Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg–Universität Mainz

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

Das COMPASS–Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin

von
Mario D. Leberig
geboren am 12.11.1971 in Koblenz

Mainz, 14. November 2002

Berichterstatter:	Prof. D.v. Harrach
	Prof. H.G. Sander

Tag der mündlichen Prüfung:

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Spineffekte in der tiefinelastischen Streuung **5**

2.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung 5
2.2 Wirkungsquerschnitte der polarisierten DIS 6
2.3 Photoabsorption 9
2.4 Die Strukturfunktionen im Partonmodell 11
2.5 Summenregeln im Quarkmodell 12
2.6 Das QCD–erweiterte Partonmodell 15
2.7 Der Gluonbeitrag zum ersten Moment von g_1 19

3 Die Messung der Gluonpolarisation mit COMPASS **25**

3.1 Direkte Messung von ΔG in semi–inklusiver DIS 25
3.2 Erzeugung von offenem Charm 26
3.2.1 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie 27
3.2.2 Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm 30
3.2.3 Erreichbare Meßgenauigkeit 32
3.3 Hadronenpaare mit hohem Transversalimpuls 33
3.3.1 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie 34
3.3.2 Erreichbare Meßgenauigkeit 36
3.4 Detektoranforderungen für eine ΔG–Messung 37

4 Das COMPASS–Spektrometer **39**

4.1 Der polarisierte Myonstrahl 40
4.1.1 Die Erzeugung des Myonstrahls 40
4.1.2 Strahleigenschaften 40
4.1.3 Strahlimpulsvermessung 42
4.2 Das polarisierte Target 43
4.2.1 Dynamische Kernpolarisation (DNP) 45
4.2.2 ^{3}He–^{4}He–Mischungskryostat 46
4.2.3 Das polarisierte Target in 2001 46
4.3 Spurdetektoren 47
4.3.1 Szintillierende Faserhodoskope 48
4.3.2 Mikrostreifengasdetektoren 48
4.4 Der ringabbildende Cherenkov–Zähler (RICH) 50
4.5 Hadronkalorimeter 52
4.6 Das Triggersystem 54

5 Das Triggerkonzept des COMPASS Experiments 57
5.1 Der Trigger für Photon–Gluon–Fusionsereignisse 57
5.1.1 Der Myontrigger 58
5.1.2 Der Kalorimetertrigger 62
5.2 Der tiefinelastische Trigger 65
5.3 Das Vetosystem 66
5.4 Die Triggerhodoskope 68
5.5 Zusammenfassung 70

6 Testmessungen 73
6.1 Szintillatorauswahl 73
6.1.1 Lichtausbeute der Szintillatoren 74
6.1.2 Lichtsammlung 75
6.2 Transmissionsmessungen 78
6.2.1 Lichtlaufzeit im Szintillator 79
6.3 Photomultipliertests 80
6.3.1 Vergleichsmessung 80
6.3.2 Charakterisierung der Photomultiplier XP2900 und R7400 81
6.4 Magnetfeldabschirmungen 83
6.5 Diskriminatortests 85
6.6 Zusammenfassung der Testmessungen 86

7 Der Aufbau des inneren Triggersystems 89
7.1 Vorbetrachtungen 89
7.2 Der Aufbau 93
7.2.1 Das Hodoskopdesign 93
7.2.2 Der Szintillationszähler 95
7.2.3 Das Design der Photodetektoren 96
7.2.4 Die Halterung der Hodoskope 97
7.3 Die Elektronik 98
7.3.1 Diskriminatorboards 98
7.3.2 Matrixboards 99
7.4 Das Triggersignal 100
7.5 Prototypmessungen 101
7.5.1 Aufbau 101
7.5.2 Hardware–Eigenschaften 104
7.5.3 Triggerstudien 107
7.6 Inbetriebnahme des inneren Triggersystems 110
7.6.1 Der experimentelle Aufbau 111
7.6.2 Ergebnisse 111

8 Ergebnisse der COMPASS–Strahlzeiten 115
8.1 Das Triggersystem 115
8.1.1 Die Hodoskope 115
8.1.2 Der kalorimetrische Trigger 118
8.1.3 Das Vetosystem 122
8.1.4 Die Triggerlogik 123
8.2 Vorläufige Ergebnisse der Datenanalyse 124
8.2.1 Vertexrekonstruktion 125
8.2.2 Kinematischer Bereich des Triggers 126

8.2.3 Die Triggereffizienz . . . 127
8.2.4 Teilchenproduktion . . . 129
8.3 Das 2002–Triggersystem . . . 131

9 Zusammenfassung und Ausblick **133**

A Photomultiplier, Szintillatoren, Signale **137**
A.1 Datensammlung der Photomultiplier . . . 137
A.2 Aufbau der Photondetektoren . . . 137
A.3 Pulshöhen . . . 142
A.4 Hodoskopeffizienzen . . . 144

Literaturverzeichnis **147**

Danksagung **153**

Kapitel 1

Einleitung

Die tiefinelastische Streuung von strukturlosen Leptonen an Nukleonen ist seit den späten 60er Jahren ein wichtiges Mittel zur Erforschung der Struktur von Proton und Neutron. Der 30jährige Fortschritt in Experiment und Theorie auf diesem Gebiet hat wesentlich zur Entwicklung des Standardmodells der elektroschwachen und starken Wechselwirkung beigetragen.

Die Geschichte der tiefinelastischen Streuung begann im Jahre 1969 am SLAC[a] [1, 2], als in der Streuung von 17 GeV Elektronen an Protonen das Skalenverhalten der Strukturfunktionen beobachtet wurde [3, 4, 5]. Bjørken konnte zeigen, daß dieses Skalenverhalten aus der Existenz von punktförmigen Konstituenten des Protons abgeleitet werden kann [6], und untermauerte so das von Feynman propagierte Partonmodell [7]. In diesem Modell beschreibt Feynman das Proton als Strahl von punktförmigen Spin–1/2–Teilchen, die während des tiefinelastischen Streuprozesses als freie Teilchen behandelt werden können. Auch Gell-Mann und Zweig hatten 1964 unabhängig voneinander die Existenz von Konstituententeilchen des Protons postuliert, als es ihnen gelang, die bekannten Hadronen in Multipletts einer SU(3)–Symmetriegruppe einzuordnen[8, 9]. Die von Gell-Mann als Quarks bezeichneten Konstituenten wurden – durch die Messung ihrer Eigenschaften: Spin 1/2, drittelzahlige Ladung, usw. – als die Feynmanschen Partonen identifiziert.

Das Versagen des einfachen Quarkpartonmodells (QPM) [10] bei der Erklärung der in genaueren Messungen beobachteten Verletzung des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen und dem Befund, daß die Quarks nur etwa 50 % des Nukleonimpulses tragen, führte zu einer Erweiterung des Modells. Diese Beobachtungen waren ein starkes Indiz für die Existenz der Gluonen als die Vermittler der starken Kraft und gaben einen wichtigen Impuls für die Entwicklung der Theorie der starken Wechselwirkung – der Quantenchromodynamik (QCD). Seither sind die Strukturfunktionen in der unpolarisierten tiefinelastischen Streuung am CERN[b], SLAC, FNAL[c] und DESY[d] mit hoher Präzision und in einem großen kinematischen Bereich vermessen worden, ohne daß Abweichungen des Experiments von den sich stets weiterentwickeltenden perturbativen QCD–Rechnungen festgestellt worden wären.

---

[a] Stanford Linear Accelerator Center, California
[b] Europäisches Zentrum für Kernforschung, Genf
[c] Fermi National Laboratory, Chicago
[d] Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg

Mit der technischen Verfügbarkeit von spinpolarisierten Teilchenstrahlen und Targets öffnete sich ein neues Fenster zur Untersuchung der Protonstruktur: die Verteilung des Spins auf die Partonen. Das erste polarisierte tiefinelastische Streuexperiment wurde 1976 am SLAC durchgeführt [11]. Ziel war die Bestimmung der polarisierten Strukturfunktionen, die mit dem Spinbeitrag der Quarks zum Nukleonspin verknüpft sind.

Unter der Annahme, daß nur die beiden leichtesten Quarks einen Beitrag zum Nukleonspin leisten, konnten Ellis und Jaffe eine Summenregel aufstellen, die den Spinbeitrag der Quarks aus den Zerfallskonstanten der Baryonen des Baryonenoktetts vorhersagt [12]. Danach würden etwa 60% des Nukleonspins von den Quarks getragen. Während die Ergebnisse der ersten Experimente (E-80 [11] und E-130 [13] am SLAC) im Rahmen ihrer Fehler noch mit der Vorhersage der Ellis–Jaffe–Summenregel in Einklang standen, gab es 1988 eine große Überraschung, als die Europäische–Myon–Kollaboration (EMC), die in einem größeren kinematischen Bereich und mit daraus resultierender verbesserter Genauigkeit gemessen hatte, veröffentlichte, daß der Quarkbeitrag zum Nukleonspin deutlich kleiner ist, als erwartet wurde [14, 15]. Dieses Ergebnis löste die sogenannte Spinkrise aus.

Heute – 14 Jahre später – spricht niemand mehr von einer Krise, sondern eher von einem Puzzle. Denn obwohl die nächste Generation von Experimenten am CERN [16], am SLAC [17, 18, 19] und am DESY [20] das EMC–Resultat bestätigt haben, gibt es heute eine Reihe von Modellen, die ein solches Spindefizit im Quarksektor erklären können. Schließlich war die Summenregel von Ellis und Jaffe nicht aus fundamentalen Prinzipien der QCD abgeleitet worden, sondern als Alternative zur experimentell schwieriger zu prüfenden Bjørken–Summenregel [21] aufgestellt worden. Allgemein kann der Protonspin wie auch der Protonimpuls von allen Partonen getragen werden. Außerdem ist der Partonspin keine Erhaltungsgröße, da ein zusätzlicher Bahndrehimpuls der Quarks und Gluonen die Spinbilanz ändern kann. Alle möglichen Beiträge zum Protonspin sind in der folgenden Gleichung dargestellt:

$$S_p = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g.$$

Dabei steht $\Delta\Sigma$ und ΔG für den Spinbeitrag der Quarks bzw. der Gluonen. L_q und L_g repräsentieren die Bahndrehimpulse von Quarks und Gluonen.

Um bei der Lösung des Spinpuzzles weiterzukommen, wurde eine neue Generation von Experimenten geplant, die nicht nur die polarisierten Strukturfunktionen und damit $\Delta\Sigma$ genauer bestimmen, sondern vor allen Dingen direkte Messungen der Gluonpolarisation ΔG durchführen sollen. Eines dieser neuen Experimente ist COMPASS[e] [22], das seit 1998 am CERN aufgebaut wird. Mit dem COMPASS–Experiment soll die Gluonpolarisation in der tiefinelastischen Streuung von 100–160 GeV Myonen an Proton- bzw. Neutrontargets bestimmt werden.

Der Aufgabenbereich der Mainzer Gruppe um Prof. v. Harrach, welcher ich seit 1998 angehöre, liegt in Zusammenarbeit mit einer Gruppe aus Bonn um Prof. F. Klein im Aufbau des Triggersystems des Experiments. Diese Aufgabe beinhaltet neben dem Design und dem Bau der Detektoren auch die Entwicklung und Produktion der benötigten Elektronik. Während die Hodoskopelektronik weitestgehend in Bonn entworfen wurde, ist die Mainzer Gruppe für die verwendeten Detektoren – Plastikszintillatorhodoskope

[e]Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

– und die Entwicklung der Kalorimeterelektronik verantwortlich. Zu meinem Aufgabenbereich gehörte die Entwicklung eines auf die Anforderungen einer ΔG–Messung spezialisierten Triggersystems und dessen Realisierung. In diesem Rahmen lag meine besondere Verantwortung in der Entwicklung und im Aufbau der zwei strahlnächsten Szintillatorhodoskope, an welche bezüglich ihrer Zeitauflösung und ihrer Ratenstabilität besondere Anforderungen gestellt wurden. Zudem war ich auch an der Konzeption und dem Bau aller anderen Triggerhodoskope maßgeblich beteiligt.

Ich werde in dieser Arbeit neben den theoretischen Aspekten in Kapitel 2 und 3 und der Beschreibung des allgemeinen Aufbaus des Spektrometers des COMPASS–Experiments in Kapitel 4 einen Schwerpunkt auf die Beschreibung des Triggers legen. Diese Beschreibung beinhaltet neben einer Erörterung des generellen Triggerprinzips in Kapitel 5 vor allem eine Beschreibung des Triggeraufbaus, also der verwendeten Detektoren und Elektronik (=Hardware). Ergänzt wird die Betrachtung des Triggers von Ergebnissen zahlreicher Teststrahlzeiten am Mainzer Mikrotron (MAMI). Den Abschluß der Arbeit bildet eine Analyse der in den Jahren 1999 bis 2001 bei Myonstrahlzeiten am CERN gewonnenen Daten. Mit ausgewählten Ergebnissen dieser Analyse werden einige wichtige Punkte des Triggeraufbaus illustriert und diskutiert. Eine kurze Zusammenfassung beschließt diese Arbeit.

Kapitel 2

Spineffekte in der tiefinelastischen Streuung

2.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

In einem polarisierten Streuexperiment am ruhenden Target[a] werden polarisierte Leptonen $\vec{l}$ mit einer Strahlenergie E und einem Spinvektor $\vec{s}$ an einem ruhenden Nukleontarget mit Viererimpuls P und Spinvektor $\vec{S}$ gestreut (siehe Abb. 2.1):

$$\vec{l} + \vec{N} \rightarrow l' + X. \tag{2.1}$$

Das Lepton $\vec{l}$ wird dabei um den Winkel θ abgelenkt und hat nach der Streuung die Energie E'. Das Nukleon $\vec{N}$ kann durch den absorbierten Energie- bzw. Impulsübertrag aufgebrochen werden und geht dann in einen hadronischen Endzustand X über. Liegt die Masse W dieses Endzustandes X oberhalb der Masse der Nukleonresonanzen ($W \geq 2\,\mathrm{GeV}$), nennt man einen solchen Streuprozeß tiefinelastisch. Je nachdem ob man nur das gestreute Lepton oder auch Teile des hadronischen Endzustandes beobachtet, spricht man von einem inklusiven oder semi–inklusiven Prozeß.

Bei den für 'fixed'–Target–Experimenten typischen Impulsüberträgen von $Q^2 \approx 1\,\mathrm{GeV}^2$ kann die Lepton–Nukleon–Streuung in guter Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons[b] zwischen Lepton und Nukleon beschrieben werden. Abbildung 2.1 zeigt den Feynmangraphen dieses Prozesses und führt einige kinematischen Variablen ein. Aus den kinematischen Variablen der Teilchen lassen sich folgende lorentzinvariante Größen bilden [23]:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 = (k-k')^2 \overset{\text{lab}}{\approx} 4EE' \sin^2\frac{\theta}{2} && (2.2)\\ P \cdot q &\overset{\text{lab}}{=} M \cdot \nu = M \cdot (E - E') && (2.3)\\ P \cdot k &\overset{\text{lab}}{=} M \cdot E. && (2.4) \end{aligned}$$

Dabei sind k und k' die Viererimpulse des einlaufenden bzw. auslaufenden Leptons. $P \overset{\text{lab}}{=} (M, 0, 0, 0)$ ist der Viererimpuls des im Laborsystem ruhenden Nukleons mit Masse M. Q^2 ist der negative Viererimpuls des Photons, $\nu = E - E'$ dessen Energie. Bei

[a] Englisch: fixed target

[b] Ein Photon heißt virtuell, wenn es nicht auf seiner Massenschale ist, d.h. wenn $q^2 \neq 0$.

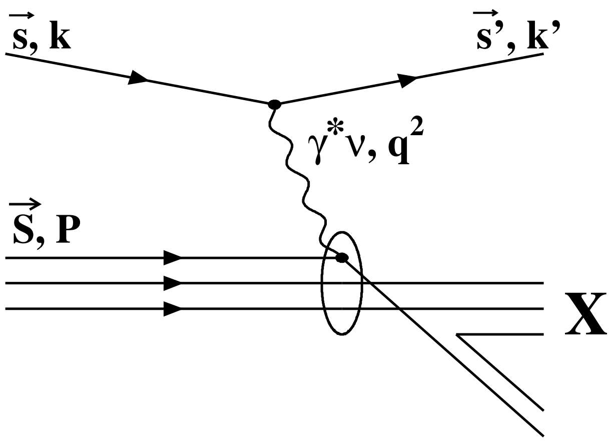

Abbildung 2.1: Tiefinelastische Streuung (DIS) eines Leptons mit Spin $\vec{s}$ und Viererimpuls k an einem Nukleon ($\vec{S}$,P) in der Ein–Photon–Näherung. W ist die invariante Masse des hadronischen Endzustandes X. Das virtuelle Photon γ^* trägt den Viererimpuls q^2 und die Energie ν.

der Verknüpfung von Q^2 mit dem Streuwinkel θ in Gleichung (2.2) wurde die Leptonmasse vernachlässigt. Ausgehend von diesen Lorentzskalaren führt man die beiden dimensionslosen Variablen

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}, \tag{2.5}$$

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

ein. Für diese Größen gilt: $0 \leq x,y \leq 1$. Die Variable y beschreibt den relativen Energieübertrag durch das Photon. Die Bjørkensche Skalenvariable x hat in der tiefinelastischen Streuung eine Reihe von Bedeutungen. So kann sie z.B. nach

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

als Maß für die Inelastizität des Prozesses interpretiert werden[c]. Im Rahmen des Quarkpartonmodells (QPM), in dem die tiefinelastische Streuung als inkohärente Summe der Streuungen an den punktförmigen Konstituenten des Protons betrachtet wird, beschreibt x den Impulsanteil des Quarks, von dem das Photon absorbiert wird.

Die Kinematik eines inklusiven tiefinelastischen Streuprozesses wird durch zwei Variablen, z.B. x und Q^2, vollständig festgelegt.

2.2 Wirkungsquerschnitte der polarisierten DIS

Der Streuprozeß in Abbildung 2.1 kann in zwei Teilprozesse zerlegt werden: zum einen die Abstrahlung des Photons durch das Lepton, zum anderen dessen Absorption durch das Nukleon. Der Wirkungsquerschnitt kann dann als Produkt aus einem hadronischen Anteil $W_{\mu\nu}$ und einem leptonischen Anteil $L_{\mu\nu}$ geschrieben werden [23, 24, 25]

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}E'\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}. \tag{2.8}$$

[c] $x = 1$ entspricht einer elastischen Streuung

Der Leptontensor $L_{\mu\nu}$ kann im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) berechnet werden und man erhält nach der Summation über die unbeobachteten Spinzustände des auslaufenden Leptons:

$$L_{\mu\nu} = 2\left(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(kk' - m^2) + im\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}q^\lambda s^\sigma\right) \tag{2.9}$$
$$= L^{(S)}_{\mu\nu}(k,k') + iL^{(A)}_{\mu\nu}(k,k',s). \tag{2.10}$$

Der Tensor zerfällt in zwei Summanden. Der symmetrische Teil $L^{(S)}_{\mu\nu}$ ist spinunabhängig und der asymmetrische Teil $L^{(A)}_{\mu\nu}$ spinabhängig. Die Variable m ist die Leptonmasse, $g_{\mu\nu}$ ist der metrische Tensor, $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}$ der total antisymmetrische Levi–Civita–Tensor.

Der Hadrontensor $W_{\mu\nu}$, der die unbekannte Nukleonstruktur beinhaltet, ist a priori nicht berechenbar. Für ihn macht man deshalb einen allgemeinen Ansatz. Dieser Ansatz enthält sämtliche Linearkombinationen der aus den kinematischen Variablen bildbaren Lorentzinvarianten. Die unbekannte Nukleonstruktur wird dabei durch Koeffizientenfunktionen, die sogenannten Strukturfunktionen, parametrisiert.

Nach Berücksichtigung fundamentaler Symmetrien wie Paritäts-, Zeitumkehr- und Lorentzinvarianz sowie Stromerhaltung und Hermitizität des Tensors ergibt sich der folgende Ansatz [24]:

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} &= 2\Bigg[F_1(x,Q^2)\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) + \frac{F_2(x,Q^2)}{Pq}\left(P^\mu - \frac{Pq}{q^2}q^\mu\right)\left(P^\nu - \frac{Pq}{q^2}q^\nu\right) \\ &+ i\frac{M}{Pq}\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}q_\lambda\left(g_1(x,Q^2)S_\sigma + g_2(x,Q^2)(S_\sigma - \frac{Sq}{Pq}P_\sigma)\right)\Bigg] \qquad (2.11) \\ &= W^{\mu\nu(S)}(P,q) + iW^{\mu\nu(A)}(P,q,S). \qquad (2.12) \end{aligned}$$

Für die Parametrisierung des Hadrontensors sind demnach die vier Strukturfunktionen F_1, F_2, g_1 und g_2 ausreichend. Wie den Leptontensor kann man auch den Hadrontensor in einen spinunabhängigen symmetrischen Anteil und einen spinabhängigen antisymmetrischen Anteil zerlegen.

Weil die Verjüngung eines symmetrischen mit einem antisymmetrischen Tensor Null ergibt, vereinfacht sich das Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt auf

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

Während der erste Term in Gleichung (2.13) spinunabhängig ist und den Wirkungsquerschnitt in der unpolarisierten Streuung repräsentiert, ist der zweite Term nur in Experimenten mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target zugänglich.

In der Praxis können nur longitudinal polarisierte Teilchenstrahlen verwendet werden, daher ist lediglich die Orientierung der Targetpolarisation frei wählbar. Die Lage des Targetpolarisationsvektors in Bezug auf die von $\vec{k}$ und $\vec{k'}$ aufgespannte Streuebene wird, wie in Abbildung 2.2 gezeigt, durch zwei Winkel (β und φ) definiert. Der Wirkungsquerschnitt kann in drei Komponenten zerlegt werden. Einen spinunabhängigen Anteil $d\bar{\sigma}$ und zwei spinabhängige Anteile $\mathrm{d}\sigma_{||}$ und $\mathrm{d}\sigma_\perp$ [26].

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} = \frac{\mathrm{d}^3\bar{\sigma}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} - H_l\cos\beta\frac{\mathrm{d}^3\sigma_{||}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} - H_l\sin\beta\cos\varphi\frac{\mathrm{d}^3\sigma_\perp}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} \tag{2.14}$$

In dieser Gleichung ist H_l die Helizität des Leptons, d.h. $H_l = \pm 1$ für longitudinal polarisierte Teilchen.

Die einzelnen Wirkungsquerschnittsbeiträge aus Gleichung (2.14) sind durch

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^3\bar{\sigma}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} &= \frac{4\alpha^2}{Q^2}\left[\frac{y}{2}F_1(x,Q^2) + \frac{1}{2xy}\left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}\right)F_2(x,Q^2)\right], && (2.15)\\
\frac{\mathrm{d}^3\sigma_{\parallel}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} &= \frac{4\alpha^2}{Q^2}\left[\left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}\right)g_1(x,Q^2) - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right], && (2.16)\\
\frac{\mathrm{d}^3\sigma_{\perp}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} &= \frac{4\alpha^2}{Q^2}\left[\gamma\sqrt{1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2) + g_2(x,Q^2)\right)\right], && (2.17)\\
\text{mit} \qquad \gamma^2 &= \frac{2Mx}{Ey} \overset{\text{COMPASS}}{=} \frac{2x}{160y} \overset{x\approx y}{\approx} \frac{1}{80}
\end{aligned}$$

gegeben.

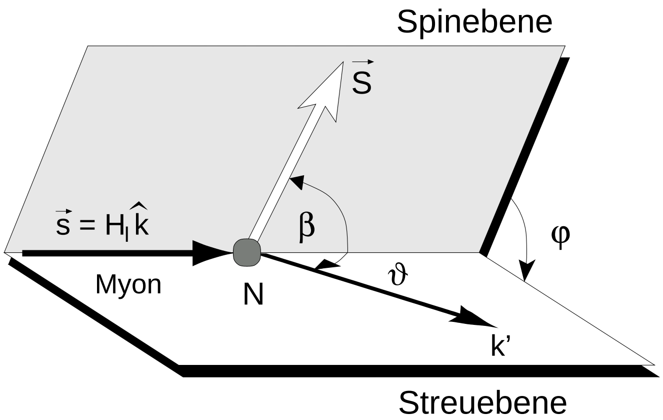

Abbildung 2.2: Definition der zur Beschreibung der polarisierten DIS in Gleichung (2.14) verwendeten Winkel. Die beiden Impulsvektoren des einlaufenden und auslaufenden Myons definieren die Streuebene, während die Spinvektoren des Myons und des Targets als zweite Ebene die Spinebene bestimmen.

Im Falle der unpolarisierten Streuung mitteln sich die spinabhängigen Terme in Gleichung (2.14) heraus und man erhält:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma_{\text{unpol.}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} = \frac{\mathrm{d}^3\bar{\sigma}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\varphi} \propto \left(\frac{y}{2}F_1 + \frac{1}{2xy}\left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}\right)F_2\right). \qquad (2.18)$$

Die unpolarisierte tiefinelastische Streuung erlaubt also die Bestimmung der Strukturfunktionen F_1 und F_2.

Die beiden polarisierten Strukturfunktionen g_1 und g_2 lassen sich hingegen aus der Differenz zweier Wirkungsquerschnitte für verschiedene Spineinstellungen ermitteln. So erhält man aus der Wirkungsquerschnittsdifferenz zwischen den verschiedenen Einstellungen mit longitudinaler Target- und Strahlpolarisation $d\sigma_{\parallel}$

$$\left|d^3\sigma^{\uparrow\uparrow} - d^3\sigma^{\uparrow\downarrow}\right| = \frac{8\alpha^2}{Q^2}\left[\left(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}\right)g_1(x,Q^2) - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2)\right]. \qquad (2.19)$$

Aus Messungen mit transversaler Target- und longitudinaler Strahlpolarisation läßt sich $d\sigma_\perp$ gewinnen.

$$\left|d^3\sigma^{\uparrow\rightarrow} - d^3\sigma^{\uparrow\leftarrow}\right| = \frac{8\alpha^2}{Q^2}\left[\gamma\sqrt{1-y-\frac{y^2\gamma^2}{4}}\left(\frac{y}{2}g_1(x,Q^2)+g_2(x,Q^2)\right)\right] \tag{2.20}$$

Zur exakten Bestimmung der polarisierten Strukturfunktionen ist nach obigen Gleichungen die unabhängige Messung beider spinabhängiger Wirkungsquerschnittsanteile nötig. Da die Messung des um den Faktor γ unterdrückten transversalen Anteils des Wirkungsquerschnitts ($d\sigma_\perp$) schwierig ist, konzentrierten sich die Messungen lange Zeit auf die Bestimmung der Strukturfunktion g_1 aus dem longitudinalen Anteil $d\sigma_{||}$. Der Beitrag von g_2 zu dieser Komponente des Wirkungsquerschnitts ist bei Experimenten mit einer hohen Strahlenergie ($E \gg M$) durch den Faktor $y\gamma^2/2 = Mx/E$, der bei COMPASS kleiner als 0.56 % ist, unterdrückt, und kann, weil g_2 kleiner als g_1 ist [27, 28], vernachlässigt werden.

Anstelle einer Wirkungsquerschnittsdifferenz mißt man die experimentell leichter bestimmbare Asymmetrie

$$A_{||}^{\mu\mathrm{N}\to\mu'\mathrm{X}} = \frac{d\sigma_{||}^{(\Uparrow\uparrow)} - d\sigma_{||}^{(\Downarrow\uparrow)}}{d\sigma_{||}^{(\Uparrow\uparrow)} + d\sigma_{||}^{(\Downarrow\uparrow)}} = \frac{d^3\sigma_{||}}{d^3\bar{\sigma}}. \tag{2.21}$$

Durch Einsetzen von (2.16) und (2.15) in (2.21) und Verwenden der Callan–Gross–Relation (vergl. Gl. 2.33)

$$F_1 = \frac{F_2}{2x}\frac{1+\gamma^2}{1+R}$$

erhält man für die Lepton–Nukleon–Asymmetrie

$$A_{||}^{\mu\mathrm{N}\to\mu'\mathrm{X}} \approx D\frac{g_1(x,Q^2)}{F_1(x,Q^2)} + \mathcal{O}(\gamma). \tag{2.22}$$

Dabei ist D eine rein kinematische Größe

$$D = \frac{y(2-y)(1+\frac{\gamma^2 y}{2})}{(1+\gamma^2)y^2 + 2\left(1-y-\frac{\gamma^2y^2}{4}\right)(1+R)}. \tag{2.23}$$

Der Depolarisationsfaktor D beschreibt den Polarisationsübertrag zwischen Lepton und virtuellem Photon. Die Variable R ist das in Abschnitt 2.3 definierte Verhältnis zwischen dem Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines longitudinalen Photons und dem Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines transversalen Photons.

2.3 Photoabsorption

An dieser Stelle ist es nützlich, eine zweite Herleitung der Gleichung (2.22) zu skizzieren, die unter Verwendung des optischen Theorems auf dasselbe Ergebnis führt [29].

Zur Untersuchung der Nukleonstruktur genügt die Analyse der Absorption des virtuellen Photons γ^* durch das Nukleon. Das Lepton spielt bei dieser Betrachtung lediglich die Rolle der Photonenquelle. Das optische Theorem verbindet den Imaginärteil der Vorwärts–Compton–Streuung $\gamma^*\mathrm{N} \rightarrow \gamma^*\mathrm{N}$ mit dem totalen Absorptionsquerschnitt $\gamma^*\mathrm{N} \rightarrow \mathrm{X}$ [26, 29, 30]

$$\mathrm{Im}M(\gamma^*\mathrm{N} \longrightarrow \gamma^*\mathrm{N}) = 2\sqrt{s}|\vec{P}_{\mathrm{cms}}|\sigma(\gamma^*\mathrm{N} \longrightarrow \mathrm{X}). \tag{2.24}$$

Dabei ist $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie des γ^*–Nukleon–Systems und $|\vec{P}_{\mathrm{cms}}|$ der Dreier–Impulsbetrag von Photon und Nukleon in diesem System. Der hadronische Tensor $W_{\mu\nu}$ steht mit dem imaginären Anteil der Streuamplitude M dann durch

$$\mathrm{Im}M_{(\lambda_\gamma\lambda_N;\lambda'_\gamma\lambda'_N)} \approx \epsilon^{\mu\dagger}(\lambda_\gamma)\epsilon^\nu(\lambda'_\gamma)W_{\mu\nu} \tag{2.25}$$

in Beziehung. Die Indizes $\lambda_\gamma = \pm 1, 0$ und $\lambda_n = \pm 1/2$ bezeichnen die Projektion des Photon- bzw. Nukleonspin auf die Impulsrichtung des virtuellen Photons. Die Polarisationsvektoren ϵ^μ des Photons sind bestimmt durch [23]

$$\lambda = \pm 1 \qquad \epsilon^\mu = \mp\frac{1}{2}(0, 1, \pm i, 0) \tag{2.26}$$

$$\lambda = 0 \qquad \epsilon^\mu = \frac{1}{\sqrt{-q^2}}(\sqrt{\nu^2 - q^2}, 0, 0, \nu). \tag{2.27}$$

Im Comptonstreuprozeß gibt es vier unabhängige Streuamplituden, die zusammen mit den assoziierten totalen Absorptionsquerschnitten im folgenden aufgelistet sind:

$$\sigma_L \propto \mathrm{Im}M_{(0,\frac{1}{2};0,\frac{1}{2})} \quad \propto -F_1 + \frac{F_2}{2x}(1+\gamma^2) \tag{2.28}$$

$$\sigma_T^{1/2} \propto \mathrm{Im}M_{(1,-\frac{1}{2};1,-\frac{1}{2})} \quad \propto F_1 + g_1 - \gamma^2 g_2 \tag{2.29}$$

$$\sigma_T^{3/2} \propto \mathrm{Im}M_{(1,\frac{1}{2};1,\frac{1}{2})} \quad \propto F_1 - g_1 + \gamma^2 g_2 \tag{2.30}$$

$$\sigma_{LT} \propto \mathrm{Im}M_{(1,-\frac{1}{2};0,\frac{1}{2})} \quad \propto \gamma(g_1 + g_2). \tag{2.31}$$

Die Größen $\sigma_T^{1/2}$ und $\sigma_T^{3/2}$ beschreiben jeweils die Absorption eines transversal polarisierten Photons. Die Indizes $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$ bezeichnen die beiden möglichen relativen Einstellungen des Photon- und Protonspins durch den Gesamtspin. σ_L beschreibt die Absorption longitudinaler Photonen und σ_{LT} ist ein Interferenzterm.

Führt man nun die longitudinale Strukturfunktion $F_L = F_2(1+\gamma^2) - 2xF_1$ (siehe Gleichung (2.28)) und das Verhältnis zwischen longitudinalem und transversalem Wirkungsquerschnitt

$$R = \frac{\sigma_L}{\frac{1}{2}(\sigma_T^{3/2} + \sigma_T^{1/2})} = \frac{F_L}{2xF_1} \tag{2.32}$$

ein, so erhält man die modifizierte Callan–Gross–Relation

$$F_1 = \frac{F_2}{2x}\;\frac{1+\gamma^2}{1+R}. \tag{2.33}$$

Betrachtet man nun die Photon–Nukleon–Asymmetrie unter Berücksichtigung der Gleichungen (2.29) und (2.30), so findet man:

$$A_1^{\gamma^*\mathrm{N}\rightarrow\mathrm{X}} = \frac{\sigma_T^{1/2} - \sigma_T^{3/2}}{\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \approx \frac{g_1}{F_1}. \tag{2.34}$$

Vergleicht man dieses Resultat mit Gleichung (2.22), so erhält man zwischen der Photon–Nukleon–Asymmetrie und der Lepton–Nukleon–Asymmetrie den folgenden Zusammenhang:

$$A_{\|}^{\mu \mathrm{N} \to \mu' \mathrm{X}} \approx D A_1^{\gamma^* \mathrm{N} \to \mathrm{X}}. \tag{2.35}$$

Die Umrechnung zwischen der Photon–Nukleon–Asymmetrie und der Lepton–Nukleon–Asymmetrie hängt von dem Faktor D ab, der den Polarisationsübertrag zwischen Lepton und Photon beschreibt.

2.4 Die Strukturfunktionen im Partonmodell

Eine anschauliche Vorstellung des Aufbaus der Nukleonen erlaubt das Quarkpartonmodell (QPM) [10]. Nach diesem Modell ist ein Nukleon aus punktförmigen Partonen zusammengesetzt. Diese Idee wurde von Feynman in den 60er Jahre entwickelt. Wenige Jahre zuvor hatten Gell-Mann [8] und Zweig [9] die damals bekannten Hadronen geordnet, indem sie annahmen, daß die Hadronen aus elementaren Bauteilen, den sogenannten Quarks, zusammengesetzt sind. Die Quarks sind Spin–$\frac{1}{2}$–Teilchen und tragen drittelzahlige elektrische Ladungen.

Im QPM kann man die Streuprozesse am Nukleon als inkohärente Überlagerung elastischer Lepton–Quark–Streuungen verstehen. Dabei wird zum einen angenommen, daß die aus der Fermibewegung resultierenden Transversalimpulse der Quarks gegenüber dem Protonimpuls vernachlässigt werden können, zum anderen nimmt man an, daß die Quarks auf der Zeitskala der Streuung keinerlei Wechselwirkung untereinander haben. Das Nukleon wird also als ein Strahl freier Punktteilchen betrachtet. Dieses Bild ist natürlich nur dann verwendbar, wenn der Impulsübertrag der Photonen ausreichend groß ist, um die Partonen im Nukleon aufzulösen.

Der Streuquerschnitt der Quark–Lepton–Streuung läßt sich im Rahmen der QED berechnen und man erhält durch Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt für die Streuung am Nukleon folgende Beschreibungen der Strukturfunktionen:

$$\begin{aligned} F_1^{\text{point}}(x) &= \tfrac{1}{2} e_i^2 \delta(\xi - x), & F_2^{\text{point}}(x) &= \xi e_i^2 \delta(\xi - x) \\ g_1^{\text{point}}(x) &= \lambda \tfrac{1}{2} e_i^2 \delta(\xi - x), & g_2^{\text{point}}(x) &= 0. \end{aligned} \tag{2.36}$$

Dabei ist e_i die Ladung eines Quarks mit dem Flavour i und $\lambda = \pm 1$ berücksichtigt die beiden relativen Einstellungen von Quark- und Leptonspin (parallel: $\lambda = +1$, antiparallel $\lambda = -1$), δ ist die Dirac–Distribution, x steht für die in Gleichung (2.5) eingeführte Skalenvariable und ξ ist der Anteil des Partons am Protonimpuls. Die δ–Distribution fordert $x = \xi$, d.h. das Photon kann nur von einem Quark mit dem Impulsanteil x absorbiert werden. Das Resultat $g_2^{\text{point}}(x) = 0$ und die damit verbundene fehlende Interpretation der Strukturfunktion g_2 ist eine Folge der im QPM vernachlässigten Transversalimpulse.

Die Strukturfunktionen für die Nukleonstreuung ergeben sich nun aus der Überlagerung der Streuung an allen Quarks. Um diese Summation ausführen zu können, definiert man die spinabhängigen Partonverteilungsfunktionen $q_i^\lambda(\xi) = u^+, u^-, d^+, d^-, \ldots$. Diese Funktionen beschreiben die Anzahl der Quarks einer Sorte, deren Spin parallel (+) bzw. antiparallel (-) zum Protonspin ausgerichtet sind, in einem bestimmten Impulsbereich, d.h. $u^+(\xi)\mathrm{d}\xi$ ist die Anzahl der u–Quarks deren Spin parallel zum Protonspin ausgerichtet ist und deren Anteil am Protonimpuls $x \in [\xi; \xi + d\xi]$ beträgt.

Nun erhält man die Strukturfunktionen für die Lepton–Nukleon–Streuung durch die mit den Partonverteilungsfunktionen gewichtete Integration von (2.36) über den gesamten Impulsbereich und durch die anschließende Summation über alle Quark- und Antiquarkflavour sowie die Helizitätszustände.

$$\mathcal{F}(x) = \sum_{i,\lambda} \int_0^1 q_i^\lambda(\xi) \mathcal{F}^{\text{point}}(x,\xi) \mathrm{d}\xi \qquad \text{wobei} \qquad \mathcal{F} \in \{F_1,\, F_2,\, g_1\} \tag{2.37}$$

Demnach folgt für die einzelnen Strukturfunktionen:

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \left(q_i^+(x) + q_i^-(x)\right) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 q_i(x) \tag{2.38}$$

$$F_2(x) = x\sum_i e_i^2 \left(q_i^+(x) + q_i^-(x)\right) = x\sum_i e_i^2 q_i(x) \tag{2.39}$$

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \left(q_i^+(x) - q_i^-(x)\right) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \delta q_i(x). \tag{2.40}$$

Die polarisierte Quarkverteilungsfunktion ist $\delta q_i = q_i^+(x) - q_i^-(x)$[d].

Die Annahme, daß die tiefinelastische Lepton–Nukleon–Streuung als Summe der Lepton–Parton–Streuung betrachtet werden kann, hat die Konsequenz, daß die Strukturfunktionen, die im allgemeinen Fall von zwei Variablen z.B. x und Q^2 abhängen, nun allein durch x bestimmt sind. Die fehlende Q^2–Abhängigkeit wird als Bjørkensches Skalenverhalten bezeichnet. Die Beobachtung dieses Skalenverhaltens war ein wichtiges Indiz für die Existenz der Quarks. Daß die Quarks Fermionen sind, folgt aus der Beobachtung der Gültigkeit der Callan–Gross–Relation [32]:

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \tag{2.41}$$

Im QPM gilt $F_L = R = 0$ (cf. Gleichung (2.33)).

Einsetzen von Gleichung (2.38) und (2.40) in (2.34) liefert für die Photoabsorptionsasymmetrie:

$$A_1^{\gamma\mathrm{N}\to\mathrm{X}}(x) = \frac{g_1(x)}{F_1(x)} = \frac{\sum_i e_i^2 \delta q_i(x)}{\sum_i e_i^2 q_i(x)}. \tag{2.42}$$

Eine anschauliche Erklärung der Gleichung (2.42) liefert die Darstellung in Abbildung 2.3. Die Drehimpulserhaltung erzwingt, daß das einlaufende Photon mit Spin 1 nur von den Quarks im Proton absorbiert werden kann, deren Spinvektor antiparallel zu dem des Photons ausgerichtet ist. Damit werden in den möglichen Photon- und Protonspinkonfigurationen einmal die Quarks zum Wirkungsquerschnitt beitragen, deren Spin parallel zum Protonspin stehen, einmal die mit antiparalleler Spinausrichtung.

2.5 Summenregeln im Quarkmodell

Eine vereinfachte Analyse der Nukleonstruktur erlauben die Mellin–Momente [31] der Strukturfunktionen. Das n–te Mellin–Moment der Funktion $f(x)$ ist durch das Integral

$$\mathcal{F}_n := \int_0^1 x^{n-1} f(x) dx \tag{2.43}$$

[d] Die Konvention, die polarisierte Verteilungsfunktion mit δq zu bezeichnen, ist [31] entnommen und erlaubt eine einfache Unterscheidung zwischen den Verteilungsfunktionen und ihren Momenten, die mit Δq bezeichnet werden.

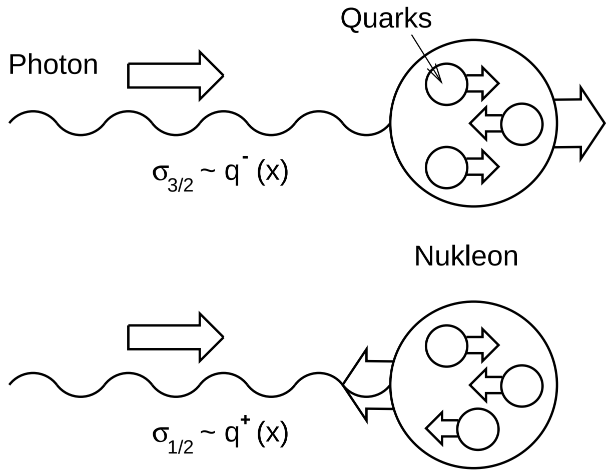

Abbildung 2.3: Skizze zur einfachen Erklärung des Zustandekommens der Photoabsorptionsasymmetrie in der Photon–Nukleon–Streuung.

definiert. Das erste Moment von g_1 für Proton (p) und Neutron (n) im QPM erhält man demnach durch Integration von (2.40)

$$\Gamma_1^{p,n} = \int_0^1 g_1^{p,n}(x)\mathrm{d}x \overset{\mathrm{QPM}}{=} \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \int_0^1 \delta q_i^{p,n}(x)\mathrm{d}x = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \Delta q_i^{p,n}. \tag{2.44}$$

Mit $\Delta q_i = \int_0^1 \delta q_i(x)\mathrm{d}x$ werden die ersten Momente der polarisierten Quarkverteilungen bezeichnet. Unter der Annahme von Isospinsymmetrie erhält man folgende Zusammenhänge zwischen den ersten Momenten der polarisierten Quarkverteilungen in Proton und Neutron:

$$\begin{aligned}\Delta u &:= \Delta u_p = \Delta d_n \\ \Delta d &:= \Delta d_p = \Delta u_n \\ \Delta s &:= \Delta s_p = \Delta s_n.\end{aligned} \tag{2.45}$$

Soweit nicht anders erwähnt, sind in den Funktionen Δq die Antiquarks enthalten, also $\Delta q + \Delta\bar{q} \rightarrow \Delta q$. Unter Verwendung dieser Relationen kann man die ersten Momente aus Gleichung (2.44) einsetzen und man findet:

$$\Gamma_1^{p,n} = \begin{cases} \int_0^1 g_1^p(x)\mathrm{d}x \overset{\mathrm{QPM}}{=} \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) \\ \int_0^1 g_1^n(x)\mathrm{d}x \overset{\mathrm{QPM}}{=} \frac{1}{2}\left(\frac{1}{9}\Delta u + \frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) \end{cases}. \tag{2.46}$$

Mittels des Formalismus der Operator–Produkt–Entwicklung (OPE) läßt sich ein Zusammenhang zwischen dem ersten Moment Γ_1 und den Proton–Matrix–Elementen der axialen Vektorströme a_k herstellen [33]

$$\Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12}\left(\pm a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}a_8\right) + \frac{1}{9}a_0. \tag{2.47}$$

Die Matrixelemente a_k sind dabei über die Erwartungswerte der Axialvektorstromoperatoren $j_k^{5\mu}$ im Proton definiert

$$\left\langle PS \left| j_k^{5\mu} \right| PS \right\rangle = M a_k s^\mu \qquad (k = 0, \cdots, 8). \tag{2.48}$$

Der Zustand des Protons mit Masse M ist durch den Spin- und Impulsvektor S und P festgelegt. Die Stromoperatoren sind durch

$$j_k^{5\mu} = \bar{\Psi}\gamma^\mu\gamma_5\frac{\lambda_k}{2}\Psi \qquad (k = 0, \cdots, 8) \qquad \text{mit} \qquad \Psi = \begin{pmatrix} \Psi_u \\ \Psi_d \\ \Psi_s \end{pmatrix} \tag{2.49}$$

bestimmt.

Dabei sind die $\lambda_k (k = 1, \cdots, 8)$ die sogenannte Gell–Mann–Matrizen. Die Gell–Mann Matrizen sind hermitesche 3×3 Matrizen und bilden die Standarddarstellung der acht SU(3)–Generatoren. λ_0 ist die Einheitsmatrix.

Betrachtet man – wie es im Partonmodell getan wird – das Proton als Sammlung freier Partonen, so kann man die Protonerwartungswerte der Stromoperatoren aus den Matrixelementen der freien Quarks berechnen. Für ein freies Quark q mit Impuls k und Helizität λ gilt

$$\langle k\lambda|\, \bar{\Psi}_q\gamma^\mu\gamma_5\Psi_q\, |k\lambda\rangle = 2m_q\Delta q s^\mu. \tag{2.50}$$

Um die drei in Gleichung (2.47) vorkommenden Matrixelemente zu bestimmen, berechnet man die Erwartungswerte der assoziierten Ströme. Durch Ausmultiplizieren von (2.49) bekommt man

$$j_0^{5\mu} = \frac{1}{2}\left(\bar{\Psi}_u\gamma^\mu\gamma_5\Psi_u + \bar{\Psi}_d\gamma^\mu\gamma_5\Psi_d + \bar{\Psi}_s\gamma^\mu\gamma_5\Psi_s\right) \tag{2.51}$$

$$j_3^{5\mu} = \frac{1}{2}\left(\bar{\Psi}_u\gamma^\mu\gamma_5\Psi_u - \bar{\Psi}_d\gamma^\mu\gamma_5\Psi_d\right) \tag{2.52}$$

$$j_8^{5\mu} = \frac{1}{2\sqrt{3}}\left(\bar{\Psi}_u\gamma^\mu\gamma_5\Psi_u + \bar{\Psi}_d\gamma^\mu\gamma_5\Psi_d - 2\bar{\Psi}_s\gamma^\mu\gamma_5\Psi_s\right). \tag{2.53}$$

Durch Anwenden von (2.50) und anschließenden Vergleich mit (2.48) findet man für die Matrixelemente a_k:

$$a_0 \overset{\text{QPM}}{=} (\Delta u + \Delta d + \Delta s) \tag{2.54}$$

$$a_3 \overset{\text{QPM}}{=} (\Delta u - \Delta d) \tag{2.55}$$

$$a_8 \overset{\text{QPM}}{=} \frac{1}{\sqrt{3}}(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s). \tag{2.56}$$

Diese Identitäten sind unter der Annahme von wechselwirkungsfreien Partonen im Proton hergeleitet worden und gelten demnach nur im Rahmen des QPM.

Die Nonsinglett–Axialvektorströme ($k \neq 0$) beschreiben mit den Nonsinglett–Vektorströmen den Zerfall der Baryonen im Oktett (n,p,$\Sigma^{\pm,0}, \Lambda, \Xi^{-,0}$). Unter Annahme von SU(3)–Symmetrie wird der Zerfall der Baryonen durch zwei Kopplungskonstanten F und D bestimmt. Aus den experimentellen Werten für diese Konstanten lassen sich nun unter Verwendung von Isospin- (a_3) bzw. Flavoursymmetrie (a_8) die Werte der Matrixelemente berechnen.

$$a_3 = F + D = \left|\frac{g_A}{g_V}\right| \quad ; \quad a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(3F - D) \tag{2.57}$$

Man beachte, daß a_0 nicht aus dem geladenen schwachen Zerfall der Baryonen bestimmt werden kann. Die Meßwerte aus den Baryonenzerfällen sind [33]:

$$F = 0.477 \pm 0.012 \qquad D = 0.756 \pm 0.011. \tag{2.58}$$

Durch Vermessung des Neutronzerfalls wurde

$$\left|\frac{g_A}{g_V}\right| = 1.2573 \pm 0.0028 \tag{2.59}$$

bestimmt [34].

