runs zwischen Nummer 59232 und 59331 ausfällt. Im COMPASS-Logbuch sind unter den betroffenen Runs lediglich der Absturz der DAQ und Ausleseprobleme der BMS beschrieben. Dies scheint aber nicht im Bezug zum temporären Ausfall des Kanals zu stehen. Vielmehr handelt es sich bei diesem Beispiel um einen defekten Photomultiplier² der anschließend durch den Detektorverantwortlichen ausgetauscht wurde.

6.2.3. Verrauschter Kanal

Neben defekten Kanälen können auch verrauschte Kanäle ein Problem darstellen, da bei zu hohem Rauschen keine Unterscheidung zwischen Rauschen und durch Teilchendurchgänge ausgelösten Signalen mehr erfolgen kann. Im Extremfall rauscht der Detektorkanal so stark, dass er sich im Bereich der Sättigung befindet und überhaupt nicht mehr auf Teilchen ansprechen kann. Die Abbildung 6.3 zeigt ein Beispiel einer Detektorebene mit einem verrauschten Kanal. Es handelt sich dabei um den Kanal 58. Durch die Methode zum Auffinden von unverhältnismäßigen Werten wurde der in der Abbildung rot dargestellte Pixel als "Special-Peak" identifiziert (siehe Abschnitt 5.4.3).

detector (channel:run) Wert Kriterium DC01U1___ (58:60022) 0.732394 Special-Single-Peak

Ansonsten bleibt dieser Kanal aber unauffällig, da die σ -Grenzwerte bedingt durch das Rauschen entsprechend weit auseinander liegen. Somit bieten nur die graphische Darstellung und Special-Peak-Methode Informationen zum abnormalen Verhalten des Kanals.

²In der BMS kommen 1-Kanal-PMTs zum Einsatz



Abbildung 6.3.: Detektorprofil der Myon-Wall 1 in der Periode W30 zeigt einen verrauschten Kanal (bunter, horizontaler Streifen).

6.2.4. Teilausfall einer Detektorebene (mehrere Kanäle)

Im Abschnitt über die Cluster-Finder wurde bereits auf die Notwendigkeit hingewiesen, großflächige Ausfälle von Kanälen identifizieren zu können. In aller Regel zeigen sich die Auswirkungen solcher Ereignisse deutlich in den statistischen Größen und in der Detailanalyse ab. Die Folgenden zwei Beispiele zeigen dies in unterschiedlicher Ausprägung.

Beispiel 1

Der erste Fall, siehe Abbildung 6.4, zeigt den Ausfall mehrerer benachbarter Kanäle der Driftkammer-Station 4, Ebene U (weißes Areal). Nach etwa 50 Runs und einem kurzen Aufflackern in der Mitte (Runs 21 bis 23) scheint sich die Funktion der Kanäle wieder zu normalisieren. Im entsprechenden Verlauf des Mittelwertes ist deutlich eine Stufe zu erkennen, ab der die Kanäle wieder normal arbeiten, ebenso wie das zwischenzeitliche Aufflackern.



Abbildung 6.4.: Links: Detektorprofil der Driftkammer 4, Ebene U in der Periode W26 zeigt den Ausfall eines ganzen Bereichs von Kanälen über mehrere Runs. Rechts: Entsprechendes Mittelwert-Histogramm für die Station DC04U1.

Im Logbuch sind keine Hinweise auf den Grund oder die Behebung des Ausfalls zu finden.

Beispiel 2

Einen noch größeren Defekt, gemessen in der Anzahl der Kanäle, ist in der Abbildung 6.5 zu sehen. Wieder handelt es sich um die Driftkammer Station 4, in diesem Fall die Ebene V, bei der ein Bereich von mehr als 50 Kanälen keine Signale mehr liefert.



Abbildung 6.5.: Linke Seite: Detektorprofil der Driftkammer 4, Ebene U in der Periode W26 zeigt den großflächigen Ausfall eines ganzen Bereichs von Kanälen über mehrere Runs. Rechte Seite: Entsprechendes Mittelwert-Histogramm für DC04V1.

Die Stufe im Histogramm der Mittelwerte (Abbildung 6.5 rechte Seite) fällt hier noch deutlicher als im vorhergehenden Fall aus, ein entsprechend großer Cluster auf Nullwerten wurde ebenfalls durch das Programm dokumentiert. Das COMPASS-Logbuch verzeichnet nur einen generellen Hinweis über Probleme mit den Driftkammern.

6.2.5. Versatz

Ein Versatz zwischen den Detektorprofilen aufeinanderfolgender Runs kann aus verschiedensten Gründen auftreten. Dazu kann zunächst einmal die Änderung der Position einer Detektorebene gehören. Aber auch Änderungen der Schwellenwerte der Diskriminatoren oder Probleme mit der Ausleseelektronik können ähnlich gravierende Variationen in der Form der Profile hervorrufen. Als Beispiel dient hier die Variation der GEM-1-Station, Ebene U für die Periode W26, siehe Abbildung 6.6 oben. Nach den ersten vier Runs ändert sich das Profil drastisch, das Maximum verschiebt sich und nimmt an Breite ab.



Abbildung 6.6.: Oben: Detektorprofil der GEM 1, Ebene U in der Periode W26 einen Versatz innerhalb des Detektorprofils. Unten: Entsprechendes Mittelwert-Histogramm für GEM-Station GM01U1.

Auch die Mittelwert-Verteilung für diese Periode zeigt den Umschlag deutlich an (siehe Abbildung 6.6 unten). Die Runs um den Änderungszeitpunkt im Logbuch wurden mit dem Kommentar "No error in detectors" durch die Schicht gekennzeichnet. Diese Auffälligkeit zeigt der Cluster-Finder als Cluster von abnormalen Pixeln für die ersten vier Runs an.