Für das erste Moment von g_1 gibt es zwei Summenregeln. Zum einen ist dies die Bjørken–Summenregel [21], die unter Verwendung von Isospinsymmetrie die Differenz der ersten Momente von Proton und Neutron vorhersagt. Diese Summenregel läßt sich direkt aus der Gleichung (2.47) ablesen.

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3 = \frac{1}{6}\left|\frac{g_A}{g_V}\right| \tag{2.60}$$

Die Bestimmung der Bjørken–Summenregel war lange Zeit nicht möglich, da es keine geeigneten Neutrontargets gab. Deshalb leiteten Ellis und Jaffe unter der Annahme, daß der Helizitätsbeitrag der Strangequarks vernachlässigbar ist eine Summenregel her, die das Protonmoment vorhersagt [12]. Setzt man $\Delta s = 0$, so ist das erste Moment von g_1 durch die beiden Kopplungskonstanten vollständig bestimmt.

$$a_0 = \sqrt{3}a_8 \Longrightarrow \Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12}\left|\frac{g_A}{g_V}\right|\left(\pm 1 + \frac{5}{3}\frac{3F/D - 1}{F/D + 1}\right) \tag{2.61}$$

Im QPM ist der totale Helizitätsbeitrag der Quarks ($\Delta\Sigma$) gegeben durch:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s \overset{(2.54)}{=} a_0. \tag{2.62}$$

Der totale Helizitätsbeitrag der Quarks $\Delta\Sigma$ ist identisch mit dem Matrixelement des Singlettstroms.

Während man im statischen QPM $\Delta\Sigma = 1$ erwarten würde [35], liefert die Summenregel von Ellis und Jaffe $\Delta\Sigma = 0.579 \pm 0.026$ [36].

Daß der 1988 von der Europäischen–Myon–Kollaboration (EMC) [14, 15] veröffentlichte Wert von $\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.17$ deutlich unter der Voraussage der Ellis–Jaffe–Summenregel lag, war eine große Überraschung und wurde in der Folgezeit von einer Reihe von Experimenten verifiziert. Der gegenwärtige Meßwert für den Spinbeitrag der Quarks liegt mit $\Delta\Sigma = 0.23 \pm 0.07$ [16] auch unterhalb der Vorhersage und legt den Schluß nahe, daß der fehlende Gesamtdrehimpuls von den Gluonen, die auch etwa 50 % des Nukleonimpulses tragen, aufgebracht werden könnte. Daher ist es nötig, das Partonmodell zu erweitern und Gluonen einzuführen. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, kann mit einem solchen erweiterten QPM auch die Verletzung des Skalenverhaltens der Struktur- und Partonverteilungsfunktionen erklärt werden.

2.6 Das QCD–erweiterte Partonmodell

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt als Theorie der starken Wechselwirkung das Zusammenspiel von Quarks und Gluonen. Man nennt deswegen das erweiterte Partonmodell, in dem Quarks Gluonen abstrahlen können, auch QCD–erweitertes Partonmodell.

Im erweiterten Modell sind die Quarks von einer Wolke von virtuellen Gluonen umgeben, die ständig abgestrahlt oder absorbiert werden. Zusätzlich können diese Gluonen

Quark–Antiquark–Paare erzeugen oder selbst neue Gluonen abstrahlen. Diese Prozesse verursachen eine Q^2–Abhängigkeit der Partonverteilungs- und damit der Strukturfunktionen. Dies läßt sich anschaulich so verstehen, daß ein Quark nun kein wohldefiniertes Objekt mehr ist. Es hängt vielmehr vom Auflösungsvermögen der elektromagnetischen Sonde ab, welcher Teil der das Quark umgebenden Partonwolke als separate Partonen erkannt und welcher Teil dem beobachteten Quark zugeschlagen wird (siehe Abbildung 2.4). Das Auflösungsvermögen des virtuellen Photons in der tiefinelastischen Streuung ist proportional zu $1/\sqrt{Q^2}$, d.h. mit wachsendem Q^2 wird das Photon im Nukleon mehr und mehr Partonen finden; zwangsläufig nimmt dann der mittlere Impulsanteil dieser Partonen ab. Für die Partonverteilungsfunktionen bedeutet dies, daß sie für wachsendes Q^2 bei kleinem x ansteigen, während große Impulsanteile x unwahrscheinlicher werden. Damit sind die Partonverteilungsfunktionen und mit ihnen auch die Strukturfunktionen von dem Impulsübertrag des Photons abhängig. Das Schaubild 2.5 zeigt die Verletzung der Skaleninvarianz am Beispiel der Strukturfunktion F_2. Wie man sieht, ist F_2 nicht unabhängig von Q^2, sondern steigt für kleine x mit wachsendem Q^2 an, wogegen sie für $x \geq 0.25$ abfällt.

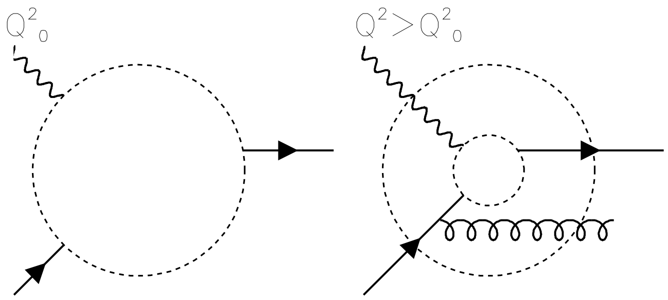

Abbildung 2.4: Veranschaulichung des Ursprungs der Verletzung des Skalenverhaltens. Mit der steigenden Photonauflösung steigt die Anzahl der sichtbaren Partonen im Proton und der Impulsanteil des einzelnen Partons sinkt.

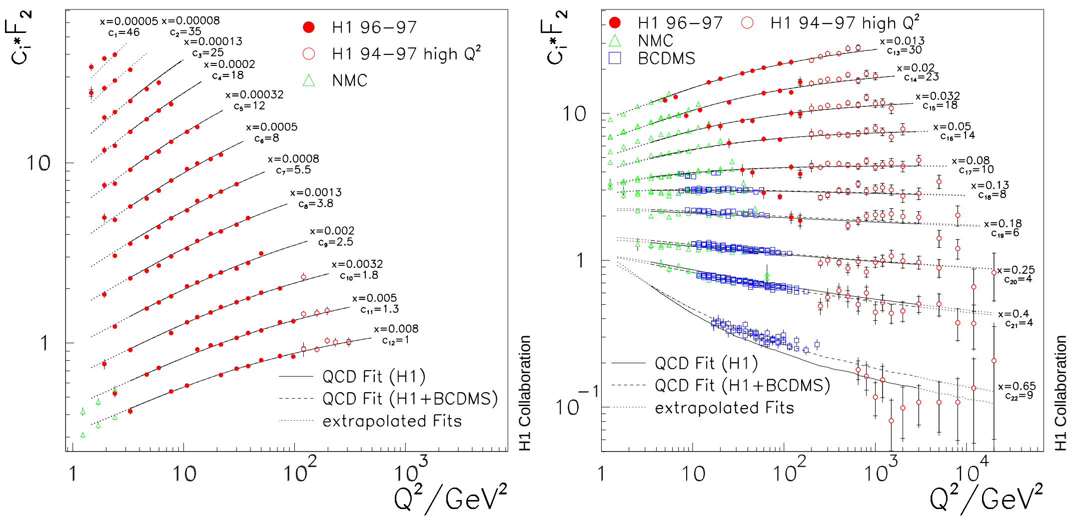

Abbildung 2.5: Aufstellung gesammelter Daten zur Strukturfunktion F_2. Die Messungen überdecken in Q^2 einen Bereich von mehr als vier Größenordnungen und erstrecken sich über eine weite Region in x_{Bj}. Die Graphik ist entnommen aus [37].

Die DGLAP[e] –Entwicklungsgleichung, die in den nächsten Absätzen für die polarisierten Strukturfunktionen vorgestellt wird (siehe Gleichung (2.66)), beschreibt die Q^2–Abhängigkeit der Partonverteilungsfunktionen und erlaubt damit die Vorhersage des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen. Umgekehrt erlaubt die Analyse des gemessenen Skalenverhaltens der Strukturfunktionen die Bestimmung der Partonverteilungsfunktionen. Durch eine aktuelle Analyse der in Abbildung 2.5 gezeigten Meßwerte der Strukturfunktion F_2, wie sie u.a. von der CTEQ–Kollaboration [38] durchgeführt wurde, konnten die unpolarisierten Verteilungsfunktionen von u- und d–Quarks im Bereich $x \leq 0.6$ bis auf wenige Prozent genau bestimmt werden. Die Gluonverteilungsfunktion läßt sich in derselben Analyse nur bis auf einen Fehler von rund 15 % bestimmen.

Formal steckt hinter der oben angeführten anschaulichen Erklärung der Skalenverletzung, die trotz der Einführung der Gluonabstrahlung eine dem QPM ähnliche Beschreibung liefert, das Faktorisierungstheorem der QCD [39, 40]. Erlaubt man die Abstrahlung masseloser Teilchen, so erhält man beim Berechnen der Feynman–Graphen Divergenzen, wenn entweder der Impuls des abgestrahlten Teilchens gegen Null geht ($k \to 0$) oder aber das Parton kollinear abgestrahlt wird. Im Prozeß der Faktorisierung werden diese Divergenzen in neu definierten Partonverteilungsfunktionen absorbiert. Da nach dem Faktorisierungstheorem langreichweitige Prozesse interferenzfrei von dem kurzreichweitigen Streuprozeß getrennt werden können, kann man für die Strukturfunktion g_1 folgenden Ausdruck ansetzen [26]:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2}\langle e^2\rangle(\delta C_{ns} \otimes \delta q_{ns} + \delta C_s \otimes \delta\Sigma + 2n_f \delta C_g \otimes \delta g). \tag{2.63}$$

Die Größe $\langle e^2\rangle = \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2/n_f$ ist die über alle aktiven Quarkflavour gemittelte quadratische Ladung. Die Variable

$$\delta q_{ns} = \sum_{i=1}^{n_f} \left(\frac{e_i^2}{\langle e^2\rangle} - 1 \right) \tag{2.64}$$

beschreibt die Nonsinglett–Quarkverteilung. Die Koeffizientenfunktionen C_x sind die sogenannten Wilsonkoeffizienten der Operator–Produkt–Entwicklung. Die durch $\otimes$ symbolisierte Faltung ist gegeben durch

$$f \otimes g|_x := \int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y} f\left(\frac{x}{y}\right) g(y). \tag{2.65}$$

Neu ist der Gluonbeitrag zu g_1 mit der polarisierten Gluonverteilung δg.

Vergleicht man (2.63) mit (2.40) sieht man, daß – abgesehen vom neu hinzugekommenen Gluonanteil – die Quarkverteilungsfunktionen durch die Faltung einer Verteilungsfunktion mit dem entsprechenden Wilsonkoeffizienten ersetzt wurden. Dies ist ein Resultat der Faktorisierung. Die Verteilungsfunktionen wurden so umdefiniert, daß sie alle langreichweitigen Prozesse $k^2 < \mu^2$ beinhalten. Die Koeffizientenfunktionen $C_{q,g}$ enthalten dagegen alle harten Prozesse $k^2 > \mu^2$. Weil die eingeführte Faktorisierungsskala μ beliebig ist, muß die Meßgröße g_1 unabhängig von μ sein. Sowohl die Partonverteilungen als auch die Wilsonkoeffizienten hängen aber von der Faktorisierungsskala ab, d.h. eine Veränderung von μ verschiebt die Werte der einzelnen Faktoren und Summanden in (2.63) so, daß g_1 konstant bleibt. Die Partonverteilungen und Koeffizientenfunktionen sind aufgrund ihrer Abhängigkeit von Faktorisierungsschema

[e]Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi–Gleichung

und Faktorisierungsskala keine Observablen. Für die Faktorisierungsskala wählt man i.a. $\mu^2 = Q^2$.

Für eine analytische Beschreibung der Abhängigkeit der Partonverteilungsfunktionen von der Faktorisierungsskala führt man die Aufspaltungsfunktionen $P_{ij}(x)$ ein. Sie beschreiben die Wahrscheinlichkeit, daß ein Parton i von einem Parton j stammt und den Impulsanteil x des ursprünglichen Partons trägt. Die vier möglichen Abstrahlungsprozesse sind zusammen mit ihren assoziierten Aufspaltungsfunktionen in Abb. 2.6 gezeigt.

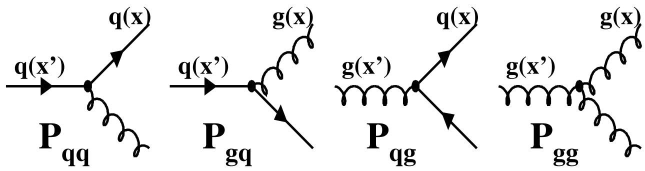

Abbildung 2.6: Feynman Diagramme der QCD Prozesse der vier Aufspaltungsfunktionen. Die Aufspaltungsfunktionen beschreiben die Wahrscheinlichkeit, daß ein Parton i mit dem Impulsanteil x des ursprünglichen Partons j entstanden ist.

Kennt man die Partonverteilungen für eine bestimmte Skala μ_0^2 und hat zusätzlich die Aufspaltungsfunktionen P_{ij} berechnet, so kann man die Partonverteilungen für eine beliebige Skala $\mu^2 = Q^2$ durch Lösen der DGLAP–Entwicklungsgleichung bestimmen [41, 42, 43]. In Abhängigkeit von $t = \ln \frac{Q^2}{\mu_0^2}$ lauten die Entwicklungsgleichungen für die polarisierten Partonverteilungen [31]:

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\delta q_{ns}(x,t) &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\delta P_{qq}^{ns} \otimes \delta q_{ns} \\
\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\begin{pmatrix}\delta\Sigma(x,t)\\ \delta g(x,t)\end{pmatrix} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\begin{pmatrix}\delta P_{qq}^s & 2n_f\delta P_{qg}^s\\ \delta P_{gq}^s & \delta P_{gg}^s\end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix}\delta\Sigma(x,t)\\ \delta g(x,t)\end{pmatrix}.
\end{aligned}
\tag{2.66}
$$

Dabei sind die polarisierten Aufspaltungsfunktionen durch $\delta P_{ij} = P_{i^+j^+} - P_{i^+j^-}$ definiert. Die Vorzeichen symbolisieren die jeweiligen Spinkonfigurationen der Partonen. Sowohl die Aufspaltungs- als auch die Koeffizientenfunktionen werden in der störungstheoretischen Behandlung nach Potenzen von $\alpha_s(t)$ entwickelt

$$C(x,t) = C^{(0)}(x) + \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}C^{(1)}(x) + \mathcal{O}(\alpha_s^2(t)) \tag{2.67}$$

$$\delta P(x,t) = \delta P^{(0)}(x) + \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\delta P^{(1)}(x) + \mathcal{O}(\alpha_s^2(t)). \tag{2.68}$$

Mit den Koeffizienten der führenden Ordnung $C_q^{(0)}(x) = \delta(1 - \frac{y}{x})$ und $C_g^{(0)}(x) = 0$ erhält man aus (2.63) die Partonmodellgleichung (2.40) zurück. Allerdings sind die auftretenden Partonverteilungsfunktionen nun vom Impulsübertrag abhängig und müssen die DGLAP–Gleichung erfüllen. Die modifizierten Partonverteilungen können in erster Ordnung α_s geschrieben werden als

$$\delta q(x,Q^2) = \delta q_0 + \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}t\left(\delta q_0 \otimes \delta P_{qq}^{(0)} + \delta g_0 \otimes \delta P_{qg}^{(0)}\right) \tag{2.69}$$

$$\delta g(x,Q^2) = \delta g_0 + \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}t\left(\delta g_0 \otimes \delta P_{gg}^{(0)} + \delta q_0 \otimes \delta P_{gq}^{(0)}\right). \tag{2.70}$$

In nächster Ordnung der störungstheoretischen Rechnung erhält man Koeffizienten- und Partonverteilungsfunktionen, die nicht nur von der Faktorisierungsskala sondern auch vom Faktorisierungsschema abhängen. Obwohl auch hier wieder gilt, daß alle Observablen insbesondere g_1 unabhängig vom Faktorisierungsprozeß sein müssen, erschwert die Schemaabhängigkeit die Interpretation der Meßergebnisse. Während man nämlich in führender Ordnung, wie zuvor gezeigt, ein im Rahmen eines erweiterten Partonmodells eindeutig interpretierbares Ergebnis erhält, wird in der nächsten Ordnung der Störungsreihe (NLO) die Interpretation mehrdeutig. Dies soll im folgenden am Beispiel des ersten Moments der Spinstrukturfunktion g_1 demonstriert werden.

2.7 Der Gluonbeitrag zum ersten Moment von g_1

Berechnet man die polarisierte Strukturfunktion g_1 in NLO, so findet man [31]:

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \left(\delta q(x,Q^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi}(\delta C_q \otimes \delta q + 2\delta C_g \otimes \delta g)\right). \tag{2.71}$$

Bei Verwendung der Mellin–Momente vereinfacht sich diese Gleichung durch Wegfall der Faltung. Für das erste Moment Γ_1 ergibt sich dann

$$\Gamma_1(Q^2) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \left((1 + \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta C_q)\Delta q + \frac{\alpha_s}{2\pi} 2\Delta C_g \Delta G\right). \tag{2.72}$$

Die Wilsonkoeffizientenfunktionen sind abhängig vom Faktorisierungsschema. Im Umfeld der tiefinelastischen Streuung haben sich zwei verschiedene Schemata etabliert: zum einen das $\overline{MS}$–Schema[f] und zum anderen das AB–Schema[g]. Im $\overline{MS}$–Schema ergibt sich für die beiden Koeffizienten in (2.72)

$$\Delta C_q^{\overline{MS}(0)} = -2 \qquad \text{und} \qquad \Delta C_g^{\overline{MS}(0)} = 0. \tag{2.73}$$

Unter Verwendung der Definitionen der verschiedenen Protonmatrixelemente (vergl. Gleichung (2.54)) läßt sich Γ_1 schreiben als

$$\Gamma_1 = \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right)\left(\frac{1}{12}a_3 + \frac{1}{12\sqrt{3}}a_8 + \frac{1}{9}\Delta\Sigma^{\overline{MS}}(Q^2)\right). \tag{2.74}$$

Mit $\Delta C_q^{AB(0)} = -2$ und $\Delta C_g^{AB(0)} = -1/2$ ergibt sich für das AB–Faktorisierungsschema die folgende Gleichung

$$\Gamma_1 = \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right)\left(\frac{1}{12}a_3 + \frac{1}{12\sqrt{3}}a_8 + \frac{1}{9}\Delta\Sigma^{AB}\right) - \frac{1}{9}\frac{n_f\alpha_s}{2\pi}\Delta G(Q^2) \tag{2.75}$$

$$\text{mit} \quad \Delta\Sigma^{\overline{MS}}(Q^2) = \Delta\Sigma^{AB} - \frac{n_f\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta G(Q^2). \tag{2.76}$$

Die verschiedenen Faktorisierungsschemata haben zu zwei Beschreibungen ein und derselben Observablen geführt und geben damit zu unterschiedlichen Interpretationen Anlaß. Bevor dieses Resultat diskutiert wird, soll der Aspekt des anomalen Gluonbeitrags noch aus dem Blickwinkel der Operator–Produkt–Entwicklung beleuchtet werden.

[f] Englisch: modified minimal subtraction scheme

[g] Adler Bardeen

In Abschnitt 2.5 wurde gezeigt, wie die polarisierten Quarkverteilungsfunktionen mit den Proton–Matrixelementen der axialen Vektorströme zusammenhängen. Während die Nonsingletströme durch die Zerfallskonstanten der Hyperonzerfälle und des Neutronzerfalls bestimmt werden konnten, blieb der Singlettanteil des Axialstromes unbestimmt. Das Protonmatrixelement dieses Singlettanteils steht aber in enger Verbindung mit der Singlett–Quarkverteilung (vergl. Gleichung (2.62)). In der massefreien Quantenchromodynamik (chirales Limit) ist der Singlettaxialstrom auf den ersten Blick erhalten [44]

$$\partial_\mu j^{\mu 5} = \partial \bar{\Psi} \gamma^\mu \gamma^5 \Psi = 2mi \bar{\Psi} \gamma^5 \Psi = 0. \tag{2.77}$$

Dieser Eindruck ist jedoch nicht richtig, da es einen anomalen Gluonbeitrag zum Axialstrom gibt, der eine nicht verschwindende Divergenz dieses Stromes erzeugt [44]. Dieses Phänomen wurde zuerst in der QED entdeckt [45]. Bestimmt man die Stromdivergenz unter Verwendung der Bewegungsgleichungen der Fermionenfelder oder durch störungstheoretische Berechnung des Dreiecksgraphen in Abbildung 2.7, erhält man

$$\partial_\mu j^{\mu 5} = -\frac{e^2}{16\pi^2} \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu}. \tag{2.78}$$

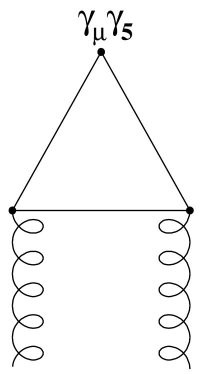

Abbildung 2.7: Das Dreiecksdiagramm der axialen Anomalie. Die Gluonen koppeln über das Dreieck an den axialen Strom und erzeugen so einen Gluonbeitrag im entsprechenden Protonmatrixelement.

Dabei vertritt $F_{\alpha\beta}$ das Eichfeld (im Fall der QED also das Photonenfeld). Adler und Bardeen zeigten, daß dieses Ergebnis in allen Ordnungen der störungstheoretischen Behandlung gleich bleibt. Ein analoger Mechanismus existiert in der massefreien QCD [46, 47, 48], wo man

$$\partial_\mu j_0^{\mu 5} = \frac{\alpha_s}{2\pi} n_f Sp\left(G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}\right) \tag{2.79}$$

findet [33]. Erwartungsgemäß taucht in dieser Gleichung der Gluonfeldtensor $G_{\mu\nu}$ auf. $n_f = 3$ steht für die Anzahl der aktiven Quarkflavour. Man kann sich nun einen erhaltenen Strom $\tilde{j}_0^{\mu 5}$ definieren:

$$\tilde{j}_0^{\mu 5} = j_0^{\mu 5} - n_f \frac{\alpha_s}{2\pi} K^\mu \qquad \text{mit} \qquad \partial_\mu K^\mu = Sp\left(G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}\right). \tag{2.80}$$

Die zugehörige Gleichung der Matrixelemente ist dann identisch mit Gleichung (2.76)

$$\tilde{a}_0 = a_0(Q^2) + n_f \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(Q^2) \tag{2.81}$$

Anschaulich läßt sich der zusätzliche Gluonterm wie folgt erklären: Über den Dreiecksgraphen in Abbildung 2.7 kann das Gluonfeld mit dem Stromoperator $j_0^{\mu 5}$ wechselwirken. Dann ist das Protonmatrixelement dieses Operators $\left\langle PS \left| j_0^{\mu 5} \right| PS \right\rangle$ nicht mehr, wie bei der Herleitung der Gleichung (2.54) angenommen wurde, allein durch die Summe der Matrixelemente der freien Quarks gegeben, sondern man erhält einen zusätzlichen Gluonbeitrag. Dieser Gluonbeitrag ist das Gluonmatrixelement des Stromoperators.

$$\left\langle k\lambda \left| j_0^{\mu 5} \right| k\lambda \right\rangle = -n_f \frac{\alpha_s}{2\pi} S_\mu^g(k,\lambda) \tag{2.82}$$

Dieser Term muß bei der Bestimmung des Matrixelements a_0 berücksichtigt werden. Man erhält dann

$$\begin{aligned} a_0(Q^2) &:= \left\langle PS \left| j_0^{\mu 5} \right| PS \right\rangle = a_0^{\text{Quark}} + a_0^{\text{Gluon}} \\ &= a_0^{\text{Quark}} - 3\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2). \end{aligned} \tag{2.83}$$

Wobei a_0^{Quark} das im QPM bestimmte Matrixelement ist, das mit dem totalen Helizitätsbeitrag der Quarks verknüpft war.

An dieser Stelle muß auf eine Besonderheit des Gluonterms in den Gleichungen (2.83) und (2.76) hingewiesen werden. Dem ersten Augenschein zum Trotz verschwindet der Term $\alpha_s(Q^2)\Delta G(Q^2)$ im Grenzwert hoher Impulsüberträge nicht. Aus der DGLAP–Gleichung für die ersten Momente der Gluon- und Quarkhelizitäten und der Entwicklungsgleichung der starken Kopplungskonstante [31, 49]

$$\frac{\mathrm{d}\alpha_s(Q^2)}{\mathrm{d}t} \overset{\text{LO}}{=} -\beta_0 \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{4\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \qquad \text{mit} \qquad \beta_0 \overset{\text{LO}}{=} \frac{1}{3}(33 - 2n_f)$$

folgt in führender Ordnung der Störungstheorie

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\alpha_s(t)\Delta G(t)\right] &= \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\alpha_s(t)\Delta G(t) + \alpha_s(t)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\Delta G(t) \\ &= \left(-\beta_0\frac{\alpha_s^2}{4\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^3)\right)\Delta G + \alpha_s\left(\frac{\alpha_s}{2\pi}(2\Delta\Sigma + \frac{\beta_0}{2}\Delta G) + \mathcal{O}(\alpha_s^2)\right) \\ &= 0 + \mathcal{O}(\alpha_s^2), \end{aligned} \tag{2.84}$$

d.h. in führender Ordnung von α_s ist $\alpha_s \Delta G$ unabhängig von Q^2. Damit kann der Gluonbeitrag zu Γ_1 unabhängig von Q^2 groß sein.

Die Gleichungen (2.83) und (2.76) versinnbildlichen die Problematik der Spinstrukturanalyse: Es gibt keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem durch das erste Moment bestimmten Matrixelement a_0 und dem Quarkbeitrag zum Protonspin $\Delta\Sigma$. Während im Adler–Bardeen–Schema die Gluonen einen direkten Beitrag zu a_0 leisten und der Helizitätsbeitrag der Quarks Q^2–unabhängig ist, ist im $\overline{MS}$–Schema der Gluonbeitrag vollständig in der Q^2–abhängigen Quarkhelizität absorbiert. Für beliebige Faktorisierungschemata erhält man statt (2.81)

$$\tilde{a}_0 = a_0(Q^2) + \lambda n_f \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(x, Q^2) \tag{2.85}$$

mit $0 \le \lambda \le 1$.

Wendet man sich vor diesem Hintergrund nochmals der Ellis–Jaffe Summenregel zu, so findet man zwei gegensätzliche Erklärungsmöglichkeiten für den überraschenden

EMC–Befund. Zum einen kann man die unbegründete Annahme $\Delta s = \Delta\bar{s} = 0$ aufgeben und über

$$a_0 = a_8 + 3(\Delta s + \Delta\bar{s}) \tag{2.86}$$

den niedrigen experimentellen Wert durch eine negative Polarisation der Strangequarks erklären. Andererseits kann man selbst unter Beibehaltung der naiven Annahme verschwindender Strangequarkpolarisation durch eine Gluonpolarisation von $\Delta G(Q^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2) = 3.4 \pm 1.5$ Vorhersage und Meßwert in Einklang bringen. Da es weder einen Grund zur Annahme $\Delta s = 0$ noch zu $\Delta G = 0$ gibt, erscheint eine Mischung beider Phänomene die natürlichste Erklärung und damit ist eine Messung dieser beiden Größen ein wichtiger Schritt zur Lösung des Spinpuzzles.

Ein Weg die polarisierten Partonverteilungsfunktion zu bestimmen, führt über die Analyse des Skalenverhaltens der polarisierten Strukturfunktion g_1. Diese Analyse ist im Abschnitt 2.6 im Zusammenhang mit der unpolarisierten Strukturfunktion F_2 diskutiert worden. Vergleicht man die zur Verfügung stehenden Meßwerte für den unpolarisierten Fall in Abbildung 2.5 mit den Daten zur Strukturfunktion g_1, die in Abbildung 2.8 dargestellt sind, so ist klar, daß insbesondere die Gluonpolarisation durch diese Analyse nur wenig eingeschränkt wird. Eine solche Analyse wurde u.a. von der SMC–Kollaboration durchgeführt.

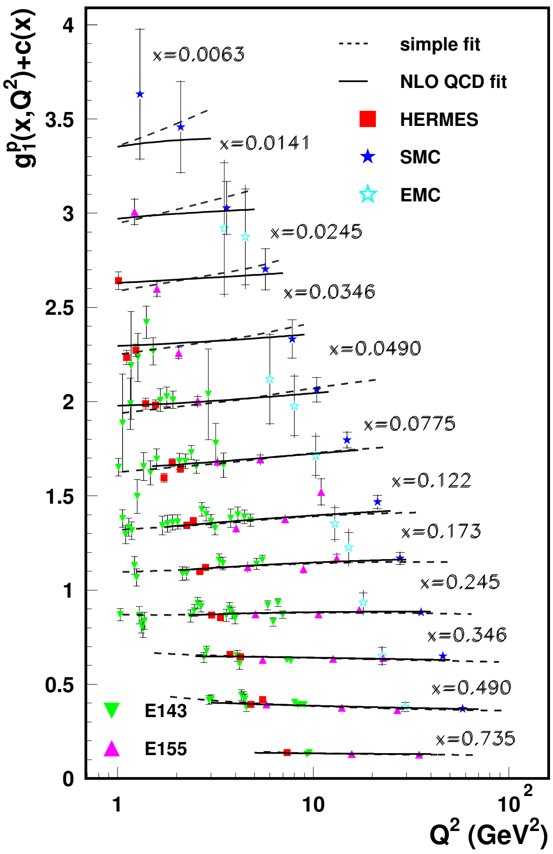

Abbildung 2.8: Zusammenstellung aller Messungen der Strukturfunktion g_1. Der durch die Messungen abgedeckte kinematische Bereich beträgt zwei Größenordnungen in Q^2 [50] (vergl. Abbildung 2.5).

Die nachstehende Abbildung 2.9 zeigt die Ergebnisse der NLO–Analyse der SMC [16]. In der Graphik ist dem durch eine Linie dargestellten wahrscheinlichsten Funktionsverlauf von δG und $\delta\Sigma$ das Band des statistischen Fehlers überlagert. Die beiden gestreiften Gebiete unterhalb der Funktion stellen (von oben nach unten) den systematischen Fehler des Experimentes und die theoretische Unbestimmtheit dar. Während die Quarkverteilung recht gut bestimmt ist, ist der Fehler der polarisierten Gluonverteilung groß und liefert nicht mehr als ein Indiz dafür, daß die Gluonpolarisation positiv ist.

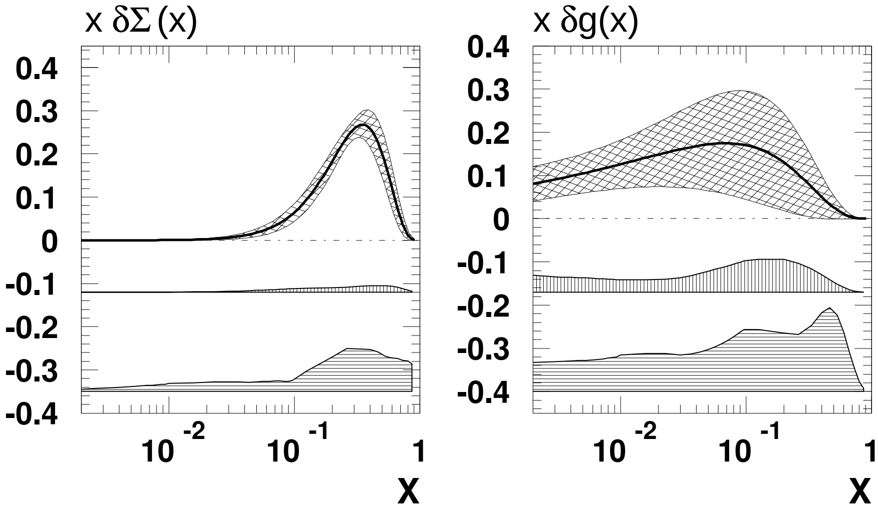

Abbildung 2.9: Ergebnisse der NLO–Analyse der SMC–Kollaboration.

Die indirekte Bestimmung der polarisierten Gluonverteilung scheitert also an der unzureichenden Anzahl von Messungen der Strukturfunktion g_1 und der fehlenden Überdeckung eines vergleichbaren kinematischen Bereichs wie bei der F_2 Messung, die nur in polarisierten Streuungen mit höheren Schwerpunktsenergien, wie sie z.B. an HERA [51] zur Verfügung stünden, erreichbar wäre und in weiter Zukunft liegt.

Die erste direkte Messung von ΔG, die das HERMES–Experiment am DESY durchgeführt hat [52], bestätigt die Ergebnisse der verschiedenen NLO–Analysen: ΔG ist positiv aber zu klein, um als einzige Ursache für das Spindefizit in Frage zu kommen, zudem zeigt eine von HERMES durchgeführte Messung von Δs [53], daß auch dieser Wert zu klein ist, um alleine die Spinbilanz zu vervollständigen.

Da sowohl der Fehler der Gluonpolarisation ΔG als auch der Fehler auf Δs noch groß sind, werden weitere Messung der polarisierten Partonverteilungsfunktionen, wie sie z.B. beim COMPASS–Experiment geplant sind, nötig.

Im nächsten Kapitel findet sich eine ausführliche Beschreibung der bei COMPASS geplanten direkten Messungen der Gluonpolarisation ΔG.

Kapitel 3

Die Messung der Gluonpolarisation mit COMPASS

3.1 Direkte Messung von ΔG in semi–inklusiver DIS

Eine Reaktion, mit der man in der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung einen direkten Zugang zur Gluonverteilung bekommt, ist die Photon–Gluon–Fusion (PGF). Abbildung 3.1 zeigt den Feynmangraphen dieser Reaktion.

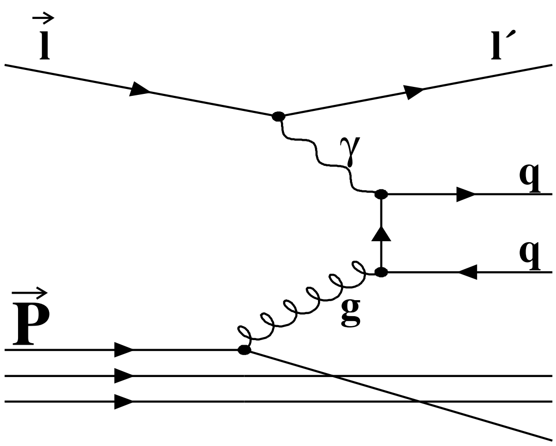

Abbildung 3.1: Feynmangraph der Photon–Gluon–Fusion. Das virtuelle Photon koppelt über ein Quark–Antiquark–Paar an das Gluon

Das vom Lepton erzeugte virtuelle Photon koppelt über ein Quark–Antiquark–Paar an das aus dem Nukleon kommende Gluon. Die Doppelspinasymmetrie

$$A_{\mathrm{PGF}} = \frac{N_{\mathrm{PGF}}^{\uparrow\uparrow} - N_{\mathrm{PGF}}^{\uparrow\downarrow}}{N_{\mathrm{PGF}}^{\uparrow\uparrow} + N_{\mathrm{PGF}}^{\uparrow\downarrow}} \tag{3.1}$$

erlaubt die Extraktion der polarisierten Gluonverteilung ΔG.

Der Nachweis der Photon–Gluon–Fusion erfolgt über die Vermessung des hadronischen Endzustandes, der deshalb so vollständig wie möglich bestimmt werden soll (semi–inklusive Messung). Bei der Analyse des hadronischen Endzustandes geht man davon aus, daß die energiereichsten Hadronen die Quarks beinhalten, die am primären Streuprozeß beteiligt waren. Die Verbindung zwischen dem Quark und den Hadronisierungsprodukten ist durch die Fragmentationsfunktionen $D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)$ gegeben. Dabei gibt $D_{\mathrm{q}}^{\mathrm{h}}(z)\mathrm{d}z$ an, wieviele Hadronen des Typs h mit dem Energieanteil $[z, z + \mathrm{d}z]$ aus einem Quark q entstehen. Über die Identifikation der energiereichsten Hadronen sind damit Rückschlüsse auf die am primären Prozeß beteiligten Quarks möglich.

Will man die Photon–Gluon–Fusion studieren, so sind alle anderen Reaktionsmöglichkeiten des virtuellen Photons mit den Protonbausteinen als Untergrund zu betrachten. In nullter und erster Ordnung der starken Kopplungskonstanten α_s sind die in Abbildung 3.2 durch ihre Feynman–Diagramme vertretenen Reaktionen relevant. Der erste Term a) ist der LO–Prozeß der tiefinelastischen Streuung. Die beiden NLO–Reaktionen sind zum einen die schon erwähnte Photon–Gluon–Fusion c) und zum anderen eine QCD–Abwandlung des Comptonstreudiagramms mit einem Gluon anstelle eines Photons im Ausgangskanal b) und einem einlaufenden virtuellen Photon γ^*.

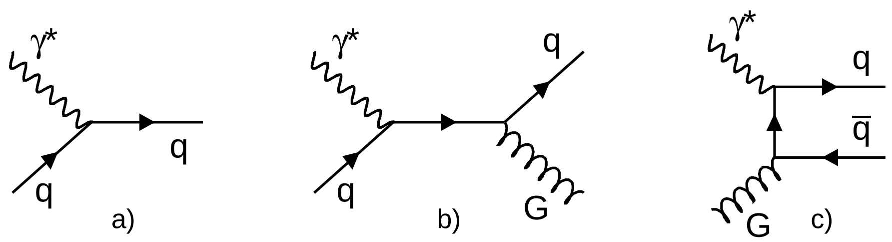

Abbildung 3.2: Feynmangraphen der relevanten Streuprozesse in führender und nächster Ordnung. a) ist der LO Streuprozeß, b) die QCD Comptonstreuung und c) die Photon–Gluon–Fusion

Zusätzlich zu den Graphen in 3.2 gibt es noch einen weiteren Untergrundbeitrag aus Prozessen, in denen der hadronische Inhalt des Photons die Kopplung zwischen Photon und Gluon ermöglicht. Solche Prozesse nennt man 'resolved photon' Ereignisse. In solchen Reaktionen ist man nicht auf die Gluonverteilung im Nukleon sensitiv, sondern vermißt die Hadronstruktur der Photonen.

Bei der dem COMPASS–Experiment zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie von bis zu 18 GeV gibt es zwei bekannte Strategien zur Selektion der PGF und zur Unterdrückung der unerwünschten Untergrundereignisse a) und b). Der Diskussion dieser Signaturen sind die folgenden Abschnitte gewidmet.

3.2 Erzeugung von offenem Charm

Der erfolgsversprechenste Weg zum Nachweis der Photon–Gluon–Fusion und somit zur Bestimmung des Gluonbeitrags zum Nukleonspin ist die Produktion schwerer Quarks, z.B. Charmquarks bei COMPASS–Energien. Dieser Kanal ist wegen des fehlenden Konstituentencharmquarks im Nukleon und der unterdrückten Charmproduktion in der Hadronisierung besonders untergrundfrei. Mit anderen Worten die Charmerzeugung geschieht in führender Ordnung ausschließlich durch Photon–Gluon–Fusion. Die zur Erzeugung des $c\bar{c}$–Paares nötige Schwerpunktsenergie von $\hat{s}_{\text{min}} = 4 \cdot m_c^2 \approx 9\,\text{GeV}$ garantiert zudem die Gültigkeit der störungstheoretischen Behandlung des Streuprozesses unabhängig vom Impulsübertrag des Photons (Faktorisierungsskala = $\hat{s}$). Für die nun folgende Betrachtung des Wirkungsquerschnitts und der Asymmetrien beschränke ich mich der Einfachheit halber zunächst auf den Photoproduktionsprozeß $\gamma\text{N} \to c\bar{c}\text{X}$ und erweitere die Ergebnisse später auf den Fall der Myoproduktion.

3.2.1 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma\text{N}\to c\bar{c}\text{X}}$ kann durch eine Faltung des partonischen Streuquerschnitts $\hat{\sigma}^{\gamma\text{g}\to c\bar{c}\text{X}}$ mit der Partonsverteilungsfunktion g dargestellt werden [54].

$$\sigma^{\gamma\text{N}\to c\bar{c}\text{X}} = \hat{\sigma} \otimes g + \Delta\hat{\sigma} \otimes \delta g \tag{3.2}$$

Die Graphik 3.3 zeigt den PGF–Prozeß im Photon–Gluon–Schwerpunktssystem. Die Partonstreuquerschnitte $\hat{\sigma}$ und $\Delta\hat{\sigma}$ sind Funktionen dreier Variablen, so z.B. des Impulsübertrags Q^2, der Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ und des Winkels $\hat{\Theta}$ und sind in führender und nächster Ordnung berechnet worden [55, 56].

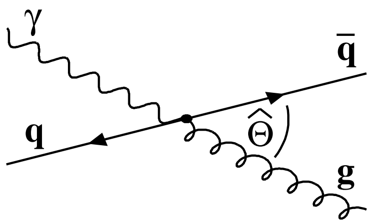

Abbildung 3.3: Die Photon–Gluon–Streuung im γ–g–Schwerpunktssystem. Der Winkel zwischen auslaufendem Quark und einlaufendem Boson ist $\hat{\Theta}$.

Die im vorigen Kapitel behandelten Gluonverteilungsfunktionen g und δg hängen hingegen lediglich vom Impulsanteil des Quarks η und von der Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ ab. Im Photoproduktionslimit ($Q^2 = 0$) gilt, wenn mit P der Protonimpuls bezeichnet wird, folgende Relation

$$\hat{s} = (q + \eta P)^2 = 2\eta q P + (\eta M_\text{P})^2 \approx 2\eta\nu M_\text{P}. \tag{3.3}$$

Die Meßgröße zur Bestimmung von δg ist die Produktionsasymmetrie

$$A^{\gamma\text{N}\to c\bar{c}\text{X}} = \frac{\int_\omega \Delta\hat{\sigma}(\hat{s},\hat{\Theta})\delta g(\eta,\hat{s})\text{d}\omega}{\int_\omega \hat{\sigma}(\hat{s},\hat{\Theta}) g \text{d}\omega} \tag{3.4}$$

$$= \frac{\int_\omega \hat{a}_{LL}\frac{\delta g}{g}\hat{\sigma} g \text{d}\omega}{\int_\omega \hat{\sigma} g \text{d}\omega} = \left\langle \hat{a}_{LL}\frac{\delta g}{g} \right\rangle_{g\hat{\sigma}}. \tag{3.5}$$

Die Integration in Gleichung (3.4) erstreckt sich dabei über den im Experiment nicht unterscheidbaren kinematischen Bereich. Da im COMPASS–Experiment auf die Rekonstruktion des γ–g–Streuprozesses im Fall der Charm–Produktion verzichtet wird, symbolisiert ω den $\hat{\Theta}$–$\hat{s}$–Phasenraum. Die eingeführte Partonasymmetrie $\hat{a}_{LL}$ ist definiert durch $\hat{a}_{LL} = \Delta\hat{\sigma}(\hat{s},\hat{\Theta})/\hat{\sigma}(\hat{s},\hat{\Theta})$. $A^{\gamma\text{N}\to c\bar{c}\text{X}}$ ist somit der mit dem Produkt $g\sigma^{\gamma\text{N}\to c\bar{c}\text{X}}$ gewichtete Mittelwert des Produktes $\hat{a}_{LL}\frac{\delta g}{g}$ (cf. Formel (3.5)). Zur Bestimmung von δg

ist demnach neben den im Rahmen der QCD störungstheoretisch berechenbaren Wirkungsquerschnitten $\hat{\sigma}$ und $\Delta\hat{\sigma}$ auch die Kenntnis der unpolarisierten Gluonverteilung erforderlich. Diese Verteilung ist aus QCD–Analysen der Strukturfunktion F_2 bekannt (z.B. [38]).

Nach Ausführung der Integration von Gleichung (3.4) über den Winkel $\hat{\Theta}$ erhält man

$$A^{\gamma\mathrm{N}\to\mathrm{c\bar{c}X}}(\nu) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma\mathrm{N}\to\mathrm{c\bar{c}X}}(\nu)}{\sigma^{\gamma\mathrm{N}\to\mathrm{c\bar{c}X}}(\nu)} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M\nu}\Delta\hat{\sigma}(\hat{s})\delta g(\eta,\hat{s})\mathrm{d}\hat{s}}{\int_{4m_c^2}^{2M\nu}\hat{\sigma}(\hat{s})g(\eta,\hat{s})\mathrm{d}\hat{s}}. \tag{3.6}$$

Die beiden integrierten Streuquerschnitte $\hat{\sigma}$ und $\Delta\hat{\sigma}$ sind in LO–QCD durch

$$\Delta\hat{\sigma}(\hat{s}) = \frac{4}{9}\frac{2\pi\alpha_e\alpha_s(\hat{s})}{\hat{s}}\left(3\beta - \ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \tag{3.7}$$

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = \frac{4}{9}\frac{2\pi\alpha_e\alpha_s(\hat{s})}{\hat{s}}\left(-\beta(2-\beta^2) + \frac{1}{2}(3-\beta^4)\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \tag{3.8}$$

mit $\beta = \sqrt{1-\frac{4m_c^2}{\hat{s}}}$ gegeben. Die in Gleichung (3.6) verwendeten Photon–Nukleon–Wirkungsquerschnitte sind durch

$$\Delta\sigma^{\gamma\mathrm{N}\to\mathrm{c\bar{c}X}}(\nu) = \frac{1}{2M_N\nu}\int_{4m_c^2}^{2M_N\nu}\Delta\hat{\sigma}(\hat{s})\delta g(\eta,\hat{s})\mathrm{d}\hat{s} \tag{3.9}$$

$$\sigma^{\gamma\mathrm{N}\to\mathrm{c\bar{c}X}}(\nu) = \frac{1}{2M_N\nu}\int_{4m_c^2}^{2M_N\nu}\hat{\sigma}(\hat{s})g(\eta,\hat{s})\mathrm{d}\hat{s} \tag{3.10}$$

bestimmt. Die Größen $\hat{\sigma}$, $\Delta\hat{\sigma}$ und $\hat{a}_{LL}$ sind in Abbildung 3.4 gezeigt.

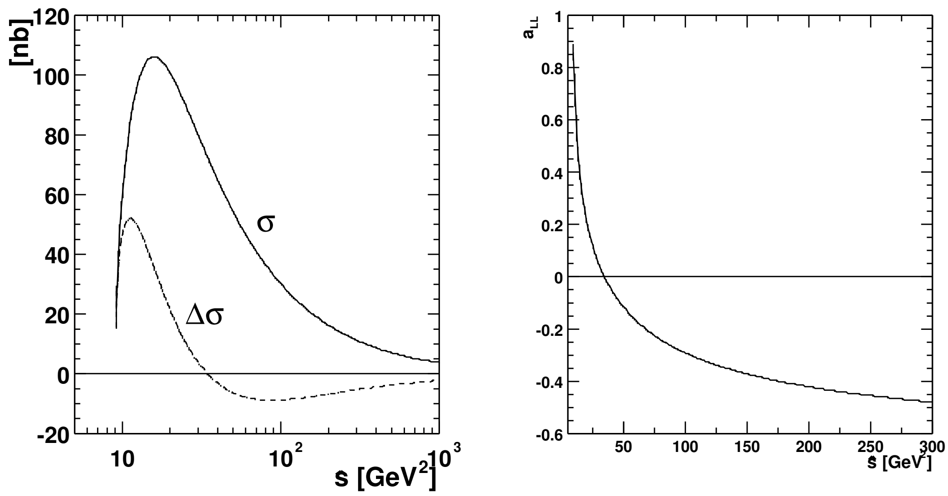

Abbildung 3.4: Links: Darstellung des spinabhängigen und spinunabhängigen Partonlevelwirkungsquerschnitts aus Gleichung (3.7) und (3.8). Rechts: Asymmetrie des Prozesses.

Der Vorzeichenwechsel der Asymmetrie $\hat{a}_{LL}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\hat{s}_0 \approx 13\,m_c^2$ sorgt für eine Verkleinerung der integralen Asymmetrie $A_{\gamma\mathrm{N}}^{\mathrm{c\bar{c}X}}(\nu)$, wenn man auf beiden Seiten des Nulldurchgangs mißt und erzeugt so eine Verschlechterung der experimentellen Genauigkeit. Illustriert wird dieses Verhalten im Schaubild 3.5, das neben verschiedenen polarisierten Gluonverteilungen $\eta\delta g$ (links) die resultierende integrale Asymmetrie (rechts) für die verschiedenen Verteilungen δg zeigt. Die Parametrisierungen der Gluonverteilungen sind [57] entnommen. Jede dieser Parametrisierungen ist mit dem gemessenen funktionalen Verlauf der Strukturfunktion g_1 kompatibel.

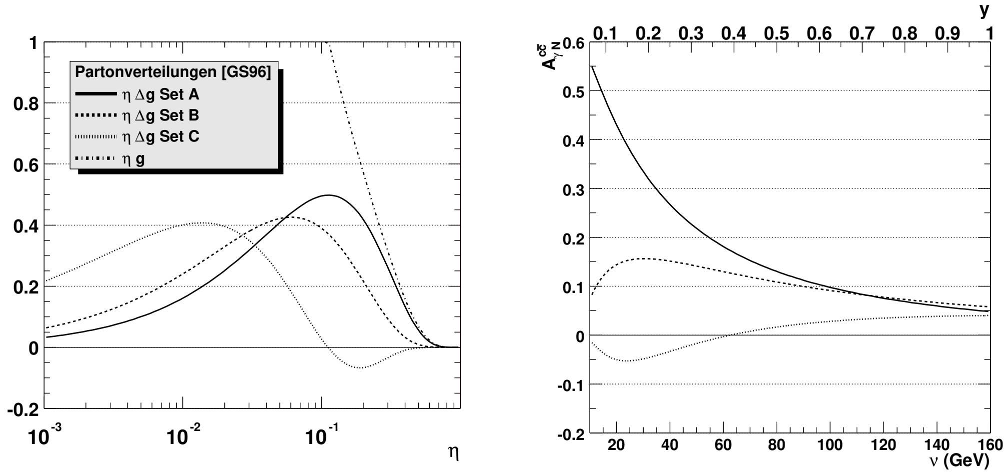

Abbildung 3.5: Darstellung einer Reihe von verschiedenen Parametrisierungen aus [57] für $\delta g(\eta)$ (links). Die rechte Graphik zeigt die mit diesen Partonverteilungen gewonnene Photoproduktionsasymmetrie.

Um die Photoproduktionsasymmetrie nun auf den Fall der Myoproduktion zu erweitern, muß lediglich die Übertragung der Polarisation vom Myon auf das Photon berücksichtigt werden.

$$A_{\mu\mathrm{N}}^{\mathrm{c\bar{c}X}}(y) = D(y) A_{\gamma\mathrm{N}}^{\mathrm{c\bar{c}X}}(y) \tag{3.11}$$

Der exakte Ausdruck für den Depolarisationsfaktor D findet sich in (2.23). Der Wirkungsquerschnitt der Myoproduktion von Charm ist gegeben durch:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mu\mathrm{N}\to\mathrm{c\bar{c}XX}}}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\nu} = \Gamma(E_\mu, Q^2, \nu)\frac{\sigma^{\gamma\mathrm{N}\to\mathrm{c\bar{c}XX}}(\nu)}{\left(1+\frac{Q^2}{M_0^2}\right)^2}. \tag{3.12}$$

Der Massenparameter M_0 wurde durch einen Fit an experimentelle Daten zu $M_0 = 3.9\,\mathrm{GeV}$ [22] bestimmt. Der Vorfaktor Γ beschreibt den Photonfluß in Abhängigkeit von der Leptonstrahlenergie und dem Energie- bzw. dem Impulsübertrag des Photons.

$$\Gamma(E_\mu, Q^2, \nu) = \frac{\alpha_e}{2\pi}\frac{2(1-y)+y^2+Q^2/2E_\mu^2}{Q^2(Q^2+\nu^2)^{1/2}} \tag{3.13}$$

Beachtenswert ist, daß der Photonfluß für kleine Q^2 und endliche ν wie $1/Q^2$ ansteigt. Um von diesem Anstieg zu profitieren, sollte bei der Messung der Charmproduktion das gesamte Spektrum der virtuellen Photonen bis hin zum quasi–reellen Fall ($\mathrm{Q}^2 \approx 0$) ausgenutzt werden. Der in Gleichung (3.12) verwendete Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Charm ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Der Wirkungsquerschnitt steigt zwischen der Schwelle und einer Photonenergie von rund 50 GeV stark an, so daß vor allem Reaktionen, in denen ein hochenergetisches virtuelles Photon ausgetauscht wird, für die Charmproduktion interessant sind.

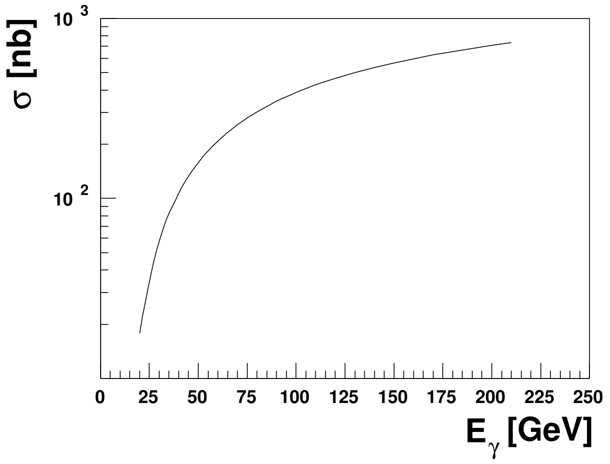

Abbildung 3.6: Funktionaler Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Charm.

Die im Experiment letztlich bestimmte Zählratenasymmetrie wird durch die Berücksichtigung der Target- und Strahlpolarisation sowie des Verdünnungsfaktors f, der den Anteil der polarisierbaren Nukleonen im Target beschreibt, auf

$$A_{\rm exp} = \frac{N^{c\bar{c}X}_{\uparrow\uparrow} - N^{c\bar{c}X}_{\uparrow\downarrow}}{N^{c\bar{c}X}_{\uparrow\uparrow} + N^{c\bar{c}X}_{\uparrow\downarrow}} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot D \cdot A^{c\bar{c}X}_{\gamma N} \tag{3.14}$$

reduziert.

3.2.2 Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm

Nach ihrer Erzeugung in der Photon–Gluon–Fusion hadronisieren die c–Quarks zu charmtragenden Mesonen und Baryonen. Die Formationswahrscheinlichkeiten für die am häufigsten entstehenden Hadronen finden sich in Tabelle 3.1, wonach in 60% der Fälle aus einem Charm- bzw. Anticharmquark ein neutrales D–Meson entsteht. Im Mittel entstehen demnach 1.2 neutrale D–Mesonen pro Charmproduktionsereignis.

Hadron	Wahrscheinlichkeit
D^0	60%
D^+	20%
D_s^+	10%
Λ_c	10%

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Hadronisierungsprodukte eines Charmquarks [58]. Ein Anticharmquark erzeugt mit den gleichen Häufigkeiten die entsprechenden Antiteilchen.

Nachgewiesen werden die D–Mesonen durch die Rekonstruktion ihres Zweikörperzerfalls

$$D^0 \to \pi^+ K^- \qquad \text{bzw.} \qquad \overline{D^0} \to \pi^- K^+. \tag{3.15}$$

Das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls wird in der Literatur mit 3.83±0.09 % angegeben [58]. Im COMPASS–Experiment wird aus Luminositätsgründen ein großes Festkörpertarget verwendet. Da durch die damit verbundene Verschlechterung der Vertexauflösung die Nutzung des Zerfallsvertex der D–Mesonen zur Identifikation von Charm unmöglich wird, hängt das Signal–Untergrundverhältnis ausschließlich von der Massenauflösung des Spektrometers ab. Obwohl der Zweikörperzerfall derjenige Zerfallskanal der D^0–Mesonen mit dem kleinsten kombinatorischen Untergrund ist, erreicht man mit der bei COMPASS angestrebten Massenauflösung von $\sigma \approx 10\,\mathrm{MeV}$ und einem $2\,\sigma$–Schnitt auf die invariante Masse des D^0–Kandidaten lediglich ein Signal zu Untergrundverhältnis von $S/B = 1/6500$. Deshalb sind weitere Selektionskriterien zur Reduktion des Untergrundes nötig.

Der kombinatorische Untergrund entsteht durch die Kombinationen von Hadronen, die aus anderen Prozessen als dem D^0–Zerfall entstanden sind und zufällig eine ähnliche invariante Masse aufweisen. Im Gegensatz zu den Pionen und Kaonen des D^0–Zerfalls bekommen Hadronen, die durch den Hadronisierungsprozeß eines Quarks entstehen, nur einen kleinen transversalen Impuls. Das π–K–Paar aus dem D^0–Zerfall wird hingegen im Schwerpunktssystem des D–Mesons in entgegengesetzter Richtung mit einem Impuls von je 861 MeV/c ausgesandt. Parametrisiert man den Phasenraum des D^0–Zerfalls mit dem in der Zeichnung 3.7 angegeben Winkel θ_K, so entspricht $\theta_K \approx 90^\circ$ einem hohen Transversalimpuls im Laborsystem und und ist nach der vorhergehenden Überlegung ein Indiz für die Entstehung der Mesonen aus einem D^0–Zerfall.

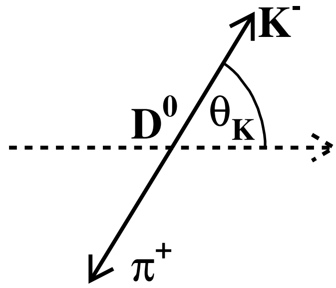

Abbildung 3.7: Gezeigt ist der D^0–Zerfall im Schwerpunktssystem. Die beiden entstehenden Mesonen fliegen in entgegengesetzter Richtung davon. Der Winkel θ_K zwischen der D^0–Bewegungsrichtung und dem entstehenden Kaon bestimmt den Transversalimpuls der beiden Mesonen.

Eine weitere nützliche Variable ist $z_D = \frac{E_D}{\nu}$. Diese Größe beschreibt den Energieanteil des virtuellen Photons, der vom D^0-Meson getragen wird. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung von Untergrund- und Charmereignissen in der $(\cos\theta_K, z_D)$–Ebene. Die eingezeichneten Linien stellen die optimierten Schnitte dar. Den besten Kompromiß zwischen Untergrundunterdrückung und Signalverlust findet man mit $|\cos\theta_K| < 0.5$ und $z_D > 0.25$. Nach Anwendung dieser Schnitte erhält man bei einem Signalverlust von 65 % eine Verbesserung des Signal–Untergrund–Verhältnis um einen Faktor 1750 auf etwa $S/B = 1/3.7$ [22].

Etwa 30% der D^0–Mesonen stammen aus dem Zerfall eines $D^{*\pm}$; einem Zerfall der besondere kinematische Merkmale besitzt.

$$D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to (K^-\pi^+)\,\pi_s^+ \quad + \quad \text{c.c.} \tag{3.16}$$

Der Massenunterschied $\delta M = m(K^\mp\pi^\pm\pi_s^\pm) - m(K^\mp\pi^\pm) = 145$ MeV ist sehr klein und erlaubt eine genaue Bestimmung der D^*–Masse. Der Nachweis des weichen Pions π_s^+ reduziert den kombinatorischen Untergrund deutlich. Diese Reduktion geht soweit,

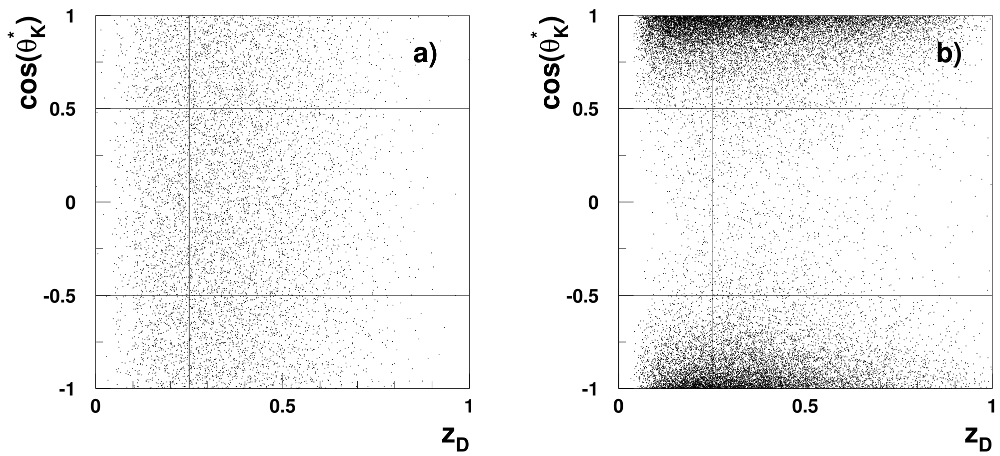

Abbildung 3.8: Dargestellt ist hier die durch eine Monte–Carlo Simulation ermittelte Verteilung von Signal- (rechts) und Untergrundereignissen (links) in der z_D–$\cos\Theta_K$–Ebene. Eingezeichnet sind die optimierten Schnitte $|\cos\theta_K| < 0.5$ und $z_D > 0.25$.

daß diese Zerfallskette bei Experimenten ohne Teilchenidentifikation den D^0–Nachweis erlaubt [59].

3.2.3 Erreichbare Meßgenauigkeit

Der statistische Fehler der $\frac{\Delta G}{G}$–Messung bestimmt sich durch die Gleichung

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right) = \frac{1}{fP_BP_T\overline{D}}\frac{\sqrt{1+N^B/N^S}}{\hat{a}_{LL}\sqrt{N^S}}. \tag{3.17}$$

Die Präzision des Experimentes hängt von den Parametern Strahlpolarisation P_B, Targetpolarisation P_T, mittlerer Depolarisationsfaktor $\overline{D}$, Verdünnungsfaktor f und von den kinematikabhängigen Größen Partonasymmetrie $\hat{a}_{LL}$ und Untergrund–Signal–Verhältnis $\frac{N^B}{N^S}$ ab.

Eine Verkleinerung des statistischen Fehlers des Endresultates kann erreicht werden, wenn man das Verhältnis $\frac{\Delta G}{G}$ durch die gewichtete Summe der Einzelereignisse bestimmt. Das entsprechende statistische Gewicht jeder einzelnen Messung beträgt:

$$W = \left(\frac{\hat{a}_{LL}}{\sqrt{1+N^B/N^S}}\right)^2. \tag{3.18}$$

Definiert man durch die Summe all dieser Gewichte eine effektive Ereignisanzahl

$$N_{\text{eff}} := \sum\left(\frac{\hat{a}_{LL}}{\sqrt{1+N^B/N^S}}\right)^2, \tag{3.19}$$

erhält man für den Meßfehler die vereinfachte Formel

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{\text{total}} = \frac{1}{fP_BP_T\overline{D}}\frac{1}{\sqrt{N_{\text{eff}}}}. \tag{3.20}$$

Wenn man das Signal zu Untergrundverhältnis für jedes Ereignis bestimmen kann und dieses Verfahren zur Bestimmung der Fehler verwendet, kann man auf die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Schnitte auf z_{D} und $\cos\theta_{\mathrm{K}}$ verzichten und so den statistischen Fehler reduzieren.

Für eine Datennahmeperiode von 133 Tagen (1 Jahr), bei einer Luminosität von $L = 43\,\mathrm{pb/d}$ und einer angenommenen Effizienz von Beschleuniger und Experiment von 25 %, erhält man mit dem ^{6}LiD Target [60, 22] die in Tabelle 3.2 aufgelisteten Meßgenauigkeiten.

	N_{eff}	$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right)$
D^0	522	0.22
D^{*+}	994	0.16
Total		0.14

Tabelle 3.2: Absolute statistische Fehler der $\frac{\Delta G}{G}$ Bestimmung bei einer Laufzeit von 133 Tagen mit ^{6}LiD Target.

Der statistische Fehler für $\Delta G/G$ beträgt 0.14. Der relative Fehler von $\Delta G/G$ hängt von der angenommenen polarisierten Gluonverteilung ab. Abbildung 3.9 erlaubt einen Vergleich der experimentellen Genauigkeit mit den verschiedenen Vorhersagen aus [61].

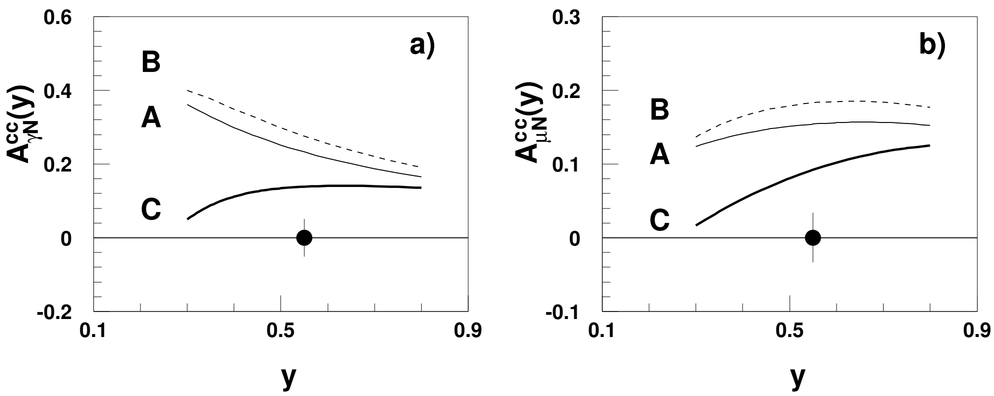

Abbildung 3.9: Gezeigt ist die Photon- und Myonproduktionsasymmetrie. Die drei Kurven entsprechen den verschiedenen Parametrisierungen für ΔG aus [61]. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, der nach 133 Tagen Datennahme erreicht wird.

Eine Verkleinerung des statistischen Fehlers ist durch die Einbeziehung anderer D^0–Zerfallskanäle möglich.

3.3 Hadronenpaare mit hohem Transversalimpuls

Ein weiterer Weg zum Nachweis der Photon-Gluon–Fusion führt über die Detektion von Hadronen mit einem, bezüglich der Richtung des virtuellen Photons, großen Transversalimpuls [62, 63, 64]. Betrachtet man wieder den Photon–Gluon–Fusions–Prozeß im Schwerpunktssystem der beiden Bosonen (siehe Abb. 3.10), so sieht man, daß in diesem Bezugssystem die Quarks in entgegengesetzte Richtung laufen, d.h. nach der

Lorentztransformation ins Laborsystem haben die beiden entstehenden führenden Hadronen einen annähernd entgegengesetzten Azimutwinkel. Da Quarks zudem bevorzugt in Hadronen mit gleichem Ladungsvorzeichen hadronisieren, haben die von Quark und Antiquark erzeugten Hadronen unterschiedliche Ladungsvorzeichen.

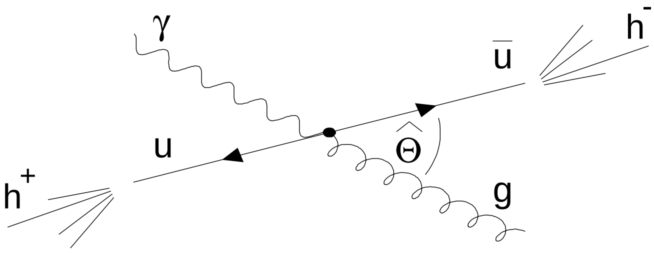

Abbildung 3.10: Photo–Gluon–Fusions Prozeß im Schwerpunktssystem.

Der detailierten Diskussion dieser Signatur, die vom HERMES–Experiment am DESY zum ersten Mal auf den polarisierten Fall angewandt wurde [52], sind die folgenden Absätze gewidmet.

3.3.1 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie

Eine Überlegung, die hinter dieser Analyseidee steckt, ist, daß ein großer transversaler Impuls lediglich durch den harten Partonstreuprozeß des Compton- und PGF-Diagramms (cf. Abb. 3.2 b und c) erzeugt werden kann. Zwar gibt es neben dem Streuprozeß noch zwei weitere Quellen für transversale Impulskomponenten, nämlich der durch die Fermibewegung der Quarks im Nukleon erzeugte Impuls und der Transversalimpuls, der in der Hadronisierung der auslaufenden Quarks entstehen kann, beide Quellen verursachen jedoch nur kleine Transversalimpulse.

Für den intrinsischen Transversalimpuls setzt man eine gaußförmige Verteilung um den Wert $\langle p_{\text{int}}\rangle \approx 440\,\text{MeV}$ an [62]. Ein Parton mit Impulsanteil z hätte demnach einen mittleren Transversalimpuls von $z\langle p_{\text{int}}\rangle < 440\,\text{MeV}$. Der mittlere Transversalimpuls, der in der Hadronisierung entsteht, ist von der gleichen Größenordnung; man findet z.B. $\langle p_{\text{had}}\rangle \approx 360\,\text{MeV}$ [62]. Addiert man beide Werte quadratisch, so erhält man als Abschätzung des Gesamttransversalimpuls $\langle p_T\rangle \approx 570\,\text{MeV}$. Ein Schnitt auf größere Transversalimpulse unterdrückt den Streuprozeß der führenden Ordnung (cf. Abb. 3.2a), da in diesem Prozeß kein zusätzlicher Transversalimpuls erzeugt wird.

Wirkungsvoller wird die Unterdrückung des $\gamma\text{q} \to \text{q}$–Prozesses, wenn man zwei korrelierte Hadronen mit hohem transversalem Impuls verlangt, die im Photon–Gluon–Schwerpunktssystem in entgegengesetzte Richtung fliegen. Solch eine verfeinerte Auswahlbedingung erlaubt zum einen eine Lockerung des Impulsschnittes, zum anderen erlaubt die Detektion beider Hadronen Rückschlüsse auf die Kinematik des harten Streuprozesses. Zusammenfassend ermöglichen die folgenden Schnitte eine wirkungsvolle Unterdrückung des LO–Streuprozesses und garantieren gleichzeitig die Anwendbarkeit der QCD–Störungsrechnung:

- Die Forderung eines minimalen Transversalimpulses von $p_T^{\text{min}} \sim 1.0 - 1.5\,\text{GeV}$ unterdrückt den LO Beitrag und fordert eine minimale Schwerpunktsenergie $\hat{s}_{\text{min}} = 4p_T^2$. Die damit verbundene Faktorisierungsskala erlaubt die störungstheoretische

Behandlung des Prozesses.

- Um sicherzugehen, daß die detektierten Hadronen keine Targetfragmente sind, verlangt man, daß der Impulsanteil des Hadrons (z) größer sei als 10 % [65].
- Die Forderung einer Azimutwinkeldifferenz zwischen den beiden Hadronen von $\Delta\phi = 180° \pm 30°$ nutzt aus, daß die in der PGF erzeugten Quarks im Photon–Gluon–Schwerpunktssystem eine entgegengesetzte Flugrichtung haben. Die Toleranz von 30° in diesem Auswahlkriterium berücksichtigt die in der Hadronisierung erzeugten Transversalimpulskomponenten.

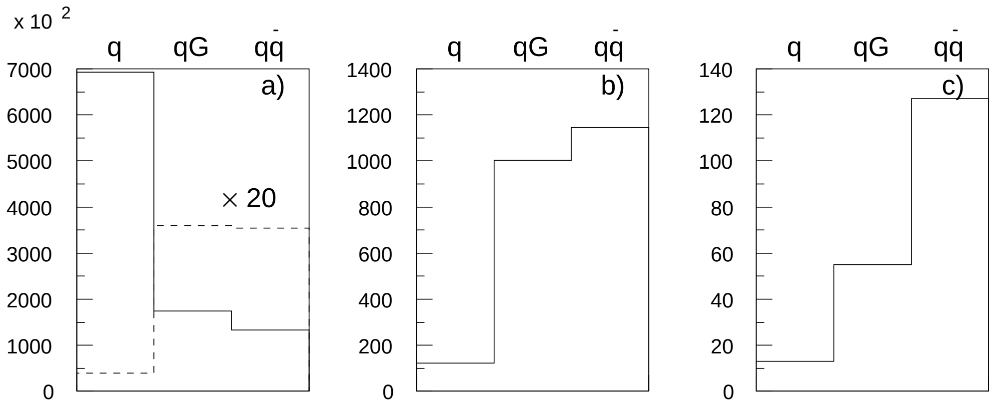

Abbildung 3.11: Anteil der unterschiedlichen Prozesse zum Wirkungsquerschnitt: (a) ohne Schnitt (durchgezogene Linie) und nach den in der Aufzählung erwähnten Schnitten auf z, p_T und den Azimutwinkel (gestrichelt). In (b) wird zusätzlich die entgegengesetzte Ladung der beiden Hadronen gefordert. In (c) wird ein Kaonpaar verlangt. Gezeigt sind die Ergebnisse für 10^6 simulierte Ereignisse

Die Abbildung 3.11 zeigt die Wirksamkeit der vorgestellten Schnitte. Die dieser Darstellung zugrunde liegende Ereignismenge von 10^6 tiefinelastischen Streuereignissen wurde für Verhältnisse, wie sie beim COMPASS-Experiment zu finden sind, durch eine Monte–Carlo–Simulationen erzeugt. Erwartungsgemäß wird der LO–Beitrag (erste Spalte) durch die aufgezählten Schnitte stark reduziert. Der Beitrag des Compton–Graphen (zweite Spalte) ist nun die entscheidende Untergrundquelle. Unterdrücken lassen sich diese Ereignisse, indem man eine ausgeglichene Ladungsbilanz der beiden Hadronen fordert (cf. Abb. 3.11b). Fordert man weiterhin die Entstehung eines K^+K^-–Paares, erreicht man eine weitere Reduktion des $\gamma q \to gq$ Prozesses, da der Strangeanteil im Nukleon klein ist. Die Auswirkungen der beiden letzten Schnitte sind den Balkendiagrammen b) und c) der Abbildung 3.11 zu entnehmen. Der Beitrag des QCD–Compton–Prozesses beträgt nach allen Schnitten noch immer rund 30 % und bildet einen nicht zu vernachlässigenden Untergrund bei der Asymmetriemessung. Der Comptonbeitrag muß durch eine Monte–Carlo–Simulation abgeschätzt werden und die gemessene Asymmetrie entsprechend korrigiert werden.

Führt man für das Verhältnis der Reaktionswahrscheinlichkeiten von PGF und QCD–Compton die Abkürzung

$$V = \frac{\sum_{\mathrm{q,g}} g \otimes \hat{\sigma}^{\gamma\mathrm{g}\to\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}} \otimes D^{\mathrm{h}_1,\mathrm{h}_2}_{\mathrm{q},\bar{\mathrm{q}}}}{\sum_{\mathrm{q,g}} q \otimes \hat{\sigma}^{\gamma\mathrm{q}\to\mathrm{qg}} \otimes D^{\mathrm{h}_1,\mathrm{h}_2}_{\mathrm{q,g}}} \tag{3.21}$$

ein, so erhält man in erster Näherung für die Myon–Nukleon–Asymmetrie

$$A^{\mu\mathrm{N}\to\mathrm{h_1h_2}} \approx \langle \hat{a}^{\gamma\mathrm{g}\to\mathrm{q\bar{q}}} \rangle \frac{\delta g}{g} \frac{V}{1+V} + \langle \hat{a}^{\gamma\mathrm{q}\to\mathrm{qg}} \rangle \, A_1 \frac{1}{1+V}. \tag{3.22}$$

Dabei ist A_1 die aus Kapitel 2.3 bekannte Photonabsorptionsasymmetrie. Die eingeführten Fragmentationsfunktionen $\mathrm{D}_{\mathrm{p_1,p_2}}^{\mathrm{h_1,h_2}}$ geben an, wieviele Hadronpaare des Typs $\mathrm{h_1, h_2}$ im statistischen Mittel aus dem Partonpaar $\mathrm{p_1, p_2}$ entstehen. Die Partonasymmetrien $\hat{a}^{\gamma\mathrm{g}\to\mathrm{q\bar{q}}}$ und $\hat{a}^{\gamma\mathrm{q}\to\mathrm{qg}}$ findet man in Abbildung 3.12 in Abhängigkeit vom Impulsübertrag und vom in Abbildung 3.10 definierten Winkel $\hat{\Theta}$ dargestellt. Wie man sieht, sind beide Asymmetrien von vergleichbarer Größe. Der Einfluß des Comptonbeitrags auf den Meßwert und der damit verbundene systematische Fehler sind also groß. Allerdings sind die Vorzeichen der beiden Asymmetrien verschieden. Eine negative Asymmetrie kann demnach nur durch den PGF–Prozeß verursacht werden und würde für eine positive Gluonpolarisation sprechen.

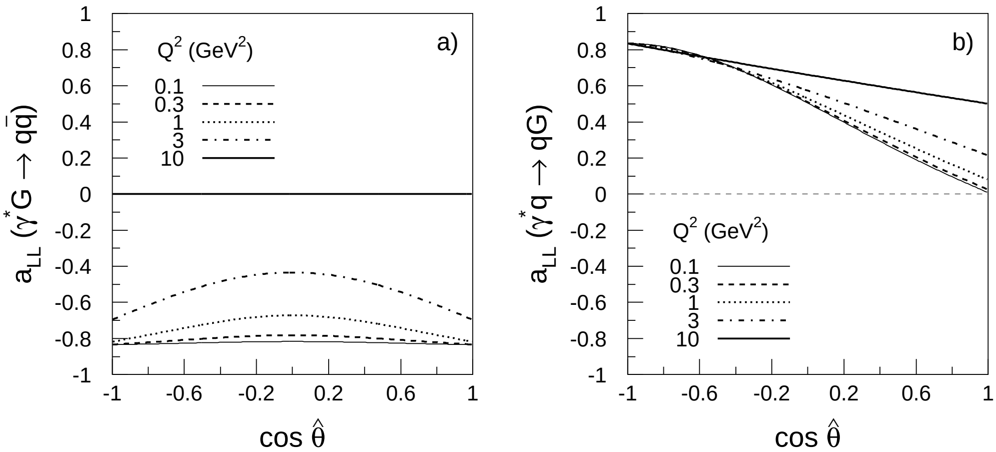

Abbildung 3.12: Gegenüberstellung der Partonlevelasymmetrien der Photon–Gluon–Fusion (a) und des QCD–Compton–Prozesses (b).

3.3.2 Erreichbare Meßgenauigkeit

Die Unbestimmtheit des Verhältnisses V in (3.22) trägt einen entscheidenden Teil zum systematischen Fehler dieser Messung bei. Generell sind die systematischen Fehler von größerer Bedeutung als bei der Produktion von offenem Charm. Neben dem Fehler bei der Bestimmung von V trägt auch der Fehler von A_1 und der Beitrag von Resolved–Photon–Ereignissen [66] zum systematischen Fehler bei. Eine zuverlässige Abschätzung der durch die Resolved–Photon–Ereignisse verursachte Unsicherheit steht aber noch aus.

Der statistische Fehler der Messung von Hadronen mit großem Transversalimpuls ist jedoch im Vergleich mit der Offenen–Charm–Produktions–Messung klein. Nach einer einjährigen COMPASS–Datennahme würde man etwa 70000 $\mathrm{h^+h^-}$–Paare mit einem Transversalimpuls von $p_T \geq 1.5\,\mathrm{GeV/c}$ und rund 80000 $\mathrm{K^+K^-}$–Paare mit einem Transversalimpuls von $p_T \geq 1\,\mathrm{GeV/c}$ erwarten [62]. Diese Ausbeute und die Möglichkeit, die Kinematik des Streuprozesses zu rekonstruieren, erlaubt es, die polarisierte Gluonverteilung für verschiedene Gluonimpulse η zu messen. Abbildung 3.13 illustriert die statistische Signifikanz einer einjährigen Messung an COMPASS durch einen Vergleich der verschiedenen Lepton–Nukleon–Asymmetrien aus [57] mit dem statistischen Fehler der Messung.

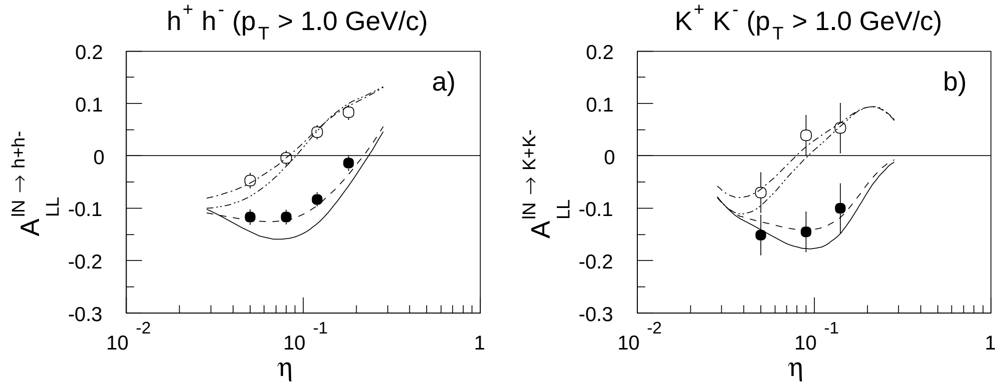

Abbildung 3.13: Vergleich der verschiedenen Lepton–Nukleon–Asymmetrien aus [57] mit dem statistischen Fehler einer einjährigen Messung mit COMPASS. Das Funktionspaar (durchgezogen–gestrichelt) entspricht dem Parameterset A aus [57], das Paar (gepunktet–Strichpunkt) dem Set C. Der Unterschied zwischen den Funktionen eines Paares berücksichtigt die Verschmierung, die durch die nicht perfekte Rekonstruktion des Gluonimpulses η verursacht wird.

3.4 Detektoranforderungen für eine ΔG–Messung

In diesem Abschnitt sollen kurz die wesentlichen Merkmale eines für die Gluonpolarisationsmessung geeigneten Experimentaufbaus zusammengefaßt werden. Dabei sind einige Anforderungen unabhängig von der Nachweismethode der PGF–Ereignisse:

- Die Vermessung des *gestreuten Myons* ist nötig, um die kinematischen Variablen y und Q^2 festzulegen.
- Bei beiden PGF–Signaturen spielen die entstehenden Hadronen eine wichtige Rolle. Eine möglichst *große Hadronakzeptanz* ist daher entscheidend für die mögliche Ereignisausbeute.
- In beiden Fällen ist zudem eine *Teilchenidentifikation* (insbesondere eine Pion–Kaon–Separation) bis hin zu hohen Energien notwendig.

Darüber hinausgehend stellt der Nachweis der offenen Charmproduktion weitere Anforderungen an den experimentellen Aufbau (vergl. Abschnitt 3.2):

- Der kombinatorische Untergrund ist wegen der reduzierten Verwendbarkeit der Vertexinformation stark von der Genauigkeit abhängig, mit der die invariante Masse bestimmt werden kann. Damit ist eine möglichst *gute Massenauflösung* ein wichtiges Mittel zur Verbesserung des Signal–Untergrund Verhältnisses.
- Der kleine Wirkungsquerschnitt der offenen Charm–Produktion und die durch das kleine Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $D^0 \rightarrow \pi K$ reduzierte Rekonstruktionseffizienz erfordern eine *hohe Luminosität*.

- Die Erzeugung eines Charmquarkpaares verlangt eine Schwerpunktsenergie von mindestens 3 GeV und damit eine Leptonstrahlenergie in einem fixed–Targetexperiment von mindestens 5.3 GeV. Nahe an der Schwelle ist der Produktionsquerschnitt jedoch noch klein (cf. Abb. 3.6), so daß deutlich höhere Strahlenergien nötig sind, um genügend Charmmesonen zu produzieren. Nach dem in Abbildung 3.6 gezeigten Verlauf des Wirkungsquerschnitts erscheint eine *Leptonenergie von etwa 100 GeV* geeignet.

- Der Fluß an virtuellen Photonen ist abhängig vom Impulsübetrag Q^2 und divergiert für kleine Q^2 wie $1/Q^2$ (vergl. Gleichung (3.13)). Ein Experiment, das die Charmproduktion untersuchen will, sollte daher das *volle Photonsprektrum* bis hin zum quasi–reellen Bereich ($Q^2 \approx 0$) ausnutzen.

Kapitel 4

Das COMPASS–Spektrometer

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau des zweistufigen COMPASS–Spektrometers beschrieben. Gewicht wird dabei auf die Komponenten gelegt, die eine besondere Bedeutung für den Triggeraufbau haben, oder deren außergewöhnliche Eigenschaften bzw. deren Neuheit eine ausführlichere Beschreibung rechtfertigt.

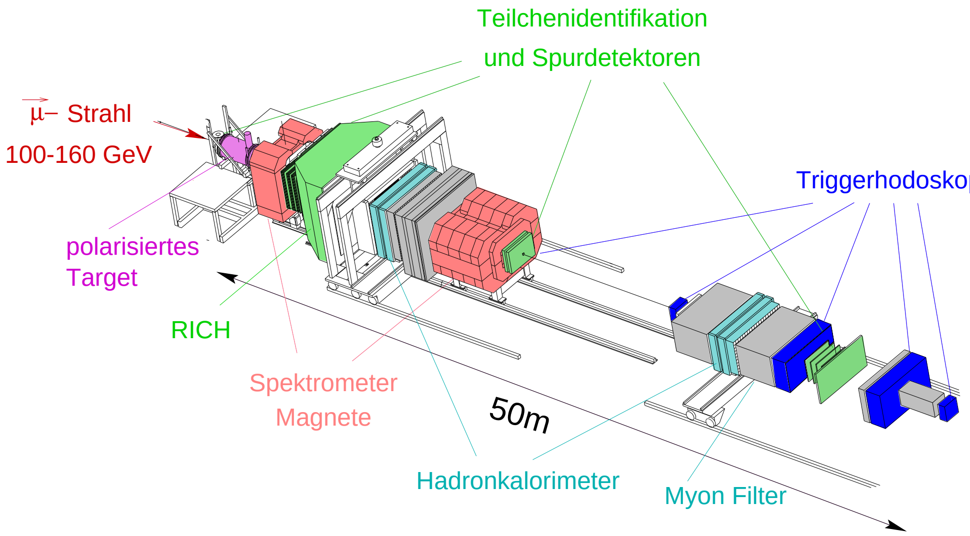

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des zweistufigen COMPASS–Spektrometers. Gezeigt ist die erste Ausbaustufe, wie sie für die Strahlzeit im Jahr 2001 realisiert wurde.

Die Abbildung 4.1 zeigt die erste Ausbaustufe des COMPASS–Spektrometers. Der einlaufende polarisierte Myonenstrahl mit einer Energie zwischen 100 und 160 GeV trifft auf das polarisierte Target. Das gestreute Myon und die übrigen Streuprodukte werden in zwei aufeinanderfolgenden Spektrometern analysiert.

Die Aufteilung in zwei Spektrometer ist notwendig, wenn man zum einen eine große Akzeptanz und damit eine große Magnetöffnung benötigt, zum anderen aber auch Teilchen (z.B. die gestreuten Myonen) mit Impulsen bis zu 160 GeV analysieren möchte.

Die erste Spektrometerstufe ist für den Nachweis von Hadronen mit Streuwinkeln bis zu 180 mrad und einer Energie bis zu 50 GeV optimiert. Der verwendete Spektrometermagnet hat eine große Öffnung und ein Feldintegral von 1 Tm. Das 5.2 Tm starke Feld des zweiten Spektrometermagneten erlaubt dann die Vermessung höherenergetischer Teilchen. Beide Spektrometermagneten sind von Spurrekonstruktionsdetektoren umgeben. Zusätzlich hat jedes Spektrometer ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter und eine Myonidentifikationsregion. Für die benötigte Teilchenidentifikation sorgt ein Ring–Abbildender–Cherenkovdetektor (RICH) im ersten Spektrometer. Dieser Detektor erlaubt eine Separation von Pionen, Kaonen und Protonen bis zu Energien von 55 GeV. Die als Triggerzähler verwendeten Plastikszintillatorhodoskope befinden sich fast alle in der Myonidentifikationsregion des zweiten Spektrometers.

4.1 Der polarisierte Myonstrahl

Eine der Besonderheiten des COMPASS–Experimentes ist der intensive, hochenergetische, polarisierte Myonstrahl, dessen Erzeugung und Eigenschaften im folgenden erläutert werden sollen.

4.1.1 Die Erzeugung des Myonstrahls

Ausgangspunkt für die Erzeugung des Myonstrahls ist der Protonstrahl des Super–Proton–Synchrotron (SPS)[a]. In dem mit 7 km Umfang zweitgrößten Beschleunigerring des CERN werden pro Zyklus $3 \cdot 10^{13}$ Protonen auf eine Energie von bis zu 450 GeV beschleunigt. Die Dauer eines Beschleunigungszyklus des Synchrotrons betrug 1999 14.5 s und wurde ab 2000 auf 16.8 s verlängert. Am Ende der Beschleunigung wird der Protonstrahl zur Erzeugung des Myonstrahls auf ein 50 cm langes Berylliumtarget (T6) gelenkt. Kurz vor der Extraktion werden die Beschleunigungsstrukturen des SPS abgeschaltet, dadurch verteilen sich die Protonen, die in Paketen (Bunch) beschleunigt wurden, über den gesamten Ring. Anschließend kann man über einen definierten Zeitraum einen konstanten Protonfluß auf das primäre Berylliumtarget lenken. Die Extraktionsdauer betrug 1999 2.5 s und wurde im Jahr 2000 auf 4.8 s erhöht. Die im primären Target erzeugten Hadronen – im wesentlichen positive Pionen [67] – werden impulsselektiert. Auf der anschließenden 600 m langen Flugstrecke zerfallen etwa 10 % der Pionen in Myonen. Die entstandenen Leptonen werden durch einen je nach gewählter Pionenergie bis zu 9.9 m langen Berylliumabsorber von den restlichen Hadronen, die im Absorber gestoppt werden, getrennt und wiederum impulsselektiert. Der so produzierte Myonstrahl enthält abhängig von der gewählten Myonenergie etwa $2 \cdot 10^8$ Teilchen pro Spill. Die Hadronkontamination beträgt lediglich 10 ppm. Der Strahl wird nun über eine 800 m lange Strahlführung dem Experiment zugeführt.

4.1.2 Strahleigenschaften

Der zuvor beschriebene Produktionsmechanismus bestimmt die Eigenschaften des Myonstrahls. Von besonderem Interesse für das Experiment sind die Polarisation und die Phasenraumeigenschaften des Strahls, die im folgenden diskutiert werden.

[a]Weitere Informationen zum SPS finden sich unter
http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/SL/history/sps_doc.html

Polarisation

Durch die maximale Paritätsverletzung des schwachen Zerfalls von Kaonen bzw. Pionen ist der Myonstrahl bei geeigneter Wahl der Kinematik auf natürliche Weise polarisiert.

Die Skizze 4.2 zeigt den Pionzerfall[b] im Ruhesystem des Mesons. Das Pion hat als pseudoskalares Meson den totalen Drehimpuls Null. Da in dem Zweikörperzerfall $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ kein Bahndrehimpuls entsteht, müssen die Spins der beiden auslaufenden Fermionen entgegengerichtet sein. Andererseits existieren nur linkshändige Neutrinos. Linkshändigkeit bedeutet für die beinahe masselosen Neutrinos, daß sie eine negative Helizität besitzen, d.h. ihr Spin und ihr Impuls sind, wie in Abbildung 4.2 gezeigt, antiparallel ausgerichtet. Damit ist die Spinausrichtung des Myons festgelegt.

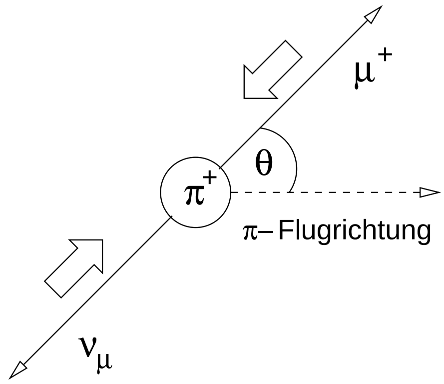

Abbildung 4.2: Der Zerfall des Pions in seinem Ruhesystem. Die Spinstellungen der beiden auslaufenden Teilchen sind durch die großen Pfeile gekennzeichnet und durch die Linkshändigkeit des Neutrinos bestimmt.

Im Ruhesystem des Pions ist die Energie und der Impuls des Myons unter Vernachlässigung der Neutrinomasse durch

$$E_\mu = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi} \qquad \text{und} \qquad |\vec{p_\mu}| = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} \tag{4.1}$$

gegeben [69]. Die Abstrahlung des Myons im Ruhesystem erfolgt isotrop, d.h. in Bezug auf die Flugrichtung des Pions hat das Myon i.a. eine transversale und eine longitudinale Impulskomponente:

$$p_{\mu_\perp} = |\vec{p_\mu}| \sin\theta \qquad \text{sowie} \qquad p_{\mu_\parallel} = |\vec{p_\mu}| \cos\theta. \tag{4.2}$$

Nach der Transformation in das Laborsystem findet man unter Verwendung der Näherung $\gamma \approx p_\pi/m_\pi$ für den longitudinalen Myonimpuls

$$p_{\mu_\parallel}^{\mathrm{lab}} = \frac{p_\pi^{\mathrm{lab}}}{2}\left((1-b)\cos\theta + (1+b)\right) \qquad \text{mit} \qquad b = \left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2 \approx 0.573. \tag{4.3}$$

Der Winkel θ bestimmt also den Myonimpuls im Laborsystem. Umgekehrt kann durch die Wahl eines bestimmten Mindestimpulses eine obere Grenze für diesen Winkel gesetzt

[b] Die folgenden Überlegungen gelten ebenso für Kaonen. Übersichtlichkeitshalber wird auf Doppelindizes verzichtet. Aufgrund des höheren Q–Wertes des Kaonzerfalls und des damit verbundenen größeren Transversalimpulses der Myonen sowie der um den Faktor 10 kleineren Produktionsrate stammen lediglich rund 3% der Myonen im Strahl aus einem Kaonzerfall [68].

werden. Da die Strahlpolarisation über

$$P_\mu = -\frac{\cos^2\frac{\theta}{2} - b\sin^2\frac{\theta}{2}}{\cos^2\frac{\theta}{2} + b\sin^2\frac{\theta}{2}} \qquad \text{mit} \qquad \cos^2\frac{\theta}{2} = \frac{E_\mu/E_\pi - b}{1-b} \tag{4.4}$$

mit demselben Winkel verknüpft ist [69], kann die Polarisation durch die Wahl der Pion- und Myonenergie gewählt werden. Für die Kombination $p_\pi = 177\,\text{GeV}$ und $p_\mu = 160\,\text{GeV}$ erwartet man unter Berücksichtigung der Breite der gewählten Impulsbänder mittels einer Monte Carlo Simulation [70] eine Polarisation von

$$P_\mu = -0.75 \pm 0.04. \tag{4.5}$$

Die Messungen der SMC–Kollaboration [68, 71] zeigten stets eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten, so daß bei COMPASS auf eine Vermessung der Strahlpolarisation verzichtet wird.

Das Strahlprofil

Die Phasenraumeigenschaften des Strahls haben weitreichende Auswirkungen auf den Aufbau des Spektrometers und die zu erwartenden Untergrundraten. Das Phasenraumvolumen des Myonstrahls ist verglichen mit primären Teilchenstrahlen groß. Zum einen liegt das am Produktionsmechanismus des tertiären Myonstrahls, zum anderen aber am großen Durchdringungsvermögen der Myonen, welches die Kollimation des Strahls erschwert.

Aufgrund des hohen Durchdringungsvermögens der Myonen ist der annähernd gaußförmige Strahlkern von einem starken Strahlhalo umgeben. Dieser besteht aus Teilchen, die nicht den normalen Weg durch die Strahloptik gegangen sind, sondern die Trajektorien aufweisen, die durch Strahlführungselemente verlaufen. Die Abbildung 4.3 zeigt ein mit einem 8 m vor dem Target positionierten Hodoskop aus szintillierenden Fasern aufgenommenes horizontales Strahlprofil (links). Das zweite Histogramm in Abbildung 4.3 zeigt das zugehörige vertikale Strahlprofil. Während die Hodoskope aus szintillierenden Fasern aufgrund ihrer geringen Fläche lediglich den Strahlkern erfassen, zeigt die Abbildung 4.4 ein mit einem Triggerhodoskop, das 31 m hinter dem Target steht, aufgenommenes Strahlprofil, in dem neben dem Strahlkern auch der Halo zu sehen ist.

Mittels der Strahlhodoskope wurde die 1σ–Breite des Myonstrahls in horizontaler Richtung zu 8.9 mm, in vertikaler Richtung zu 7.6 mm bestimmt. Die Strahldivergenz beträgt in beiden Projektionen 0.7 bzw. 0.9 mrad.

4.1.3 Strahlimpulsvermessung

Aufgrund der großen Impulsunschärfe des Myonstrahls ist es nötig, den Impuls der einlaufenden Myonen zu messen. Zu diesem Zweck sind in die Strahlführung vier Plastikszintillatorhodoskope eingebaut, die die Trajektorien der Myonen vor und nach einem Umlenkmagneten (Dipol) messen. Aus der gemessenen Krümmung der Teilchenbahn wird dann der Impuls bestimmt. Wegen der hohen Strahlrate und um eine gute Impulsauflösung zu erzeugen, besteht jedes dieser Hodoskope aus 64 Szintillatorelementen [72]. Diese sogenannte Beam–Momentum–Station (BMS) bestimmt den Impuls mit einer Genauigkeit von 0.5 % und die Zeitmarke der dabei festgelegten Teilchenspur wird

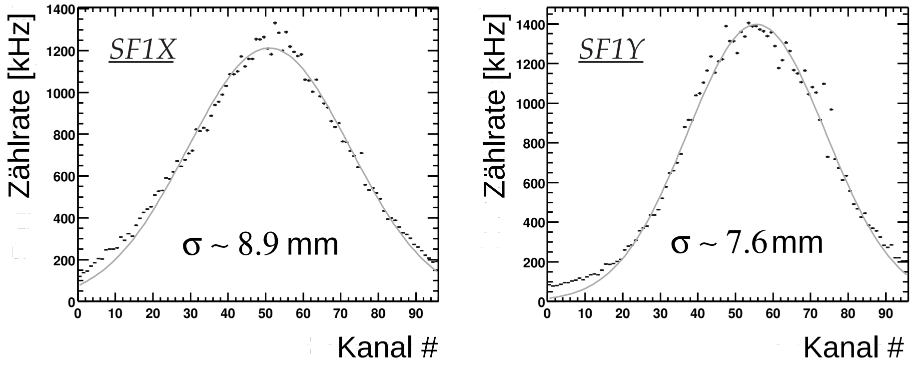

Abbildung 4.3: Das von dem ersten Hodoskop aus szintillierenden Fasern aufgenommene horizontale (links) und vertikale (rechts) Strahlprofil. Die Breite eines Kanals beträgt in diesen Hodoskopen 0.41 mm. Die gepunktete Linie zeigt eine an die Daten angepaßte Gaußkurve.