6.2.6. Targetpolarisation

Wie angesprochen kann bei longitudinale Polarisationsrichtung (parallel bzw. antiparallel zur Strahlrichtung) des Targets ein Häufung von Typ-2-Runs (**rot**) beobachtet werden, siehe dazu Tabelle 6.3. Veränderungen in den Profilen einiger Detektoren in Targetnähe lösen dies aus. Betrachtet man z.B. das Profil der Station DC01Y1 in der Periode W33, so würde dessen Entwicklung und sprunghaftes Verhalten darauf hin deuten, dass bei jedem Umpolvorgang des Targets der Strahl nach oben bzw. unten hin abgelenkt wird (siehe Abbildung 6.7 oben). Dies führt bei der vorangegangenen Auswertung der statistischen Daten (vgl. Abbildung 6.7 unten) dazu, dass entsprechende Runs aufgrund der hohen Abweichung vom gebildeten Mittelwert als abnormal markiert werden. Entlang der X-Ebene sind für Detektoren des gleichen Typs keine vergleichbaren Änderungen zu erkennen (vgl. Abbildung 6.8). Da das Magnetfeld des Targets parallel bzw. anti-parallel zur Strahlrichtung verläuft scheidet eine Ablenkung des Strahls aufgrund der Lorentzkraft aus. Es muss sich um einen intrinsischen Effekt des Detektors handeln, was auch durch den gleichbleibenden Profilverlauf der benachbarten SciFi-Station FI04Y bestätigt wird (siehe Abbildung 6.9).



Abbildung 6.7.: Oben: Detektorprofil der DC01Y1 in der Periode W33 (longitudinal) zeigt Sprünge bei Umpolung des Targets. Unten: Übersicht der statistischen Auswertung der Detektorebene DC01Y1 (Periode W33, Jahr 2007).



Abbildung 6.8.: Oben: Detektorprofil der DC00X1 in der Periode W33 (longitudinaler Modus) zeigt keine Sprünge bei Umpolung des Targets. Unten: Detektorprofil der DC01X2 in der Periode W33 zeigt ebenfalls keine Veränderungen des Profils bei Umpolung des Targets.



Abbildung 6.9.: Oben: Detektorprofil der Y-Ebene der SciFi-Station FI04 in der Periode W33 (longitudinaler Modus) zeigt keine Sprünge bei Umpolung des Targets.

6.3. Zusätzliche Analysen der Daten aus dem Jahr 2009

6.3.1. Abgeschaltete Detektorebenen

Im Abschnitt 5.7 wird die Abschaltung einiger Detektorebenen im Jahr 2009 beschrieben. Es handelte sich hierbei um die GEM Stationen 3 und 4, was in diesem Fall auch im Logbuch ab Run 78160 festgehalten wurde ("Run without S-link 737 (GEM3 and GEM4)"). Die Abbildung 6.10 zeigt das entsprechende Histogramm der Profile. Die Runs für die diese Detektorebene inaktiv war sind als weiße Fläche, ab dem Run mit der laufenden Nummer 44, dargestellt.



Abbildung 6.10.: Ergebnis des Zero-Cluster-Finders für die GEM-Ebene GM03V1, abgeschaltet ab Run 78160.

Dieses Ereignis wird ebenso in der "Zero-Cluster-List" wie auch in der Schlechte-Profil-Liste als inaktive Detektorebene ("ZeroPlane") dokumentiert:

detector	run	number	channels out of	comment
name	number	3 sigma	5 sigma	
GM03V1	78160	768	768	ZeroPlane

6.3.2. Beam-Counter

Im Kapitel 4 wurde ein neuer Detektor aus szintillierenden Fasern vorgestellt und bereits erste Analysen der gewonnenen Daten gezeigt. Es liegt nahe, das Programm zur Qualitätsprüfung auch auf die Daten der Ebenen (hier X und Y) dieses Detektors anzuwenden. Dieser wurde vollständig in die COMPASS-DAQ integriert, somit enthalten die COOOL-Dateien, die für die Runs der DVCS-Strahlzeit 2009 aufgezeichnet wurden, auch die Histogramme des Beam-Counters. Es handelt sich um insgesamt 138 Runs, die zwischen den Nummern 79542 bis 79944 liegen. Runs mit unvollständigen COOOL-Dateien oder nach nur wenigen Spills abgebrochene Runs wurden nicht berücksichtigt. Die Abbildung 6.11 zeigt die Profile der X- bzw. Y-Ebene als Funktion der Runs, die Normierung gemäß der Formel 5.10 wurde hier angewandt und die Anzahl der Einträge ist farblich kodiert. Der defekte Kanal mit der Nummer 63 der Y-Ebene ist als weißer Streifen zu erkennen, vollständig erfasst als Zero-Cluster. Ebenso zeichnen sich in beiden Ebenen Unregelmäßigkeiten zwischen dem 50. und 60. Run ab. Weitere Hinweise dazu liefern die Auswertungen der statistischen Größen der Profile (siehe Abbildungen 6.12 und 6.13). Die Ursache für die Veränderung der Profile scheint im Strahl zu liegen. X- und Y-Ebene verzeichnen ab dem gleichen Run einen Abfall der normieren Einträge (vgl. Histogramme rechts unten in den Abbildungen 6.12 zwischen den Runs 79773 bis 79789). Zusätzlich zeigt die Y-Ebene einen Verschiebung im Mittelwert der Verteilung der Einträge von mehr als einem Kanal. Das COMPAS-Logbuch verzeichnet für diese Runs Einträge wie "low beam intensity" und "unstable beam". Dieses Beispiel zeigt, wie gut die Normalisierung auf die Anzahl der Strahlteilchen im Falle der COOOL-Dateien arbeitet.



Abbildung 6.11.: Oben: Profil der X-Ebene des Beam-Counters im Verlauf der Runs. Unten: Detektorprofil der Y-Ebene des Beam-Counters im Verlauf der Runs.

Die Histogramme in der Abbildung 6.13 unterscheiden sich denjenigen in der Abbildung 6.12 insofern, dass hier Sigma-Grenzwerte (magentafarbene Linien) statt Ratio-Grenzwerte (rote Linien) genutzt werden. Der Faktor des Grenzwertes wurde mit $\pm 1\sigma$ sehr eng gewählt. Für die Detailanalyse wurden die Grenzwerte wie oben beschrieben bei $\pm 3\sigma$ bei normalen Runs und $\pm 5\sigma$ bei Runs mit wenig Einträgen belassen. Weitere Auffälligkeiten zeigen sich in mehreren der tabellarischen Ausgaben wie Cluster-Finder und Allgemeine-Pixel-Liste der Analyse für die Kanäle 41 bis 44 der X-Ebene. Diese schwanken im Vergleich zu anderen Kanälen verstärkt, was wahrscheinlich auf zu niedrig eingestellte Schwellen zurückzuführen ist.

Ansonsten zeigt sich der Beam-Counter stabil in seinem Verhalten.



Abbildung 6.12.: Oben: Statistische Auswertung des Beam-Counters X-Ebene mit Ratio-Grenzwerten. Unten: Statistische Auswertung des Beam-Counters Y-Ebene mit Ratio-Grenzwerten.