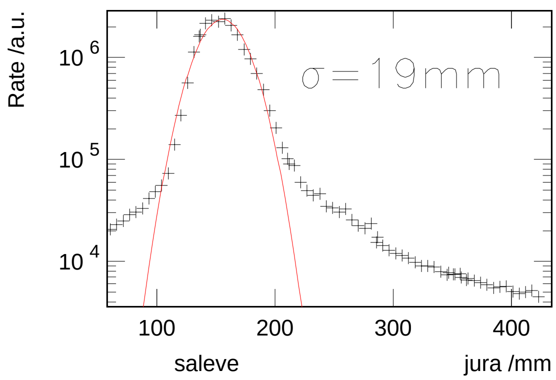

Abbildung 4.4: Ein mit einem Triggerhodoskop 31 m hinter dem Target aufgenommenes horizontales Stahlprofil. An den Strahlkern ist eine Gaußverteilung angepaßt worden.

mit einer Auflösung von 300 ps bestimmt. Die nachstehende Abbildung 4.5 zeigt das von der BMS unter Verwendung eines Zufalltriggers aufgenommene Impulsspektrum des 160 GeV Myonstrahls. Die gemessene 1σ–Breite der nahezu gaußförmigen Verteilung beträgt 7 GeV oder 4 %.

4.2 Das polarisierte Target

Das Targetsystem besteht aus drei Hauptkomponenten: Targetzelle, Solenoid und Kältemaschine (siehe Abb. 4.6).

Im Zentrum des Targetaufbaus befinden sich die beiden Targetzellen, die das Targetmaterial beinhalten. Aus Luminositätsgründen kann kein Gastarget sondern nur ein Festkörpertarget verwendet werden. Als Targetmaterialien werden sowohl ^{6}LiD (Deuteriumtarget) als auch Ammoniak (Protontarget) eingesetzt. Die beiden separierten Targetzellen werden entgegengesetzt polarisiert. Dies erlaubt eine gleichzeitige Messung beider Spinstellungen, was zusammen mit einer regelmäßigen Polarisationsumkehr in

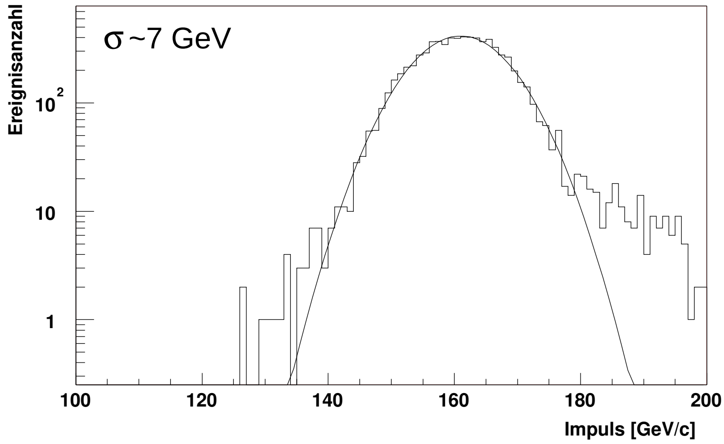

Abbildung 4.5: Das mit der BMS gemessene Impulsspektrum des 160 GeV Myonstrahls. Die angepaßte Gaußverteilung beschreibt die Daten im Kernbereich sehr gut.

beiden Zellen zu einer Reduktion des Meßfehlers führt.

Die Targetzellen befinden sich in einem homogenen longitudinalen Magnetfeld[c], das von einem supraleitenden Solenoiden erzeugt wird. Der komplette Aufbau befindet sich in einem Kryostaten, in dem das Targetmaterial auf bis zu 50 mK abgekühlt werden kann. Die tiefen Temperaturen sind zusammen mit dem starken Solenoidfeld (2.5 T) notwendige Voraussetzungen für eine Polarisation des Targets. Gleichzeitig hängt auch die Konservierung der einmal erzeugten Polarisation von diesen beiden Parametern ab. Der Prozeß der Polarisation des Targetmaterials und die Kühlung werden in den folgenden Abschnitten dargestellt.

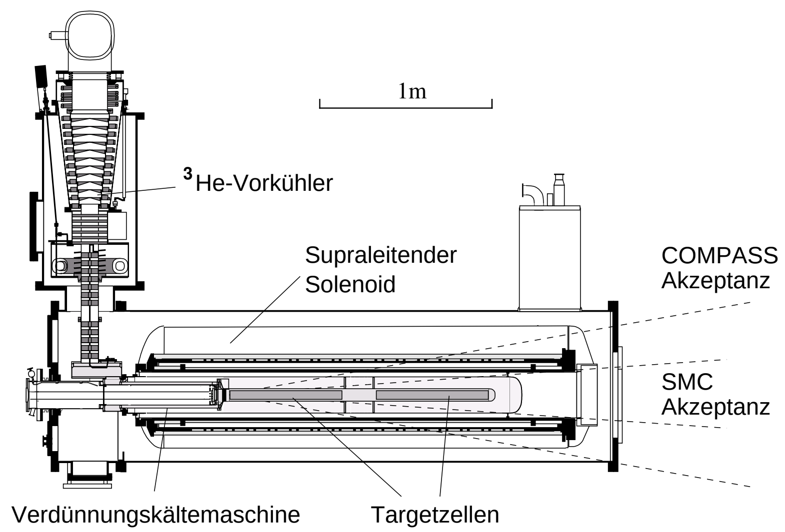

Abbildung 4.6: Querschnittszeichnung des SMC–Targetaufbaus, der auch bei COMPASS zum Einsatz kommt.

[c]Inhomogenität $< 10^{-5}$

4.2.1 Dynamische Kernpolarisation (DNP)

Beim Polarisationsprozeß mittels dynamischer Kernpolarisation (DNP) spielen sowohl das starke, homogene Magnetfeld des Solenoiden als auch die niedrige Temperatur des Targets eine entscheidende Rolle. Im Magnetfeld entsprechen die beiden Spinstellungen von Elektronen und Protonen relativ zum Feld aufgrund des Zeeman–Effektes verschiedenen Energieniveaus. Dies führt zu einer natürlichen Polarisation von Protonen und Elektronen, die nach dem Curie'schen Gesetz

$$P = \tanh\left(\frac{\mu B}{kT}\right) \tag{4.6}$$

bei gegebenem Feld B vom magnetischen Moment μ und der Temperatur T abhängt.

Bei einer Temperatur von 500 mK und einem Magnetfeld von 2.5 T liegt entsprechend den unterschiedlichen magnetischen Momenten der Polarisationsgrad der Elektronen bei 99.75 %, während die Protonen lediglich zu 0.5 % polarisiert sind. Betrachtet man ein ungestörtes System von Proton und Elektron, so gibt es vier Spinzustände $|S_e S_p>$, $|++>$, $|+->$, $|-+>$ und $|-->$ (geordnet vom energetisch höchsten zum niedrigsten). Eine Dipol–Dipol–Wechselwirkung [73] zwischen den Protonen und freien Elektronen sorgt für eine Mischung der beiden Zustandspaare, wie sie in Abbildung 4.7 dargestellt ist. Obwohl die Beimischungen klein sind ($|q| \ll 1$), sorgen sie dafür, daß

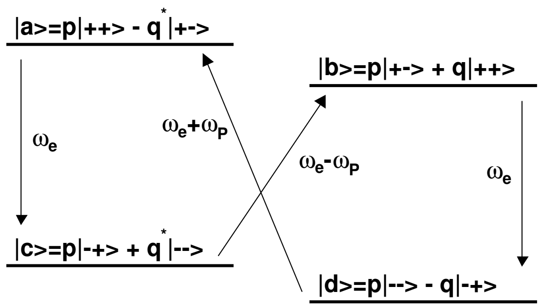

Abbildung 4.7: Darstellung der vier Mischzustände und ihre Energieaufspaltung im Magnetfeld ($p \approx 1$, $|q|^2 \ll 1$). Durch Mikrowelleneinstrahlung werden die Übergänge $|d> \rightarrow |a>$ bzw. $|c> \rightarrow |b>$ angeregt. Die angeregten Zustände relaxieren über die beiden anderen Übergänge.

die eigentlich verbotenen Übergänge zwischen z.B. $|c> \approx |-+>$ und $|b> \approx |+->$ möglich werden.

Im thermischen Gleichgewicht bei $T < 1\,\mathrm{K}$ sind gemäß Gleichung (4.6) die Elektronen alle im energieärmsten Spinzustand, so daß $|c>$ und $|d>$ etwa gleich besetzt sind. Durch Einstrahlung eines Mikrowellenfeldes geeigneter Frequenz $(\omega_e \pm \omega_p)$, läßt sich die Elektronpolarisation auf die Protonen übertragen. Strahlt man z.B. eine Mikrowelle der Frequenz $(\omega_e - \omega_p)$ ein, so induziert man den Übergang $|c> \rightarrow |b>$. Aufgrund der großen Energieaufspaltung zwischen den Elektronenniveaus ist die Relaxationszeit der Elektronen deutlich geringer als die der Protonen. Deshalb relaxiert das Elektron schnell in seine ursprüngliche Spinstellung zurück, während der Protonspin auf derselben Zeitskala unverändert bleibt ($|b> \rightarrow |d>$). Das Elektron steht nun wieder als Polarisationsquelle zur Verfügung. Am Ende des Prozesses sind die Protonen in dieselbe Richtung polarisiert wie die Elektronen. Eine antiparallele Polarisationsausrichtung erreicht man analog durch Einstrahlung der Frequenz $\omega_e + \omega_p$.

Ist die gewünschte Nukleonpolarisation erreicht, kann die Mikrowelle abgeschaltet und durch Herunterkühlen des Targets auf 50 mK (während des Einstrahlvorgangs beträgt die Temperatur etwa 200–500 mK) die Spinstellung eingefroren werden.

4.2.2 ^{3}He–^{4}He–Mischungskryostat

Die Anforderungen an die Targetkühlung von einer Endtemperatur unter 100 mK und einer großen Kühlleistung bei unter 500 mK können lediglich mit einem ^{3}He–^{4}He–Mischungskryostat[d] erreicht werden. Eine ausführliche Beschreibung seiner Funktionsweise findet sich in [74, 75].

Ein solcher Kryostat wurde zuerst im Jahre 1951 [75] vorgeschlagen. Man verwendet zum Erzeugen der Kühlleistung den Phasenübergang in einer kalten ^{3}He/^{4}He–Mischung. Bei einer Temperatur von unter einem Grad Kelvin, bildet das ^{3}He/^{4}He–Gemisch zwei koexistente Phasen aus: Die konzentrierte Phase, die bei 0.1 K aus 99.997% ^{3}He besteht und die verdünnte Phase, in der eine kleine Menge ^{3}He im suprafluiden ^{4}He gelöst ist. In der Mischkammer der Kältemaschine (vergl. Abbildung 4.8) existieren beide Phasen. Pumpt man das ^{3}He aus der verdünnten Phase aus, so erzwingt man die Lösung von Heliumatomen aus der konzentrierten Phase in der verdünnten Phase. Bei diesem Phasenübergang wird Energie verbraucht, d.h. die Temperatur sinkt.

Zum Abpumpen des ^{3}He aus der verdünnten Phase erwärmt man im sogenannten Still das flüssige ^{3}He/^{4}He–Gasgemisch. Da ^{3}He einen höheren Dampfdruck hat, besteht die über der Flüssigkeit entstehende Gasphase im wesentlichen aus ^{3}He, das dann abgepumpt werden kann. Das abgepumpte ^{3}He wird gekühlt und der konzentrierten Phase wieder zugeführt. Abbildung 4.8 illustriert vereinfacht diesen Kreisprozeß.

4.2.3 Das polarisierte Target in 2001

Um die Hadronakzeptanz des COMPASS–Experimentes im Vergleich zum Vorgängerexperiment SMC auf die gewünschten 180 mrad zu erhöhen, muß ein Targetmagnet mit einer größeren Spulenöffnung konstruiert werden [22]. Wegen Lieferschwierigkeiten dieses neuen Solenoidmagneten wurde für die Strahlzeiten im Jahr 2001 und 2002 der SMC–Magnet mit dem zugehörigen Kryostaten verwendet [76]. Der Aufbau des SMC–Targets, das dem COMPASS–Target prinzipiell sehr ähnlich ist, kann der Zeichnung 4.6 entnommen werden. In [77] findet sich zum Vergleich eine Zeichnung des COMPASS–Targets.

Mit ^{6}LiD als Targetmaterial konnten mit diesem Aufbau Polarisationswerte von bis zu 58 % gemessen werden. Dies ist die höchste Polarisation, die jemals in einem Lithium–Target dieser Größe erreicht wurde. Die Abbildung 4.9 zeigt den Verlauf der Polarisation über einen Zeitraum von 14 Tagen. Während dieser Zeit wurde das Target kontinuierlich polarisiert.

[d]Englisch: Dilution Refrigerator

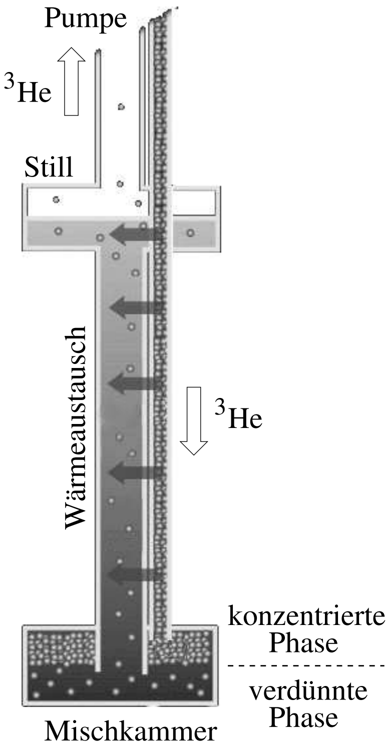

Abbildung 4.8: Schematische Zeichnung zur Funktionsweise eines ^{3}He–^{4}He–Mischungskryostat. Das durch Kugeln symbolisierte ^{3}He fließt auf der rechten Seite der Zeichnung der Mischkammer zu. Dabei wird das Gas durch Wärmeaustauscher vorgekühlt. In der Mischkammer schwimmt die konzentrierte Phase auf der verdünnten Phase. Durch Abpumpen des ^{3}He aus der verdünnten Phase erzwingt man die Lösung von ^{3}He–Atomen aus der konzentrierten in die verdünnte Phase. Das abgepumpte Gas kann dann von neuem am Prozeß teilnehmen.

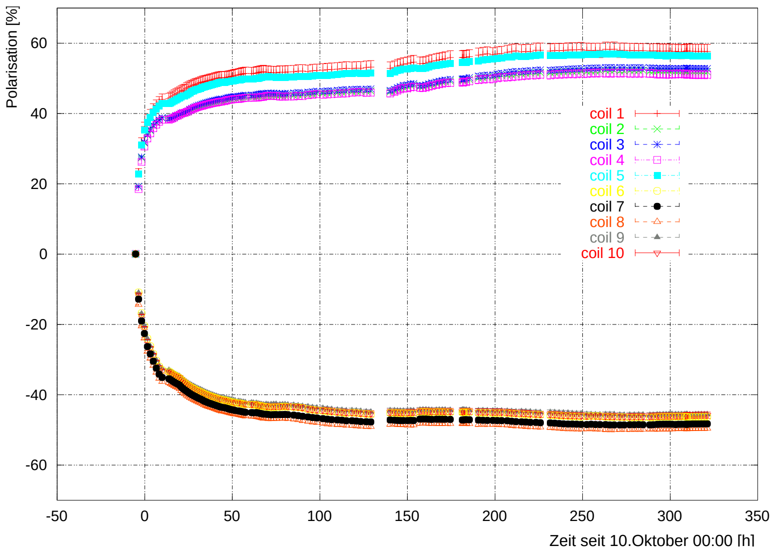

Abbildung 4.9: Zeitlicher Verlauf des Polarisationsprozeß. Aufgetragen ist die Polarisation der beiden Targethälften, die von den verschiedenen NMR–Sonden gemessen wurde, gegen die Dauer des Polarisationsprozesses.

4.3 Spurdetektoren

Im COMPASS–Experiment kommen eine Reihe von verschiedenen Spurdetektorsystemen zum Einsatz. Diese werden grob in Kleinwinkeldetektoren, die nahe am Strahl aufgebaut werden und Großwinkeldetektoren, die große Flächen weit entfernt vom Kern des Myonstrahls abdecken, eingeteilt. Diese beiden Gruppen bestehen wiederum aus einer Vielzahl unterschiedlicher Detektorsysteme. Die verschiedenen verwendeten Detektortypen (mit Ausnahme der Myonwände MW1 und MW2) sind mit ihren spezifischen Eigenschaften sowie ihrer typischen Ratenbelastung in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Kleinwinkel Spurdetektoren				
	Scifis	Si–Detektor	Mikromegas	GEM
Aktive Fläche	$5\times5\,\mathrm{cm}^2$	$5\times7\,\mathrm{cm}^2$	$40\times40\,\mathrm{cm}^2$	$31\times31\,\mathrm{cm}^2$
Tote Zone	keine	keine	Ø5 cm	Ø5 cm
Zellgröße	0.41–0.88 mm	50 μm	400 μm	400 μm
Integrierter Rate	40 MHz	40 MHz	10 MHz	10 MHz
Max. Rate/Zelle	1.5 MHz	200 kHz	100 kHz	150 kHz
Ortsauflösung	bis 120 μm	15 μm	$\leq$ 70 μm	60 μm
Zeitauflösung	0.4 ns	3 ns	8.5 ns	15 ns

Großwinkel Spurdetektoren			
	MWPC	Driftkammer	STRAWs
Aktive Fläche	$1.52\times1.2\,\mathrm{m}^2$	$1.2\times1.2\,\mathrm{m}^2$	$3.2\times2.4\,\mathrm{m}^2$
Tote Zone	Ø12–20 cm	Ø30 cm	$30\times30\,\mathrm{cm}^2$
Zellgröße	2 mm	7 mm	6–10 mm
Integrierter Rate	25 MHz	10 MHz	10 MHz
Max. Rate/Zelle	150 kHz	300 kHz	300 kHz
Ortsauflösung	665 μm	175 μm	250 μm

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der technischen Eigenschaften der Spurdetektoren, die im COMPASS Spektrometer Verwendung finden.

4.3.1 Szintillierende Faserhodoskope

Für die Bestimmung von Teilchenspuren im Primärstrahl werden Hodoskope aus szintillierenden Fasern verwendet [78, 79]. Die acht Hodoskopstationen bestehen aus zwei oder drei Ebenen szintillierender Fasern und decken eine Fläche von minimal $40 \times 40\,\mathrm{mm}^2$ (vor dem Target) bis zu $123 \times 123\,\mathrm{mm}^2$ ab[e]. Jede dieser Ebenen besteht aus mehreren hintereinandergereihten Fasern (vergl. Abb. 4.10). Die Auslese erfolgt mittels Lichtleitern aus klaren Fasern und Multi–Anoden–Photomultipliern. Die Gesamtrate auf diesen Detektoren, die ungefähr 90 % des Strahls erfassen, beträgt etwa 40 MHz. Mit der Detektorfläche verändert sich auch der Faserdurchmesser, der bei den Stationen direkt um das Target 0.5 mm beträgt und bei der letzten Station auf 1 mm angewachsen ist. Neben einer guten Ortsauflösung von bis zu 120 μm bei den dünnsten Fasern erreichen diese Detektoren eine Zeitauflösung von $\sigma_t \approx 400$ ps.

4.3.2 Mikrostreifengasdetektoren

Die nächste Spurdetektorengruppe bilden sogenannte Mikrostreifengasdetektoren. Das sind Detektoren, deren Signal zwar – wie bei Vieldrahtproportionalkammern – auf der primären Ionisation eines Zählgases und der anschließenden Verstärkung durch Lawinenbildung beruhen, die aber wesentlich höhere Teilchenraten verkraften können.

[e]Eine Zusammenstellung der Maße aller Scifi–Stationen findet sich unter http://www.iskp.uni-bonn.de/gruppen/compass/scfibers.html

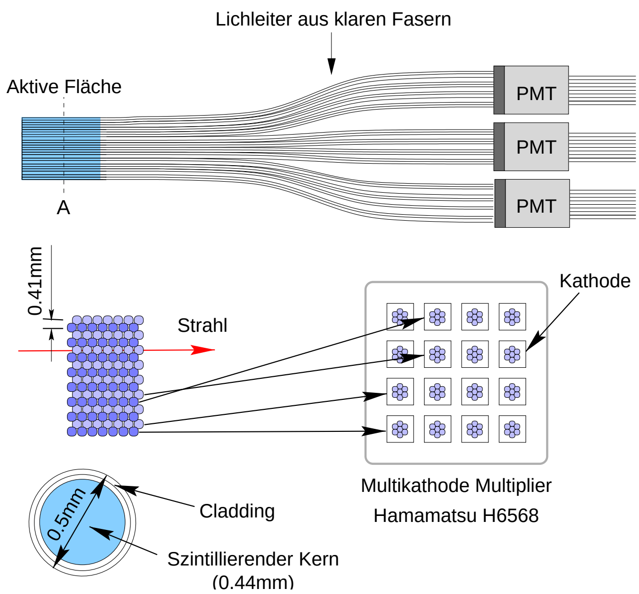

Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Hodoskops aus szintillierenden Fasern, wie es vor dem Target Verwendung findet. Um die erforderliche Lichtausbeute zu erreichen, werden die Signale von sieben hintereinander angeordneten Fasern auf einer Kathode vereint.

Bei COMPASS werden zwei konkurrierende Detektordesigns zum ersten Mal in einem Experiment eingesetzt.

Mikrogitterdetektoren (Mikromega)

Eine Limitierung für den Teilchenfluß in einer Proportionalkammer ist die Raumladung, die durch die entstehenden nur langsam driftenden Ionen erzeugt wird. Im Mikromegadesign, das in Saclay entwickelt wurde [80], umgeht man das Problem durch eine Separation des Konversionsvolumens, in dem die Primärionisation stattfindet, und des Verstärkungsvolumens, in dem die Signalverstärkung durch Lawinenbildung erzeugt wird. Die Skizze in Abbildung 4.11 zeigt, daß diese Unterteilung von einem Mikrogitter vorgenommen wird. Die im $100\,\mu$m dicken Verstärkungsbereich erzeugten Ionen werden zu einem großen Teil am Gitter neutralisiert. Dadurch wird die Rekombinationszeit deutlich herabgesetzt. Die Detektion des Signals erfolgt über Leiterbahnen, welche auf einem Isolator aufgebracht sind. Im Vergleich zu den Drähten einer Proportionalkammer können diese Leiter in einem kleineren Abstand aufgebracht werden, was eine verbesserte Ortsauflösung erlaubt.

Im COMPASS–Experiment sammeln die Mikrogitterdetektoren die für die Spurrekonstruktion vor dem ersten Spektrometermagneten nötigen Informationen. Dabei kommen Detektoren mit einer Größe von $40 \times 40\,\mathrm{cm}^2$ zum Einsatz [81]. Die im Myonstrahl 2001 gemessene Ortsauflösung dieser Detektoren ist besser als $70\,\mu$m. Weitere technische Daten, wie Ratenbelastungen und Orts- bzw. Zeitauflösungen dieser Detektoren finden sich in Tabelle 4.1.

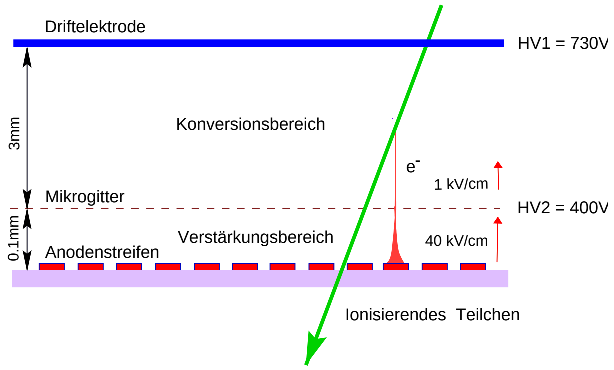

Abbildung 4.11: Schematischer Querschnitt durch einen Mikrogitterdetektor. Das einfallende Teilchen erzeugt im Konversionsbereich Elektron–Ionen–Paare, die im moderaten Driftfeld getrennt werden. Die Elektronen erreichen und passieren das Mikrogitter. Im 100 μm dicken Verstärkungsbereich bildet sich aufgrund des großen Feldgradienten eine Ladungslawine aus.

Gaselektronenvervielfacher (GEM)

Ein anderer Weg, Gasdetektoren für hohe Teilchenflüsse zu konzipieren, wurde am CERN beschritten. Hier wurden die sogenannten GEM–Detektoren[f] entwickelt [82]. Bei diesem Detektorkonzept verwendet man 50 μm dünne Kaptonfolien, die auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet werden. In diese Folien ätzt man 70 μm große Löcher mit einem Lochabstand von 100 μm. Bei einer Spannungsdifferenz von typisch 200 V zwischen den beiden Seiten der Folie erhält man mit einem solchen GEM eine Gasverstärkung von einem Faktor 20. Mit höheren Spannungen läßt sich die Verstärkung eines GEMs – allerdings auf Kosten einer höheren Wahrscheinlichkeit für ungewollte Gasentladungen – vergrößern. Im COMPASS–Experiment kommen GEM–Detektoren zum Einsatz, die aus drei Verstärkungsstufen bestehen. Diese Detektoren haben eine geringe Gasentladungsrate und liefern eine ausreichende Verstärkung.

Die Querschnittszeichnung in Abbildung 4.12 zeigt den Aufbau eines solchen dreifach GEMs, wie sie bei COMPASS zum Einsatz kommen [83]. Während der Strahlzeit im Jahre 2001 wurden 14 solcher Module mit einer aktiven Fläche von jeweils $31 \times 31\,\text{cm}^2$ ausgelesen. Die gemessene Ortsauflösung dieser Detektoren betrug etwa 60 μm. Ergänzende technische Informationen über die Leistung und Eigenschaften der Detektoren sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

4.4 Der ringabbildende Cherenkov–Zähler (RICH)

In einem semi–inklusiven Streuexperiment muß der Detektor in der Lage sein, die wichtigsten Teilchensorten voneinander zu trennen. Während man elektromagnetische Teilchen wie Elektronen durch ihre Signale in den verschiedenen Kalorimetertypen von den Hadronen trennt, kann eine Trennung der Hadronenarten nur durch eine Geschwindigkeitsmessung erreicht werden. Für eine solche Messung bei kinetischen Energien in der Größenordnung von mehreren GeV sind Cherenkov–Zähler in besonderem Maße

[f] Englisch: Gas Electron Multiplier

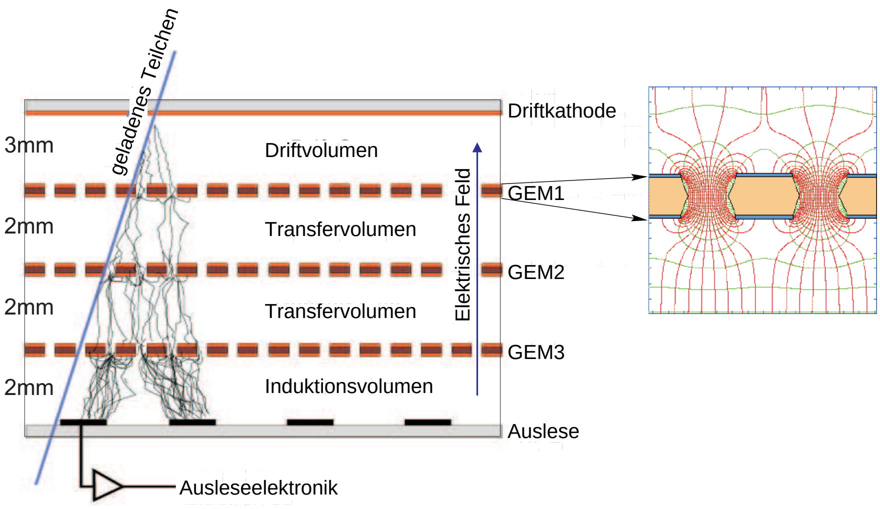

Abbildung 4.12: Querschnitt durch einen dreifach GEM. Das einfallende Teilchen erzeugt im Driftbereich Elektron–Ionen–Paare, die vom elektrischen Feld getrennt werden. In den Löchern der GEM–Folie besteht ein genügend großer Feldgradient (vergl. Feldlinienbild), um Gasverstärkung zu erzeugen.

geeignet.

Fliegt ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch Materie, die größer ist als die des Lichts in diesem Stoff, so sendet es in Analogie zur Entstehung eines Mach'schen Kegels eine kegelförmige Lichtwelle aus [84]. Der Winkel zwischen der Teilchenbahn und den ausgesandten Photonen beträgt

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{4.7}$$

und hängt sowohl von der Teilchengeschwindigkeit β als auch vom Brechungsindex n ab.

In einem ringabbildenden Cherenkov–Zähler werden mittels einer sphärischen Spiegelwand alle Photonen, die unter einem bestimmten Winkel emittiert werden, auf einen Kreisring in der Detektorebene abgebildet. Aus dem gemessenen Radius dieses Ringes läßt sich dann der Cherenkovwinkel θ_c und damit die relative Geschwindigkeit β bestimmen.

In Abbildung 4.13 ist der RICH1–Detektor dargestellt [85, 86], der im ersten Teil des COMPASS–Spektrometers verwendet wird. Er besteht aus einem 3 m langen Radiator, der mit C_4F_{10}–Gas gefüllt ist. Der Brechungsindex dieses Gases beträgt 1.00153. Die Schwellenenergie für die Ausstrahlung von Cherenkovlicht liegt für Pionen, Kaonen und Protonen bei 2.5 GeV, 8.9 GeV und 17 GeV.

Die Reflektorwand besteht aus zwei Spiegelsphärenausschnitten mit unterschiedlichen Brennpunkten, die oberhalb bzw. unterhalb der Strahlebene liegen. Dieses Design erlaubt die Installation der Nachweisdetektoren außerhalb der Spektrometerakzeptanz oberhalb und unterhalb des Strahls. Nachgewiesen wird das Cherenkovlicht mit Vieldrahtkammern, nachdem an einer CsI–Schicht die Photonen in Elektronen konvertiert wurden. Verglichen mit der Auslese mittels Photomultiplier ermöglicht diese Auslese-

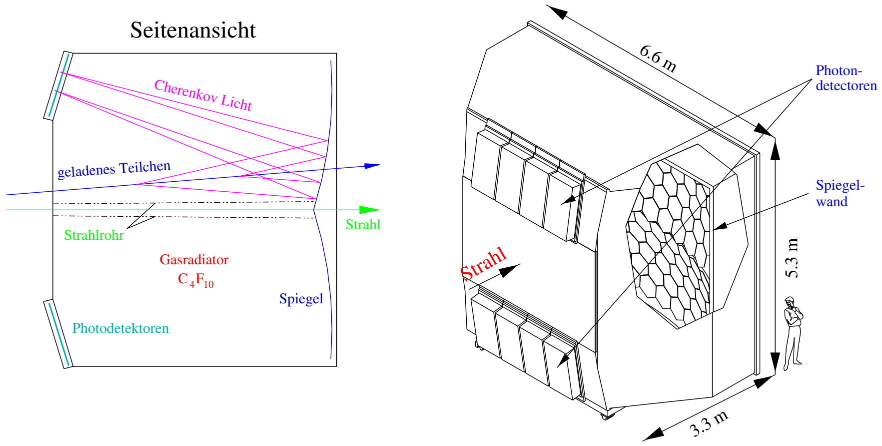

Abbildung 4.13: Seitenansicht und eine räumliche Darstellung des RICH1. Das in der Seitenansicht gezeichnete Strahlrohr dient zur Absorption der Cherenkovphotonen, die vom Myonstrahl verursacht werden.

technik bei vertretbaren Kosten eine hohe Granularität und damit eine gute Ringradiusbestimmung. Die RICH1–Auslese besteht aus 80000 Kanälen. Die Pixelgröße beträgt $8{\times}8\,\mathrm{mm}^2$. Mit diesem Aufbau ist es möglich, die drei wichtigsten Hadronarten in einem Energiebereich von 3 bis 55 GeV zu trennen. Die Abbildung 4.14 zeigt eine Onlinedarstellung der Richdaten eines Ereignisses. Dieses Ereignis wurde, um den Untergrund zu reduzieren, bei einer Strahlintensität von $1 \cdot 10^7\,\mu$/Spill aufgenommen. Man sieht drei deutlich ausgeprägte Ringe.

4.5 Hadronkalorimeter

Jede Stufe des COMPASS–Spektrometers besitzt ein Hadronkalorimeter (HCAL1 und HCAL2). Beide Kalorimeter sind Eisen–Szintillator–Sandwich–Kalorimeter [87], d.h. ein Kalorimetermodul besteht aus mehreren Schichten, die jeweils aus einer Eisenplatte und einer Plastikszintillatorplatte bestehen. Mit den Szintillatorplatten wird der sich in den Eisenplatten entwickelnde Hadronschauer abgetastet. Die Summe der Lichtsignale aller Szintillatoren ist dann ein Maß für die im Kalorimeter deponierte Energie. Abbildung 4.15 zeigt den Aufbau eines solchen Kalorimetermoduls. Die Auslese der Szintillatorplatten erfolgt entweder mittels Wellenlängenschieberfasern, die in die Szintillatorplatte eingelegt werden, oder durch Platten aus Wellenlängenschiebermaterial. Diese Wellenlängenschieber absorbieren das im wesentlichen im Blauen emittierte Szintillationslicht und reemittieren grünes Licht. Da der Emissionsprozeß isotrop erfolgt, wird ein Teil des grünen Lichts über Totalreflexion in dem Wellenlängenschieber eingefangen und zu dem am Ende des Moduls angebrachten Photomultiplier weitergeleitet.

Die beiden Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 unterscheiden sich in der Modulgröße, der Modulanzahl und der Dicke der Szintillator- und Eisenplatten. Die nachstehende Tabelle 4.2 faßt die technischen Daten der beiden Kalorimeter zusammen. Eine Skizze der Kalorimeterfrontflächen findet sich für HCAL1 in Abbildung 4.16 und für HCAL2 in Abbildung 4.17.

In der Hadronkalorimetrie gibt man für die Länge eines Schauers häufig die Länge

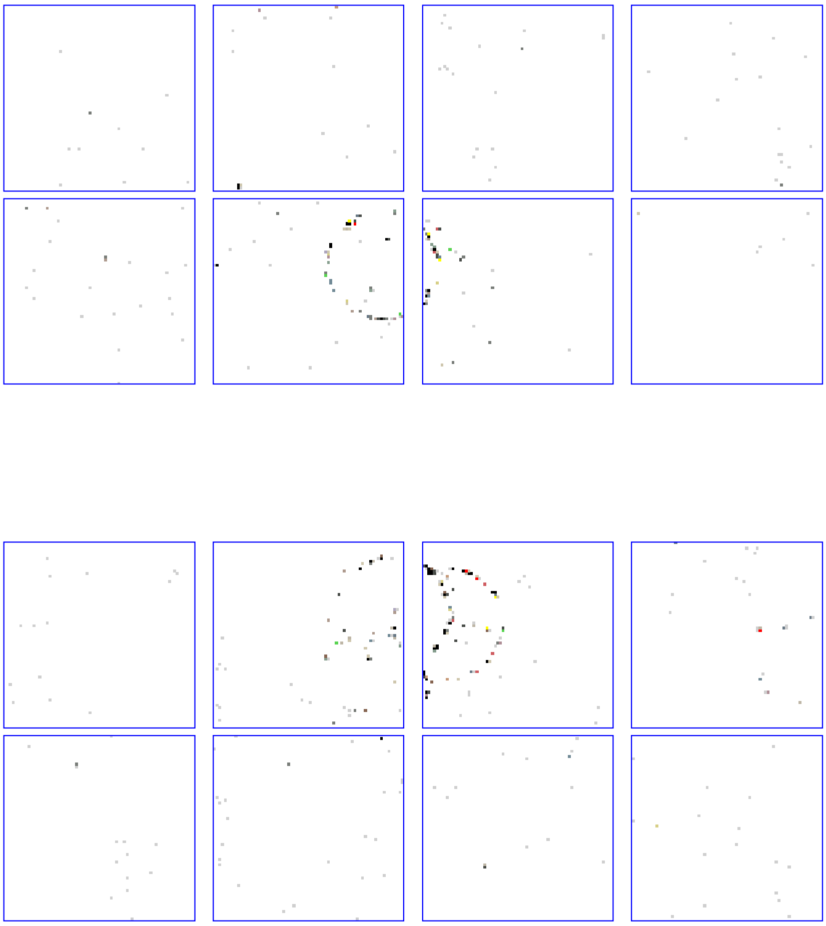

Abbildung 4.14: Onlinedarstellung der RICH1–Daten eine Ereignisses.

an, in der 95 % der Hadronenergie deponiert werden. Diese Länge kann durch

$$L(95\,\%) = (9.4 \ln E\,[\mathrm{GeV}] + 39)[\mathrm{cmFe}] \tag{4.8}$$

parametrisiert werden [84]. Demnach müßte ein Kalorimeter, welches 95 % der Energie eines 150 GeV Hadrons erfassen soll, etwa 86 cm Eisen beinhalten. Die laterale Ausdehnung des Schauers steigt linear mit der Schauertiefe an. Die radiale Schauerbreite beträgt z.B. für ein 50 GeV Pion in Eisen bei einer Schauertiefe von 80 cm etwa 25 cm [88]. Damit erstreckt sich ein Schauer über drei bzw. vier Kalorimetermodule.

Neben ihren klassischen Verwendungen zur Separation von elektromagnetischen und stark wechselwirkenden Teilchen und zur Energiemessung spielen die Kalorimeter für die Messung der polarisierten Gluonverteilung noch eine besondere Rolle. Aufgrund ihres schnellen Antwortverhaltens und der guten Zeitauflösung der Kalorimeter kann ein aufgearbeitetes Kalorimetersignal im Trigger verwendet werden. Die Beschreibung des Kalorimeterbeitrags zum Triggersignal findet sich in Abschnitt 5.1.2.

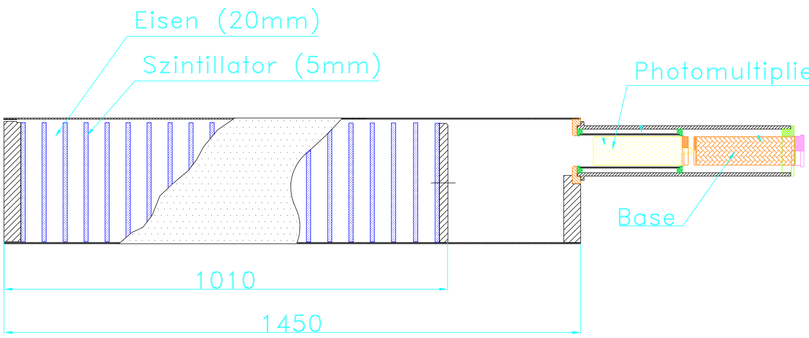

Abbildung 4.15: Skizze eines Sandwich–Kalorimeter Moduls des vorderen Hadronkalorimeters in COMPASS.

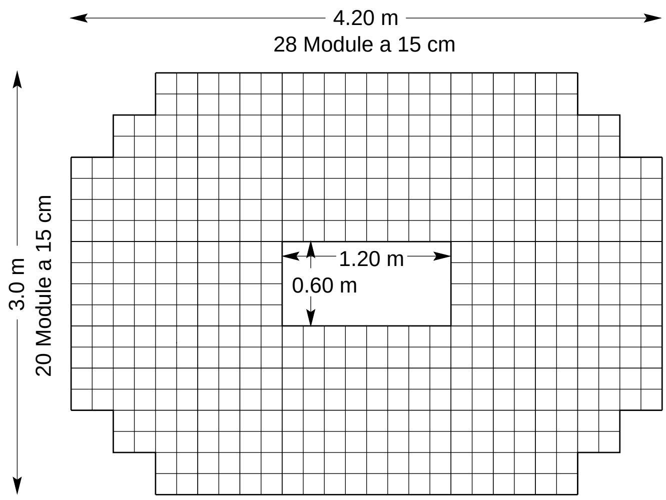

Abbildung 4.16: Frontansicht des HCAL1.

4.6 Das Triggersystem

Die Aufgabe eines Triggersystems ist die Steuerung des Datenflusses des Experiments. So wie das Datennahmesystem (DAQ) besteht auch der Trigger i.a. aus mehreren Stufen. Die erste Triggerstufe löst die Auslese der Detektoren aus, wenn das Ereignis eine bestimmte logische Bedingung – die Triggerbedingung – erfüllt. Der Trigger verwirft also uninteressante Ereignisse und erlaubt die gezielte Anreicherung von bestimmten Ereignisklassen.

Die Totzeit der DAQ nach erfolgter Auslese und ihre Datenverarbeitungskapazität limitieren die Anzahl der pro Zeiteinheit erlaubten Trigger und bestimmt dadurch die nötige Selektivität des Triggers. Die maximale Triggerrate beträgt bei COMPASS etwa 25000 Trigger pro Spill. Diese Maximalrate wird durch die Bandbreite der Datenübertragung zu den Datenbändern, die maximal 40 MByte/s beträgt, bestimmt. Da man etwa 10000 tiefinelastische Streuereignisse pro Spill erwartet, muß die Triggerreinheit 50 % betragen. Der Aufbau des Triggers zielt daher auf hohe Selektivität.

Die erste Stufe der Triggerentscheidung muß, da diese Entscheidung die Datenauslese startet, sehr schnell erfolgen, weil bis zur Entscheidung die Daten aller Detektoren

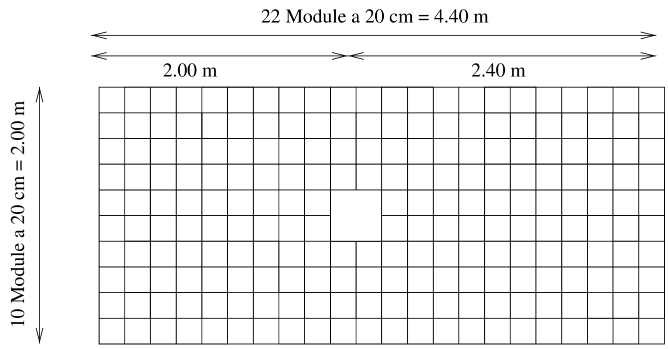

Abbildung 4.17: Frontansicht des HCAL2.

	HCAL1	HCAL2
Modulgröße	$15\times15\,\mathrm{cm}^2$	$20\times20\,\mathrm{cm}^2$
Modulanzahl	480	216
Kalorimeterfläche	$429\times306\,\mathrm{cm}^2$	$440\times200\,\mathrm{cm}^2$
Schichten pro Modul	40	36
Dicke Fe/Szintillator	20 mm/5 mm	25 mm/3 mm
Strahlungslänge	$46\,X_0$	$51\,X_0$
Wechselwirkungslänge	$4.8\,\lambda_i$	$5.4\,\lambda_i$
max. Hadronenergie	80 GeV	230 GeV
Auslese	WLS–Platten	WLS–Fasern
Energieauflösung	$\frac{60\,\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + 7.6\,\%$	$\frac{65\,\%}{\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}} + 5\,\%$

Tabelle 4.2: Zusammenfassung einiger technischer Merkmale der beiden Hadronkalorimeter [58, 87]. Die Zeile mit dem Titel „max. Hadronenergie“ gibt die Energieschwelle an, oberhalb der die 95 % Schauerlänge größer ist als die Kalorimeterlänge.

gespeichert werden müssen. Die Größe der vorhandenen Datenspeicher definiert damit die maximale Triggerverzögerung. Im COMPASS–Experiment limitieren die lediglich durch Verzögerungskabel gepufferten ADCs der Kalorimeter die Entscheidungsdauer auf 600 ns. So schnelle Entscheidungen können nur von einer Koinzidenzlogik, die die elektrischen Pulse von Detektoren mit kurzer Antwortzeit verarbeitet, erreicht werden. Im Triggersystem des COMPASS–Experiments werden daher Szintillationsdetektoren im Zusammenspiel mit einer maßgeschneiderten Koinzidenzlogik verwendet.

Das Triggersystem wählt mit Hilfe von eigens konzipierten Szintillatorhodoskopen und den Hadronkalorimetern HCAL1 und HCAL2 zwei Klassen von Streuereignissen aus. Die Auswahl basiert zum einen auf den Eigenschaften des gestreuten Myons, zum anderen auf der in den Kalorimetern deponierten Energie. Die beiden gesuchten Reaktionen sind:

1. **Photon–Gluon–Fusions–Ereignisse:**
   Da der Fluß virtueller Photonen (siehe Gleichung 3.13) und damit der Wirkungsquerschnitt für kleine Q^2 und endlichen Energieverlust ν mit $1/Q^2$ ansteigt, wird diese Ereignisklasse von Reaktionen, in denen ein quasi–reelles Photon ausgetauscht wird, dominiert. Kleine Viererimpulsüberträge entsprechen nach (2.2) kleinen Myonstreuwinkeln; der für die ΔG–Messung relevante Bereich von Myon-

streuwinkeln liegt unterhalb von 10 mrad. Gleichzeitig sind für die Messung der Gluonpolarisation die Ereignisse von Interesse, bei denen die Photonpolarisation groß ist. Der Polarisationsgrad der Photonen ist durch den in Gleichung (2.23) auf Seite 9 beschriebenen Depolarisationsfaktor, der für kleine Energieüberträge y verschwindet, gegeben. Daher sind nur Ereignisse mit einem großen Energieübertrag interessant. In unserem Fall wird $y \geq 0.2$ verlangt. Der Nachweis dieser Prozesse erfolgt durch die Messung des Energieverlusts mittels zweier Szintillatorwände. Um Untergrundereignisse, wie Bremsstrahlung, elastische Myon–Elektron–Streuung und Halomyonen zu unterdrücken, wird zusätzlich eine hadronische Energiesignatur in den Kalorimetern verlangt.

2. **Inklusive tiefinelastische Streuereignisse (DIS):**
   Die Interpretierbarkeit eines DIS–Prozesses durch QCD–Störungsrechnung ist nur bei ausreichend großen Viererimpulsüberträgen gewährleistet. Daher sind für das Studium dieser Reaktionen nur Ereignisse mit $Q^2 \geq 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ interessant. Die Aufgabe des Triggersystems ist der Nachweis solcher Ereignisse über einen möglichst großen Bereich von x_{Bj}. Der maximale Viererimpulsübertrag wird durch die Öffnung des zweiten Magneten auf $Q^2 \approx 60\,\mathrm{GeV}^2$ begrenzt, so daß Ereignisse mit höheren Impulsüberträgen nur von Detektoren, die vor dem zweiten Spektrometermagneten positioniert sind, erfaßt werden.

Die benötigte Triggerakzeptanz wird von vier verschiedenen Hodoskopsystemen abgedeckt. Jedes dieser Hodoskope hat eine der gewünschten Auflösung und der erwarteten Ratenbelastung entsprechende Granularität. Komplettiert wird der Triggeraufbau durch eine Reihe von Vetozählern. Die Abbildung 4.18 zeigt die Positionierung der verschiedenen Triggerkomponenten im Experiment.

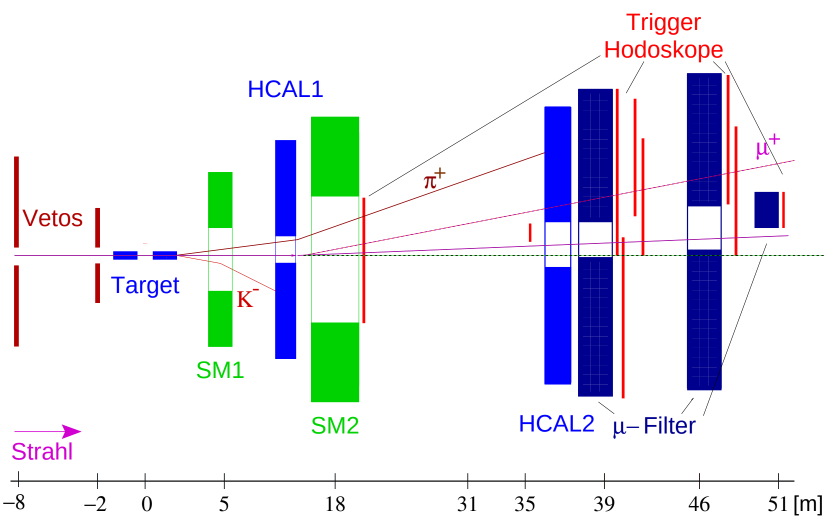

Abbildung 4.18: Darstellung des Triggeraufbaus des COMPASS–Experiments.