Abbildung 6.13.: Oben: Statistische Auswertung des Beam-Counters X-Ebene mit Sigma-Grenzwerten. Unten: Statistische Auswertung des Beam-Counters Y-Ebene mit Sigma-Grenzwerten.

6. Qualitätsprüfung der Daten aus dem Jahr 2007

A. Anhang

A.1. Abbildungen



Abbildung A.1.: *x*_{*bjork*}-Verteilung (rechte Seite) und *y*-Verteilung (linke Seite) für COM-PASS 2007 Transversity-Daten.



Abbildung A.2.: Q^2 -Verteilung (rechte Seite) und W^2 -Verteilung (linke Seite) für COM-PASS 2007 Transversity-Daten.



Abbildung A.3.: Technische Zeichnung des Grundrahmens der Beam-Counter-Halterung.



Abbildung A.4.: Technische Zeichnung der gesamten Rahmenhalterung für den Beam-Counter.



Abbildung A.5.: Technische Zeichnung des Gehäuses für den Beam-Counter.



Abbildung A.6.: Linke Seite: TDC-Histogramme der Kanäle der X-Ebene von SciFi-Station 1. Rechte Seite: Gesamt-TDC-Histogramm.



Abbildung A.7.: Linke Seite: TDC-Histogramme der Kanäle der Y-Ebene von SciFi-Station 1. Rechte Seite: Gesamt-TDC-Histogramm.



Abbildung A.8.: Linke Seite: TDC-Histogramme der Kanäle der X-Ebene von SciFi-Station 2. Rechte Seite: Gesamt-TDC-Histogramm.



Abbildung A.9.: Linke Seite: TDC-Histogramme der Kanäle der Y-Ebene von SciFi-Station 2. Rechte Seite: Gesamt-TDC-Histogramm.


Abbildung A.10.: Strahlprofil aus korrelierten Ereignissen in X- und Y- Lage der FI01.



Abbildung A.11.: Linke Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die X-Ebene. Rechte Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die Y-Ebene.



Abbildung A.12.: Strahlprofil aus korrelierten Ereignissen in X- und Y- Lage der FI02.



Abbildung A.13.: Linke Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die X-Ebene. Rechte Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die Y-Ebene.



Abbildung A.14.: Strahlprofil aus korrelierten Ereignissen in X- und Y- Lage der FI01 mit t₀-Kalibration.



Abbildung A.15.: Linke Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die X-Ebene. Rechte Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die Y-Ebene.



Abbildung A.16.: Strahlprofil aus korrelierten Ereignissen in X- und Y- Lage der FI02 mit t₀-Kalibration.



Abbildung A.17.: Linke Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die X-Ebene. Rechte Seite: Projektion der oben gezeigten Ereignisse in die Y-Ebene.



Abbildung A.18.: Herstellerangabe Quanteneffizienz als Funktion der Wellenlänge für den normalen PMT H6568 (grau), mit Super-Kathode H6568-100 (blau) und mit Ultra-Kathode H6568-200 (rot). Entnommen aus [Ham09].



Abbildung A.19.: Beispiel für eine Wochenübersicht der Strahlteilchen pro Spill (Periode 25, Jahr 2007).

A.2. Tabellen

Resultate der t ₀ -Kalibration für die X-Ebene des Beam-Counters							
Kanal	t ₀	Kanal	t ₀	Kanal	t ₀	Kanal	t ₀
1	-8869,66	17	-8880,80	33	-8771,03	49	-8777,45
2	-8875,66	18	-8885,11	34	-8768,50	50	-8773,93
3	-8875,88	19	-8885,42	35	-8770,65	51	-8777,86
4	-8878,17	20	-8888,37	36	-8772,86	52	-8776,02
5	-8871,32	21	-8885,83	37	-8773,40	53	-8775,99
6	-8872,04	22	-8888,15	38	-8768,93	54	-8771,25
7	-8864,25	23	-8881,49	39	-8769,50	55	-8776,47
8	-8878,93	24	-8879,74	40	-8778,39	56	-8777,45
9	-8877,36	25	-8880,02	41	-8776,47	57	-8773,93
10	-8880,57	26	-8882,62	42	-8777,45	58	-8777,86
11	-8875,27	27	-8881,23	43	-8773,93	59	-8776,02
12	-8883,55	28	-8885,07	44	-8777,86	60	-8775,99
13	-8881,06	29	-8879,41	45	-8776,02	61	-8771,25
14	-8878,29	30	-8877,41	46	-8775,99	62	-8776,47
15	-8872,83	31	-8876,28	47	-8771,25	63	-8777,45
16	-8878,92	32	-8768,65	48	-8776,47	64	-8773,93

Tabelle A.2.: Resultate der t₀-Kalibration für die Y-Ebene des Beam-Counters.

Resultate der t ₀ -Kalibration für die Y-Ebene des Beam-Counters							
Kanal	t ₀	Kanal	t ₀	Kanal	t ₀	Kanal	t ₀
1	-8855,41	17	-8852,99	33	-8856,36	49	-8858,00
2	-8698,36	18	-8864,42	34	-8864,34	50	-8868,09
3	-8666,86	19	-8861,97	35	-8862,06	51	-8867,80
4	-8870,51	20	-8863,10	36	-8860,46	52	-8869,78
5	-8866,90	21	-8871,16	37	-8861,84	53	-8868,24
6	-8871,17	22	-8871,41	38	-8859,31	54	-8867,25
7	-8858,75	23	-8874,26	39	-8854,01	55	-8865,32
8	-8872,26	24	-8854,07	40	-8868,09	56	-8861,72
9	-8870,18	25	-8854,14	41	-8867,80	57	-8858,31
10	-8872,49	26	-8857,63	42	-8869,78	58	-8858,84
11	-8866,20	27	-8855,66	43	-8868,24	49	-8858,00
12	-8876,98	28	-8868,10	44	-8867,25	60	-8868,09
13	-8873,81	29	-8866,61	45	-8865,32	61	-8867,80
14	-8875,52	30	-8863,56	46	-8861,72	62	-8869,78
15	-8871,51	31	-8861,71	47	-8858,31	63	-8868,24
16	-8861,82	32	-8855,79	48	-8858,84	64	-8867,25