Eine detailierte Beschreibung des Triggerkonzepts und hier insbesondere des Triggersystems für Photon–Gluon–Fusions–Ereignisse findet sich in den folgenden Kapiteln.

Kapitel 5

Das Triggerkonzept des COMPASS Experiments

Wie im vorhergehenden Kapitel (Seite 55) erwähnt wird, soll das Triggersystem zwei unterschiedliche Ereignisklassen auswählen und zerfällt dementsprechend in zwei Teilsysteme:

1. Der sogenannte 'ΔG–Trigger', der Photon–Gluon–Fusions–Ereignisse anreichern soll und dazu auf Prozesse mit quasi–reellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) triggert.

2. Der Trigger für tiefinelastische Streuereignisse ('DIS–Trigger'), der Ereignisse mit einem minimalen Impulsübertrag von $Q^2 \geq 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ auswählt.

5.1 Der Trigger für Photon–Gluon–Fusionsereignisse

Aus der Diskussion der Kinematik der Photon–Gluon–Fusions–Ereignisse in Kapitel 3 lassen sich zwei mögliche Signale für ein solches Ereignis entnehmen:

1. **Das gestreute Myon:**
   Gemäß der auf der vorhergehenden Seite zu findenden Diskussion, sind für die ΔG–Messungen Ereignisse mit kleinem Myonstreuwinkel und großem Energieübertrag y interessant.

2. **Hadronen:**
   Zusätzlich zu den gestreuten Myonen werden zur Selektion der PGF auch die erzeugten Hadronen benötigt. Im Falle der offenen Charm–Produktion müssen zumindest die beiden Mesonen aus einem D^0–Zerfall rekonstruiert werden. Die zweite Nachweismethode verlangt die Detektion der beiden führenden Hadronen mit großen transversalen Impulskomponenten.

Um eine möglichst hohe Triggerreinheit zu erzielen, muß das Triggersystem beide Signaturen berücksichtigen und besteht dann aus zwei Teilsystemen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden sollen.

5.1.1 Der Myontrigger

Myonen sind ideale Triggerauslöser, da sie sich durch ihr hohes Durchdringungsvermögen leicht von anderen Teilchen separieren lassen. Allein die Installation der Triggerdetektoren hinter ausreichend dimensionierten Absorbern genügt, um die Myonidentifikation zu erreichen.

In unserem Fall befinden sich fast alle Triggerhodoskope hinter dem Myonfilter μF_2. Dieser besteht aus einer 10 cm dicken Bleiwand, die vor HCAL2 angebracht ist, dem HCAL2 selbst und einem 1.6 m dicken Betonabsorber. Nach 84 Strahlungslängen und 10 hadronischen Wechselwirkungslängen (vergl. Tabelle 5.1) ist sichergestellt, daß lediglich Myonen einen Trigger auslösen können.

	Dicke	X_0	λ_I
Bleiwand	10 cm	17.8	0.6
HCAL2 (Eisen)	90 cm	51.1	5.4
Betonwand	160 cm	15.0	4.0
Total	269 cm	83.9	10.0

Tabelle 5.1: Auflistung der einzelnen Absorberkomponenten des Myonfilters 2 (μF_2), der sich vor den meisten Triggerhodoskopen befindet. In der dritten Spalte findet sich die Absorberdicke in Strahlungslängen; in der letzten Spalte ist die Absorberdicke in hadronischen Wechselwirkungslängen aufgeführt.

In einem zweiten Schritt erfolgt die Unterscheidung zwischen den gestreuten Myonen und den Strahl- bzw. Halomyonen. Wegen der oben angeführten kinematischen Überlegungen bietet sich als Unterscheidungsmerkmal die Myonenergie an. Während die Strahl- und Halomyonen meist die volle Energie von 160 GeV aufweisen, haben die gesuchten gestreuten Myonen mindestens 20 % ihrer Energie verloren. Das Ziel ist es, ein Triggersystem aufzubauen, welches die gestreuten Myonen durch die gemessene Energie selektiert. Im folgenden wird ein solcher Triggeraufbau als Energieverlusttrigger bezeichnet.

Der Energieverlusttrigger

Eine Energiemessung ist durch die Bestimmung der Ablenkung der Myonen im Feld der Spektrometermagneten möglich. Wegen des zusätzlichen Streuwinkels θ ist eine einzelne Messung des Abstands der Myonen vom Strahl in der Ablenkebene (x-Koordinate) der Magneten nicht ausreichend. Lediglich die Kombination zweier Messungen der x-Koordinate an verschiedenen Stellen längs der Strahlrichtung (z-Koordinate) erlaubt die getrennte Bestimmung der Projektion des Streuwinkels auf die Ablenkebene θ_x und der durch das Magnetfeld verursachten Ablenkung α (siehe Abb. 5.1).

Zur Vereinfachung der Rechnung werden die beiden Spektrometermagnete zu einem effektiven Magneten zusammengefaßt. Das Feldintegral des effektiven Magneten entspricht der Summe der Integrale der einzelnen Magnete.

$$\int B_{\text{tot}} \mathrm{d}l = \int B_1 \mathrm{d}l + \int B_2 \mathrm{d}l = 1.04\,\text{Tm} + 4.41\,\text{Tm} = 5.45\,\text{Tm} \tag{5.1}$$

Der Punkt, an dem die Ablenkung des effektiven Magneten erfolgt, errechnet sich durch

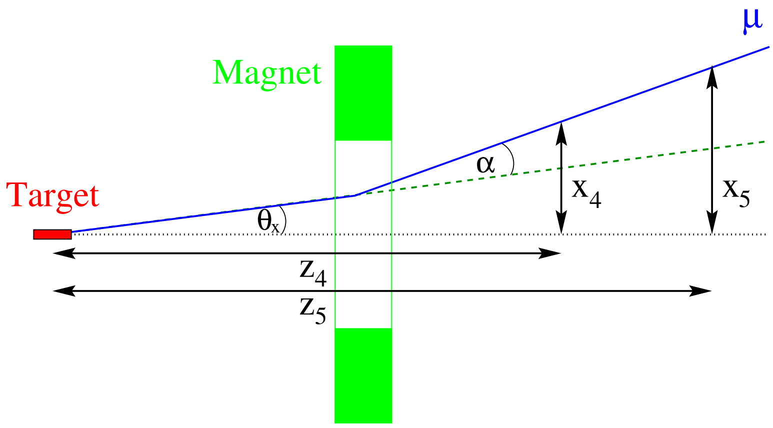

Abbildung 5.1: Skizze zur getrennten Messung der Myonenergie und die Streuwinkelprojektion θ_x durch die zweifache Messung der Myonablage (x_4 und x_5). Vereinfachend werden die beiden Spektrometermagneten zu einem effektiven Magneten zusammengefaßt.

das mit den Magnetfeldern gewichtete Mittel der Positionen der einzelnen Magnete.

$$z_m = \frac{z_{\text{SM1}} \cdot \int B_1 \text{d}l + z_{\text{SM2}} \cdot \int B_2 \text{d}l}{\int B_{\text{tot}} \text{d}l} \tag{5.2}$$

Mit $z_{\text{SM1}} = 3630\,\text{mm}$ und $z_{\text{SM2}} = 17965\,\text{mm}$ erhält man $z_m = 15230\,\text{mm}$. Die Ablenkung des gestreuten Myons im Magnetfeld berechnet sich in guter Näherung durch

$$\alpha = \frac{300 \cdot \int B_{\text{tot}} \text{d}l}{p'_\mu} \frac{\text{GeV} \quad \text{mrad}}{\text{Tm}} = \alpha_0 \frac{p_0}{p'_\mu} = \alpha_0 \frac{1}{1-y}. \tag{5.3}$$

Die Ablenkung α_0 des Strahls mit dem Impuls $p_0 = 160\,\text{GeV}$ beträgt $\alpha_0 = 10.2\,\text{mrad}$.

Für die beiden an den Stellen z_4 und z_5 gemessenen Abstände des Myons zur Geometrieachse des Experiments (x_4 und x_5) findet man im Falle kleiner Winkel die Gleichungen

$$x_4 = x_0 + \theta_x \cdot z_4 + \alpha_0 \frac{p_0}{p'}(z_4 - z_m) \tag{5.4}$$

$$x_5 = x_0 + \theta_x \cdot z_5 + \alpha_0 \frac{p_0}{p'}(z_5 - z_m). \tag{5.5}$$

Dabei ist x_0 die Ablage des Myons am Targetort ($z = 0$). Die Winkelprojektion θ_x läßt sich aus den Gleichungen (5.5) eliminieren und man erhält:

$$x_0 - \frac{x_4 \cdot z_5 - x_5 \cdot z_4}{z_5 - z_4} = \alpha_0 \frac{p_0}{p'_\mu} z_m = \alpha_0 \frac{1}{1-y}. \tag{5.6}$$

Unter Vernachlässigung der auf dem Triggerniveau unbekannten Strahlablage x_0 ist der Energieverlust des Myons somit durch x_4 und x_5 eindeutig bestimmt. Die Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf der Geraden mit konstantem Energieverlust in der x_4–x_5–Ebene.

Die Realisierung

Um in der vorgegebenen Entscheidungszeit von 600 ns einen solchen Trigger zu realisieren, ist man auf Detektoren mit kurzer Antwortzeit angewiesen. Wegen der Zeit-

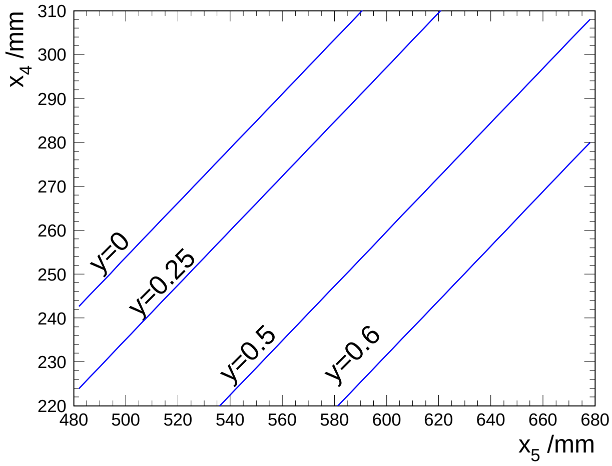

Abbildung 5.2: Verlauf der Linien konstanten Energieverlusts in der x_4–x_5–Ebene.

beschränkung ist zudem nur eine einfache Signalverarbeitung auf dem Niveau elektronischer Koinzidenzentscheidungen möglich. Da in einer Koinzidenzmessung die zeitliche Korrelation die einzige Verbindung der beiden unabhängigen Messungen der x–Koordinate ist, müssen die verwendeten Detektoren ein gutes Zeitauflösungsvermögen besitzen. Deshalb werden für den Aufbau dieses Triggersystems Plastikszintillatoren verwendet, die durch Photomultiplier ausgelesen werden. Die Antwortzeit eines solchen Szintillationsdetektors liegt je nach Auswahl der Komponenten bei rund 30 ns. Ein Großteil der Zeitverzögerung entfällt dabei (bei nicht zu langen Szintillatoren) auf die Signallaufzeit in den Photoröhren. Mit einem solchen Detektor können Zeitauflösungen von weniger als einer Nanosekunde erreicht werden.

Die Grundlage des Energieverlusttriggers bilden 3 Paare von Szintillatorhodoskopen. Jedes dieser Hodoskope besteht aus bis zu 32 senkrecht auf der Ablenkebene stehenden Szintillatoren. Aus historischen Gründen trägt das in Strahlrichtung erste Hodoskop die Kennzeichnung H4 und das zweite die Kennung H5. Jedem Szintillatorpaar in H4 und H5 (x_4, x_5) ist eine Kombination aus Streuwinkelprojektion und Energieverlust (θ_x, y) zugeordnet.

Die beiden Hodoskope eines Paares werden nun durch eine Koinzidenzlogik verknüpft, die für alle Kombinationen (x_4, x_5), die die Bedingung $y(x_4, x_5) \geq y_{\min}$ erfüllen, ein Triggersignal generiert. Das Herzstück dieser Elektronik bildet eine Koinzidenzmatrix. Diese Matrix hat je 32 Zeilen- und Spalteneingänge und bildet die Koinzidenz zwischen jedem Zeilen- und Spaltensignal. Diese 1024 Koinzidenzen können unabhängig voneinander aktiviert und deaktiviert werden.

Abbildung 5.3 illustriert, wie zwei Hodoskope und eine Matrix einen Energieverlusttrigger erzeugen. Eingezeichnet sind dort die Flugbahnen zweier Myonen. Während das gestreute Myon eine Koinzidenz im aktivierten Bereich der Matrix erzeugt, erfährt das höher energetische Halomyon im Magnetfeld eine kleinere Ablenkung und erzeugt eine Koinzidenz im deaktivierten Matrixbereich. Das Halomyon wird so unterdrückt. Die Grenzlinie zwischen aktivem und inaktivem Teil der Matrix bildet die Linie konstanten Energieverlusts $y = 0.2$. Der aktive Bereich befindet sich rechts von der Trennlinie und entspricht größeren Energieverlusten, der linke Teil entspricht kleineren Energieverlusten.

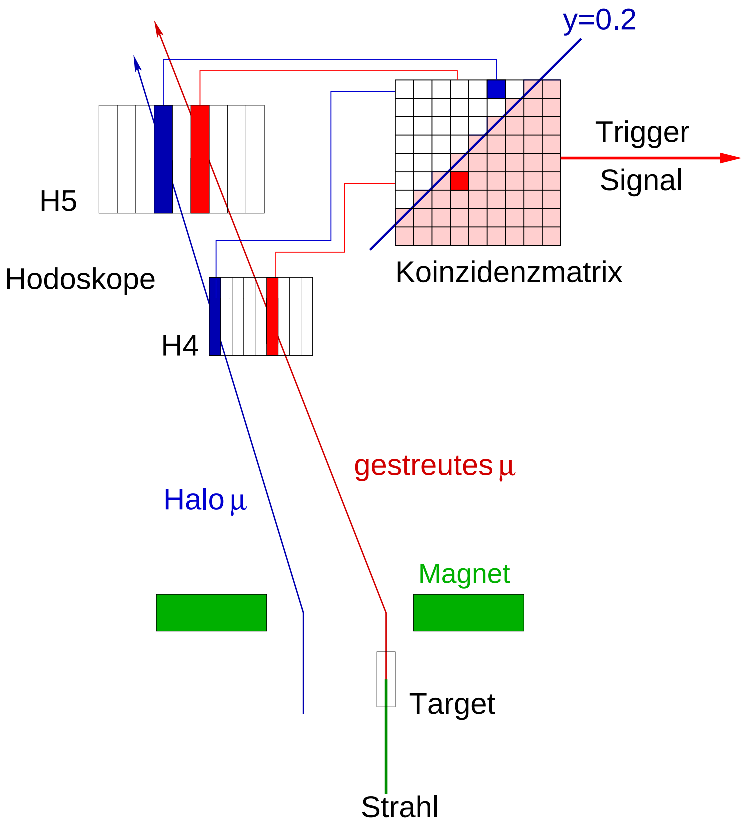

Abbildung 5.3: Graphische Darstellung des Konzepts des Energieverlusttriggers. Während das gestreute Myon eine Koinzidenz im aktivierten Bereich der Matrix und somit ein Triggersignal erzeugt, wird die Koinzidenz, die durch das Halomyon verursacht wird, ignoriert.

Limitierungen des Konzepts des Energieverlusttriggers

Der im vorigen Abschnitt vorgestellte Energieverlusttrigger reagiert generell auf Myonen, deren Energie unterhalb eines bestimmten Schwellenwertes liegt. Ein solcher Trigger wird folgerichtig neben Myonen aus PGF–Ereignissen auch alle anderen Myonen auswählen, die auf irgendeine andere Art eine von der Strahlenergie abweichende Energie aufweisen. Im folgenden sollen die drei wichtigsten dieser Ereignisklassen vorgestellt werden.

- **Strahlteilchen mit geringer Energie:**
  Wie das gemessene Impulsspektrum des Myonstrahls in Abbildung 4.5 zeigt, ist die Impulsverteilung der Strahlmyonen um den Sollwert (160 GeV) gaußverteilt. Die 1σ–Breite dieser Verteilung beträgt 7 GeV oder 4.4 %. Damit gibt es vor allem im Bereich kleiner relativer Energieverluste y eine große Anzahl von Strahlmyonen mit einer entsprechenden Energie. So gibt es z.B. pro Spill rund 60000 Strahlmyonen, deren Energie zwischen 15 und 20 % unterhalb des Sollwertes liegt. Mit steigenden Energieverlusten y nimmt diese Untergrundquelle jedoch stark ab, so finden sich im Bereich $0.2 < y < 0.25$ nur noch 550 Strahlmyonen pro Spill.

- **Elastische Myon–Elektron–Streuung:**
  Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Myon–Elektron–Streuung ist durch [89]
  $$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y} = \frac{2\alpha^2 S}{\lambda_S}\left(\frac{1}{y^2} - \frac{s}{yS} + \frac{1}{2}\right) \tag{5.7}$$
  gegeben. Die Variable s ist die Schwerpunktsenergie, die im Ruhesystem des Elektrons durch $s = m_\mu^2 + m_\mathrm{e}^2 + 2m_\mathrm{e}E_\mu$ berechnet werden kann. Weiterhin wurden $S = s - m_\mathrm{e}^2 - m_\mu^2$ und $\lambda_S = S^2 - 4m_\mathrm{e}^2 m_\mu^2$ eingeführt. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion steigt für kleine y mit $1/y^2$ an (vergl. Tabelle 5.2 Spalte 7).

- **Bremsstrahlung:**
  Für den differentiellen Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt von Myonen findet man z.B. in [90]:
  $$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\nu} = \alpha^3 Z(Z+1)\left(2\lambda_\mathrm{e}\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mu}\right)^2\left(\frac{4}{3\nu} - \frac{4}{3} + \nu\right)\phi(\delta). \tag{5.8}$$
  Dabei ist λ_e die Compton–Wellenlänge des Elektrons. Die Funktion $\phi(\delta)$ hängt von der Ordnungszahl des Streumaterials ab. Die Autoren von [90] verwenden für Materialien mit $Z \leq 10$
  $$\phi(\delta) = \ln\frac{189 m_\mu Z^{-1/3}}{m_\mathrm{e} + 189\sqrt{e}\delta Z^{-1/3}}. \tag{5.9}$$
  In dieser Gleichung beschreibt $\delta = m_\mu^2\nu/2E(1-\nu)$ den minimalen Impulsübertrag auf den Kern und e ist die Eulersche Zahl. Der Bremsstrahlungsquerschnitt wächst also für kleine Energieverluste mit $1/\nu$. Der absolute Wert, den man für den Bremsstrahlungsquerschnitt erhält, hängt für Materialmischungen empfindlich von der Wahl der effektiven Ordnungszahl Z ab. Die Werte in Spalte 8 der Tabelle 5.2 sind für $Z_\mathrm{eff} = 3.56$ für ^{6}LiD berechnet.

Tabelle 5.2 vermittelt einen Eindruck von der Wichtigkeit der verschiedenen Prozesse in den verschiedenen y–Bereichen. Die vierte Spalte der Tabelle listet den über Q^2 integrierten Wirkungsquerschnitt (vergl. Gleichung (3.12)) für die Myoproduktion von Charm auf. In der fünften Spalte wird dieser Wert mit dem Quadrat des Depolarisationsfaktors gewichtet. Aus dieser Spalte läßt sich der Einfluß der einzelnen y–Bereiche auf die Genauigkeit der Charmproduktionsmessung ablesen. In Spalte sechs findet sich der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische μ–N–Streuung [22]. In den letzten beiden Spalten finden sich die Wirkungsquerschnitte für die elastische μ–e–Streuung und die Bremsstrahlung. Man liest aus der Tabelle ab, daß im Bereich kleiner Energieverluste die Verwendbarkeit der PGF–Ereignisse wegen des kleinen Wertes des Depolarisationsfaktors D abnimmt, während gleichzeitig der Einfluß der verschiedenen Untergrundkanäle zunimmt. Der Bereich kleiner y ist deshalb durch einen möglichst scharfen Schnitt des Energieverlusttriggers vom nutzbaren Bereich zu trennen.

5.1.2 Der Kalorimetertrigger

Der reine Energieverlusttrigger, wie er im vorigen Abschnitt beschrieben wurde, unterscheidet also nicht zwischen Myonen, die ihre Energie in interessanten Streuprozessen verloren haben und solchen, deren Energie auf andere Weise vom Sollwert abgebracht

y %	$Q^2_{\min}$ GeV^2	$Q^2_{\max}$ GeV^2	$\int\sigma^{c\bar{c}}$ nb	$D^2\int\sigma^{c\bar{c}}$ nb	$\int\sigma^{\gamma}$ nb	$\int\sigma^{\mu-\mathrm{e}}$ nb	$\int\sigma^{\mathrm{brems}}$ nb
15–25	0.0006	51.2	0.393	0.014	483	3473	733
25–35	0.0014	44.8	0.516	0.043	247	1333	422
35–45	0.0029	38.4	0.495	0.080	142	666	282
45–55	0.0055	32.0	0.436	0.118	89	384	204
55–65	0.0099	25.6	0.370	0.152	58	242	157
65–75	0.0180	19.2	0.308	0.177	39	164	126
75–85	0.0353	12.8	0.248	0.184	26	117	103

Tabelle 5.2: Integrierte Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse in Abhängigkeit vom relativen Energieverlust y. Die Werte sind für eine Strahlenergie von 160 GeV berechnet worden.

wurde. Alle im vorigen Abschnitt genannten Untergrundquellen haben aber eines gemeinsam: Man findet zwar ein Myon, das wie ein gestreutes Myon aussieht, aber es werden keine Hadronen produziert. Ein Trigger, der zusätzlich auf Hadronen reagiert, kann diese Ereignisse also unterdrücken.

Die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 (siehe Abschnitt 4.5) bilden den Ausgangspunkt für einen solchen Hadrontrigger. Diese Detektoren beruhen auf dem Nachweis von Szintillationslicht durch Photomultiplier und liefern deshalb Signale mit einer kurzen Antwortzeit und einer guten Zeitauflösung.

Die Aufgabe der Triggerelektronik ist es nun, aus den Signalen der knapp 700 Hadronkalorimetermodule einen Trigger zu erzeugen, wenn ein Hadron mit einer Mindestenergie das Kalorimeter trifft.

Die Schauer hochenergetischer Hadronen erstrecken sich lateral über mehrere benachbarte Kalorimeterelemente (cf. Abschnitt 4.5). Um die Energie eines Hadrons zu bestimmen, müssen deshalb die Signale mehrerer benachbarter Zellen aufsummiert werden. Entsprechend der in Tabelle 4.2 aufgelisteten Elementgrößen müssen jeweils 4×4 Kalorimetermodule zu Blöcken zusammengefaßt werden. Da Hadronen, die den Rand oder gar die Ecke eines solchen Blocks treffen, ihre Energie auf zwei bzw. vier Blöcke verteilen, wird die Summation in vier versetzten Lagen organisiert, so daß jedes Hadron mindestens 85 % seiner Energie in einem Block deponiert.

Die Signalsummation erfolgt in zwei separaten Stufen (siehe Abb. 5.4). Die erste Stufe der Summation wird direkt an den Kalorimetern vorgenommen. Zunächst wird das Photomultipliersignal verdoppelt, um sowohl die Triggerlogik als auch die Kalorimeterauslese versorgen zu können, danach werden die Signalkopien für die Triggerlogik jeweils zu Vierergruppen (2×2) zusammengefaßt. Die so erzeugten Summensignale werden dann der zweiten Summationsstufe, die sich außerhalb des Strahlbereichs in der Elektronikbaracke befindet, zugeführt. Dort werden die Signale, die die Grundlage für die vierlagige Summation bilden sollen, zunächst vervielfältigt und dann entsprechend zu den (4×4) Blöcken kombiniert. Jedes dieser Blocksignale kann nun von zwei Diskriminatoren bewertet werden. Die Zusammenfassung aller Diskriminatorausgänge bildet das Triggersignal. Liegt eines der Summensignale oberhalb der Diskriminatorschwelle, ist die Triggerbedingung erfüllt.

Die verwendete Elektronik wurde von der Elektronikabteilung des Instituts für

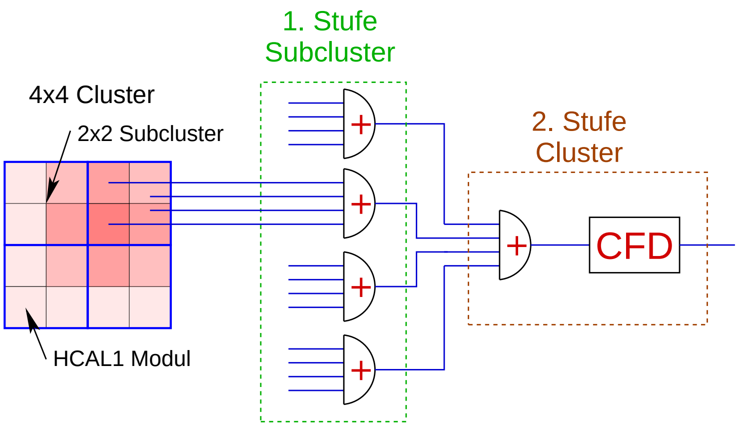

Abbildung 5.4: Skizze der Summationselektronik des Kalorimetertriggers. Dargestellt sind 16 Kalorimetermodule, von denen je vier in einer ersten Summationsstufe zusammengefaßt werden. Diese Summensignale werden dann in der zweiten Summationsstufe zu 16er Blöcken aufsummiert. Die Schattierung der Kalorimetermodule zeigt exemplarisch die verschiedenen Energiedepositionen in den einzelnen Zellen.

Kernphysik der Universität Mainz entwickelt. Eine detailierte Beschreibung der einzelnen Komponenten findet sich in einer internen Mitteilung [91].

Aufgrund des weitreichenden Strahlausläufers (Halo) sind die Hadronkalorimeter einem hohen Fluß von Myonen ausgesetzt. Vor allem HCAL2 mit seinem relativ kleinen Strahlloch von $40 \times 40\,\mathrm{cm}^2$ ist davon betroffen und wird pro Spill von einigen Millionen Myonen durchquert. Der Kalorimetertrigger kann nur dann sinnvoll eingesetzt werden, wenn die geforderte Energiedeposition für eine ausreichende Unterdrückung der Myonsignale sorgt. Die Wahl dieser Energieschwelle wird vom Energieverlust der Halomyonen bestimmt, der im folgenden studiert werden soll.

Der typische Energieverlust von Myonen in Eisen ist in Abbildung 5.5 in Abhängigkeit von der Myonenergie dargestellt [90]. Nach dieser Graphik ist für Myonen mit einer Energie von weniger als 160 GeV die Ionisation mit einem Anteil von mehr als 66 % der wichtigste Energieverlustprozeß. Der restliche Energieverlust kommt durch direkte Elektron–Positron–Paarbildung, Bremsstrahlung und Kernreaktionen zustande.

Ein 160 GeV Myon verliert beim Durchgang durch Eisen typisch $3.2\,\mathrm{MeV}/(\mathrm{g/cm}^2)$. Die wahrscheinlichste Energiedeposition eines solchen Myons in den beiden Kalorimetern beträgt demnach 2.0 GeV für das HCAL1 und 2.3 GeV für das HCAL2. Die Energieverlustprozesse sind statistischen Schwankungen unterworfen, die bei der Auswahl der Energieschwelle berücksichtigt werden müssen.

Anhand der in Abbildung 5.6 gezeigten Pulshöhenspektren von 160 GeV Myonen in den Kalorimetern, kann man sich einen Überblick über die mögliche Myonunterdrückung in Abhängigkeit von der Höhe der Energieschwelle verschaffen. Man sieht, daß die Energieschwelle wegen der statistischen Fluktuationen deutlich über dem typischen Energieverlust eines 160 GeV Myons liegen muß, wenn eine merkliche Unterdrückung des Myonsignals erreicht werden soll. So reduziert eine Energieschwelle, die auf den doppelten Myonenergieverlust gelegt wird, das Myonsignal auf etwa 10 %, eine Schwelle auf den dreifachen Wert bringt eine Reduktion auf 4 %. Da eine hohe Kalorimeterschwelle

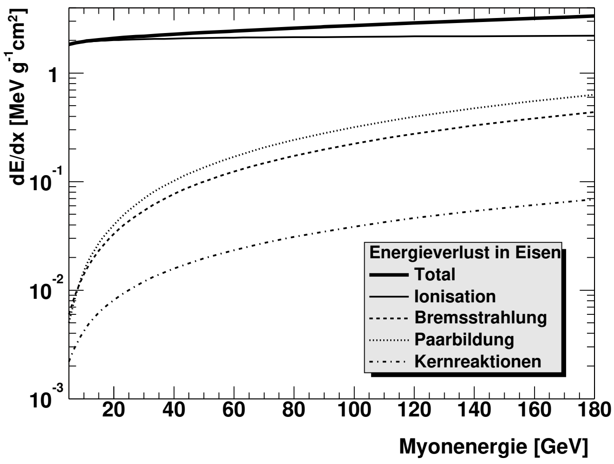

Abbildung 5.5: Myonenergieverlust in Eisen in Abhängigkeit von der Myonenergie.

andererseits die Effizienz des Kalorimetertriggers absenkt, muß ein geeigneter Kompromiß für die Wahl der Schwelle gefunden werden. Die von uns gewählten Schwellen liegen typisch zwischen der doppelten und der dreifachen Energiedeposition eines Myons.

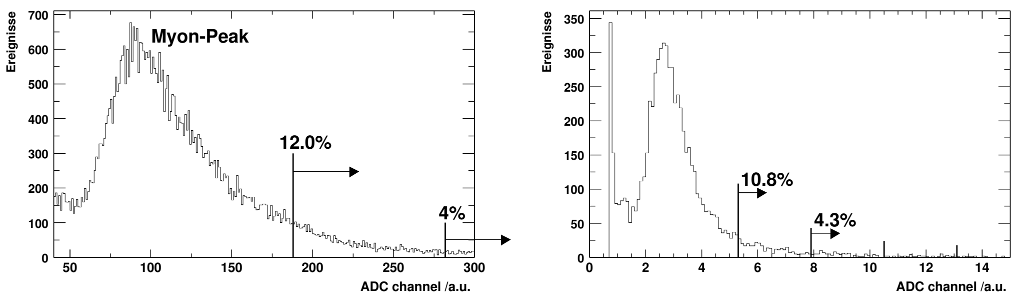

Abbildung 5.6: Gemessene Pulshöhenverteilung der beiden Kalorimeter (HCAL1 links, HCAL2 rechts) im CERN–Myonstrahl. Deutlich sieht man in beiden Spektren das Myonsignal. Die Schwellen sind bei der doppelten bzw. dreifachen Myonenergie eingezeichnet. Die zugefügten Zahlen geben den Anteil der Myonsignale an, die über der Schwelle liegen.

5.2 Der tiefinelastische Trigger

Neben dem Trigger auf die quasi–reellen Photonen, die den Wirkungsquerschnitt der Photon–Gluon–Fusion dominieren, ist ein weiteres Hodoskopsystem vorgesehen, um tiefinelastische Streuereignisse mit einem minimalen Impulsübertrag von $Q^2_{\rm min} \approx 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ zu selektieren. Die Akzeptanz dieses Triggersystems soll sich bis zu einem Q^2 von $50\,\mathrm{GeV}^2$ erstrecken und dabei den ganzen Bereich von $0 \leq y \leq 0.9$ abdecken. Der dabei verwendete Hodoskopaufbau soll gestreute Myonen von Halomyonen unterscheiden, indem er die Myonposition am Targetort bestimmt. Ein solcher Aufbau, der im weiteren geometrischer Trigger genannt wird, soll nur von Myonen ausgelöst werden, die das Target passiert haben könnten. Eine solche Positionsbestimmung ist nur in der Ebene senkrecht zur Magnetablenkebene möglich und verlangt die zweifache Messung der y–Koordinate des Teilchens (vergl. Abb. 5.7).

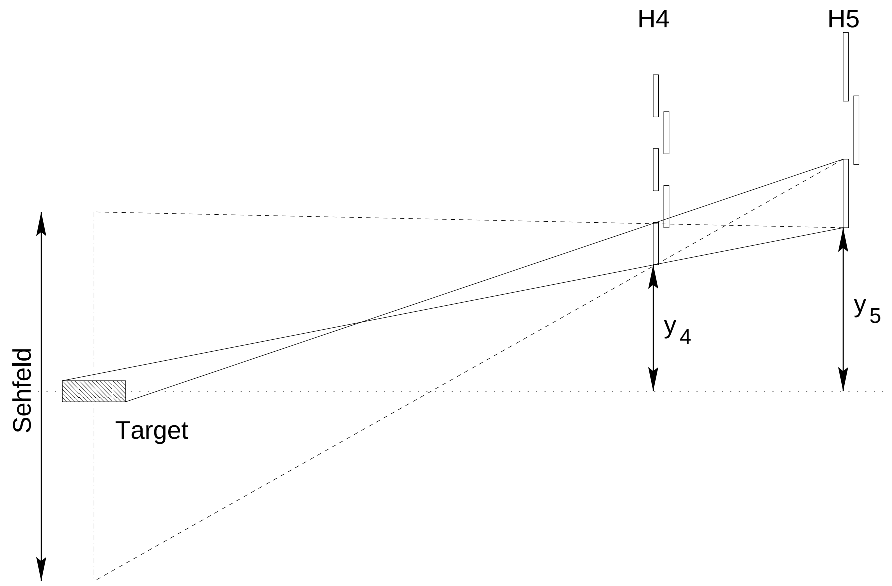

Abbildung 5.7: Prinzip eines geometrischen Triggers. Durch die Auswahl eines Szintillatorpaares wird der Ursprungsort der Myonen eingeschränkt.

Realisiert wird dieser Trigger wiederum durch zwei in Koinzidenz verschaltete Szintillatorhodoskope, deren Szintillatorelemente horizontal, d.h. parallel zur Ablenkebene, angebracht sind. Die Abbildung 5.7 zeigt die Seitenansicht eines solchen Triggeraufbaus. In dieser Abbildung sind die Szintillatorelemente des H4–Hodoskops zusammen mit den Szintillatorelementen des H5–Hodoskops dargestellt. Die gestrichelten Linien, die von den Rändern des H5–Zählers ausgehend durch die Ränder des H4–Zählers verlaufen, definieren das Volumen, das auf dem Triggerniveau nicht vom Target unterschieden werden kann. Dieses Volumen bezeichne ich als Sehfeld des Triggers. Die Größe des Sehfeld hängt eng mit der Breite der Szintillatorstreifen zusammen, die wiederum durch die durch Vielfachstreuung in den Absorbern verursachte Richtungsänderung der Myonen beschränkt wird. Da mit diesem Trigger auch inklusive Messungen gemacht werden sollen, muß dieses Triggersystem ohne das zusätzliche Kalorimetersignal auskommen. Dies ist nur möglich, wenn die Triggerhodoskope mit einem System von Vetozählern ergänzt werden, die möglichst alle Teilchenspuren markieren, die nicht durch das Target aber durch das Sehfeld des geometrischen Triggers laufen. Der Beschreibung dieses Vetosystems widmet sich der nächste Abschnitt.

5.3 Das Vetosystem

Die große Emittanz des Myonstrahls und der damit verbundene hohe Fluß an Strahl- und Halomyonen belastet alle vorgestellten Triggersysteme. Neben ratenbedingten Fehltriggern durch zufällige Koinzidenzen in den Hodoskopen oder durch Überschreitung der Kalorimeterschwellen aufgrund von Pile–up[a] und Energiefluktuationen gibt es für jeden der beiden Hodoskoptriggersysteme eine bestimmte Klasse von Halomyonen, die falsche Trigger auslösen können:

1. Die Anfälligkeit des Energieverlusttriggers gegenüber Haloteilchen ist mit der Strahlablage x_0 verknüpft, die in Gleichung (5.6) vernachlässigt wurde. Ein Myon mit endlicher Strahlablage am Targetort verfälscht die Energiemessung und kann so einen falschen Trigger auslösen. Aus Gleichung (5.6) läßt sich der Einfluß der Strahlablage x_0 auf die Energiemessung berechnen und man erhält für den absoluten Fehler von y

$$\Delta y \equiv \Delta(1-y) := \frac{\mathrm{d}(1-y)}{\mathrm{d}x_0}\Delta x_0 = \frac{(1-y)^2}{\alpha_0 z_m}\Delta x_0. \tag{5.10}$$

   Für den kleinsten akzeptierten Energieverlust ($y = 0.2$) erzeugt eine Strahlablage von etwa 25 mm einen Fehler von 0.1 in der Bestimmung von y.

2. Die Reinheit des tiefinelastischen Triggers hängt von der Genauigkeit ab, mit der die Hodoskope die Myonposition am Targetort bestimmen können. Die Genauigkeit dieser Messung ist durch die Targetlänge und Vielfachstreuung in den Myonfiltern limitiert. Strahlmyonen, die einen Bereich in der Nähe des Targets durchlaufen, der auf dem Triggerniveau nicht vom Target unterscheidbar ist, und einen entsprechenden Winkel von mindestens 4 mrad haben, erzeugen falsche Trigger.

Ein Mittel gegen den störenden Einfluß des Strahlhalos ist ein System von Vetozählern. Ein Vetosystem signalisiert die Anwesenheit eines Haloteilchens und blockiert die Erzeugung eines Triggersignals. Zur Reduktion der zuvor aufgezählten Triggerverunreinigungen wurde das in Abbildung 5.8 skizzierte Vetosystem aufgebaut.

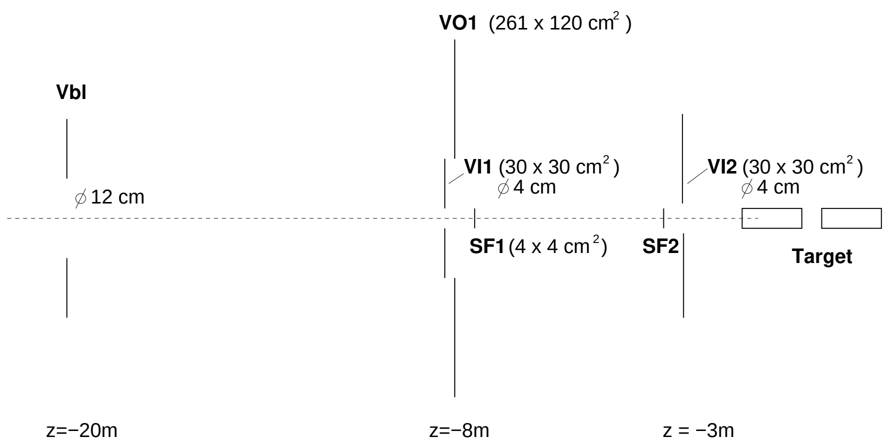

Abbildung 5.8: Lageplan der zu Vetozwecken verwendeter Detektoren. Insgesamt kommen drei klassische Vetozähler mit unterschiedlichen Lochdurchmessern zum Einsatz. Zusätzlich sind die ersten beiden Hodoskope aus szintillierenden Fasern eingezeichnet, deren Signale ebenfalls zu einem Vetosignal verarbeitet werden.

[a] Als 'pile–up' bezeichnet man die Überlagerung mehrere Pulse, die zeitlich so dicht aufeinander folgen, daß sie von der Elektronik nicht mehr getrennt werden können.

Den Kern dieses Systems bilden die beiden Vetozähler V1 und V2, die acht bzw. zwei Meter vor dem Target aufgestellt sind. Jeder dieser Detektoren ist eine Wand aus Plastikszintillatoren mit einem 4 cm großen kreisrunden Loch für den Myonstrahl. Der Lochdurchmesser ist dabei so gewählt, daß möglichst wenig Myonen, die das Target treffen, erfaßt werden. Durch die Verwendung zweier Vetozähler wird nicht nur eine Begrenzung der Strahlablage auf ± 2 cm erreicht, sondern es wird auch – und das ist für den tiefinelastischen Trigger wichtig – der maximale Winkel der Teilchen zur Strahlachse beschränkt. Mit den verwendeten Lochgrößen werden Myonen mit einem Winkel von mehr als 6.7 mrad vom Vetosystem erfaßt.

Da die Akzeptanz des DIS–Triggers schon bei 4 mrad beginnt, sind weitere Maßnahmen notwendig, um den Winkelbereich zwischen 4 und 6.7 mrad auszuschließen. Für diesen Zweck konnten Signale der beiden vor dem Target angebrachten Hodoskope aus szintillierenden Fasern verwendeten werden. Diese Detektoren liefern neben einem kanalweisen Digitalsignal auch sechs Analogausgänge pro Ebene, die den Zugriff auf die Summensignale von je 16 Fasern erlauben (cf. Abbildung 5.9). Jedes dieser Bündel aus 16 Fasern überdeckt einen Bereich von rund 6.6 mm. Wegen der hohen Rate können die beiden mittleren Kanäle nicht verwendet werden. Verschaltet man nun die jeweils oberen Kanäle des einen Faserhodoskops mit den unteren Kanälen des anderen, so können – wie in Abbildung 5.9 illustriert – gezielt Myonen mit Steigungen von mehr als 5.3 mrad aussortiert werden.

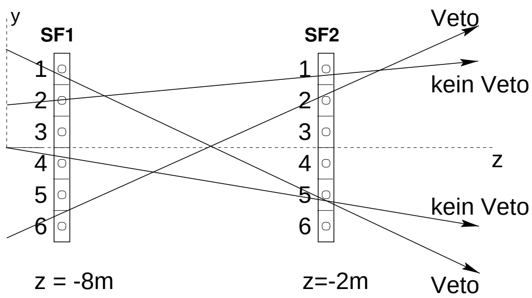

Abbildung 5.9: Darstellung der Funktionsweise des Scifi–Vetos. Von den jeweils sechs Analogsignalen der Detektoren werden die Koinzidenzen der äußeren vier Kanäle, wie gezeigt, zu Vetosignalen verschaltet.

Ergänzt wird das zuvor beschriebene Vetosystem durch das sogenannte V_{BL}. Dieses ist eine dritte Szintillatorwand, die sich 20 m vor dem Target im Strahlführungstunnel befindet. Dieses Hodoskop hat für den Strahl ein quadratisches Loch mit einer Kantenlänge von 10 cm.

5.4 Die Triggerhodoskope

Die notwendige Triggerakzeptanz für die PGF- und DIS–Ereignisse wird durch insgesamt vier verschiedene Hodoskopsysteme abgedeckt. Eine solche Aufteilung erlaubt es, das Design der Hodoskope den jeweiligen äußeren Bedingungen, wie z.B. Ratenbelastung anzupassen.

Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die vier Hodoskopsysteme. Aufgelistet sind die Detektorpositionen längs der Strahlachse, sowie die Größe ihrer aktiven Fläche. Insgesamt umfaßt das Triggersystem also 14 Szintillatorhodoskope mit beinahe 400 Szintillatoren. Diejenigen Hodoskope, deren Namen sich bis auf die Ziffer gleichen, werden von der Koinzidenzelektronik zu Paaren zusammengefaßt. Besteht ein System aus mehreren Paaren, so wie es für das Innere System und das Mittlere System der Fall ist, so ist das logische Oder der Triggersignale von den einzelnen Hodoskoppaaren das Triggersignal des Systems. Die drei Systemnamen Innen, Mitte und Außen beschreiben die relative Entfernung der Hodoskope vom Strahl. Das Schaubild 5.10 zeigt eine Abschätzung des kinematischen Bereichs der einzelnen Triggersysteme in der y–Q^2–Ebene.

Systemname	Hodoskopname	Element#	z–Position	Fläche ($x \times y$)
Innen	H4I (oben)	32	32 m	$17.34 \times 32\,\mathrm{cm}^2$
	H4I (unten)	32	32 m	
	H5I (oben)	32	51 m	$35.3 \times 51\,\mathrm{cm}^2$
	H5I (unten)	32	51 m	
Leiter	H4VL	32	40.65 m	$128.2 \times 40\,\mathrm{cm}^2$
	H5VL	32	48.05 m	$168.2 \times 47.5\,\mathrm{cm}^2$
Mitte	H4MV (oben)	20	40.3 m	$120 \times 102\,\mathrm{cm}^2$
	H4MV (unten)	20	40.3 m	
	H4MH	32	40.4 m	
	H5MV (oben)	20	47.7 m	$150 \times 120\,\mathrm{cm}^2$
	H5MV (unten)	20	47.7 m	
	H5MH	32	47.8 m	
Außen	H3OH	16	23 m	$200 \times 100\mathrm{cm}^2$
	H4OH	32	40.0 m	$480 \times 225\,\mathrm{cm}^2$

Tabelle 5.3: Auflistung der verschiedenen Triggerhodoskope. Die Auswahl der Namen für die Hodoskope und die Triggersubsysteme sind historisch bedingt. Die Koinzidenzelektronik verknüpft jeweils die Hodoskope, deren Namen sich lediglich in der Ziffer unterscheiden. Für den Fall, daß es ein oberes und ein unteres Hodoskop gibt, bezeichnet die Flächenangabe die Vereinigung der beiden Hälften.

Gemäß ihrer Lage in der y–Q^2–Ebene gehören das innere Hodoskopsystem, das Leitersystem sowie das mittlere System zum ΔG–Trigger. Der Trigger für tiefinelastische Ereignisse wird durch das äußere und mittlere Triggersystem gebildet.

Abbildung 5.11 zeigt den Teilchenfluß in der x–y–Ebene 48 m hinter dem Target. Die gezeigte Verteilung ist das Resultat einer Monte–Carlo–Simulation [92] auf der Basis des von der Beschleunigergruppe [93] berechneten Strahlprofils. Neben den Strahlteilchen wurden auch die gestreuten Myonen aus der inelastischen Streuung berücksichtigt. Die Zahlen wurden so normiert, daß die z–Achse dieses Histogramms, die durch die Grauabstufungen realisiert ist, direkt den Teilchenfluß durch ein quadratisches Flächenelement der Größe $16\,\mathrm{cm}^2$ angibt, d.h. auf der z–Achse ist die Teilchenflußdichte in der Einheit $\mathrm{Hz}/16\,\mathrm{cm}^2$ aufgetragen. Zur Normierung wurde eine Strahlintensität von $2 \cdot 10^8 \mu/\mathrm{Spill}$ und eine Spilldauer von 2.5 s angenommen.

Man sieht deutlich die starke Variation der Teilchenflußdichte über die gezeigte Fläche. Während man nahe am Strahl Teilchenflußdichten von bis zu $2\,\mathrm{MHz}/16\,\mathrm{cm}^2$ findet, ist die Rate 20 cm oberhalb bzw. unterhalb des Strahls auf einige $10\,\mathrm{kHz}/16\,\mathrm{cm}^2$ gefallen. In das Histogramm sind die drei strahlnächsten Hodoskopsysteme, so wie sie in Tabelle 5.3 beschrieben sind, eingezeichnet. Die mit Kreuzmuster gefüllte Fläche stellt

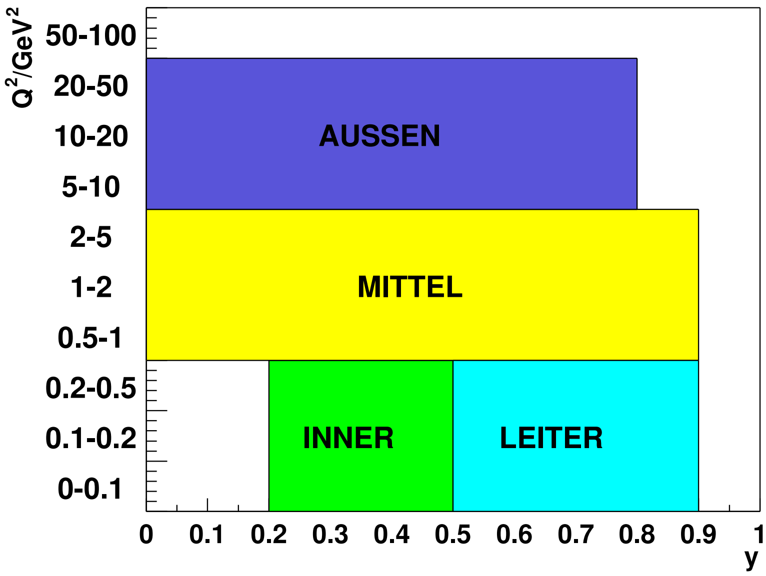

Abbildung 5.10: Vereinfachte Darstellung des kinematischen Bereichs der durch die einzelnen Hodoskopsysteme abgedeckt wird. Die beiden reinen ΔG–Hodoskopsysteme Leiter und Inner decken den Bereich kleiner Q^2 ab.

dabei die Projektion des H5I auf die z–Position der übrigen Hodoskope der Station 5 dar.