Periode	% gelb	# gelb	Runnummern gelb
Runs	% rot	# rot	Runnummern rot
W25	2,5 %	4	57778, 57925, 57934, 58066
163	0,6 %	1	57929
W26	6,3 %	6	58263, 58264, 58266, 58320, 58324, 58497
95	6,3 %	6	58281, 58322, 85392, 58416, 58572, 58574
W27	3,8 %	8	58739, 58756, 58789, 58794, 58831, 58832, 58867,
			59008
207	0,0 %	0	
W28	4,4 %	7	59143, 59193, 59211, 59215, 59233, 59310, 59393
159	0,0 %	0	
W30	6,6 %	6	60019, 60022, 60027, 60031, 60034, 60077
91	1,1 %	1	60058
W31	5,1 %	7	60167, 60172, 60252, 60312, 60316, 60319, 60320
136	0,0 %	0	
W32	8,0 %	13	60372, 60393, 60403, 60430, 60456, 60464, 60594,
1(0	0.1.0/	_	60640, 60698, 60739, 60786, 60833, 60834
162	3,1 %	5	60340, 60360, 60401, 60415, 60592
W33	6,9 %	8	60865, 60867, 60919, 61016, 61026, 61106, 61107,
115	(10/	-	
115	0,1 %	1	60839, 60890, 60912, 60939, 61048, 61033, 61034
VV 34	0,5%	4	01176, 01101, 01195, 01259 61168 61175 61176 61176 61102 61202 61206
40	43,7 /0	21	61207 61208 61210 61213 61217 61203 61204
			61207, 61208, 61210, 61213, 61217, 61219, 61221,
W35	10.6 %	15	61471 61483 61492 61493 61496 61497 61499
1100	10,0 /0		61529 61537 61570 61584 61589 61597 61602
			61626
142	26.7 %	38	61461, 61464, 61465, 61466, 61467, 61469, 61470,
			61476, 61477, 61479, 61481, 61482, 61484, 61491,
			61498, 61500, 61502, 61506, 61519, 61520, 61522,
			61523, 61524, 61526, 61528, 61530, 61536, 61538,
			61580, 61598, 61601, 61612, 61630, 61632, 61634,
			61636, 61637, 61638
W36	3,3 %	6	61786, 61818, 61856, 61962, 61970, 62018
183	0,5 %	1	61757
W37	6,9 %	10	62102, 62112, 62140, 62173, 62234, 62235, 62244,
			62313, 62346, 62363
145	10,3 %	15	62103, 62111, 62175, 62178, 62183, 62209, 62241,
			62243, 62269, 62274, 62276, 62285, 62286, 62319,
			62355

Periode	% gelb	# gelb	Runnummern gelb
Runs	% rot	# rot	Runnummern rot
W38	4,3 %	4	62398, 62510, 62511, 62538
94	30,9 %	29	62399, 62400, 62401, 62445, 62448, 62449, 62455,
			62456, 62457, 62458, 62459, 62484, 62486, 62489,
			62490, 62492, 62493, 62494, 62517, 62523, 62524,
			62525, 62546, 62547, 62548, 62561, 62562, 62563,
			62570
W39	4,9 %	7	62712, 62715, 62744, 62822, 62823, 62840, 62863
141	6,4 %	9	62817, 62818, 62819, 62820, 62821, 62835, 62873,
			62874, 62881
W40	4,5 %	2	63036, 63051
44	2,3 %	1	63036
W41	3,9 %	4	63194, 63195, 63294, 63328
102	0,0 %	0	
W42	4,4 %	6	63516, 63518, 63534, 63556, 63571, 63623
135	0,0 %	0	
W43	6,8 %	3	63746, 63778, 63781
44	36,4 %	16	63748, 63750, 63751, 63758, 63759, 63763, 63767,
			63775, 63776, 63783, 63786 63788, 63790, 63795,
			63805, 63806
W44	1,7 %	3	63976, 64011, 64115
174	1,1 %	2	63990, 63997
W45	19,4 %	6	64359, 64361, 64365, 64373, 64374, 64380
31	0,0 %	0	

Tabelle A.3.: Vollständige Ergebnisse der globalen Analyse mit Qualitätsmarkern mit Runnummern.

A.3. Fotos



Abbildung A.20.: Hamamatsu H6568 MaPMT mit Booster-Basis



Abbildung A.21.: Messaufbau für den Test der langen COMPASS-Faser: Strahlaustrittsfenster 1, Blende mit dahinterliegender Faser 2, PVC-Rohr als mechanische Halterung und zur Abschirmung des (Rest-)Umgebungslichtes 3.



Abbildung A.22.: Messaufbau für den Test der kurzen szintillierenden Faser: Blende 1, szintillierende Faser 2, Photomultiplier (H6568) 3, PVC-Platten mit Bohrungen zur Führung der Faser.



Abbildung A.23.: Bau der Module aus szintillierenden Fasern (Faserstapel legen): erste Halblage mit 0,7 mm Faserabstand 1, Abschlussbalken Stirnseite 2, Fixierbalken 3, Blechstreifen zur seitlichen Begrenzung 4.

A. Anhang



Abbildung A.24.: Bau der Module aus szintillierenden Fasern (Verkleben der Fasern mit weißem Lack): erste Halblage mit 0,7 mm Faserabstand 1, Abschlussbalken Stirnseite 2, Fixierbalken 3, Blechstreifen zur seitlichen Begrenzung 4, abschnittsweise mit weißem Lack bestrichene Faserhalblage 5.



Abbildung A.25.: Fertiges Modul aus szintillierenden Fasern, bestehend aus 2 Lagen (4 Halblagen): polierte Stirnseite **1**, Plexiglasblock indem die Fasermodule zum Polieren eingespannt werden **2**, mit Epoxidharz-Kleber verstärke Außenseite des Moduls **3**.



Abbildung A.26.: Rahmen für die mechanische Halterung der Fasermodule: Raum für die aktive Fläche des Detektors 1, Reduzierte Materialdicke (1 mm Aluminium) in einem Radius von 4 cm um den Mittelpunkt der aktiven Fläche 2, PVC-Balken zur Befestigung der Fasermodule 3, Halterungen für acht MaPMTs (vier je Modul/Ebene) 4.



Abbildung A.27.: Fertig montiertes Modul im Rahmen: aktive Fläche das Fasermoduls
1, Reduzierte Materialdicke (1 mm Aluminium) in einem Radius von 4 cm um den Mittelpunkt der aktiven Fläche 2, Befestigung der Fasermodule 3, PMT-Halterung 4, Verlauf der szintillierenden Fasern zu den Multipliern 5, PVC-Klötze zur Fixierung der Fasern und Halterung der PMTs 6, Faser zur Stabilisierung des Randes des Moduls (wird nicht ausgelesen) 7.



Abbildung A.28.: Finale Überprüfung der Faserzuordnung mittels einer roten LED: aktive Fläche 1, Reduzierte Materialdicke des Rahmens 2, Befestigung der Fasermodule 3, PMT-Halterung 4, Verlauf der szintillierenden Fasern zu den Multipliern 5, PVC-Klötze zur Fixierung der Fasern und Halterung der PMTs 6, zusammengehörige Fasern zweier Halblagen werden von hinten mit roter LED beleuchtet.



Abbildung A.29.: Fertig montierter Beam-Counter: aktive Fläche 1, Verlauf der szintillierenden Fasern zu den Multipliern 2, PVC-Klötze zur Fixierung der Fasern und Halterung der PMTs ohne Endstück 3, Polieraufsätze aus Plexiglas 4.



Abbildung A.30.: Vortest des Beam-Counters am Ende des COMPASS-Experiments am CERN: Beam-Counter montiert mittels provisorischer Halterung im Rahmen des HL-Vetos abgedeckt mit licht-dichter Folie 1, Triggerelement aus Szintillatormaterial 2, Paddel des HM-Triggers 3 (vgl. Abbildung 3.12), Eisenwand 4 (vgl. Abbildung 3.5.

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Tiefinelastische Streuung (DIS)				•				4
2.2.	Strukturfunktionen \mathcal{F}_2^p und \mathcal{F}_2^d	•							6
2.3.	Struktur funktion xg_1 von Proton, Deuteron und Neutron				•				8
2.4.	Gamma-Nukleon-System	•	•	•	•	 •	•	•	14
3.1.	Beschleunigeranlage des CERN				•			•	18
3.2.	Paritätsverletzung Zerfall Pion	•	•	•	•	 •	•	•	19
3.3.	zweidimensionale Strahlverteilung FI05	•		•	•		•	•	20
3.4.	polarisiertes COMPASS-Target	•		•	•		•	•	22
3.5.	COMPASS-Spektrometer in 2004	•			•				23
3.6.	Räumliche Darstellung des COMPASS-Spektrometers	•	•		•				23
3.7.	Mikromega-Detektor	•		•	•				26
3.8.	GEM-Detektor				•				27
3.9.	Driftkammer-Detektor				•				28
3.10.	Modul des hadronischen Kalorimeters				•				30
3.11.	RICH-Detektor	•							31
3.12.	COMPASS Trigger-System	•							32
3.13.	COMPASS Veto-System								33
3.14.	COMPASS Datenaufnahmesystem	•	•	•	•	 •	•	•	34
4.1.	Aufbau szintillierende Faser				•			•	38
4.2.	Querschnitt Detektorebene SciFi	•			•				40
4.3.	Überlapp benachbarter Fasern	•		•	•				41
4.4.	Auflösung von Mehrdeutigkeiten bei Mehrfachtreffern .				•				42
4.5.	Aufbau Photomultiplier				•				44
4.6.	Metal-Channel-Dynoden				•				44
4.7.	Quanteneffizienz Bialkali-Kathode				•				45
4.8.	Verstärkung und Anodensensitivität	•							46
4.9.	Photmultipier H6568	•							47
4.10.	Zwei-Schwellen-Diskriminierung								48
4.11.	Fasertest-QDC-Spektrum								50
4.12.	Messungen zu Faserlänge								52
4.13.	Messungen zur Faserkröpfung	•			•				53

4.14.	Messungen zur Faserverspiegelung	54
4.15.	Messungen zum Faserdurchmesser	56
4.16.	Halblagen	57
4.17.	Rahmenhalterung des Beam-Counters	61
4.18.	Beispiele für QDC-Spektren im Haupttest	64
4.19.	Profil X-Ebene Beam-Counter	65
4.20.	Konstruktion Faserüberlapp	66
4.21.	Faser-Crosstalk	67
4.22.	Aufbau Haupttest des Beam-Counters am CERN	68
4.23.	Beam-Counter Gehäuse	69
4.24.	Beam-Counter im Gehäuse montiert und verkabelt	70
4.25.	Detektorprofile der X- und Y-Ebene des Beam-Counters	71
4.26.	Rohes Detektorprofil Beam-Counter	72
4.27.	Projektionen des rohen Detektorprofils Beam-Counter	72
4.28.	TDC-Histogramme ohne t ₀ -Kalibration Beam-Counter	73
4.29.	TDC-Histogramme nach t ₀ -Kalibration Beam-Counter	73
4.30.	TDC-Histogramme kanalweise Beam-Counter mit t_0 -Kalib	75
4.31.	korreliertes Strahlprofil Beam-Counter mit t ₀ -Kalibration	76
4.32.	Projektionen des korrelierten Strahlprofils Beam-Counter mit t ₀ -Kalib.	76
4.33.	Zeitl. korrelierte Ereignisse in SciFi 1, 2 und Beam-Counter mit t ₀ -Kalib.	78
4.34.	Projektionen gemeinsamer Ereignisse in die Ebenen des Beam-Counters	78
4.35.	Multiplizitätsverteilung Beam-Counter	82
4.36.	Multiplizitätsverteilung Beam-Counter korrelierte Ereignisse	82
4.37.	Projektion korrelierter Ereignissen von SciFi 1 und 2 auf Beam-Counter .	83
51	Strahlnormierung hei COOOL-Dateien	89
5.2	Beispiele: Anzahl Strahlteilchen als Funktion der Spills	90
53	Strahlnormierung bei Histo -Dateien	91
5.4	Spill-Profil	92
5.5	Funktionsschema der Analyse statistischer Größen	96
5.6	Graphische Ausgabe der statistischen Analyse	97
5.7.	dreidimensionales Detektorprofil	99
5.8.	Funktionsschema der Detailanalyse	100
5.9.	Funktionsschema Cluster-Finder	105
5.10.	Bsp für Cluster aus abnormalen Pixeln	106
6.1		110
6.1.	Bsp ausgefallener Kanal	113
6.2.	bsp temporar ausgetallener Kanal	114
6.3.	bsp verrauschter Kanal	116
6.4.	Bsp Austall eines Bereichs an Kanalen	117
6.5.	Bsp großtlächiger Austall an Kanälen	118
6.6.	Bsp Versatz	119
6.7.	Bsp vermeintlicher Versatz aufgrund Targetpolarisation	121