5.5 Zusammenfassung

Am Ende dieses Kapitels soll nochmals ein kurzer Überblick über das soeben beschriebene Triggersystem gegeben werden. Zu diesem Zwecke sind alle relevanten Detektoren gemeinsam in Abbildung 5.12 dargestellt. Der zentrale Bereich der Zeichnung zeigt die Position der einzelnen Detektoren entlang der Strahlrichtung. Die Detailzeichnungen, die den zentralen Lageplan umgeben, enthalten Informationen über die Größe und die transversale Position der Hodoskope. Die in Abbildung 5.12 eingeführten Maße finden sich in Tabelle 5.4.

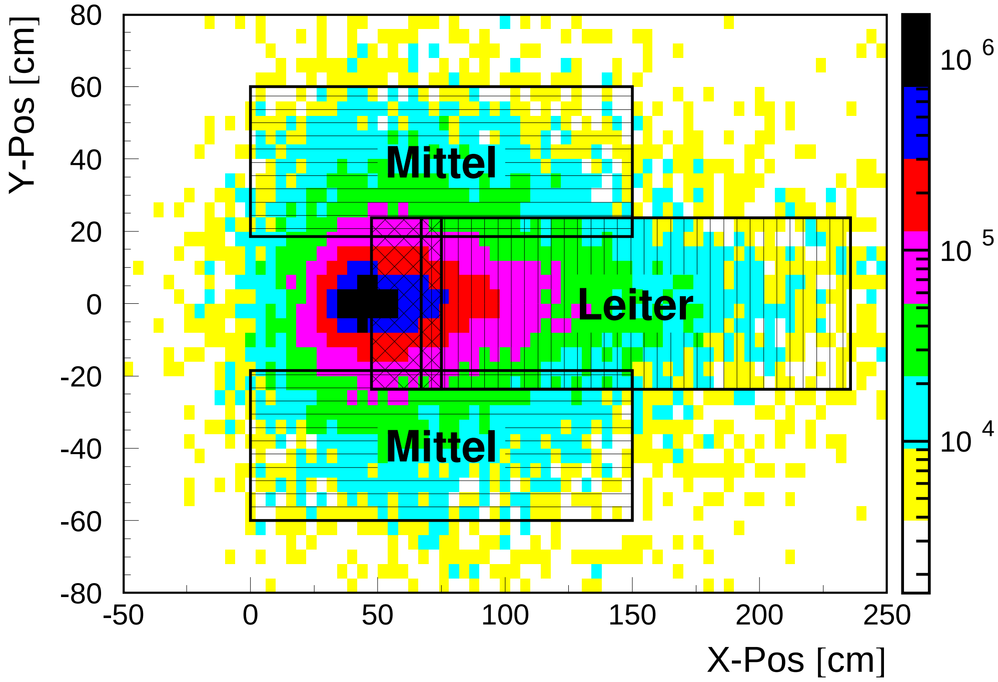

Abbildung 5.11: MC–Simulation der Myonraten am Ort der Hodoskoptriggerstation 5. Auf der z–Achse des Histogramms ist der Teilchenfluß pro 16 cm² angegeben. Die eingezeichneten Rechtecke zeigen die Abdeckung der Fläche durch die verschiedenen Hodoskopsysteme. Das äußere Hodoskopsystem wurde wegen seiner Größe weggelassen.

	a [mm]	b [mm]	c [mm]	d [mm]	z–Koordinate [m]
VBL	390	390	–	–	-20.0
VI1	210	250	–	–	-7.94
VO1	2615	1200	–	–	-7.69
VI2	500	500	–	–	-2.82
HI04	173.4	160	53	166	32.0
HI05	353	255	124	351	51.0
HM04	1200	510	160	240	x:40.24 y:40.31
HM05	1500	600	185	300	x:47.76 y:47.84
HL04	1282	400	295	240	40.560
HL05	1682	475	370	300	48.08

Tabelle 5.4: Abmessungen der in Abbildung 5.12 dargestellten Triggerkomponenten.

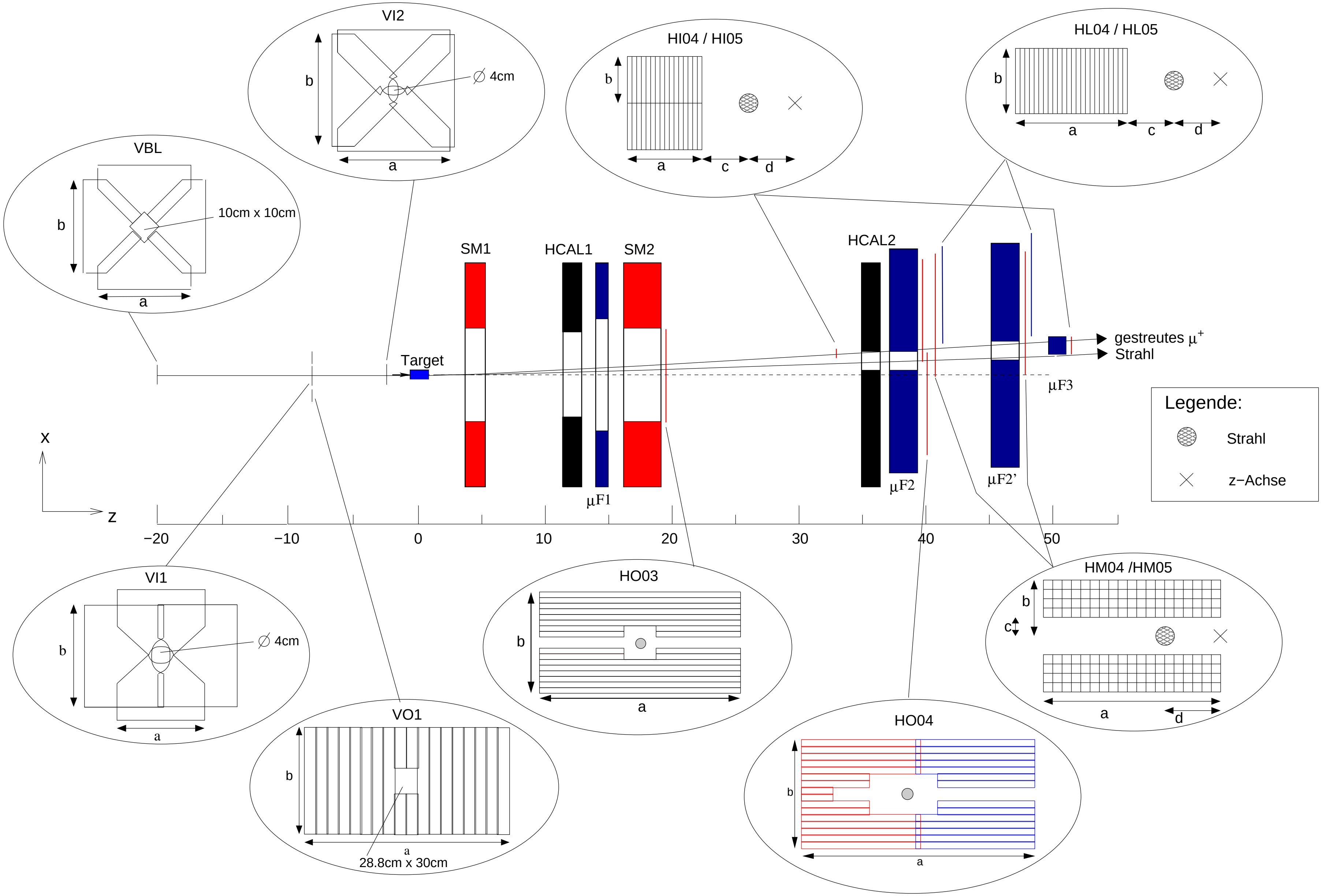

Abbildung 5.12: Darstellung aller für Triggerzwecke verwendeter Detektoren [94].

Kapitel 6

Testmessungen

Ein Szintillationsdetektor besteht aus mindestens zwei Komponenten: dem Szintillator und dem Photonendetektor, der aus Photomultiplier und Spannungsteiler (Base) besteht. Meist wird zudem ein Lichtleiter aus Plexiglas verwendet, um das Licht vom Szintillator zum Multiplier zu transferieren. Die Skizze in Abbildung 6.1 zeigt den typischen Aufbau eines Szintillationszählers. Neben dem Material für Photomultiplier, Lichtleiter und Szintillator ist z.B. auch das Material, mit dem der Szintillator verpackt wird, und die Qualität der Szintillatoroberfläche von entscheidender Bedeutung für die Eigenschaften des Zählers.

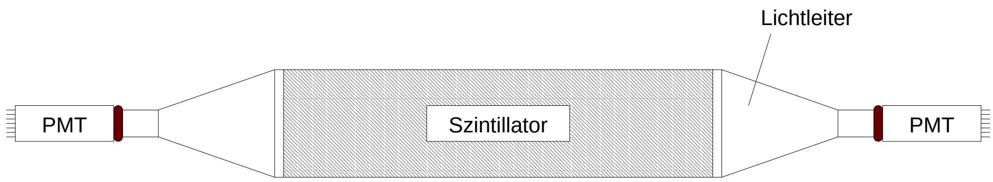

Abbildung 6.1: Skizze eines beidseitig ausgelesenen Szintillationszählers. An beiden Szintillatorenden konzentriert ein Plexiglaslichtleiter das Licht auf die Kathode eines Photomultipliers. Die Lichtkopplung zwischen Multiplier und Lichtleiter wird entweder durch optisches Gel oder eine Silikonscheibe erzeugt.

Um die richtigen Materialien für den Bau der Hodoskope auswählen zu können, waren eine Reihe von Testmessungen notwendig. Die meisten dieser Messungen wurden am Elektronenbeschleuniger MAMI in Mainz durchgeführt. Der monoenergetische und gut fokussierte Strahl bietet im Vergleich zu Messungen mit kosmischen Myonen oder radioaktiven Präparaten hervorragende Bedingungen für die verschiedenen Tests. Ergänzt wurden diese Tests durch die Vermessung der Transmissionseigenschaften der verschiedenen Materialien sowie Messungen zur Magnetfeldabschirmung durch Mumetallrohre. Im folgenden sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

6.1 Szintillatorauswahl

Die ersten Messungen beschäftigten sich mit der Auswahl des geeigneten Szintillatormaterials und dem Aufbau des Szintillationsdetektors. Zu diesem Zwecke wurden verschiedene Szintillatormaterialien untersucht. Zusätzlich wurde der Einfluß der Oberflächenbehandlung und der Szintillatorverpackung auf Lichtausbeute und erreichbare Zeitauflösung studiert.

Für den Materialeinkauf standen zwei Lieferanten zur Auswahl: Bicron[a] (ehemals Nuclear Enterprises) und Kuraray[b]. Die angebotenen Szintillatoren unterscheiden sich grundlegend voneinander. Die Bicron–Szintillatoren basieren auf Polyvinyltoluol. Dieses Material erreicht zwar eine hohe Lichtausbeute, ist aber sehr empfindlich und daher nur schwer und mit größter Sorgfalt zu bearbeiten. So hat dieses Material einen niedrigen Schmelzpunkt und reagiert auf Verspannungen durch mechanische Belastung und Hitzeeinfluß (z.B. beim Polieren der Oberfläche) mit der Ausbildung von feinen Rissen an der Szintillatoroberfläche (cracks). Diese Haarrisse behindern die Lichtleitung und reduzieren so die Lichtausbeute des Szintillators. Auch gegenüber Fetten ist das Material anfällig und darf deswegen nicht mit bloßen Händen berührt werden. Die Szintillatoren der Firma Kuraray bestehen hingegen im wesentlichen aus Polystyrol. Dieses Material ist deutlich weniger empfindlich auf äußere Einflüsse und läßt sich daher gut bearbeiten. Die Tabelle 6.1 listet die wichtigsten Eigenschaften der untersuchten Szintillatormaterialien auf. Die Materialien mit den Kürzeln BC 400, BC 404 und BC 420 sind Bicron Szintillatoren, SCSN–81 wird von Kuraray hergestellt. Das Material BC 400 entspricht dem von Nuclear Enterprises in früherer Zeit produzierten NE 102A. Aus diesem Material bestehen die Hodoskope des Vorgängerexperiments, die für das äußere Triggersystem wiederverwendet werden sollten. Dieser Szintillator wird in den folgenden Tests mit H3V bezeichnet.

	Lichtausbeute	Abklingzeit	Abschwächlänge	Emissionsmax.
BC 400	65 %	2.4 ns	250 cm	423 nm
BC 404	68 %	1.8 ns	160 cm	408 nm
BC 420	64 %	1.5 ns	110 cm	391 nm
SCSN–81	50 %	2.5 ns	140 cm	430 nm

Tabelle 6.1: Die aus den Herstellerkatalogen entnommenen charakteristischen Eigenschaften der getesteten Szintillatormaterialien. Die Lichtausbeute ist wie üblich auf Anthrazen normiert. Alle Szintillatoren der Firma Bicron haben ähnliche Eigenschaften. Der Szintillator der Firma Kuraray fällt bei der Lichtausbeute deutlich zurück.

6.1.1 Lichtausbeute der Szintillatoren

In der ersten Meßreihe wurde ein Vergleich zwischen den vier in Tabelle 6.1 aufgelisteten Szintillatormaterialien durchgeführt. Dazu wurde von jedem Material ein 15 cm langes Stück zugeschnitten und poliert und dann mit demselben Photomultiplier im Elektronenstrahl vermessen. Die Resultate dieser Messung sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Die linke Seite der Abbildung zeigt den wahrscheinlichsten Wert des Pulsladungsspektrums aufgetragen gegen den Abstand des Strahldurchgangsorts vom Photomultiplier.

Im ADC–Spektrum in Abbildung 6.2 sieht man deutlich die überlegene Lichtausbeute der Bicron Materialien. Der Unterschied zwischen Bicron und Kuraray Material beträgt zwischen 50 und 100 %. Die höchste Lichtausbeute hat, wie nach Tabelle 6.1 erwartet wurde, BC 404 gefolgt von BC 420. Auch das 20 Jahre alte NE 102A–Material hat eine gute Lichtausbeute.

[a] http://www.bicron.com/
[b] psf@kuraray.co.jp

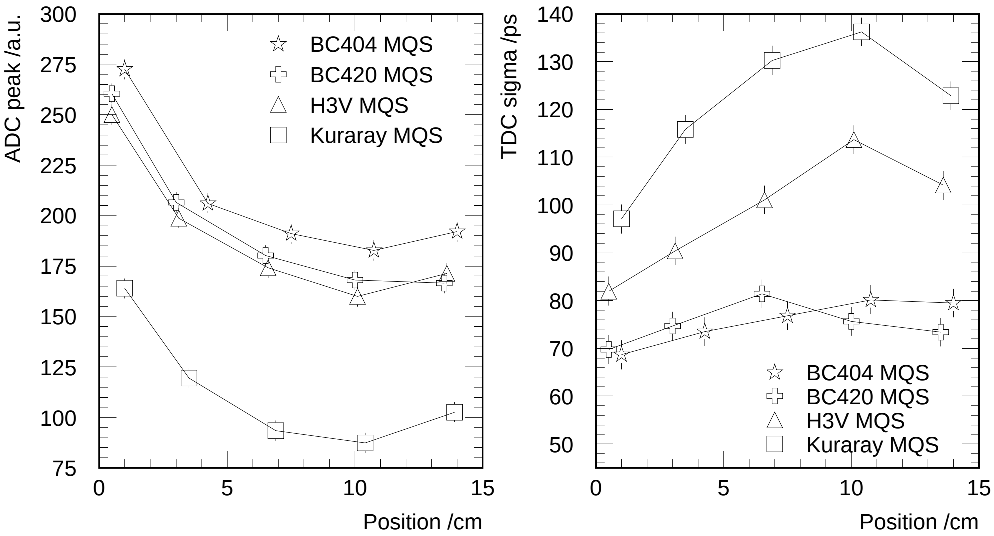

Abbildung 6.2: Links: Vergleich der Lichtausbeute der einzelnen Szintillatormaterialien. Gezeigt ist die gemessene Impulshöhe in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Photomultiplier und Teilchendurchtrittsort. Rechts: Die erreichte Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Teilchendurchtrittsort.

Neben der überraschend kleinen Lichtausbeute des SCSN–81 fällt beim Betrachten der Meßwerte der Verlauf der ADC–Werte entlang des Szintillators auf. Zunächst fällt die Signalhöhe stark ab, um dann kurz vor dem Ende des Szintillators wieder anzusteigen. Dieser Anstieg hängt mit dem an der entfernten Stirnfläche des Szintillators reflektierten Licht zusammen.

In der rechten Graphik in Abbildung 6.2 ist die Breite der an die Zeitverteilung angepaßten Gaußkurve gegen die Strahlposition aufgetragen. Neben der Lichtausbeute spielt auch die Länge der Abklingzeit für die erreichbare Zeitauflösung eine Rolle. Wie man sieht, produzieren die beiden langsamen Materialien (vergl. Tabelle 6.1) eine schlechtere Zeitauflösung und im Vergleich dieser beiden schneidet der Kuraray Zähler wegen der geringen Lichtausbeute am schlechtesten ab.

6.1.2 Lichtsammlung

Im nächsten Schritt wurde der Einfluß verschiedener Oberflächenbehandlungen auf die gesammelte Lichtmenge untersucht. Dabei wurden zwei Verfahren zur Oberflächenbearbeitung verglichen:

- Die konventionelle Bearbeitung der Oberflächen mittels Schleifpapier und Polierpaste.
- Das von Bicron für seine Szintillatoren angebotene 'Diamond Tool Finish'(DTF), bei diesem Verfahren wird der Szintillator mit einem Diamantfräser überarbeitet. Die entstehende Oberfläche ist nach Herstellerangaben der handpolierten Oberfläche mindestens ebenbürtig.

Abbildung 6.3 zeigt die gemessene Lichtausbeute für beide Varianten. Man sieht, wie vor allem bei größeren Abständen, bei denen die Reflektivität der Szintillatoroberflächen für die Lichtsammlung an Bedeutung gewinnt, das DTF eine deutlich höhere Lichtausbeute möglich macht. Die verbesserte Lichtausbeute spiegelt sich, wie zuvor in Abbildung 6.2 gesehen, in einer verbesserten Zeitauflösung wieder.

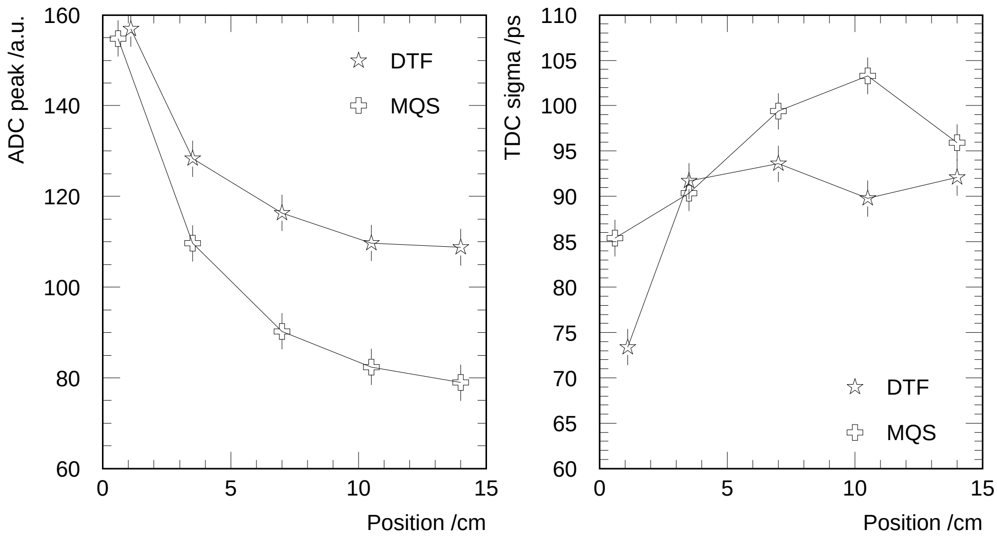

Abbildung 6.3: Messung des Einflusses der verschiedenen Oberflächenbehandlungen. In der linken Graphik ist die Pulshöhe gegen den Teilchendurchtrittsort aufgetragen. In der rechten Abbildung ist die Zeitauflösung in Abhängigkeit von derselben Variablen zu sehen.

Bevor der Szintillator mit schwarzem Klebeband lichtdicht eingepackt wird, umwickelt man ihn mit reflektierendem Material. Dieser zusätzliche Reflektor soll Licht, das den Szintillator verläßt, wieder zurückreflektieren. Je nach Geometrie des Zählers und nach Aufgabe (Energiemessung, Zeitmessung), kommen unterschiedliche Reflektoren zum Einsatz, die sich in zwei Klassen einteilen lassen:

1. gerichtete Reflektoren wie z.B. Aluminiumfolie.

2. diffuse oder ungerichtete Reflektoren wie z.B. Teflon oder Tyvek.

Wir haben in unseren Messungen aluminiumbeschichtete Mylarfolie mit Teflonfolie verglichen. Die Graphik in Abbildung 6.4 zeigt deutlich, daß die Lichtausbeute für die Mylarfolie höher liegt. Deshalb haben wir uns dazu entschlossen, Aluminium als Reflektormaterial zu verwenden.

Der letzte Test zum Thema Lichtsammlung beschäftigt sich mit der Lichtankopplung zwischen Photomultiplier und Lichtleiter. Der kritische Punkt bei der Lichtankopplung ist die Vermeidung von Grenzflächen zwischen Luft und Glas, da solche Übergänge mit einem Lichtverlust durch Reflexion verbunden sind. Es gibt zwei Möglichkeiten Photomultiplier und Lichtleiter flexibel aneinander zu koppeln:

1. Man verwendet ein sogenanntes optisches Fett. Dabei handelt es sich i.a. um ein farbloses Silikon Gel mit hoher Viskosität und guten Transmissionseigenschaften.

2. Alternativ kann man auch Platten (Cookies) aus Silikongummi verwenden.

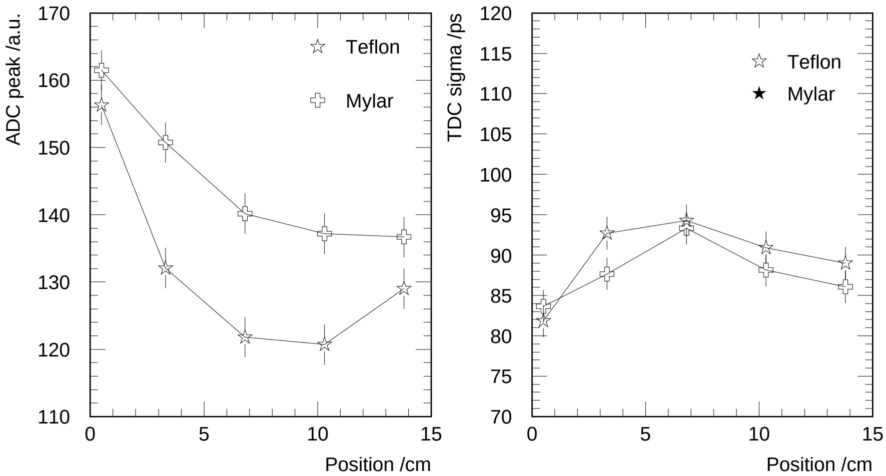

Abbildung 6.4: Links: Gezeigt ist die beobachtete Signalhöhe in Abhängigkeit vom Ort der Entstehung des Szintillationslichts für die beiden getesteten Reflektormaterialien. Rechts: Dargestellt ist die unter denselben Bedingungen gemessene Zeitauflösung.

Abbildung 6.5 zeigt den Vergleich in der Lichtausbeute für den Fall, daß eine elastische Silikonscheibe zur Lichtkopplung verwendet wird und für den Fall, daß Lichtleiter und Photomultiplier direkt zusammengebracht werden. Während sich im letzten Fall ein Luftspalt zwischen dem Lichtleiter und dem Glaskörper des Photomultipliers ausbildet, kann das durch die Verwendung einer Silikonscheibe verhindert werden. Die Transmission ist durch den Wegfall der Reflexion an der Material–Luft–Grenze höher als ohne Silikon. Eine Vergleichsmessung zwischen einer Silikonscheibe und dem üblichen optischen Fett hat gezeigt, daß beide Methoden eine etwa gleich gute Transmission erzeugen. Da die Silikonkissen leichter zu handhaben sind, verwenden wir mit wenigen Ausnahmen die Silikonscheiben zur Lichtkopplung.

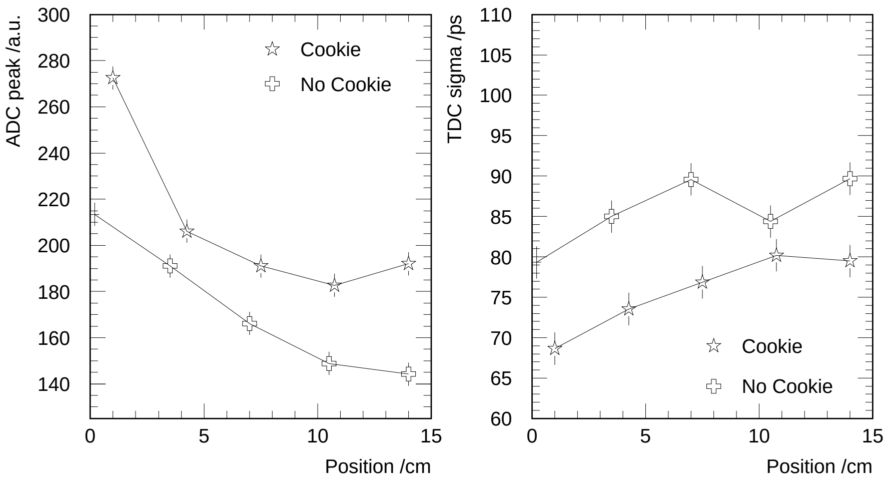

Abbildung 6.5: Links: Wahrscheinlichster ADC–Wert in Abhängigkeit vom Entstehungsort des Szintillationslichtes. Rechts: beobachtete Zeitauflösung. Die Graphiken zeigen die Vorteile einer Lichtkopplung mittels Silikonscheibe gegenüber der direkten Kopplung.

6.2 Transmissionsmessungen

Um Lichtverluste zu vermeiden, ist es ferner wichtig, darauf zu achten, daß die zur Klebung und zur Produktion des Lichtleiters verwendeten Materialien im Emissionsbereich des Szintillators transparent sind. Zu diesem Zweck wurden sowohl für die in Frage kommenden Kleber als auch für die verschiedenen Plexiglassorten das Transmissionsspektrum vermessen.

Die Abbildung 6.6 zeigt den zur Transmissionsmessung verwendeten Aufbau. Es handelt sich dabei um das von der Firma Shimadzu vertriebene Spektrophotometer des Typs MPC–3100. Mit diesem Gerät kann die Transmission beliebiger Materialen im Spektralbereich zwischen 190 und 900 nm vermessen werden.

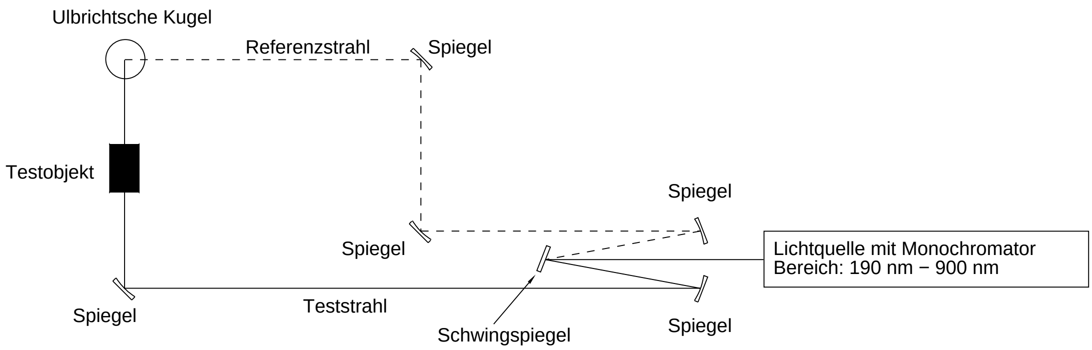

Abbildung 6.6: Skizze des zur Transmissionsmessung verwendeten Aufbaus.

Um die Transmission der unterschiedlichen Klebstoffe zu messen, wurde zunächst das Transmissionsspektrum einer Glasplatte bestimmt und dann zwei identische Glasplatten mit dem zu untersuchenden Kleber zusammengeklebt. Die Transmissionsmessungen einer Reihe von verschiedenen Klebern in Abbildung 6.7 zeigen, daß die dünne Schicht Klebstoff, die zum Verkleben der Glasplatten nötig war, keine messbaren Auswirkungen auf die Transmission hat. Der starke Abfall der Transmission für Licht mit Wellenlängen kleiner als 325 nm ist durch die Absorption des Glases bestimmt. Neben fünf unterschiedlichen Klebern auf Zyanoakrylatbasis wurden in dieser Meßreihe auch die Transmissionseigenschaften der von uns produzierten Silikonscheiben und des optischen Gels der Firma Bicron vermessen. Auch diese beiden Materialien zeigen nur wenig Absorption im relevanten Wellenlängenbereich ab 400 nm.

Deutlich andere Transmissionskurven wurden bei der Vermessung der verschiedenen Plexiglassorten beobachtet. Die in Abbildung 6.8 dargestellten Meßpunkte illustrieren das unterschiedliche Absorptionsverhalten der verschiedenen Plexigläser im Vergleich zu Glas. Die mit 'H5V" alt' bezeichnete Messung zeigt das Transmissionsspektrum eines Lichtleiters, der für das innere Hodoskopsystem geliefert wurde. Aufgrund der bei 420 nm beginnenden Lichtabsorption dieses Materials waren diese Lichtleiter nicht zum Einsatz mit BC 404, dessen Emissionsmaximum bei 408 nm (vergl. Tab. 6.1) liegt, geeignet und mußten reklamiert werden. Die zweite Lieferung (H5V" neu) zeigt ein akzeptables Absorptionsverhalten und wurde eingebaut. Die übrigen Materialien wurden bei anderen Hodoskopen eingesetzt.

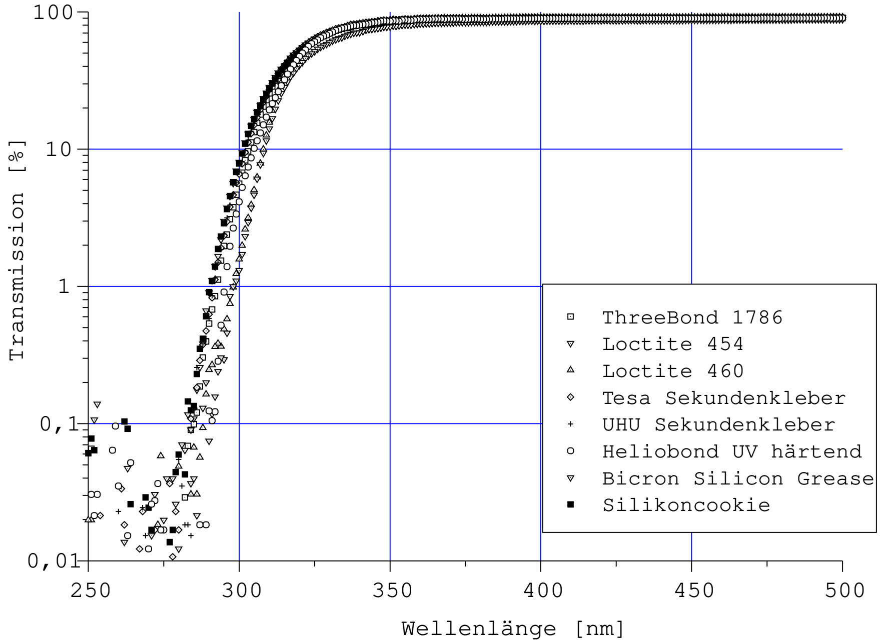

Abbildung 6.7: Messung des Lichttransmissionsverhaltens dünner Klebstoffschichten, eines optischen Fettes und einer Silikonscheibe zur Lichtankopplung.

6.2.1 Lichtlaufzeit im Szintillator

Im Zusammenhang mit den systematischen Untersuchungen der Eigenschaften der Szintillatoren wurde auch die Lichtausbreitungsgeschwindigkeit in den Szintillatoren vermessen. Dazu wurde ein Szintillatorelement schrittweise durch den MAMI Elektronenstrahl geschoben und die Signalankunftszeit für die verschiedenen Strahldurchtrittspunkte bestimmt.

Die naive Anschauung läßt ein lineares Weg–Zeit–Verhalten erwarten. Die Lichtausbreitungsgeschwindigkeit in einem Szintillator, der einen Brechungsindex von $n = 1.58$ besitzt, beträgt 19 cm/ns. Da das detektierte Szintillationslicht nicht nur auf direktem Weg, sondern auch über Reflexionen zum Photomultiplier kommt, ist die erwartete Signalausbreitungsgeschwindigkeit jedoch kleiner als der oben genannte theoretische Grenzwert. Den längsten Weg zum Photomultiplier legt dabei das Licht zurück, das gerade noch die Totalreflexionsbedingung erfüllt. Der Weg dieser Lichtkomponente ist um den Faktor n mal länger als der direkte Weg. Daher sollte die beobachtete Lichtausbreitungsgeschwindigkeit zwischen 12 und 19 cm/ns liegen. Dies entspricht einem effektiven Brechungsindex zwischen 1.58 und 2.5.

Die Abbildung 6.9 zeigt das Resultat der zuvor beschriebenen Messung für ein 21 cm langes Szintillatorstück. Das Schaubild enthält zwei unterschiedliche Messungen. Zunächst sei die mit Original bezeichnete Kurve diskutiert. Hierbei handelt es sich um das Resultat der Vermessung eines an einer Seite mit einem PMT ausgelesenen Szintillatorstabs, der in Aluminiumfolie verpackt wurde. Überraschenderweise ist das Weg–Zeit–Diagramm für diesen Standardszintillator nicht linear. Während die Signalausbreitungsgeschwindigkeit in der Nähe des PMTs klein ist, steigt sie in der Nähe des Szintillatorendes stark an. Als Ursache dieses Verhaltens vermuteten wir den Einfluß des am Szintillatorende reflektierten Lichts. Um diese Vermutung zu untermauern,

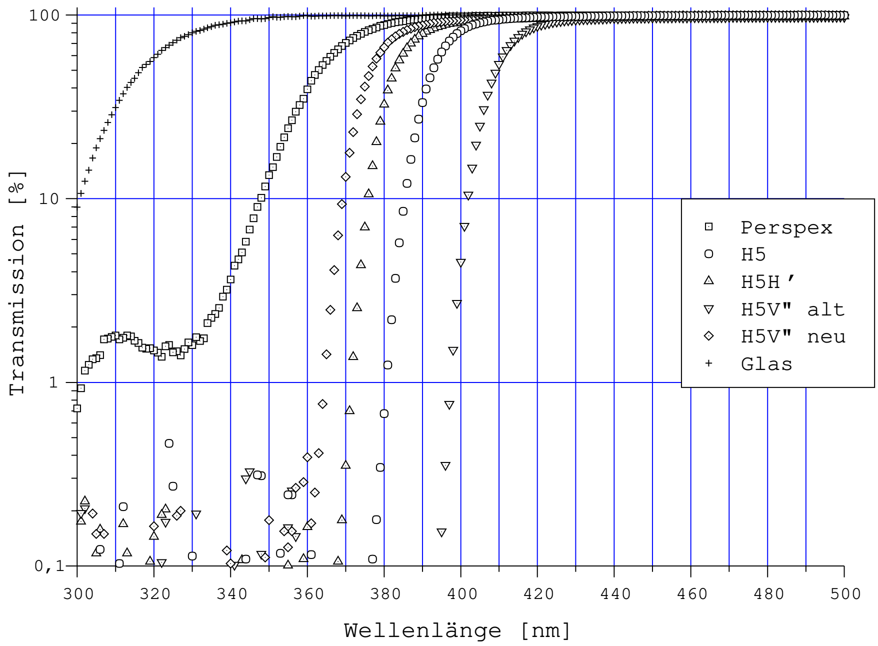

Abbildung 6.8: Transmissionsspektren verschiedener Plexigläser. Die Wellenlängen, bei denen die Absorption ansteigt, sind mit den in Tabelle 6.1 gegebenen Emissionsmaxima der Szintillatoren zu vergleichen.

wurde ein Szintillator vermessen, dessen dem Photomultiplier abgewandte Stirnfläche geschwärzt wurde. Durch die Schwärzung wird das Licht, das auf das entfernte Szintillatorende trifft, absorbiert und kann so keinen Einfluß auf die Messung haben. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 6.9 durch die Quadrate dargestellt. Man sieht, daß das Weg–Zeit–Diagramm nun linear ist, wodurch unsere Vermutung bestätigt wurde. Die genaue Form des Weg–Zeit–Diagramms hängt von einer Reihe von Parametern ab. So spielen insbesondere die Szintillatorgrößen, der verwendete Photomultiplier und der Diskriminator eine Rolle.

Da die Schwärzung des fernen Szintillatorendes die Pulshöhenvariation in Abhängigkeit vom Entstehungsort des Szintillationslichtes vergrößert, haben wir uns entschieden, auf eine Schwärzung der Zähler zu verzichten.

6.3 Photomultipliertests

6.3.1 Vergleichsmessung

Nach der Optimierung der Lichtausbeute im Szintillationsdetektor wurden Testmessungen zur Auswahl der Photomultiplier ausgeführt. Aufgrund der unterschiedlichen Hodoskopgrößen und der damit verknüpften unterschiedlichen Dimensionen der Szintillatorelemente benötigen wir eine Reihe von unterschiedlich dimensionierten Photomultipliern. Der Durchmesser der Photokathode variiert bei den ausgewählten Modellen zwischen 8 und 50 mm. Da die Röhren mit den großen Kathodendurchmessern aus Altbeständen genommen werden konnten, wurden nur Röhren mit kleinen und mittleren Durchmessern in die Untersuchung einbezogen. Das Resultat einer Zeitauflösungsmessung

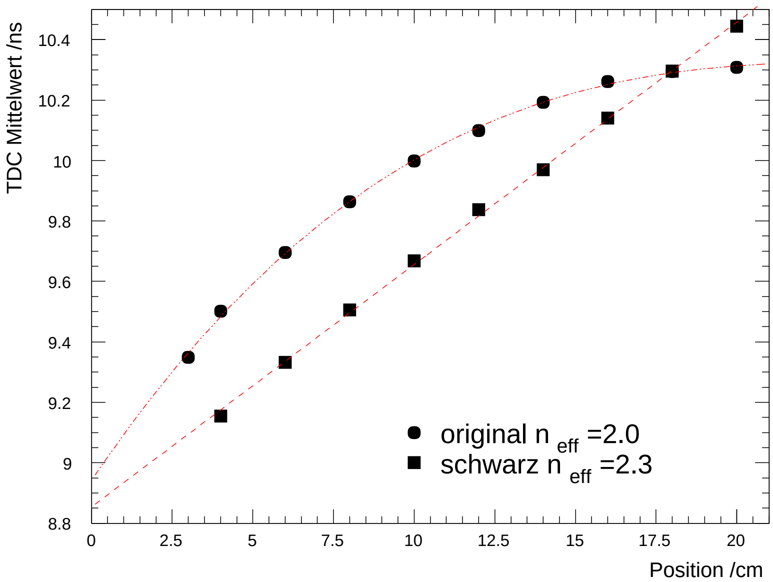

Abbildung 6.9: Darstellung eines Weg–Zeit–Diagramms eines 21 cm langen Szintillators. Das Weg–Zeit–Diagramm des Standardzählers ist nicht linear. Ein Szintillator, dessen dem Photomultiplier abgewandtes Ende geschwärzt ist, zeigt ein lineares Weg–Zeit–Verhalten.

ist für vier verschiedene Photomultiplier in Abhängigkeit von der Teilchenrate in Abbildung 6.10 zu sehen.

Die vier getesteten Multipliertypen gehören zu zwei verschiedenen Kategorien. Die kleinen Röhren R4124 und R5600 (Röhren mit den Bezeichnungen R werden von Hamamatsu hergestellt, Röhren mit dem Kürzel XP von Photonis) sind von ihren Ausmaßen für einen Einsatz im H4I geeignet. Die beiden anderen Röhren dagegen für H5I und die horizontalen Hodoskope des mittleren Triggersystems. Wie man sieht, funktionieren alle Röhren über den untersuchten Ratenbereich stabil. Auch die Zeitauflösung der einzelnen Röhren ist mit Ausnahme des Wertes der R5800 ähnlich.

Aufgrund dieses Testresultats und den Herstellerspezifikationen wurde entschieden, das Hodoskop H4I mit Röhren des Typs R7400 (das Nachfolgemodell der R5600) zu bestücken. Ausschlaggebend für diese Entscheidung waren die kompakte Baugröße, die hohe Resistenz gegenüber Magnetfeldern sowie die kleine Variation der Elektronentransitzeit. Für H5I und den horizontalen Mitteltrigger haben wir uns aus Preisgründen für die Philips–Röhre XP2900 entschieden. In Tabelle A.1 sind alle in Triggerhodoskope eingebaute Photomultiplier zusammen mit den wichtigsten Kenndaten aufgelistet.

6.3.2 Charakterisierung der Photomultiplier XP2900 und R7400

Die Eigenschaften der beiden für das innere Triggersystem ausgewählten Röhren wurden in der folgenden Meßreihe genauer untersucht. Insbesondere wurde die Abhängigkeit der Verstärkung und der Signalzeit von der Versorgungsspannung vermessen, um den Arbeitsbereich dieser Röhren zu bestimmen.

Die Signalverstärkung in einem Photomultiplier erfolgt über die Auslösung von sekundären Elektronen aus den einzelnen Dynoden des Multipliers. Die Ausbeute an Se-

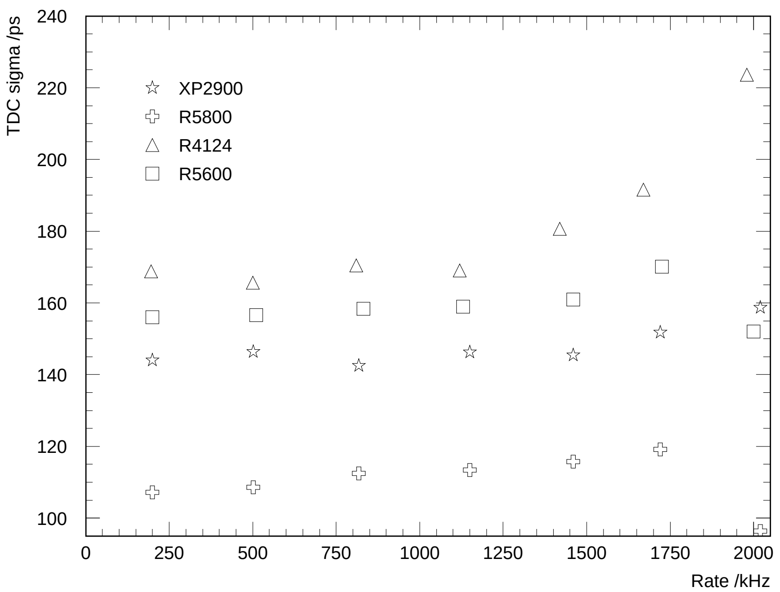

Abbildung 6.10: Vergleich der erreichten Zeitauflösungen für verschiedene Photomultiplier in Abhängigkeit von der Teilchenrate.

kundärelektronen hängt dabei von der Beschleunigungsspannung zwischen den Dynoden und der Form bzw. dem Material der Dynoden ab. Die Anzahl sekundärer Elektronen pro einfallendes Elektron kann durch die folgende Gleichung beschrieben werden [95]

$$\delta = a \cdot U^k. \tag{6.1}$$

In dieser Gleichung ist a eine Konstante. Die Variable k ist abhängig vom Material und der Form der Dynoden und liegt normalerweise zwischen 0.7 und 0.8. U ist die Spannung zwischen zwei Dynodenstufen.

Bei einem Photomultiplier mit n Dynoden ergibt sich, unter der Annahme, daß die Spannung zwischen allen Dynoden gleich ist und daß die Sammeleffizienz 100 % beträgt, für die Gesamtverstärkung μ vereinfacht

$$\mu = \left(a \cdot U^k\right)^n = a^n \left(\frac{V}{n+1}\right)^{kn} =: A \cdot V^{kn}. \tag{6.2}$$

Der Verstärkungsfaktor hängt nur von den röhrenspezifischen Konstanten A und k und der Versorgungsspannung V ab.

Die Messung der Höhe der Auswahlsignale der beiden Photomultipliersorten in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung V ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Zur Anpassung an die gemessenen Werte ist die Funktion aus Gleichung (6.2) durch einen zusätzlichen Summanden, der das Nullsignal des ADC (Pedestal) berücksichtigt, modifiziert worden. Die angepaßte Funktion beschreibt die Punkte gut und für die Konstante k findet man für XP2900 $k = 0.75$ für R7400 $k = 0.81$.

Zusätzlich zur Verstärkung wurde auch das Zeitverhalten des Photomultipliersignals untersucht. Die Variation der Signaldurchlaufzeit bei verschiedenen Spannungen wird durch die Formel für eine gleichmäßig beschleunigte Bewegung gut beschrieben. Die Abbildung 6.12 zeigt die Meßergebnisse für beide Röhren; die angepaßte Funktion lautet

$$T = C + A \cdot \sqrt{\frac{1}{x}}. \tag{6.3}$$

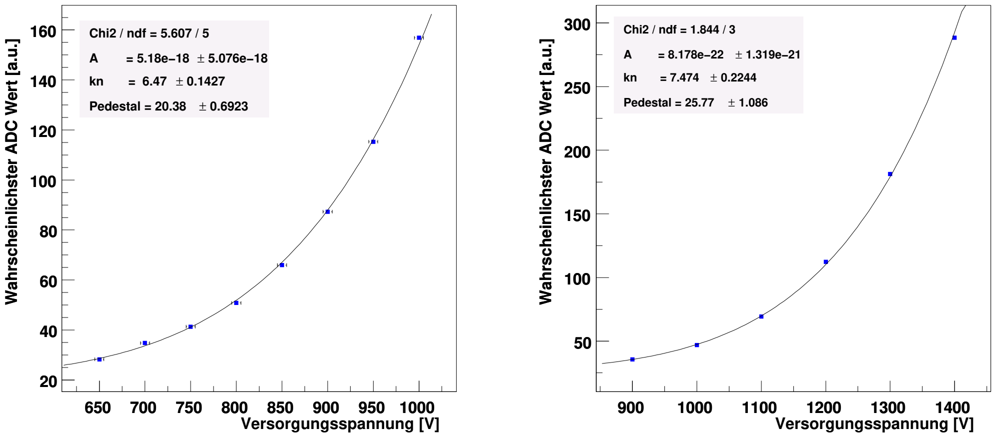

Abbildung 6.11: Darstellung der spannungsabhängigen Verstärkung der Photomultiplier R7400 (links) und XP2900 (rechts).

Bei dieser Messung ist aufgefallen, daß die Zeitverteilung der R7400 Signale bei Versorgungsspannungen von weniger als 800 V nicht mehr gaußförmig sind, so daß die drei Meßpunkte bei kleineren Spannungen nicht in den Fit einbezogen wurden. Mit anderen Worten: Multiplier des Typs R7400 benötigen eine Mindestspannung von 800 V.

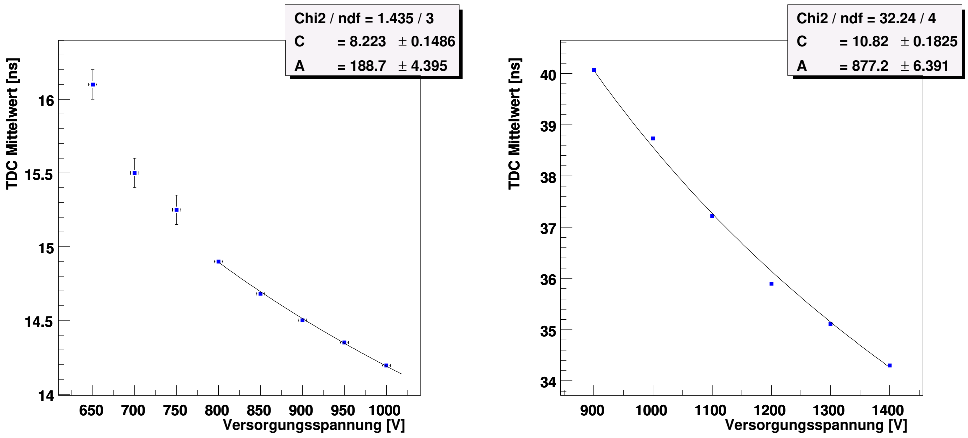

Abbildung 6.12: Messung der Änderung der Signallaufzeit in den Photomultipliern R7400 (links) und XP2900 (rechts) in Abhängigkeit von der anliegenden Hochspannung.