6.8. Nicht vorhandener Versatz in DC00X1 und DC01X2	122
6.9. Nicht vorhandener Versatz in FI04Y1	123
6.10. Bsp abgeschaltete Detektorebene in 2009	124
6.11. Profile des X-Ebene des Beam-Counters im Verlauf der Runs	126
6.12. Statistische Auswertung von FI15 mit Ratio-Grenzwerten	128
6.13. Statistische Auswertung von FI15 mit Sigma-Grenzwerten	129
A.1. x_{bjork} - und y-Verteilung COMPASS 2007 Transversity	131
A.2. Q^2 - und W^2 -Verteilung COMPASS 2007 Transversity	131
A.3. Techn. Zeichnung Grundrahmen Beam-Counter	132
A.4. Techn. Zeichnung Rahmenhalterung Beam-Counter	133
A.5. Techn. Zeichnung Gehäuse Beam-Counter	134
A.6. TDC-Histogramme X-Ebene FI01	135
A.7. TDC-Histogramme Y-Ebene FI01	135
A.8. TDC-Histogramme X-Ebene FI02	136
A.9. TDC-Histogramme Y-Ebene FI02	136
A.10.3-dim. korreliertes Strahlprofil der FI01	137
A.11.X/Y-Projektion des korrelierten Strahlprofils der FI01	137
A.12.3-dim. korreliertes Strahlprofil der FI02	138
A.13.X/Y-Projektion des korrelierten Strahlprofils der FI02	138
A.14.3-dim. korreliertes Strahlprofil der FI01 mit t ₀ -Kalib	139
A.15.X/Y-Projektion des korrelierten Strahlprofils der FI01 mit t_0 -Kalib	139
A.16.3-dim. korreliertes Strahlprofil der FI02 mit t ₀ -Kalib	140
A.17.X/Y-Projektion des korrelierten Strahlprofils der FI02 mit t ₀ -Kalib	140
A.18.Herstellerangabe Quanteneffizienz Super/Ultra-Kathode	141
A.19.Bsp Wochenübersicht Strahlteilchen pro Spill	141
A.20.Hamamatsu H6568 PMT	147
A.21.Messaufbau lange COMPASS-Faser	147
A.22.Messaufbau kurze szintillierende Faser	148
A.23.Legen der Faserstapel	149
A.24. Verkleben der Fasern	150
A.25.Stirnfläche eine Moduls	151
A.26.Rahmenhalterung Beam-Counter	152
A.27.In Rahmen montiertes Modul	153
A.28. Überprüfung der Faserzuordnung	154
A.29. Fertig montierter Beam-Counter	155
A.30. Aufbau erster Test des Beam-Counters am CERN	156

Tabellenverzeichnis

2.1.	Verteilungsfunktionen 11
4.1.	Technische Daten der COMPASS-Faserhodoskope 40
6.1.	Targetpolarisationsrichtung 2007
6.2.	Bedeutung der Qualitätsmarker
6.3.	Markierte Runs geordnet nach Targetpolarisation
6.4.	Ergebnisse der globalen Analyse 2007 112
A.1.	t ₀ -Kalib. X-Ebene Beam-Counter
A.2.	t_0-Kalib. Y-Ebene Beam-Counter $\ldots \ldots 144$
A.3.	Vollst. Ergebnisse der globalen Analyse

Literaturverzeichnis

[A ⁺ 80]	H. W. Atherton et al., <i>Precise measurements of particle production by 400 GeV/c protons on beryllium targets,</i> volume 80 of <i>CERN Yellow report,</i> CERN, jul 1980.
[A ⁺ 88]	J. Ashman et al., A measurement of the spin asymmetry and deter- mination of the structure function g1 in deep inelastic muon-proton scattering, Physics Letters B 206 (2), 364–370 (1988).
[A ⁺ 89]	J. Ashman et al., An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons, Nuclear Physics B 328 (1), 1–35 (1989).
[A ⁺ 95]	M. Arneodo et al., <i>Measurement of the proton and the deuteron structure functions, F2p and F2d,</i> Physics Letters B 364 (2), 107–115 (1995).
[A ⁺ 96]	M. R. Adams et al., Proton and deuteron structure functions in muon scattering at 470 GeV, Phys. Rev. D 54(5), 3006–3056 (Sep 1996).
[A ⁺ 99a]	K. Ackerstaff et al., <i>Flavor decomposition of the polarized quark distributions in the nucleon from inclusive and semi-inclusive deep-inelastic scattering,</i> Physics Letters B 464 (1-2), 123–134 (1999).
[A ⁺ 99b]	D. Adams et al., <i>The polarized double cell target of the SMC</i> , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 437 (1), 23–67 (1999).
[Ado09a]	C. Adolph, Interner Vortrag: Effizienzbestimmung der PMTs Typ H6568 mit Super-Bialkali bzw. Ultra-Bialkali-Kathode, preliminary, Dez 2009.

[Ado09b]	C. Adolph, Vermessung von Multianoden Photomultiplieren für das WASA@COSY DIRC Upgrade Projekt, Master's thesis, Friedrich- Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2009.
[AG78]	A. Abragam and M. Goldman, <i>Principles of dynamic nuclear pola-</i> <i>risation</i> , Reports on Progress in Physics 41 (3), 395–467 (1978).
[AM90]	X. Artru and M. Mekhfi, <i>Transversely Polarized Parton Densities</i> , their Evolution and their Measurement, Z. Phys. C45 , 669 (1990).
[B ⁺ 89]	A. C. Benvenuti et al., A high statistics measurement of the proton structure functions $F_2(x, Q^2)$ and R from deep inelastic muon scattering at high Q^2 , Physics Letters B 223 (3-4), 485–489 (1989).
[B ⁺ 02]	V. N. Bychkov et al., <i>Construction and manufacture of large size straw-chambers of the COMPASS spectrometer tracking system</i> , Part. Nucl. Lett. 111 , 64–73 (2002).
[B ⁺ 07]	A. Bacchetta et al., <i>Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum</i> , JHEP 02 , 093 (2007), hep-ph/0611265.
[B ⁺ 09a]	J. Bisplinghof et al., SINGLE-HADRON and TWO-HADRON ASYM- METRIES from the 2007 transversely polarized proton data, prelimi- nary, May 2009.
[B ⁺ 09b]	R. Brun et al., <i>ROOT - An object-oriented Data Analysis Framework</i> , Juli 2009.
[BEE ⁺ 02]	J. Bisplinghoff, D. Eversheim, W. Eyrich, R. Joosten, O. Nähle, F. Stin- zing, A. Teufel, M. Wagner, R. Webb, S. Wirth and R. Ziegler, <i>A</i> <i>scintillating fibre hodoscope for high rate applications,</i> Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelera- tors, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 490 (1-2), 101–111 (2002).
[BGK ⁺ 00]	P. Berglund, R. Gehring, J. Koivuniemi, J. Kyynäräinen and N. Ta- kabayashi, <i>Dilution refrigerator for COMPASS polarized target</i> , Physica B: Condensed Matter 284-288 (Part 2), 2012–2013 (2000).
[BHK ⁺ 61]	G. Backenstoss, B. D. Hyams, G. Knop, P. C. Marin and U. Stierlin, <i>Helicity of</i> μ – <i>Mesons from</i> π - <i>Meson Decay</i> , Phys. Rev. Lett. 6 (8), 415–416 (Apr 1961).

[BP69]	J. D. Bjorken and E. A. Paschos, Inelastic Electron-Proton and γ - Proton Scattering and the Structure of the Nucleon, Phys. Rev. 185 (5), 1975–1982 (Sep 1969).
[Bur04]	M. Burkardt, <i>Sivers mechanism for gluons</i> , Phys. Rev. D69 , 091501 (2004), hep-ph/0402014.
[CHL94]	J. C. Collins, S. F. Heppelmann and G. A. Ladinsky, <i>Measuring trans-</i> <i>versity densities in singly polarized hadron hadron and lepton - ha-</i> <i>dron collisions</i> , Nucl. Phys. B420 , 565–582 (1994), hep-ph/9305309.
[Col93]	J. C. Collins, Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions, Nucl. Phys. B396 , 161–182 (1993), hep-ph/9208213.
[Collaboration01]	S. Chekanov et al. (ZEUS Collaboration Collaboration), <i>Measurement of the neutral current cross section and</i> F_2 <i>structure function for deep inelastic</i> e^+p <i>scattering at HERA</i> , Eur. Phys. J. C21 (3), 443–471 (Jul 2001).
[COMPASS07]	P. Abbon et al. (COMPASS Collaboration), <i>The COMPASS Experiment at CERN</i> , Nucl. Instrum. Meth. A577 , 455–518 (2007), hep-ex/0703049.
[CV ⁺ 93]	T. H. Collaboration, B. Vuaridel et al., CERN reports LEPC 93-94 (LEPC/P7) (1993).
[eaPDG09]	C. A. et al. (Particle Data Group), <i>The Review of Particle Physics</i> , volume Physics Letters B667, 1 (2008) and 2009, Particle Data Group, 2009.
[Fey69]	R. P. Feynman, Very High-Energy Collisions of Hadrons, Phys. Rev. Lett. 23 (24), 1415–1417 (Dec 1969).
[Gat08]	L. Gatignon, M2 User Guide, 2008.
[GM64]	M. Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Meson, Phys. Lett. 8, 214–215 (1964).
[Gru93]	C. Grupen, Teilchendetektoren, BI Wissenschaftsverlag Mannheim, 1993.
[GS59]	E. Gatti and V. Svelto, Theory of time resolution in scintillation

counters, Nuclear Instruments and Methods 4(4), 189–201 (1959).

[H101]	C. Adloff et al. (H1 Collaboration), <i>Deep-inelastic inclusive e p</i> scattering at low x and a determination of α_s , Eur. Phys. J. C21 , 33–61 (2001), hep-ex/0012053.
[Ham97]	Hamamatsu, Photomultiplier Tubes, produktkatalog edition, 1997.
[HAM01]	HAMAMATSU Photonics, MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H6568, H6568-10, 2001.
[HAM03]	HAMAMATSU Photonics, <i>Photomultiplier Tubes and Assemblies</i> , 2003.
[Ham09]	Hamamatsu, UBA SBA Photomultiplier Tube Series, Oct 2009.
[JJ91]	R. L. Jaffe and X. Ji, <i>Chiral-odd parton distributions and polarized Drell-Yan process</i> , Phys. Rev. Lett. 67 (5), 552–555 (Jul 1991).
[K ⁺ 01a]	F. Kunne et al., <i>Micromegas, a microstrip detector for Compass,</i> Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,Spectrometers,Detectors and Associated Equipment 461 (1-3), 29–32 (2001).
[K ⁺ 01b]	F. Kunne et al., <i>Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment,</i> Nuclear Instruments and Methods A 469 (2), 133–146 (2001).
[Kur98]	Kuraray, Scintillating Materials, produktkatalog edition, 1998.
[Kyy95]	J. Kyynäräinen, <i>The SMC polarized target</i> , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectro- meters, Detectors and Associated Equipment 356 (1), 47–52 (1995), Proceedings of the Seventh International Workshop on Polarized Target Materials and Techniques.
[Leb02]	M. Leberig, Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluon- beitrags ΔG zum Protonspin, PhD thesis, Johannes-Gutenberg- Universität Mainz, 2002.
[Lef06]	C. Lefevre, The CERN accelerator complex, 2006.
[Leo94]	W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,

Springer-Verlag, 2 edition, 1994.

[LP96]	E. Leader and E. Predazzi, An Introduction to Gauge Theories
	and Modern Particle Physics, Cambridge Monographs on Particle
	Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Cambridge University
	Press, apr 1996.

- [M⁺02] A. Magnon et al., *Tracking with 40×40 cm2 MICROMEGAS detectors in the high energy, high luminosity COMPASS experiment,* Nuclear Instruments and Methods A **478**(1-2), 210–214 (2002).
- [M⁺04] G. K. Mallot et al., *The COMPASS spectrometer at CERN*, Nuclear Instruments and Methods A **518**(1-2), 121–124 (2004), Frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedin.
- [Näh02] O. Nähle, Faserhodoskope im COMPASS-Experiment zum Nachweis von Teilchenspuren innerhalb des Primärstrahls, PhD thesis, Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2002.
- [PRSZ06] B. Povh, K. Rith, C. Scholz and F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, 2006.
- [Ric06] A. Richter, Zeitkalibration der Faserhodoskope und Qualitätsprüfung der Daten für das COMPASS-Experiment, Master's thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlnagen-Nürnberg, Februar 2006.
- [RS79] J. P. Ralston and D. E. Soper, Production of dimuons from highenergy polarized proton-proton collisions, Nuclear Physics B 152(1), 109–124 (1979).
- [S⁺99] L. Schmidt et al., *Statusbericht zum Datennahmesystem des COMPASS-Experiments am CERN*, BMBF Statusbericht 99-00 (1999).
- [S⁺01] F. Sauli et al., *Performance of GEM detectors in high intensity particle beams*, Nuclear Instruments and Methods A **470**(3), 548–561 (2001).
- [S⁺02] F. Sauli et al., Construction, test and commissioning of the triple-gem tracking detector for compass, Nuclear Instruments and Methods A **490**(1-2), 177–203 (2002).
- [Sch08] P. Schrögel, Entwicklung eines VME-basierten Datenaufnahmesystems und strahlenbiologische Experimente mit Proto-