Die Photomultiplieruntersuchungen wurden mit der Messung des Einflusses der Versorgungsspannung auf die Zeitauflösung abgeschlossen. Die nachstehende Abbildung 6.13 zeigt das Resultat dieser Messung. Während sich die Zeitauflösung der XP2900 Röhre mit steigender Versorgungsspannung kontinuierlich verbessert, scheint es bei der R7400 eine optimale Spannung von 900 V zu geben.

6.4 Magnetfeldabschirmungen

Die Signalerzeugung in einem Photomultiplier wird stark durch Magnetfelder gestört. Selbst das relativ schwache Erdmagnetfeld, das einen magnetischen Fluß von etwa

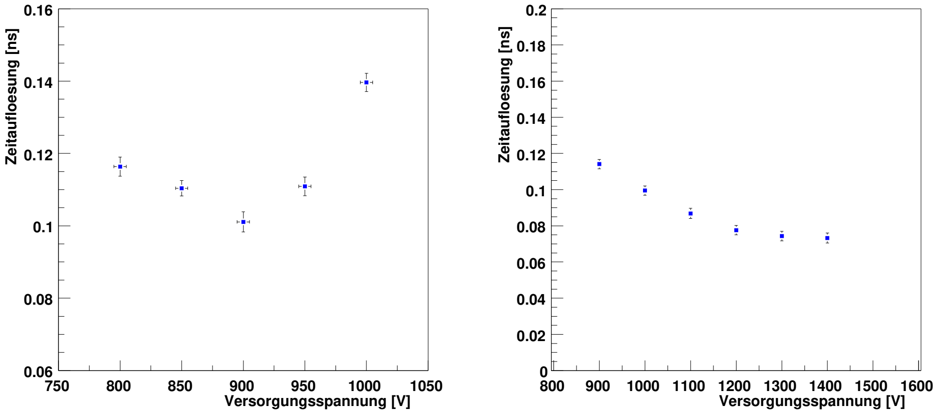

Abbildung 6.13: Zeitauflösung der beiden für das innere Hodoskopsystem ausgewählten Photomultiplier R7400 (links) und XP2900 (rechts) in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung.

50 μT erzeugt, ist stark genug, um die Verstärkung eines Photomultipliers empfindlich herabzusetzen. Zur Abschirmung der Multiplier vor Magnetfeldern verwendet man Hülsen aus einem Metall mit hoher magnetischer Permeabilität (sog. Mumetall). Die Abschwächwirkung einer solchen Abschirmung kann mit der Formel [95]

$$S = \frac{H_{\text{out}}}{H_{\text{in}}} = \frac{3\,t\,\mu}{4\,r} \tag{6.4}$$

bestimmt werden. In dieser Formel steht r für den Innenradius der Hülse, t für deren Wandstärke und μ für die Permeabilität des Materials.

Abbildung 6.14 zeigt die Abschirmwirkung einer Mumetallhülse mit einem Innendurchmesser von 3 cm und einer Wandstärke von 0.1 mm. Die Hülsen bestanden aus gebogenem Blech. Da Mumetall seine besonderen magnetischen Eigenschaften unter mechanischem Streß verliert, ist vom Hersteller nach jeder mechanischen Beanspruchung des Materials ein kostspieliger und zeitaufwendiger Konditionierungsvorgang vorgeschrieben. Die Ergebnisse in Abbildung 6.14 zeigen jedoch, daß die Abschwächung, die mit den unbehandelten Blechrollen erreicht wird, rund einen Faktor 10 beträgt. Während beim relativ hohen Feld von 2 mT die Abschwächung des ersten Rohrs durch Sättigungseffekte auf einen Faktor 4 beschränkt bleibt, reduziert die zweite Mumetallrolle, die nun nur noch einem Feld von 0.5 mT ausgesetzt ist, das Feld auf 0.04 mT. Aus Formel 6.4 bestimmt sich die Permeabilität des verwendeten Metalls nach der Biegung damit zu 2000.

In der Abbildung 6.14 sieht man, daß die verwendeten 10 cm langen Mumetallrollen lediglich auf einer Länge von 7 cm die volle Abschirmwirkung entwickeln, d.h. an jedem Ende sollte die Mumetallabschirmung um den Rollenradius über den Photomultiplier überstehen.

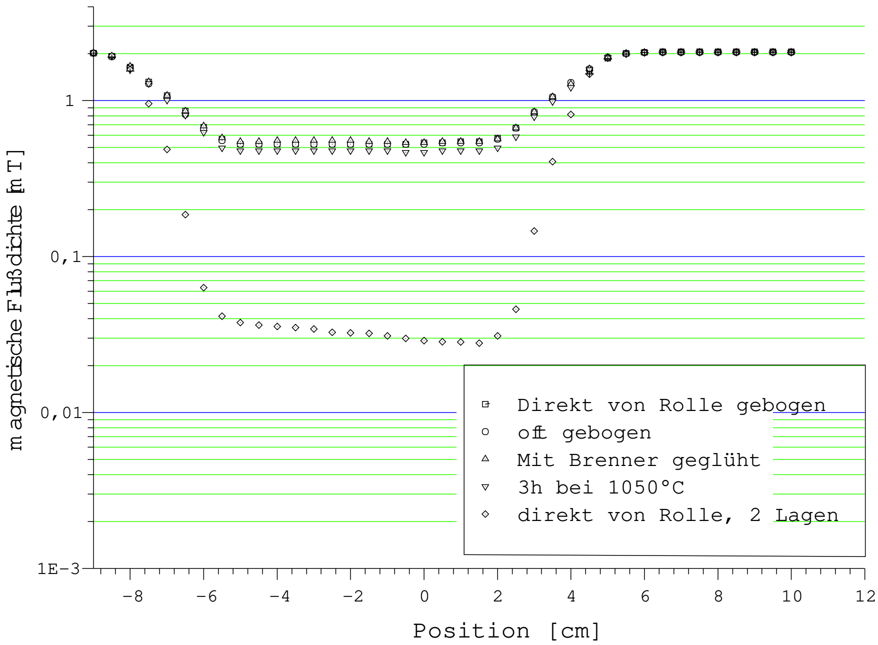

Abbildung 6.14: Abschirmvermögen einer 10 cm langen Mumetallhülse mit einem Innendurchmesser von 3 cm und einer Wandstärke von 0.1 mm.

6.5 Diskriminatortests

Entscheidend für das Erreichen einer guten Zeitauflösung ist neben den Komponenten der Szintillationsdetektoren natürlich auch die Diskriminatorelektronik.

Besonders im Hinblick auf die langen Szintillatorelemente der mittleren und äußeren Triggerhodoskope versprechen lediglich sogenannte 'Constant–Fraction–Diskriminatoren' (CFD) eine genügend gute Zeitauflösung. Während bei herkömmlichen (Leading Edge) Diskriminatoren die Zeitmarke bei gleichförmigen Pulsen mit unterschiedlicher Höhe schwankt ('walk'–Effekt, siehe [96]), liefert ein CFD in der gleichen Situation ein zeitlich stabiles Ausgangssignal.

Um von einem ausgedehnten Szintillatorstreifen eine vom Durchtrittsort des Teilchens unabhängige Zeitmarke zu erhalten, werden die Szintillatoren auf beiden Seiten ausgelesen. Die diskriminierten Signale werden von einem Meantimer so verarbeitet, daß das Ausgangssignal dieses Meantimers das gleiche zeitliche Verhalten wie der Mittelwert der beiden Einzelzeiten hat und somit unabhängig vom Durchgangsort des Teilchens ist. Für die meisten Triggerhodoskope ist eine solche beidseitige Auslese vorgesehen, d.h. neben einem Diskriminator wird auch ein Meantimer benötigt.

Das Elektroniklabor in Orsay hatte ein Modul entwickelt, das auf einer 1.9×7.9 cm großen Platine 2 Diskriminatoren und einen optionalen Meantimer unterbringt. Die geringe Modulgröße ließ dieses Modul als Ideallösung für unsere Triggerelektronik erscheinen. In Tests an MAMI wurden die Eigenschaften des Orsay–Moduls vermessen und mit anderen Diskriminatoren verglichen.

Die Abbildung 6.15 zeigt einen Vergleich zwischen der erreichten Zeitauflösung eines Orsay–Diskriminators und eines Standard–NIM–Diskriminators. Wie man sieht, zeigen beide Diskriminatortypen eine ähnliche Zeitauflösung.

steht der Orsay–Diskriminator dem Standardmodul in nichts nach.

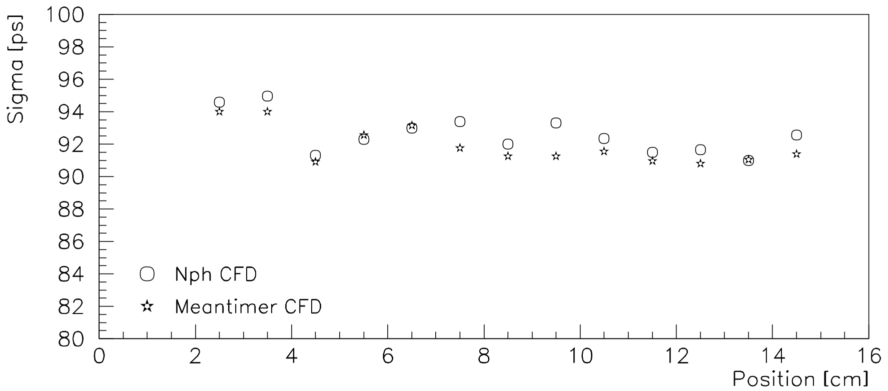

Abbildung 6.15: Vergleich des Zeitauflösungsvermögens zwischen dem Diskriminator aus Orsay und einem NIM–Standard Constant Fraction Diskriminator. Gezeigt ist die gemessene Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Durchtrittsort des Strahls.

Die zweite Messung untersuchte die zeitliche Stabilität des Meantimer–Ausgangs in einem langen Szintillatorelement. Die Abbildung 6.16 zeigt das Resultat der Messung mit einem drei Meter langen Szintillationszähler. In dieser Graphik wird der Meantimer–Ausgang mit dem aus den Daten der Einzelzähler berechneten Zeitmittel verglichen. Dabei werden die Einzelzählersignale von dem Orsay–Diskriminator, die gleichzeitig die Eingangssignale des Meantimers sind, und Signale eines Standard–CFD verarbeitet. Die berechneten Zeiten sind durch die Bezeichnung CFD gekennzeichnet.

Zunächst einmal sieht man, daß der Meantimer hervorragend funktioniert, da die Meantimerpunkte einen guten Teil der berechneten Punkte überdecken. Abgesehen von einem Datenpunkt ist die Meantime zudem über die gesamte Szintillatorlänge bis auf ± 100 ps stabil. Die mit dem Meantimermodul erreichten Zeitauflösungen liegen nur geringfügig oberhalb der Werte für die berechnete Meantime des Standarddiskriminators.

Aufgrund der guten Testergebnisse wurde entschieden, die Orsay–Module für alle Triggerhodoskope zu verwenden. An der Universität Bonn [97] wurde eine Diskriminatorplatine entwickelt, auf die 32 dieser Diskriminatormodule aufgesteckt werden können. Eine solche Diskriminatorplatine beherbergt demnach 64 einzelne Diskriminatorkanäle mit optional 32 Meantimern. Eine detailierte Beschreibung dieser Platine findet sich in [98].

6.6 Zusammenfassung der Testmessungen

Die aus den Testmessungen gezogenen Schlußfolgerungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Szintillatoren:
  Für die kleinsten Hodoskope, bei denen die Zeitauflösung eine besondere Rolle spielt, wurden BC 404 Szintillatoren mit der 'diamond tool' Oberfläche gekauft. Wegen der hohen Anschaffungskosten war dies für die größeren Hodoskope nicht möglich. In diesem Fall wurden in Eigenregie Szintillatoren aus Kuraraymaterial

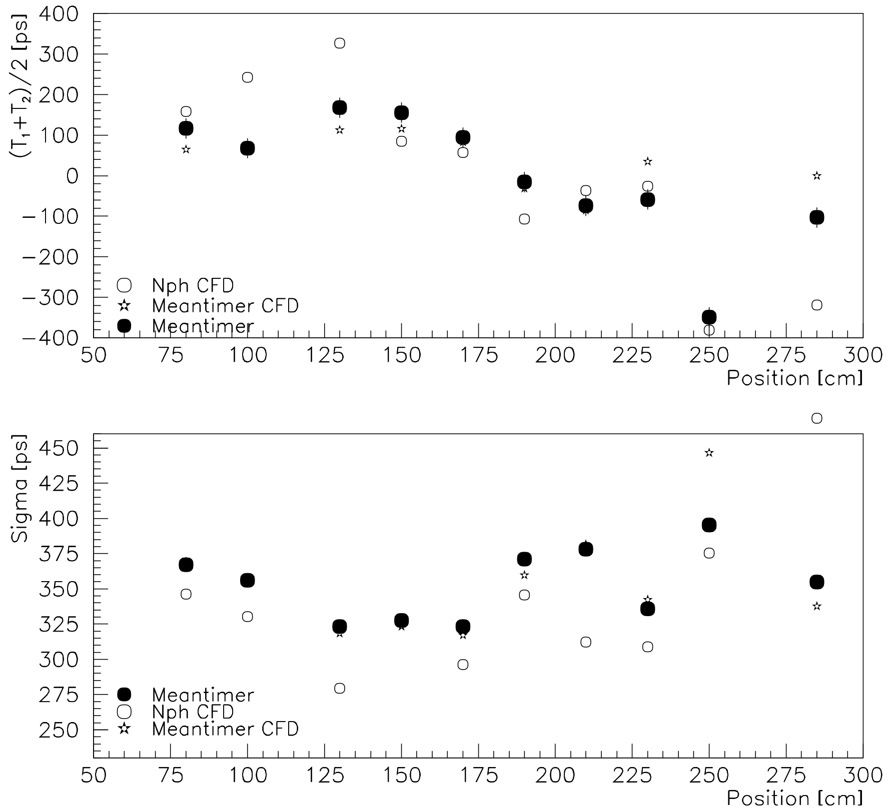

Abbildung 6.16: Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Orsay Meantimers. Für diese Messung wurde ein 3 m langes NE102A Szintillatorelement durch den Elektronenstrahl von MAMI gefahren. Verglichen wird die gemessene Zeit des Meantimersignals mit dem berechneten Zeitmittel der Diskriminatorsignale der beiden Photomultiplier.

gefertigt. Die äußeren Triggerhodoskope bestehen aus wiederverwendeten Szintillatorelementen, die in den Tests gute Ergebnisse erzielt hatten. Sämtliche Szintillatoren werden von einem Reflektor aus Aluminiumfolie umhüllt. Die optische Kopplung zwischen Photomultiplier und Lichtleiter wird durch Silikonscheiben gewährleistet.

- Photomultiplier:
  Für das H4I werden die Photomultiplier des Typs R7400 von Hamamatsu verwendet. Diese Photomultiplier verbinden ein kompaktes Design mit einem ausgezeichneten Zeitverhalten und einer gegenüber normalen Photomultipliern deutlich verbesserten Resistenz gegenüber magnetischen Feldern. Bei dem Hodoskop H5I sowie für die horizontalen Hodoskope des mittleren Systems kommen aus Kostengründen XP2900–Photomultiplier zum Einsatz. Die Multiplier der übrigen Hodoskope stammen zum größten Teil aus Altbeständen. Eine komplette Auflistung aller verwendeten Photomultipliersorten und ihrer charakteristischen Eigenschaften findet sich im Anhang A.1.

Kapitel 7

Der Aufbau des inneren Triggersystems

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau des Inneren Triggersystems beschrieben. Dabei werden zunächst die an das Triggersystem gestellten Anforderungen und deren Einfluß auf die Hodoskope herausgearbeitet. Danach wird sowohl der Aufbau des Hodoskops sowie der Szintillationszähler beschrieben. Im Anschluß werden die Elektronikkomponenten vorgestellt, die aus den Photomultipliersignalen das Triggersignal erzeugen. Am Ende des Kapitels werden einige Resultate der zwei Teststrahlzeiten am CERN gezeigt, welche für den endgültigen Aufbau des Triggersystems von Bedeutung sind.

7.1 Vorbetrachtungen

Das strahlnächste Hodoskopsystem ist das innere System, das Myonen mit Streuwinkeln $\theta \leq 5\,\text{mrad}$ und mit Energieverlusten zwischen 20 % und 50 % erfaßt. Wegen der Nähe zum Myonstrahl sind diese Hodoskope einem besonders hohen Fluß von Halomyonen ausgesetzt, weshalb eine besonders gute Koinzidenzzeitauflösung zur Reduktion von zufälligen Koinzidenzen nötig ist. Abbildung 7.1 zeigt ein an der Stelle des vorderen der beiden inneren Hodoskope (H4I) gemessenes Strahlprofil. Dieses Strahlprofil wurde während der ersten Myonstrahlzeit 1999 mit einem Prototyphodoskop aufgenommen. Die auf der y–Achse aufgetragene Rate ist die eines Szintillatorelements von 6 mm Breite und 320 mm Länge bei einer Myonrate von $8 \cdot 10^7 \mu/\text{s}$. Der grau unterlegte Bereich entspricht der Größe des H4I Hodoskops.

Die gesamte Rate des Hodoskops beträgt 3 MHz. Bei einer vergleichbaren Ratenbelastung des Partnerhodoskops H5I erhält man unter Vernachlässigung der auf der Matrix durch den Energieschnitt ($y > 0.2$) abgeschalteten Koinzidenzen wegen

$$R_z = R_{\text{H4}} \cdot R_{\text{H5}} \cdot \tau_{\text{coinc}} = 3 \cdot 10^6\,\text{Hz} \cdot 3 \cdot 10^6\,\text{Hz} \cdot 10^{-9}\,\text{s} = 9\,\text{kHz} \tag{7.1}$$

etwa 25000 zufällige Trigger pro Spill, wenn die Koinzidenzbreite nur eine Nanosekunde beträgt. Berücksichtigt man, daß durch den Energieschnitt eine Reihe von Koinzidenzen deaktiviert werden, so findet man, daß sich die Rate der zufälligen Koinzidenzen um einen Faktor 3 reduziert. Dennoch ist diese Zahl zu hoch.

Die erste Maßnahme, die zur Reduzierung der Anzahl der zufälligen Trigger unternommen wurde, war die Teilung der beiden Hodoskope in jeweils einen oberen und

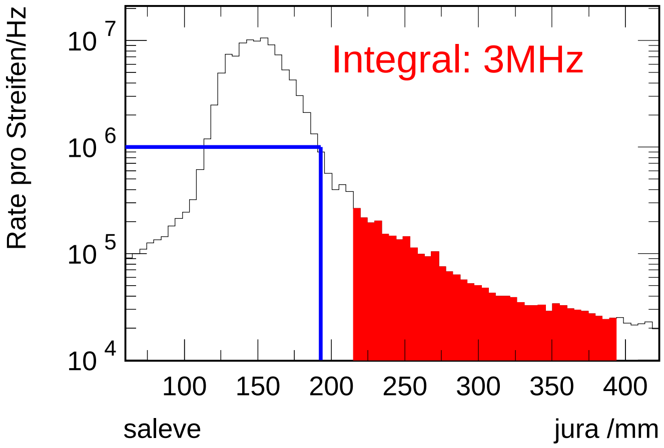

Abbildung 7.1: Strahlprofil an der Stelle, an der das vordere innere Hodoskop installiert werden soll. Der grau hinterlegte Bereich entspricht der Größe dieses Hodoskops.

einen unteren Teil. Wählt man nun den Überlapp zwischen oberer und unterer Hälfte so, daß kein vom Target kommendes Myon in einem Hodoskop durch den oberen und im anderen Hodoskop durch den unteren Teil fliegt, so muß man lediglich Koinzidenzen zwischen den oberen Teilen und den unteren Teilen zulassen. Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen reduziert sich damit um den Faktor zwei. Da die Zeitmarke eines beidseitig ausgelesenen Szintillators im Idealfall um einen Faktor $\sqrt{2}$ besser bestimmt ist als die Marke eines einseitig ausgelesenen Elements, reduziert sich die Anzahl der zufälligen Trigger um $\sqrt{2}$.

Durch die Halbierung der Hodoskope entsteht ein Zeitabgleichsproblem (siehe Abbildung 7.2). Denn wegen der unterschiedlichen Länge der Szintillatoren von H5I und H4I verändert sich die Zeitdifferenz zwischen den Signalen von H4I und H5I in Abhängigkeit von der Streuwinkelprojektion θ_y.

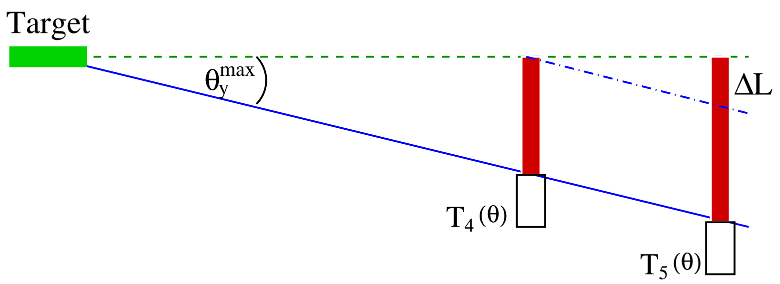

Abbildung 7.2: Skizze zum Zeitabgleichsproblem zwischen den einseitig ausgelesenen Elementen von H4I und H5I.

Die Lichtankunftszeit am PMT ist gegeben durch die Summe aus der Myonflugzeit und der Lichtpropagationszeit T^{lp} im Szintillator

$$T_{4/5} = \frac{z_{4/5}}{c\cos(\theta_y)} + T^{\mathrm{lp}}_{4/5}(\theta_y). \tag{7.2}$$

Die für die Triggerkoinzidenz relevante Größe ist die Zeitdifferenz

$$\Delta T = T_4 - T_5 = \frac{z_4 - z_5}{c\cos(\theta_y)} + T_4^{\mathrm{lp}}(\theta_y) - T_5^{\mathrm{lp}}(\theta_y). \tag{7.3}$$

Während der Einfluß des $\cos(\theta_y)$ im Flugzeitterm vernachlässigt werden kann, ändert sich die Lichtlaufzeitsdifferenz um etwa 650 ps. Um diese Änderung auszugleichen, müssen die H4I Szintillatoren gekippt werden. Dadurch werden zum einen die Szintillatoren länger, zum anderen (vergl. Abb. 7.3) verändert sich die Myonlaufzeit.

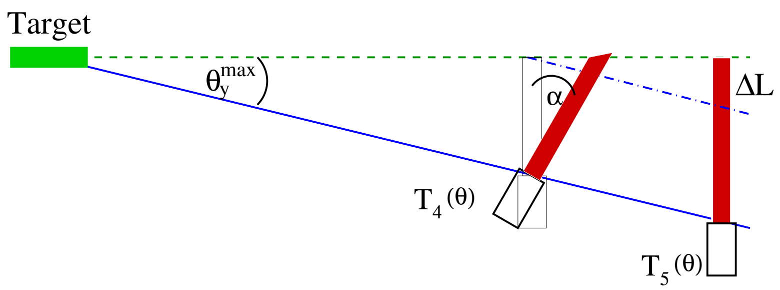

Abbildung 7.3: Skizze zur Lösung des Zeitabgleichsproblems zwischen den einseitig ausgelesenen Elementen von H4I und H5I.

Unter der Annahme eines linearen Weg–Zeit–Diagramms der Lichtpropagation läßt sich der Winkel α so wählen, daß ΔT unabhängig von θ_y wird. Mit dem gemessenen Weg–Zeit–Diagramm, das in Abbildung 6.9 gezeigt wurde, ist dies nicht möglich. Abbildung 7.4 zeigt die streuwinkelabhängige Zeitdifferenz für verschiedene Anstellwinkel. Das beste Resultat wird für einen Anstellwinkel von 30 Grad erzielt. ΔT variiert nur noch um etwa 150 ps. Die Szintillatorelemente des H4I wurden also gemäß der Abbildung 7.3 um 30 Grad geneigt.

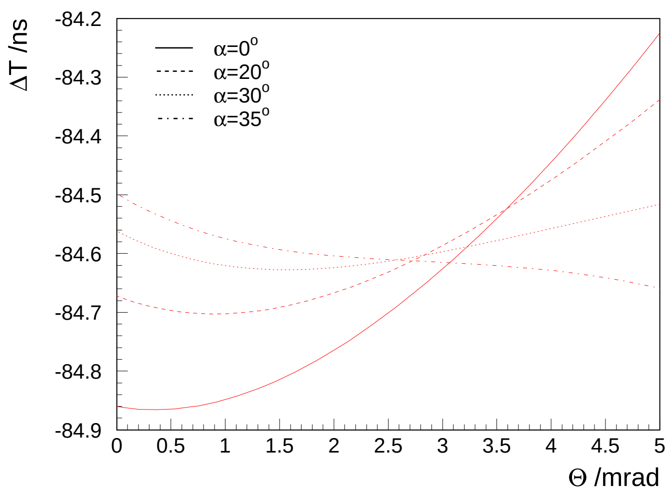

Abbildung 7.4: Durch Ankippen der Szintillatoren des H4I gelingt es, den durch den Längenunterschied bedingten Laufzeitunterschied in den H4I und H5I Szintillatoren zu kompensieren.

Wie im Kapitel 5 ausgeführt, beeinflußt neben der Schärfe der zeitlichen Korrelation auch die Schärfe des Energieschnitts die erreichbare Triggerreinheit und somit die

Triggerrate. Besonders die Abtrennung der stark untergrundbelasteten Bereiche mit kleinem Energieverlust y sollte möglichst scharf erfolgen.

Um eine möglichst gute Energieauflösung zu erreichen, ist eine hohe Granularität und ein großer Abstand zwischen den beiden Hodoskopen erforderlich. Damit die Energiemessung nicht durch Vielfachstreuung im Myonfilter gestört wird, ist H4I nicht durch einen solchen Filter gegen Hadronen und Elektronen abgeschirmt. Die notwendige Teilchenidentifikation wird durch einen Eisenabsorber unmittelbar vor H5I (siehe Zeichnung 5.12) geleistet. Die Vielfachstreuung in diesem Absorber hat wegen der Nähe zum Hodoskop keinen Einfluß auf die Genauigkeit der Messung.

Die Unsicherheit in der Energiebestimmung durch die endliche Szintillatorbreite läßt sich aus der Formel (5.6) ableiten

$$\begin{aligned}
\Delta_{x_4} y &\equiv \Delta_{x_4}(1-y) := \frac{\mathrm{d}(1-y)}{\mathrm{d}x_4}\Delta x_4 = -\frac{(1-y)^2 z_5}{(z_5 - z_4) z_m \alpha_0}\Delta x_4 \\
\Delta_{x_5} y &\equiv \Delta_{x_5}(1-y) := \frac{\mathrm{d}(1-y)}{\mathrm{d}x_5}\Delta x_5 = \frac{(1-y)^2 z_4}{(z_5 - z_4) z_m \alpha_0}\Delta x_5 .
\end{aligned} \tag{7.4}$$

Für die gewählten Streifenbreiten von 6 mm für H4I und 12 mm für H5I und die Positionen $z_4 = 32\,\mathrm{m}$ und $z_5 = 50\,\mathrm{m}$ erhält man durch (7.4) die in Tabelle 7.1 aufgelisteten Fehler $\Delta_{x_4} y$ und $\Delta_{x_5} y$. Addiert man diese beiden Fehler, so findet man eine Abschätzung für den minimalen akzeptierten Energieverlust. Das Ergebnis dieser Rechnung wurde durch eine weiter Rechnung bestätigt, in der für jedes Szintillatorpaar, dessen Koinzidenz bei einem bestimmten Energieschnitt aktiviert ist, die maximale Energie eines Teilchens, das durch beide Szintillatoren fliegt, bestimmt wurde. Das Maximum aller Werte bestimmt dann den minimalen Energieverlust, den ein Teilchen erleiden muß, wenn es einen Trigger auslösen will. Der so berechnete Grenzwert für den Energieverlust y_{min} ist ebenfalls in Tabelle 7.1 aufgetragen und stimmt gut mit der Summe der Einzelfehler überein. An dieser Stelle sollte erwähnt werden, daß die in der Tabelle angegebenen y–Werte die unteren Grenzen der Triggerakzeptanz darstellen. Für ihre Bestimmung ist nämlich in beiden Rechnungen die durch die Szintillatorbreite vorgegebene Unsicherheit der Messung von x_4 bzw. x_5 voll ausgenutzt worden, um einen minimalen Energieverlust zu erlauben.

Man liest aus der Tabelle ab, daß sich die Akzeptanz des Hodoskoptriggers, mit dem ein Energieschnitt von 0.25 ausgeführt wird, aufgrund der endlichen Szintillatorbreiten bis hinunter auf $y = 0.12$ erstreckt. Die gewählte Granularität erscheint klein genug, um einen Energieschnitt von $y = 0.2$ bzw. $y = 0.25$ zu erlauben.

Energieschnitt	$\Delta_{x_4} y$	$\Delta_{x_5} y$	$y_{\mathrm{cut}} - \Delta_{x_4} y - \Delta_{x_5} y$	y_{min}
$y_{\mathrm{cut}} \geq 0.2$	0.072	0.084	0.044	0.04
$y_{\mathrm{cut}} \geq 0.25$	0.063	0.073	0.114	0.12
$y_{\mathrm{cut}} \geq 0.3$	0.055	0.064	0.181	0.18

Tabelle 7.1: Energieauflösung des inneren Triggersystems.

7.2 Der Aufbau

Durch die Vorüberlegungen und die Materialauswahl auf Grundlage der Resultate der Testmessungen sind wesentliche Designparameter festgelegt worden. So bestehen die beiden inneren Hodoskope aus einseitig ausgelesenen Szintillatorstreifen der Breite 6 und 12 mm. Die Auslese erfolgt über die Photomultiplier des Typs R7400 bzw. XP2900.

7.2.1 Das Hodoskopdesign

Der Außendurchmesser der Photomultiplier ist größer als die durch den Wunsch nach einem scharfen Energieschnitt bestimmte Szintillatorgröße. Da bei dem Design der Hodoskope auf den Einsatz gebogener Lichtleiter verzichtet werden sollte, weil diese Lichtverluste erzeugen, sind die Szintillationszähler in vier hintereinanderstehenden Reihen angeordnet. Die Projektion der Szintillatoren auf die Ebene senkrecht zum einfallenden Teilchen stellt eine vollständige Szintillatorwand dar. Um dem Effizienzabfall an den Szintillatorkanten Rechnung zu tragen, wurden ein Überlapp von 0.6 mm (H4I) bzw. 1 mm (H5I) zwischen den benachbarten Streifen gewählt.

Abbildung 7.5 zeigt eine räumliche Darstellung der beiden Hodoskope. Dort sind neben den Szintillatorelementen auch die Aluminiumröhren gezeichnet, die Photomultiplier und Base aufnehmen.

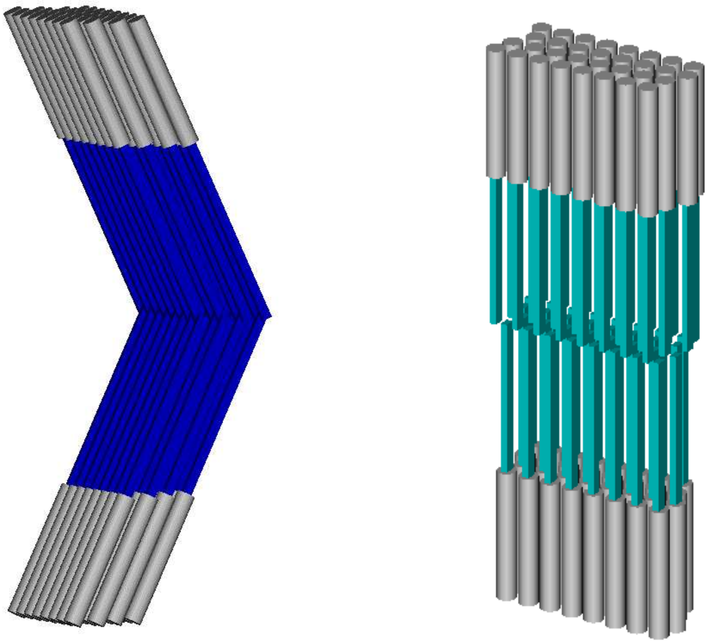

Abbildung 7.5: Räumliche Darstellung der beiden inneren Hodoskope. Abgebildet sind sowohl die Szintillatorelemente als auch die Photomultiplierbehausung.

Die Hodoskoprahmen wurden so konzipiert, daß ein lichtdichter Kasten entsteht. In diesem Kasten befinden sich die Szintillationselemente, die demnach nicht mehr einzeln lichtdicht verpackt werden müssen. Die Szintillatoren werden lediglich in eine Aluminiumfolie eingepackt, die zum einen die Lichtleitung verbessert, zum anderen das Übersprechen von Szintillationslicht von einem Zähler zum Nächsten verhindert.

Da die Kante des Kastens aufgrund der großen Nähe des Hodoskops zum Strahl von vielen Myonen getroffen würde, wird die Kiste so vergrößert, daß der Strahl durch ein Folienfenster passieren kann. Das störende Material im Strahlbereich wird so auf ein Minimum reduziert.

Die Ansichtszeichnungen in Abbildung 7.6 zeigen im Detail den Aufbau des H4I Hodoskops.

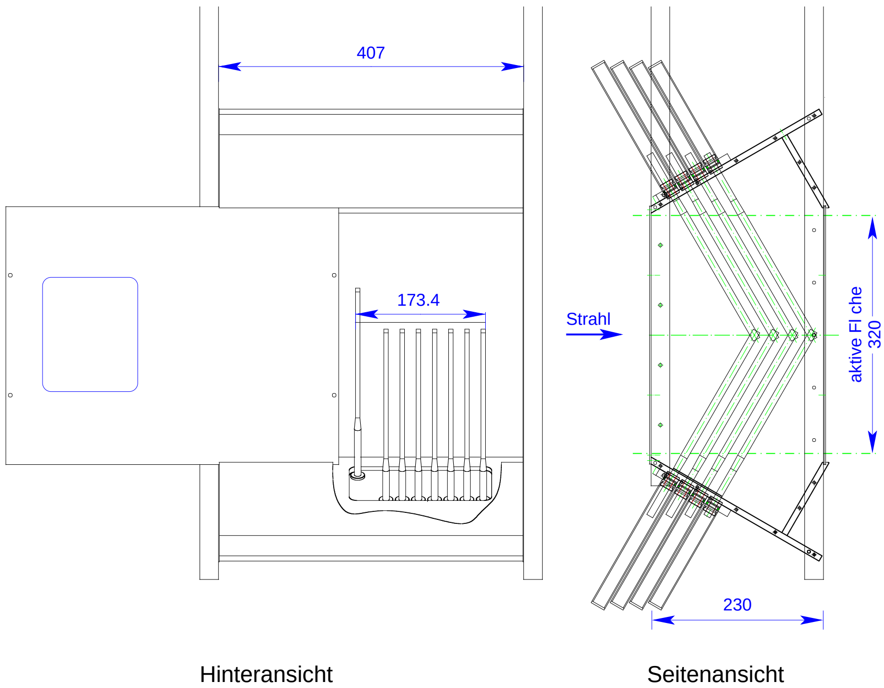

Abbildung 7.6: Hinter- und Seitenansicht des H4I Hodoskops. Aus dieser Zeichnung gehen die Dimensionen und der prinzipielle Aufbau des Hodoskops hervor. In der Hinteransicht ist die hintere Abdeckplatte nach links geschoben worden, um den Blick auf die Szintillatoren frei zu geben.

Die Abbildungen 7.7 und 7.8 zeigen Photographien der beiden Hodoskope aus dem Jahr 2000. Das Bild 7.7 zeigt das H4I auf einem Verfahrtisch, auf welchem es vor der Fertigstellung der endgültigen Aufhängung aufgebaut wurde. Das schwarze Rechteck auf der rechten Hälfte der Aluminiumkiste ist das mit Folie lichtdicht verklebte Strahlfenster. Oben und unten sind die jeweils 32 Aluminiumrohre, die die Photodetektoren beherbergen, zu sehen. Wie schon in der räumlichen Skizze in Abbildung 7.5 gezeigt, sind die Röhren in vier versetzten Reihen hintereinander angeordnet.

Auf der Photographie 7.8 ist der Partner des H4I – das H5I - auf seiner endgültigen Halterung zu sehen. Das eigentliche Hodoskop ist dabei teilweise von einem horizontalen Element verdeckt, das zu Testzwecken dort angebracht wurde. Auch hier sieht man – diesmal auf der linken Seite – das Strahlfenster und die oben bzw. unten herausragenden Aluminiumröhren.

Abbildung 7.7: Photographie des H4I (Betrachtungsrichtung = Strahlrichtung). Man sieht auf der rechten Seite das Folienfenster für den Strahl. Die Aluminiumröhren, die oben und unten aus dem Kasten ragen, beherbergen die Photomultiplier und Basen. Man sieht die vierreihige Staffelung der Elemente sowie deren Neigung um 30°.

7.2.2 Der Szintillationszähler

Die beiden Hodoskope bestehen aus zwei Teilen mit je 32 Szintillatorelementen. Die Größe der einzelnen Elemente und ihr Überlapp findet sich in Tabelle 7.2. Die Länge der Szintillatoren wurde unter Berücksichtigung des Kippwinkels des H4I und des notwendigen Überlapps zwischen der oberen und unteren Hodoskophälfte aus der geforderten Streuwinkelakzeptanz und dem Abstand des Hodoskops vom Target berechnet.

	H4I	H5I
Breite	6 mm	12 mm
Tiefe	10 mm	20 mm
Länge	194 mm	259.5 mm
Überlapp	0.6 mm	1 mm

Tabelle 7.2: Auflistung der Dimensionen der Szintillatoren der beiden inneren Hodoskope.

Aufgrund der Resultate der Testmessungen wurde für diese Hodoskope der Szintillator BC 404, der in den Testmessungen die beste Lichtausbeute gezeigt hat, verwendet. Wegen der Sensibilität dieses Materials gegen mechanischen Druck oder Spannungen kann der Szintillator nicht direkt am Hodoskoprahmen befestigt werden. Stattdessen wird ein Lichtleiter aus Plexiglas an den Szintillator angeklebt. Dieser Lichtleiter wird in einen Ring geklemmt und am Hodoskoprahmen befestigt.

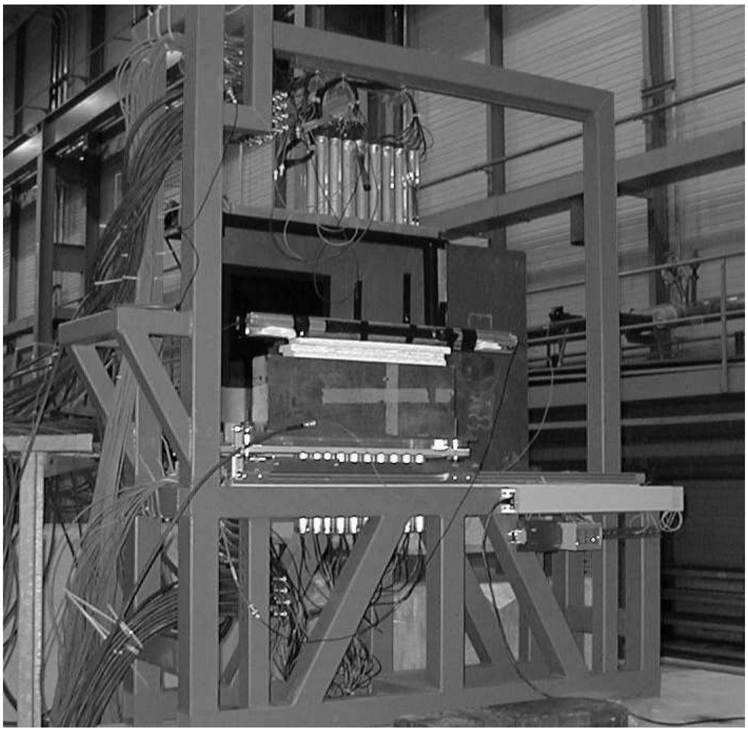

Abbildung 7.8: Photo des H5I. Die Aufnahme ist gegen die Strahlrichtung erfolgt, so daß das Strahlfenster links von der aktiven Zone zu finden ist. Auch auf diesem Bild sieht man die Photomultiplierbehausungen in Form von Aluminiumröhren aus dem Hodoskopkasten herausragen.

Die Zeichnung in Abbildung 7.9 zeigt die Lichtleiter des H4I, die den $10\times6\,\mathrm{mm}^2$ rechteckigen Szintillatorquerschnitt an die 9.4 mm große kreisrunde Photodiode des R7400 Photomultipliers anpassen. Eine solche Anpassung ist im Falle des H5I nicht nötig, da die $12\times20\,\mathrm{mm}^2$ große Stirnfläche der Szintillatoren von einem Kreis mit einem Durchmesser von 24 mm umschrieben wird. Die Lichtleiter werden in diesem Fall also lediglich aus mechanischen Gründen benötigt. Deshalb wurde für die Lichtleiter die einfachste Form – der Zylinder – gewählt (siehe Abb. 7.10). Da die Position des Szintillators lediglich über den angeklebten Lichtleiter bestimmt wird, muß die Klebung zwischen Szintillator und Lichtleiter sehr präzise ausgeführt werden und machte die Verwendung einer Klebehilfe notwendig.

7.2.3 Das Design der Photodetektoren

Die beiden Photographien in Abbildung 7.11 und 7.12 zeigen die einzelne Komponenten der Photodetektoren, die bei den inneren Hodoskopen zum Einsatz kommen.

Kernstück der mechanischen Halterung der Photomultiplier ist zum einen die Feder, deren Anpreßdruck eine stabile Lichtankopplung zwischen Photomultiplier und Lichtleiter erlaubt, zum anderen der Bajonettverschluß, der ein schnelles Auswechseln des gesamten Photonendetektors ermöglicht. Die verwendeten Gummiringe sorgen für die Lichtdichtigkeit des Aufbaus.

Die in den Abbildungen 7.11 und 7.12 gezeigten Basen sind eigens für diese An-

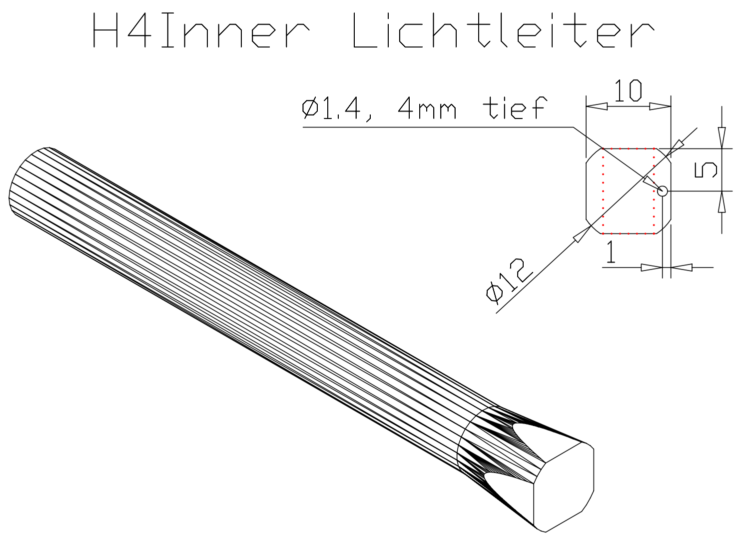

Abbildung 7.9: Zeichnung der Lichtleiter des Hodoskops H4I.

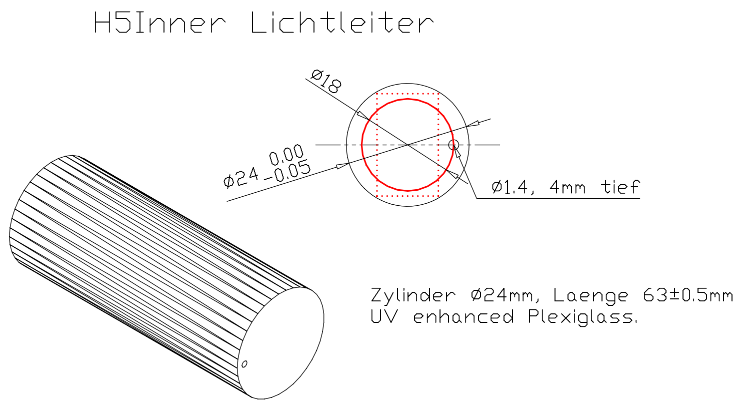

Abbildung 7.10: Zeichnung der Lichtleiter des Hodoskops H5I.

wendung entwickelt worden. Ihr elektrisches Design ist von einer Base übernommen worden, die das Elektroniklabor in Orsay für die XP2900 Photomultiplier des A4–Experiments am MAMI entwickelt hatte. Die Besonderheit dieses Spannungsteilers liegt in seiner aktiven Stabilisierung der Dynodenspannungen. Während bei konventionellen Spannungsteilern, die lediglich aus einer Widerstandskette und ggf. einigen Pufferkondensatoren bestehen [95], die Dynodenspannungen bei hohen Teilchenraten zusammenbrechen, halten die Transistoren die Spannung über einen größeren Bereich konstant.

7.2.4 Die Halterung der Hodoskope

Die Erfahrung der Arbeiten mit den Prototypen der inneren Hodoskope im Jahre 1999 hatte gezeigt, daß diese Hodoskope wichtige Hilfsmittel zur Justage des Myonstrahls darstellen. Die gute Ratenstabilität erlaubt es, die Hodoskope in den Myonstrahl zu stellen und so Strahlprofile aufzunehmen (siehe Abb. 7.1). Deshalb sollte die Halterung der Hodoskope so konzipiert werden, daß die Hodoskope senkrecht zur Strahlachse bewegt werden können. Der Verfahrbereich sollte ausreichend groß sein, um neben der

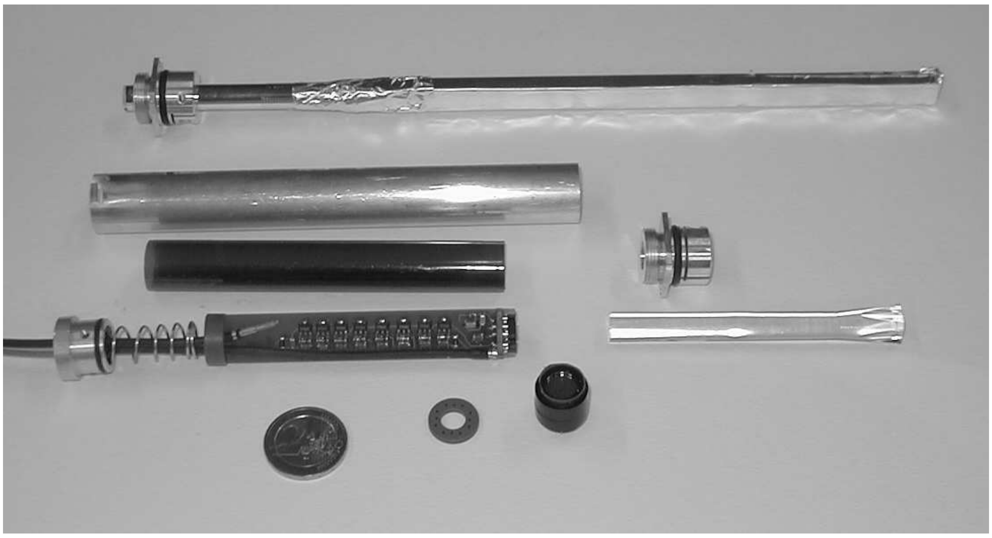

Abbildung 7.11: Die Einzelteile eines Szintillationsdetektors des H4I. Abgelichtet ist die Base mit Photomultiplier und Lichtleiter (im Vordergrund). Dahinter folgen ein Rohr aus Kaptonfolie zur Isolation der Base im Aluminiumrohr. Zu sehen ist weiterhin die Lichtleiterklemme, die auf das Aluminiumrohr geschraubt wird. Im Bildhintergrund befindet sich ein verpackter Szintillationszähler.

nominalen Meßposition des Hodoskops sowohl den durch das Magnetfeld abgelenkten wie auch den unabgelenkten Strahl erreichen zu können. Dazu wurde ein fernsteuerbarer Verfahrmechanismus in die Hodoskophalterung integriert. Der Verfahrweg beträgt dabei 500 mm, die Positionierungsgenauigkeit 0.5 mm.

7.3 Die Elektronik

Die Photomultipliersignale werden über dämpfungsarme Koaxialkabel aus dem Strahlbereich in die Elektronikhütte transferiert. Dort befindet sich die gesamte Triggerelektronik. In einem ersten Schritt erzeugen die Diskriminatoren aus den analogen Multiplierpulsen digitale Signale.