	nen zu Untersuchung der Reperaturmechanismen von DNA- Dopplestrangbrüchen, Master's thesis, Friedrich-Alexander- Universität Erlangen-Nürnberg, 2008.
[Sch09]	A. Schmidt, vorläufiger Titel: Radiatorstudien zum DIRC-Detektor am WASA@Cosy Experiment, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Diplomarbeit - unveröffentlicht, 2009.
[Siv90]	D. Sivers, Single-spin production asymmetries from the hard scatte- ring of pointlike constituents, Phys. Rev. D 41 (1), 83–90 (Jan 1990).
[Sof95]	J. Soffer, <i>Positivity Constraints for Spin-Dependent Parton Distribu-</i> <i>tions,</i> Phys. Rev. Lett. 74 (8), 1292–1294 (Feb 1995).
[T ⁺ 99]	S. D. Torre et al., <i>The COMPASS RICH project</i> , Nuclear Instruments and Methods A 433 (1-2), 207–211 (1999).
[T ⁺ 03]	F. Tessarotto et al., <i>COMPASS RICH-1</i> , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 504 (1-3), 354–355 (2003), Pro- ceedings of the 3rd International Conference on New Developments in Photodetection.
[Teu03]	A. Teufel, Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillie- renden Fasern für das COMPASS-Experiment, Friedrich-Alexander- Universität Erlangen-Nürnberg, Doktorarbeit, 2003.
[U ⁺ 92]	D. Underwood et al., <i>Polarized protons at RHIC</i> , Part. World. 3 , 1–12 (1992).
[v. 02]	M. F. v. Hodenberg, A first reconstruction of COMPASS data, Mas- ter's thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2002.
[W ⁺ 92]	L. W. Whitlow et al., <i>Precise measurements of the proton and deu-</i> <i>teron structure functions from a global analysis of the SLAC deep</i> <i>inelastic electron scattering cross sections,</i> Physics Letters B 282 (3-4), 475–482 (1992).
[Wag97]	M. Wagner, Entwicklung und Bau eines intermediaren Szintillatorfaser-Hodoskops für COSY-TOF, Master's thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlnagen-Nürnberg, 1997.
[Wag01]	R. M. Wagner, Commissioning of silicon detectors for the COM-

PASS experiement at CERN, Master's thesis, Technische Universität München, 2001.

- [Web04]R. Webb, Erste Messungen transversaler Spinasymmetrien durch
Einzelpionenporduktion am COMPASS-Experiment, PhD thesis,
Friedrich-Alexander-Universität Erlnagen-Nürnberg, 2004.
- [Whi88] T. White, *Scintillating fibres*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **273**(2-3), 820–825 (1988).
- [Zwe64] G. Zweig, An SU₃ model for strong interaction symmetry and its breaking; Part II, (CERN-TH-412), 80 (Feb 1964).

Danksagung

- **Prof. Dr. Wolfgang Eyrich** für die Überlassung des Themas, die Unterstützung meiner Arbeit in allen Fragen und alle Denkanstöße
- **Christoph Adolph** besonders, denn nur mit Ihm war das Projekt "Beam-Counter" in dieser Zeit und mit diesem Resultat zu bewältigen, aber vor allem für die Zusammenarbeit in produktiver, dennoch lockerer und freundschaftlicher Atmosphäre
- **Andreas Richter** für die Einführung in (wirklich) alle COMPASS-Angelegenheiten und die Qualitätsprüfung von Detektorprofilen, zudem natürlich für die kurzweilige Zeit im Büro, am CERN und auf den Reisen
- **Rainer Joosten** für alle Arten an unschätzbar wertvoller Unterstützung vom Detektorbau bis hin zur Datenauswertung (Beam-Counter)
- **Meinen Eltern** die mir mein Studium ermöglicht und mich dabei in jeder Form immer unterstützt haben
- **Philipp Schrögel** für die umfangreiche Unterstützung bei den Vortests am Erlanger Tandembeschleuniger, der DAQ und aller Hilfe rund um LATEX, inklusive der finalen Bearbeitung
- Adrian Schmidt für alle möglichen kleinen Hilfen und Ratschläge sowie die gute Zeit
- **Frank Massmann** für die Hilfe bei den Vorbereitungen der Tests des Beam-Counters am CERN
- Martin Krapp für die Einführung und Beantwortung von Fragen in Sachen Linux, Bash, C++ und ROOT
- Lukas Kober der mich auf diese Arbeitsgruppe aufmerksam gemacht hat und für das abschließende Korrekturlesen
- **Den weiteren Mitgliedern Arbeitsgruppe** "Hadronen und Novel Detectors" für das angenehme Arbeitsklima: Alexander Britting, Florian Hauenstein, Julian Jaus, Albert Lehmann, Sebastian Reinicke und Fred Uhlig
- Den Mitgliedern der Bonner Arbeitsgruppe Prof. Dr. Jens Bisplinghoff, Teresa Sofia Negrini, Rainer Jahn
- Klaus Kärcher für die hervorragenden technischen Konzepte und Zeichnungen

- **Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt** für die Anfertigung der Rahmenhalterung des Beam-Counters, dessen Gehäuse und vieler anderer Teile, die im Rahmen dieser Arbeit benötigt wurden
- **Dem Beschleuniger Team** Henry Schott, Thorsten Kühn und Johannes Depner für die Strahlzeit und ihre Hilfe
- **Den Mitgliedern der Transversity-Analysegruppe** für die herzliche Aufnahme in die Gruppe
- **Den Mitgliedern der COMPASS-Kollaboration** für die Unterstützung bei den Tests des Beam-Counters am Experiment, besonders Vlatko Pesaro
Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Erlangen, im Januar 2010

Christopher Heribert Samuel Braun