7.3.1 Diskriminatorboards

Als Diskriminatoren werden die im Kapitel 6 vorgestellten Diskriminatoren aus Orsay verwendet. Je zwei dieser Diskriminatoren befinden sich auf einer $19{\times}79\,\mathrm{mm}^2$ großen Platine (Modulplatine). Diese Diskriminatoren werden auf eine 9 U große VME–Platine, die sogenannte Diskriminatorplatine [98], aufgesteckt. Jede Diskriminatorplatine kann bis zu 32 dieser Diskriminatormodule tragen und beherbergt somit 64 Diskriminatorkanäle. Die Platine versorgt die Module mit den nötigen Spannungen, verteilt die entsprechenden Eingangs- und Ausgangssignale und steuert über das VME–Bussystem die Diskriminatoren. Die 64 Eingangssignale werden der Diskriminatorkarte über die Rückseite des VME–Crates zugeführt. Auf der Frontseite finden sich Stecker für 6 mal 32 Ausgangssignale. Die Ausgangssignale sind LVDS[a]–Signale und können sowohl von

[a]Low Voltage Differential Signal

Abbildung 7.12: Photographie der Komponenten eines Zählers des H5I (ohne Szintillator). Abgebildet sind Base, Photomultiplier und Lichtleiter so wie das Aluminiumrohr mit einem Rohr aus isolierender Kaptonfolie und der Klemme für den Lichtleiter, die in diesem Fall in das Rohr geklebt wird. Nicht abgebildet ist ein Rohr aus Mumetall, das den Photomultiplier vor magnetischen Feldern schützt.

den COMPASS–TDCs [99] als auch den Triggermatrizen verarbeitet werden. Neben den 192 Digitalausgängen gibt es acht Analogausgänge. Über diese Ausgänge können zu Monitorzwecken Kopien der Photomultipliersignale auf einen ADC gegeben werden. Wie die Module, die optional mit Meantimer bestückt werden können, kann auch die Diskriminatorplatine optional für Meantimerbetrieb ausgerüstet werden.

7.3.2 Matrixboards

Die digitalen Ausgangssignale der Diskriminatoren werden über Flachbandkabel den Triggermatrizen zugeführt. Die Matrixmodule sind auf einer 6U–VME–Platine untergebracht. Das Herzstück dieser Platinen ist der sog. Matrixchip. Dieser an der Universität Bonn [98] entwickelte Chip bildet eine Koinzidenzmatrix mit 32 mal 32 Elementen.

Die einlaufenden LVDS–Signale werden auf der Matrixplatine als erstes in TTL–Signale umgewandelt, diese Signale werden dann über Chips mit programmierbarer Verzögerung ('delay chips') den Matrizen zugeführt (cf. Abb. 7.13). Diese 'Delay–Chips' sind eine Entwicklung der Universität Bonn und erlauben eine variable Verzögerung der Eingangssignale um bis zu 9 ns und die Wahl der Ausgangspulsbreite zwischen 0 und 9 ns. Beide Werte sind in Schritten von etwa 300 ps wählbar. Dank dieses Bauteils ist es möglich, die Koinzidenzeinstellungen mit hoher Präzision zu kontrollieren, und über die Aufnahme vollautomatischer Verzögerungskurven die optimalen Parameter der Koinzidenzen zu finden.

Als Ausgangssignale liefert der Matrixchip einen Spaltenausgang, in dem die Ausgänge aller Matrixpixel einer Spalte zusammengefaßt werden, und das totale 'Oder' aller Pixel. Das letztere Ausgangssignal bildet das Triggersignal des Hodoskopsystems.

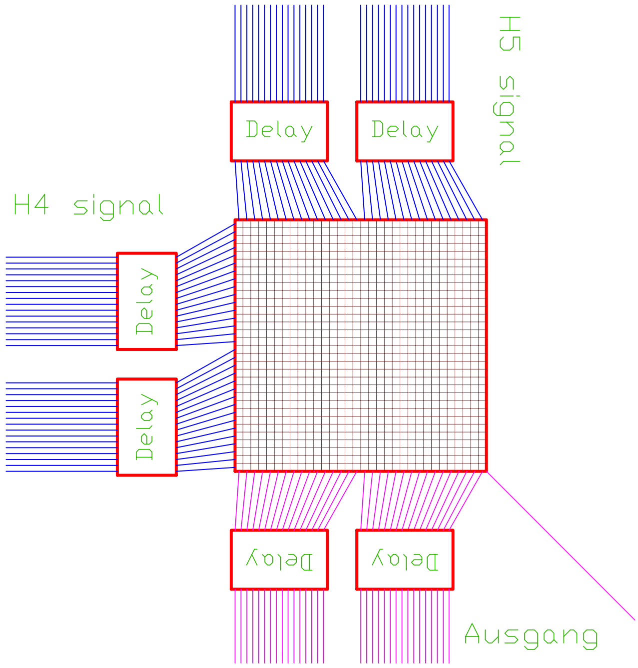

Abbildung 7.13: Prinzipzeichnung der Matrixelektronik.

7.4 Das Triggersignal

Der Triggerausgang der Matrixplatine liefert den Ausgangspunkt für die Bildung des endgültigen Triggersignals, das neben der Hodoskopinformation auch noch die Signale von den Kalorimetern und dem Vetosystem beinhaltet. In Abbildung 7.14 findet sich eine Skizze, die den Aufbau zur Bildung des endgültigen Triggersignals darstellt. Diese Triggerlogik wurde vollständig aus NIM–Standardmodulen aufgebaut.

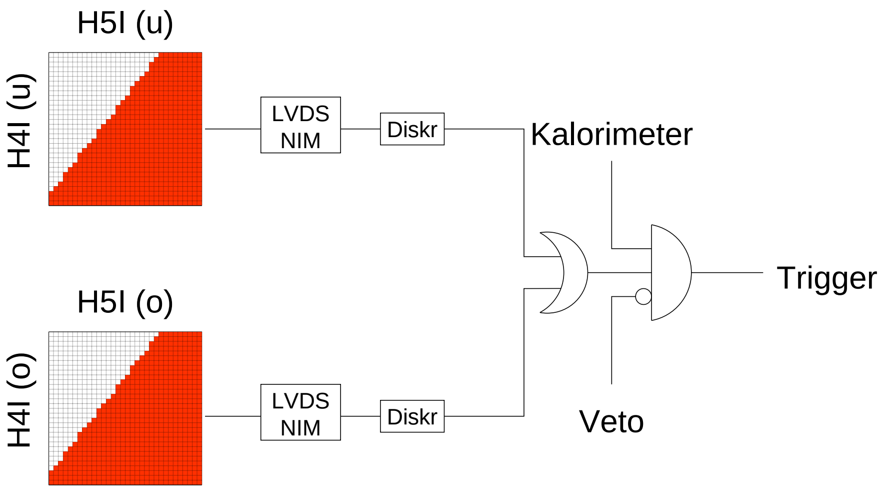

Abbildung 7.14: Schema des Aufbaus der Triggerelektronik für das innere Triggersystem.

Das Ausgangssignal der Matrix durchläuft auf der Matrixplatine kein Pulsformungsbauteil und hat wegen der Kürze der Überlappdauer in der Koinzidenz eine von diesem

Überlapp abhängige Pulsbreite und -höhe. Direkt nach der Übersetzung des Matrixausgangssignals in ein NIM–Signal wird dessen Pulsform deshalb durch einen Diskriminator standardisiert. Danach werden die Signale beider Hodoskophälften zusammengeführt, um in einem Koinzidenzmodul mit dem Kalorimeter- und dem Vetosignal verknüpft zu werden. Der Ausgang dieses Signals ist das Triggersignal des inneren Systems.

Das logische 'Oder' aller Triggersignale der vier Teilsysteme bildet das fertige Triggersignal.

7.5 Prototypmessungen

Die erste Gelegenheit für einen Test des Triggerkonzepts und der einzelnen Komponenten des Triggersystems bot sich 1999, als zum ersten Mal ein Myonstrahl für COMPASS produziert wurde. Die Teststrahlzeit erstreckte sich über insgesamt sechs Wochen und war in zwei Perioden zu je drei Wochen unterteilt.

7.5.1 Aufbau

Rechtzeitig zum Beginn der Teststrahlzeit wurden Prototypen aller wichtigen Hardware–Komponenten fertiggestellt. Die Abbildung 7.15 zeigt einen Blick auf den für die Triggerstudien relevanten experimentellen Aufbau aus der Vogelperspektive. Im einzelnen standen für die Triggeruntersuchungen zur Verfügung:

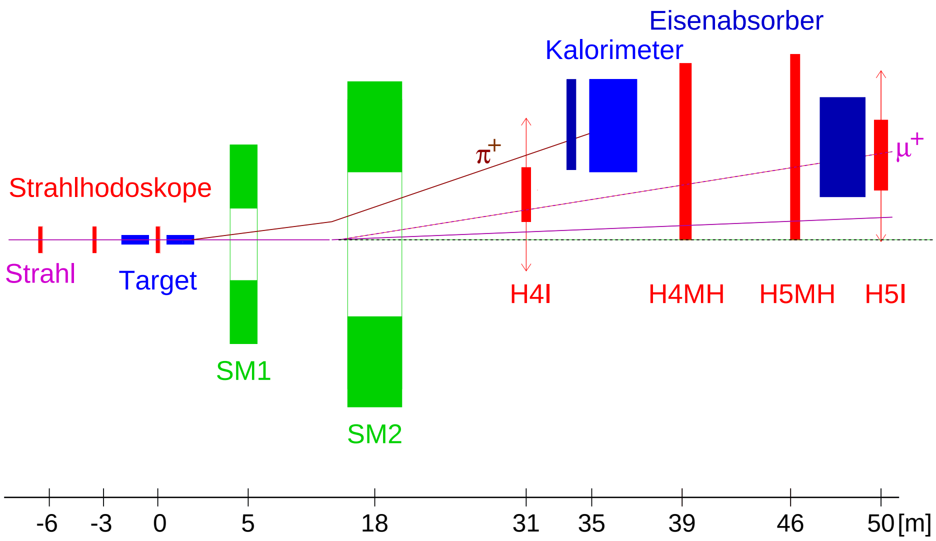

Abbildung 7.15: Schematische Darstellung aller für die Triggertests wichtigen Komponenten, die in der 1999er Strahlzeit zur Verfügung standen.

Myonstrahl

Im Jahr 1999 hatte der Myonstrahl eine Energie von 190 GeV und eine Intensität von etwa $2 \cdot 10^8$ Myonen pro Spill. Die Spilldauer betrug 2.5 s, die instantane Myonrate betrug somit rund 80 MHz.

Strahlhodoskope

In der Region um das Target wurden drei Szintillatorhodoskope zur Strahlvermessung aufgebaut. Zwei dieser Hodoskope waren Leihgaben anderer Experimente, das dritte Hodoskop hingegen war ein Prototyp eines Hodoskops aus szintillierenden Fasern, wie es bei COMPASS eingesetzt wird. Diese Hodoskope wurden nicht nur zur Strahloptimierung verwendet, sondern zusätzlich wurde eines dieser Hodoskope in die Datenerfassung eingebunden, um Strahlinformationen für die spätere Datenanalyse zur Verfügung zu stellen.

Target

In Ermangelung des polarisierten Targets wurde ein einfaches Ersatztarget konzipiert, das in seinen Abmessungen und seiner Massenbelegung dem endgültigen Target möglichst nahe kommen sollte. Dieses Ersatztarget bestand aus zwei Polyethylenzylindern mit einer Länge von je 60 cm und einem Durchmesser von 3 cm. Die beiden Targethälften konnten durch ein Seilsystem von außerhalb des Strahlbereiches bewegt werden. Diese Flexibilität erlaubte es auf einfache Weise Targeteffekte zu bestimmen – also die Bestimmung des Unterschieds zwischen der Triggerrate, die gemessen wird, wenn sich das Target im Strahl befindet ('target in'), und der Rate, die beobachtet wird, wenn das Target aus dem Strahl entfernt wurde ('target out').

Spektrometermagnete

Der Einsatz der Spektrometermagnete ist für den Test des Energieverlusttriggers absolut notwendig. 1999 befanden sich beide Spektrometermagnete an ihrer nominalen Position. Der erste Spektrometermagnet (SM1) erzeugte mit einem Strom von 1000 A ein Feldintegral von 1 Tm, der SM2 erzeugte bei einer Stromstärke von 5000 A ein Feldintegral von 5.2 Tm.

Hodoskope

Um sowohl das Konzept des Energieverlusttriggers als auch die Wirkung des geometrischen Triggers studieren zu können, wurden insgesamt vier verschiedene Prototyphodoskope gebaut.

- **Energieverlusttrigger:**
  Als Vertreter eines Energieverlusttriggers wurde das innere Hodoskopsystem ausgewählt. Die beiden Prototypen bestanden aus jeweils 16 Szintillatoren und deckten damit die Hälfte der Fläche des unteren Teils der endgültigen Hodoskope ab. Bei beiden Hodoskopen wurden BC 404 Szintillatoren verwendet. Im Falle des H4I hatten die Szintillatoren die Maße $205 \times 10 \times 6\,\mathrm{mm}^3$; die Szintillatoren für das H5I waren $280 \times 10 \times 6\,\mathrm{mm}^3$ groß. Die Szintillatoren wurden mittels Silikonscheiben aber ohne Lichtleiter direkt an die Photomultiplier (R7400 bzw. XP2900) angekoppelt, um Lichtverluste zu minimieren. Weil die Szintillatoren an der Stelle, an der sie am Hodoskop festgeklemmt waren, beschädigt wurden, wurden im endgültigen Hodoskopdesign Lichtleiter verwendet. Beide Prototypen wurden auf

horizontal bewegliche Verfahrtische montiert. Der Verfahrbereich war dabei so gewählt, daß mit den 16 Zählern des Prototyps die gesamte untere Hälfte des endgültigen Hodoskops abgedeckt und der nicht abgelenkte Strahl untersucht werden konnte.

- **Geometrischer Trigger:**
  Zusätzlich zu den beiden inneren Hodoskopprototypen wurden Prototypen der beiden horizontalen Hodoskope des Mittelsystems konstruiert. Das vordere der beiden Hodoskope (H4MH) bestand dabei aus 2 Szintillatoren, das hintere (H5MH) aus 4 Zählern. Die Halterungen dieser beiden Prototypen wurden so konzipiert, daß durch einfaches Umhängen der Detektoren die gesamte Akzeptanz des mittleren Triggersystems abgedeckt werden konnte.

Kalorimeter

Der Aufbau zur Untersuchung des Prinzips des ΔG–Triggers wurde durch einen Kalorimetertestaufbau komplettiert. Das Kalorimeter bestand aus 16 Modulen des HCAL1, die hinter einer Absorberwand an der für das HCAL2 vorgesehenen Position aufgebaut wurden. Die Summensignale von jeweils vier Modulen wurden auf ADCs gegeben, die Summe aller 16 Signale wurde einem Diskriminator zugeführt, dessen Ausgangssignal dann zum einen durch einen TDC in den Datenfluß integriert wurde, zum anderen als zusätzliche Triggerbedingung zur Verfügung stand.

Elektronik

Während der Strahlzeit konnte sowohl ein Prototyp einer Matrixplatine sowie zwei Prototypen einer Diskriminatorplatine getestet werden. Der Aufbau der Triggerelektronik und des Datenauslesesystems für den Test des Energieverlusttriggers sind in Abbildung 7.16 dargestellt. Die einlaufenden Analogsignale werden vervielfältigt und auf ADCs und Diskriminatoren gegeben. Die verwendeten Prototypdiskriminatoren befanden sich auf einer 6 U VME–Platine. Das Laden der Diskriminatorschwellen erfolgte über den VME–Bus. Die drei Ausgänge der Diskriminatoren gehen zu Zählern, TDCs und zur Triggermatrix. Auch die Matrix war auf einer 6 U VME–Platine untergebracht. Das Bussystem des VME–Crates erlaubte in diesem Fall das bequeme Setzen der Verzögerungswerte und die Auswahl des Matrixmusters.

Die Auslese wurde durch ein CAMAC–PC–Interface der Firma Jorway realisiert. Der CAMAC–Controller wird über das SCSI–Bussystem mit dem PC verbunden. Die Steuerung der Auslese erfolgte durch Trigger bzw. Resetsignale, die über die Druckerschnittstelle des PCs übermittelt wurden. Mit dieser Auslese konnten Triggerraten bis zu 1000 Hz erreicht werden. Die verwendeten ADCs, TDCs und Scaler waren Module der Firma LeCroy[b].

Die Triggerlogik wurde mit kommerziellen NIM–Modulen aufgebaut und erlaubte eine große Flexibilität bei der Zusammenstellung des Triggersignals. Diese Flexibilität war nötig, um durch die versuchsweise Integration verschiedener Zusatzsignale, wie z.B. Signale von Vetozählern oder Strahlhodoskope, unterschiedliche Triggerbedingungen testen zu können. Neben dem Matrixtrigger wurde vor allem die Koinzidenz

[b] http://www.lecroy.com

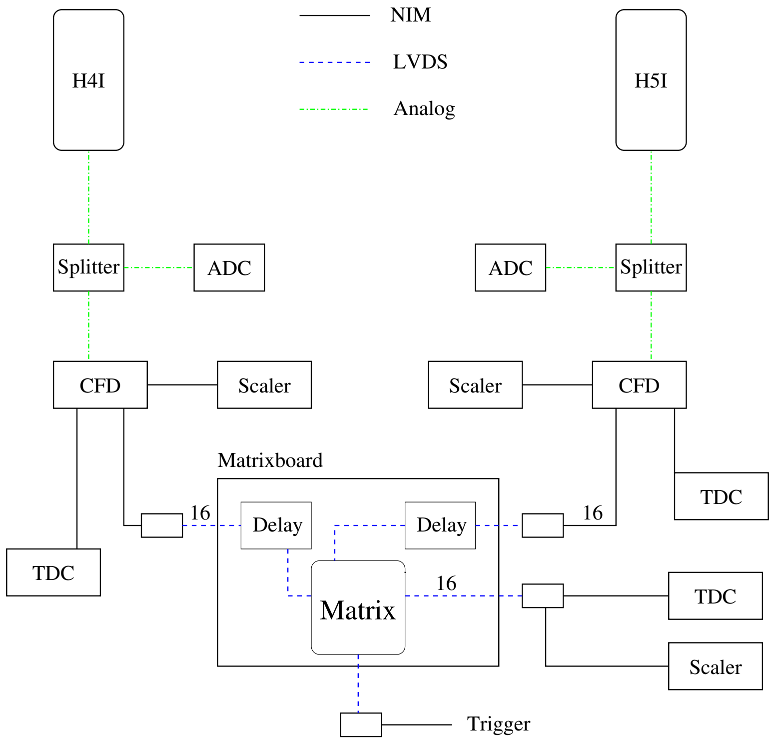

Abbildung 7.16: Skizze des in der 1999er Strahlzeit verwendeten Datenauslese- und Triggersystems.

zwischen allen Zählern des H4I und allen Zählern das H5I als 'Minimum Bias Trigger' zur Datennahme verwendet.

7.5.2 Hardware–Eigenschaften

Pulshöhen

Um durch den Diskriminator eine gute Unterdrückung des Rauschens zu erhalten, ohne echte Signale zu verlieren, ist eine klare Trennung der beiden Klassen von Pulsen erforderlich. Aufgrund der kurzen Szintillatorlängen sowie der gewählten großen Szintillatordicken von 1 bzw. 2 cm erwartet man trotz der relativ schwachen Verstärkung der R7400 und der Signalabschwächung in den Kabeln zwischen Hodoskop und Elektronikhütte eine klare Separation des Rauschens vom Signal.

Die erste Beobachtung der Pulshöhenverteilung mit einem Oszilloskop (siehe Anhang A.3) bestätigte, daß die inneren Hodoskope ein ausgezeichnetes Signal–Untergrund–Verhältnis haben. Das Band der Myonsignale ist gut sichtbar und kann durch Anlegen von Hochspannungen, die deutlich unterhalb der vom Hersteller angegebenen Grenzspannungen liegen, auf 150 mV (H4I) bzw. 500 mV (H5I) gelegt werden. Das Untergrundrauschen erlaubt gleichzeitig Diskriminatorschwellen von 30 bzw. 100 mV. Die ADC–Spektren in Abbildung 7.17 bestätigen die am Oszilloskop gemachten Beobachtungen. Die Spektren werden im Kernbereich gut durch eine Landaufunktion beschrieben. Die Abweichung der Daten von der angepaßten Funktion bei etwa der doppelten Pulsladung eines Myonsignals sind auf Doppeltreffer zurückführbar. Der zwischen dem elektronischen Rauschen (Pedestal) und Signal liegende Untergrund ist um den Faktor 50 bzw. 200 unterdrückt. Dieser Untergrund besteht aus Pulsen mit reduzierter Amplitude, wie sie z.B. durch Teilchen verursacht werden, die den Szintillator nur streifend treffen, aber auch niederenergetische sekundäre Elektronen (sogenannte δ–Elektronen) können zu diesem Untergrund beitragen.

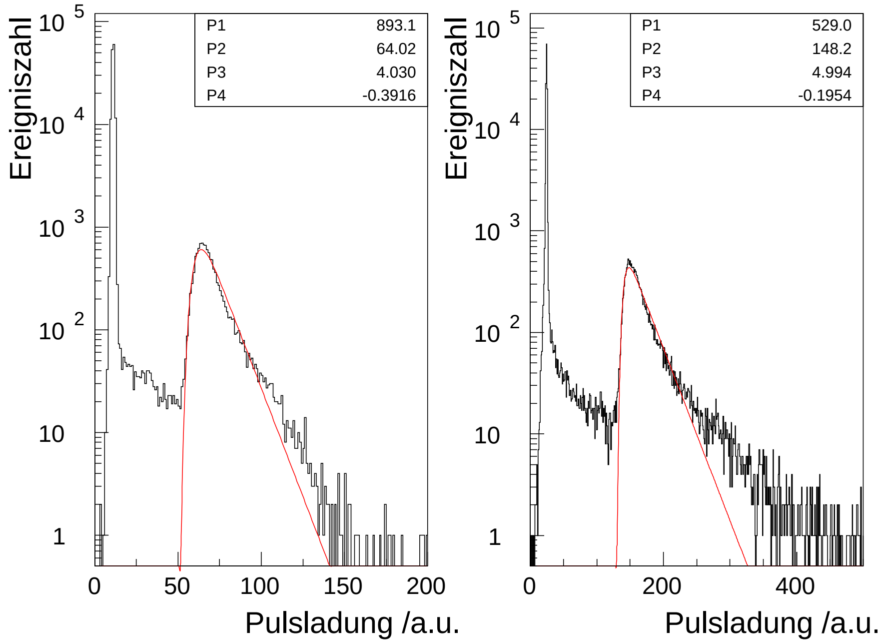

Abbildung 7.17: Pulshöhenspektren je eines Kanals der inneren Hodoskope. Links: H4I. Rechts: H5I.

Zeitauflösung

Der wichtigste Parameter der beiden Hodoskope ist die Genauigkeit, mit der die Zeitdifferenz zwischen ihnen bestimmt werden kann, denn bei einer vorgegebenen Triggereffizienz bestimmt allein die Breite der Differenzzeitverteilung die minimale Koinzidenzbreite und legt so den Anteil der zufälligen Koinzidenzen an der Triggerrate fest.

Die Vorgabe war es, eine Zeitauflösung von 200 ps bei der Messung der Differenzzeit zu erreichen. Dann entspräche die geplante Koinzidenzbreite von 2 ns zweimal fünf Standardabweichungen oder einer Effizienz von 99.99994 % [34]. Die in den Teststrahlzeiten am MAMI (siehe Kapitel 6) beobachteten Zeitauflösungen von rund 100 ps für jeden Zähler, lassen eine Genauigkeit der Differenzzeitmessung von 140 ps erwarten. Und tatsächlich bestätigten die Messungen mit den Prototyphodoskopen diesen Wert.

Abbildung 7.18 zeigt ein repräsentatives Differenzzeitspektrum für ein Szintillatorpaar. Dieses Spektrum wurde aus Daten gewonnen, die mit dem oben beschriebenen 'Minimum Bias Trigger' gesammelt wurden. Zur Präparation des Spektrums wurde gefordert, daß allein diese beiden Szintillatoren getroffen wurden. Zusätzlich wurde ein Schnitt auf die vom ADC bestimmte Pulsladung ausgeführt. Die an das Spektrum angepaßte Gaußfunktion hat eine Breite von $\sigma = 142$ ps. Der Ursprung der nicht zur Funktion passenden Einträge auf der rechten Seite des Spektrums ist nicht geklärt. Sowohl in den TDC–Spektren der Einzelzähler als auch in ihren Pulshöhenspektren zeigen die betreffenden Ereignisse keine Auffälligkeit. Eine mögliche Erklärung wäre im nicht perfekten Abgleich der Lichtlaufunterschiede durch den Kippwinkel zu suchen. Der Kippwinkel des Prototyps betrug 25°, was nach Abbildung 7.4 zu Zeitdifferenzen von rund 300 ps führen kann.

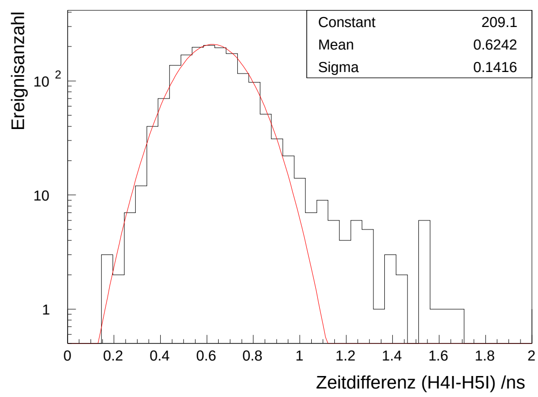

Abbildung 7.18: Zeitdifferenz zwischen einem Zähler in H4I und einem Zähler in H5I.

Verzichtet man auf die Schnitte, so verbreitert sich die Gaußkurve und man mißt Zeitauflösungen von rund 180 ps. Dies ist die für die Bestimmung der Koinzidenzbreite relevante Auflösung.

In einem nächsten Schritt wurden die Ankunftszeiten der Analogsignale von allen Zählern der beiden Hodoskope mit Hilfe von Kabeln mit einer Präzision von einer halben Nanosekunde abgeglichen und der Matrix zugeführt. Unter der Verwendung der programmierbaren Verzögerung auf der Matrixplatine wurde dann eine erste Koinzidenzkurve aufgenommen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 7.19 dargestellt. Die Kurve zeigt, daß eine Koinzidenzbreite von 2 ns mit der entwickelten Elektronik erreicht wird.

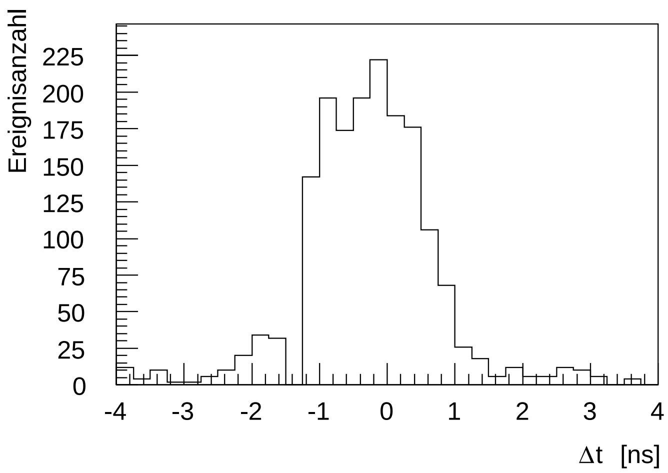

Abbildung 7.19: Koinzidenzkurve einer Matrix. Die Breite des Plateaus, die der eingestellten Koinzidenzzeit entspricht, beträgt in etwa 2 ns.

7.5.3 Triggerstudien

Nach der Studie der Einzelkomponenten, folgt im nächsten Abschnitt eine Aufstellung von Untersuchungen, die mit dem Gesamtsystem durchgeführt wurden.

Der Matrixplot

Der nächste Schritt nach dem groben Zeitabgleich der Matrix war die Untersuchung der Trefferverteilung auf der Matrix. Dazu wurden mit dem 'Minimum Bias Trigger' Daten genommen und in diesen nach zeitlich korrelierten (=koinzidenten) Treffern in Szintillatoren des Hodoskops H4I und H5I gesucht. Die Koinzidenzen wurden in das zwei–dimensionale Histogramm eingetragen, das in Abbildung 7.20 zu sehen ist. Diese

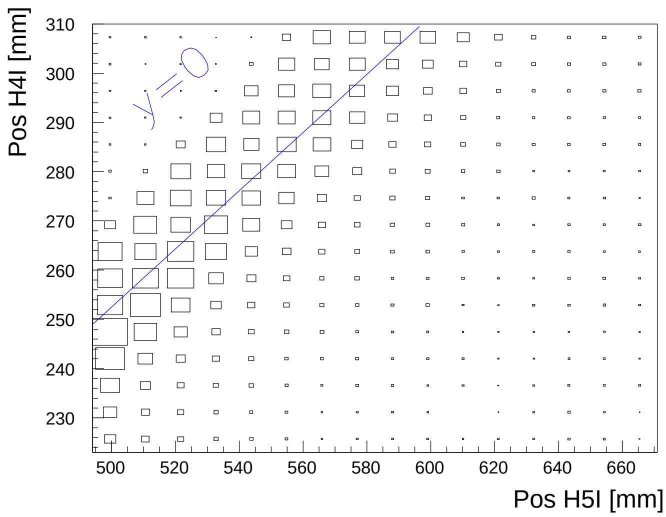

Abbildung 7.20: Trefferverteilung auf der Koinzidenzmatrix. Man sieht eine deutliche Ereignisanhäufung um die Linie $y = 0$.

im folgenden als Matrixplot bezeichnete Darstellung entspricht dem in Abbildung 5.2 gezeigten Schaubild. An den beiden Achsen sind die x–Koordinaten der Treffer im jeweiligen Hodoskop aufgetragen (x_4 bzw. x_5). Eingezeichnet ist die Linie $y = 0$. Die Größe der gezeichneten Boxen symbolisiert die Anzahl der Einträge in dem entsprechenden Matrixpixel. Deutlich ist zu sehen, daß sich die meisten Einträge um die Linie $y = 0$ befinden. Die Erklärung für diese Beobachtung wird aus Schaubild 7.21 ersichtlich und hängt mit der Divergenz des Myonstrahls zusammen.

Der Myonstrahl hat eine Impulsunschärfe und eine Divergenz. Die Überlagerung dieser beiden Einflüsse ist in der Graphik 7.21 (links) schematisch dargestellt. Wie man sieht, bildet das durch Divergenz und Impulsunschärfe gegebene Phasenraumvolumen des Strahls in dieser Darstellung Ellipsen um den Sollwert. Die $3\,\sigma$–Ellipse erreicht die als unterlegtes Rechteck dargestellte Akzeptanz der Matrix, d.h. der $4\,\sigma$–Strahlausläufer liegt zentriert um die $y = 0$ Linie in der Akzeptanz der Matrix und bildet die beobachtete Erhöhung.

Versucht man nun allein mit den Hodoskopen einen Targeteffekt, d.h. eine unterschiedliche Triggerrate für 'target in' und 'target out' zu sehen, so findet man selbst mit einem Matrixschnitt von $y > 0.3$ lediglich einen kleinen Effekt, der in Abbildung 7.22

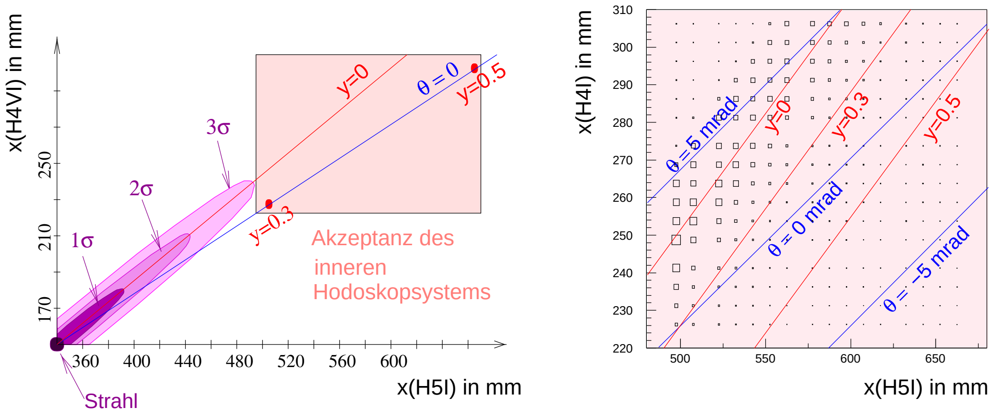

Abbildung 7.21: Diagramm zur Erklärung der Population der Matrix. Die linke Skizze zeigt den Strahl mit seinen Ausläufern in der x_4–x_5–Ebene und illustriert, wie der Strahlausläufer in die Matrixakzeptanz fällt. Die rechte Graphik zeigt nochmal den Matrixplot von Abbildung 7.20 mit den Linien konstanter Streuwinkel bzw. konstanter Energieverluste.

dargestellt ist. Man sieht in dieser Abbildung die aus dem Matrixplot durch Projektion längs der Linien konstanten Energieverlusts gewonnenen Energieverlustspektren für 'target in'und 'target out'. Das Spektrum zerfällt in zwei Teile. In der Region des Spektrums, in der Strahlteilchen die Hauptrolle spielen ($y < 0.2$), gibt es keinen Targeteffekt. In der Region, in der Streuereignisse erwartet werden, zeigt sich ein kleiner Targeteffekt, der in den einzelnen Kanälen des Histogramms maximal 20 % beträgt. Aus dieser Beobachtung kann gefolgert werden, daß die Anzahl der Strahlteilchen, die den Bereich der Matrix bevölkern, der einem großen Energieverlust entspricht, sehr viel größer ist als die Anzahl der Streureaktionen im Target.

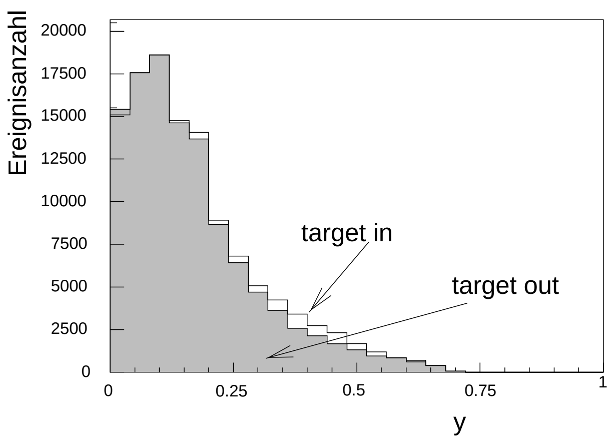

Abbildung 7.22: Energieverlustspektren für 'target in' und 'target out'. In der Region $y > 0.2$ konnte ein Targeteffekt von etwa 20 % beobachtet werden.

Die Wirkung des Kalorimetertriggers

Da mit den Hodoskopen alleine erwartungsgemäß kein großer Targeteffekt, d.h. keine hohe Triggerreinheit erreicht werden konnte, wurde im nächsten Schritt der Einfluß des

Kalorimeters auf den Trigger untersucht.

Für die Analyse der Wirkung des Kalorimeters wurde im wesentlichen die TDC–Information der Summe der 16 Kalorimetermodule verwendet. Abbildung 7.23 zeigt die zeitliche Korrelation zwischen dem 'Minimum Bias'–Hodoskoptrigger und dem Kalorimetersignal für die Fälle 'target in' (rechts) und 'target out' (links). Die auffälligste Beobachtung ist der Targeteffekt, der sich im Bereich des Peaks zeigt. Während der unkorrelierte Untergrund bei beiden Spektren etwa auf gleichem Niveau liegt, verbessert sich das Signal–Untergrund–Verhältnis von etwa 1:1 auf 4:1. Die eingezeichneten senkrechten Linien beschreiben das in der Analyse verwendete Zeitfenster.

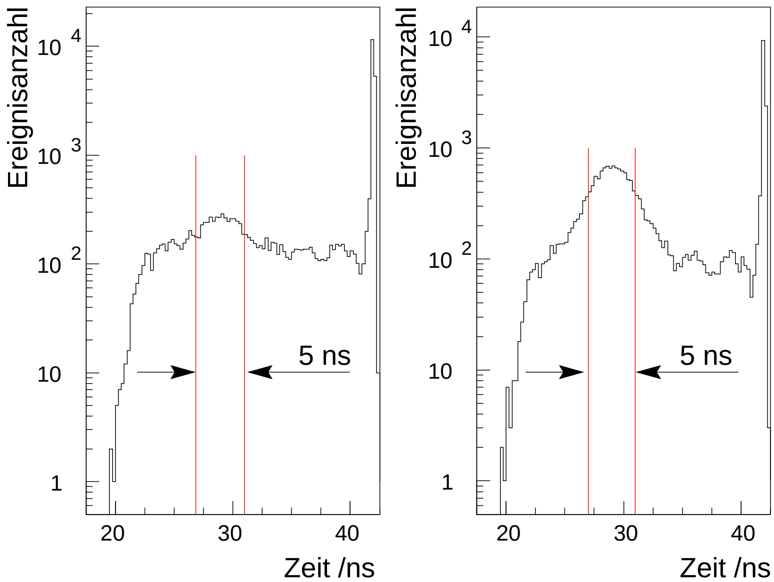

Abbildung 7.23: Zeitspektrum des Kalorimetertriggers mit 'target out' (links) und 'target in' (rechts). Die Daten wurden mit dem 'minimum bias' Trigger unter der Bedingung aufgenommen, daß zusätzlich ein Treffer im Kalorimeter vorlag.

Erzeugt man unter der Voraussetzung, daß ein gültiger Kalorimetertreffer vorgelegen hat, erneut einen Matrixplot, so erhält man ein im Vergleich zu Abbildung 7.20 geändertes Ergebnis. In Abbildung 7.24 sind die so erhaltenen Matrixplots dargestellt, wiederrum ist das linke Spektrum ohne Target und das rechte mit Target aufgenommen worden. Schon ohne Target ist der Strahlausläufer um die $y = 0$ Linie weniger stark ausgeprägt als in Abbildung 7.20. Mit Target sieht man deutlich eine Ereignisanhäufung in der physikalisch interessanten Halbebene der Matrix mit $y > 0.2$.

In der Projektion auf die Energieverlustachse zeigt sich dieser Targeteffekt besonders eindrucksvoll (cf. Abb. 7.25). Während in der Region kleiner Energieverluste noch immer die Strahlmyonen aufgrund von zufälligen Koinzidenzen dominieren und kein Targeteffekt sichtbar wird, beträgt der Targeteffekt in der physikalisch interessanten Region mit $y > 0.25$ bis zu 600 %.

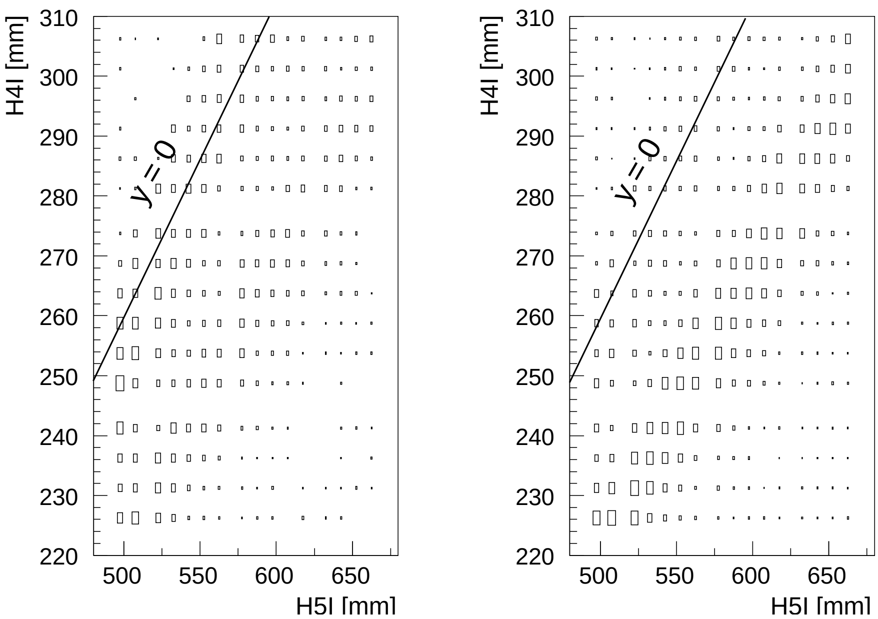

Abbildung 7.24: Trefferverteilung auf der Matrix unter der Bedingung, daß das Kalorimeter einen zeitlich korrelierten Trigger geliefert hat. Der Targeteffekt ist im Vergleich der beiden Histogramme (links: 'target in', rechts: 'target out') deutlich zu sehen.

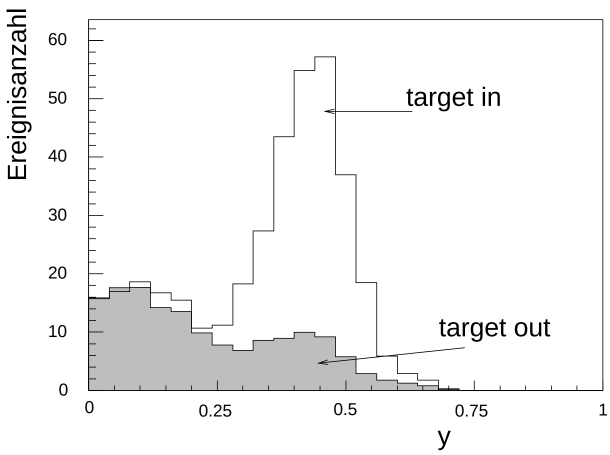

Abbildung 7.25: Energieverlustspektren für 'target in' und 'target out'. Der Targeteffekt in der physikalisch interessanten Region ist auf 500 % angewachsen.

7.6 Inbetriebnahme des inneren Triggersystems

Nach den erfolgreichen Prototyptests im Jahr 1999 konnte im Jahr 2000 ein funktionstüchtiges Triggersystem in Betrieb genommen werden. Auf dem Programm stand nicht nur die Inbetriebnahme der gerade fertiggestellten Hodoskope und des zum erstenmal großflächig verschalteten Kalorimeters, sondern mit Hilfe von Vetozählern und Spurrekonstruktionsdetektoren die Optimierung des Triggers in Bezug auf seine Reinheit.

7.6.1 Der experimentelle Aufbau

Der triggerrelevante Aufbau des Jahres 2000 ähnelt dem Aufbau von 1999 und ist in Abbildung 7.26 zu sehen. Die wesentlichen Neuerungen sind:

- Hodoskope:
  Die vier Hodoskope H4I, H5I, H4MH und H5MH, von denen 1999 bereits Prototypen erfolgreich getestet wurden, wurden in der Strahlpause neu konstruiert und in ihrer endgültigen Form aufgebaut. Ergänzt wurden diese Hodoskope durch die teilbestückten vertikalen Hodoskope des Mittelsystems (H4MV) und (H5MV).

- Triggerelektronik:
  Eine erste Serienfertigung der Diskriminatorplatinen mit insgesamt acht Platinen wurde rechtzeitig fertiggestellt. Zudem standen für diese Strahlzeit zehn Matrizen zur Verfügung. Von diesen zehn Matrizen wurden zwei für die obere und untere Hälfte des inneren Triggersystems verwendet. Weitere fünf dienten zur Verschaltung des Mittelsystems, bei dem neben der Matrix, die die beiden horizontalen Hodoskope verbindet, und den zwei Matrizen, die die beiden Hälften der vertikalen Hodoskope verknüpfen, noch zwei weitere Matrizen eingesetzt wurden, die eine Korrelation zwischen horizontalem und vertikalen Hodoskopen erlaubten.

- Hadronkalorimeter:
  Beide Hadronkalorimeter wurden komplett aufgebaut. Die erste Produktionsserie der Summationselektronik für die Kalorimeter wurde fertiggestellt und umfaßte genügend Komponenten, um etwa 50 % der Kalorimetermodule zu bestücken.

- Strahlvermessung:
  Vor dem Target befanden sich zwei neu konstruierte Hodoskope aus szintillierenden Fasern, die zur Strahlvermessung und für Vetostudien zur Verfügung standen. Die aktive Fläche der beiden Hodoskope betrug jeweils $40 \times 40\,\mathrm{mm}^2$.

- Datennahme:
  In diesem Jahr wurden alle vorhandenen Detektorsignale von der zentralen COMPASS–Datenerfassung aufgezeichnet, so daß die Informationen aller Detektoren in der Analyse verwendet werden konnten.

7.6.2 Ergebnisse

Im folgenden Abschnitt sollen kurz jene Ergebnisse aufgeführt werden, die für das Design des endgültigen Triggers wichtig sind oder die Veränderungen gegenüber den Resultaten des Vorjahrs dokumentieren.

Eine solche Änderung wurde in der gemessenen Zeitauflösung der inneren Hodoskope beobachtet. Durch die mechanisch notwendige Verwendung von Lichtleitern in diesen Hodoskopen verschlechterte sich die Zeitauflösung im Vergleich mit den Prototypmessungen. Abbildung 7.27 zeigt ein typisches Differenzzeitspektrum, aus dem die Zeitauflösung zu 180 ps bestimmt werden kann.

Nachdem die Signalankunftszeiten der Einzelkanäle der Hodoskope mit Kabeln abgeglichen worden waren, wurde nun unter Verwendung der programmierbaren Verzögerungsbausteine auf der Matrixkarte für jedes Pixel der Matrix eine Koinzidenzkurve

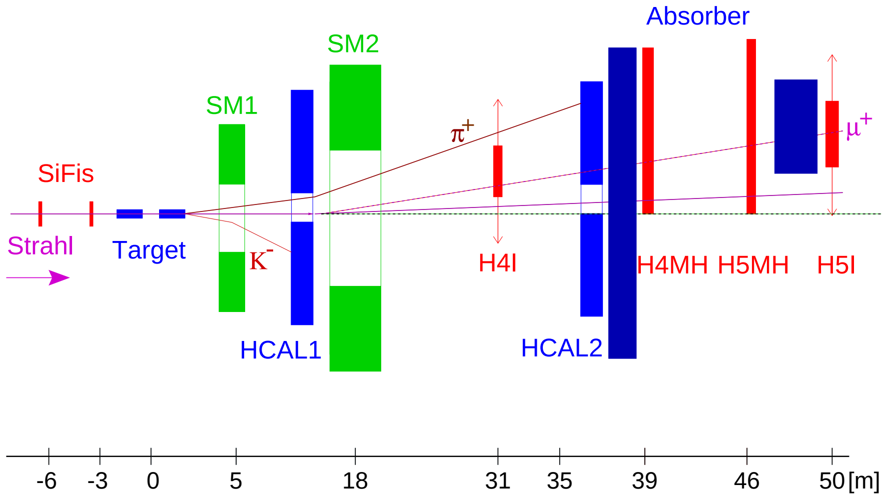

Abbildung 7.26: Experimenteller Aufbau, der im Jahr 2000 für Triggerstudien zur Verfügung stand.

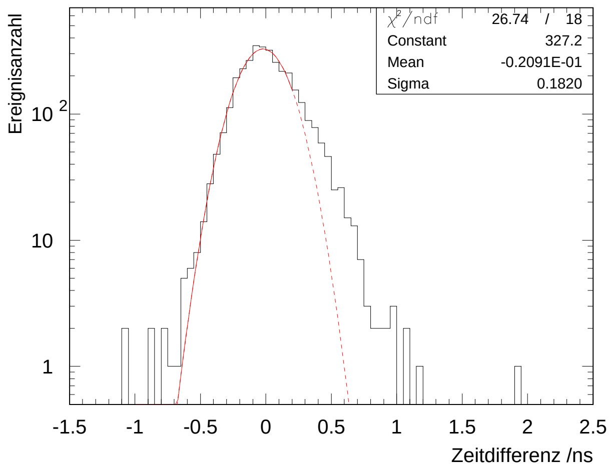

Abbildung 7.27: Zeitdifferenz zwischen einem Szintillationszähler in H4I und einem Element in H5I.

aufgenommen. Die Auswertung dieser Meßreihe führt auf ein überbestimmtes Gleichungssystem, dessen optimierte Lösung die besten Verzögerungswerte der einzelnen Eingangskanäle bestimmt.

Die Richtigkeit der Verzögerungswerte wurde überprüft, indem die Länge der Matrixeingangspulse variiert und die Ausgangsrate in Abhängigkeit von der Pulsbreite der Eingangspulse notiert wurde. Die für verschiedene Matrizen bestimmten Effizienzkurven sind in Abbildung 7.28 zu sehen.

Aus dieser Messung können einige Informationen über das Zeitverhalten der Koinzidenz gewonnen werden. Zunächst einmal lernt man aus der Ineffizienz für Pulsbreiten kleiner als 1 ns, daß eine minimale Überlappzeit von rund 1 ns nötig ist, bevor die Matrix einen Ausgangspuls generiert. Um eine Effizienz von 100 % zu erhalten, muß die Länge der beiden Eingangspulse zwischen 2.5 und 3 ns betragen, d.h. mit der Einstellung, wie sie hier erreicht wurde, beträgt die Koinzidenzzeit je nach Hodoskopsystem zwischen 3 und 4 ns.

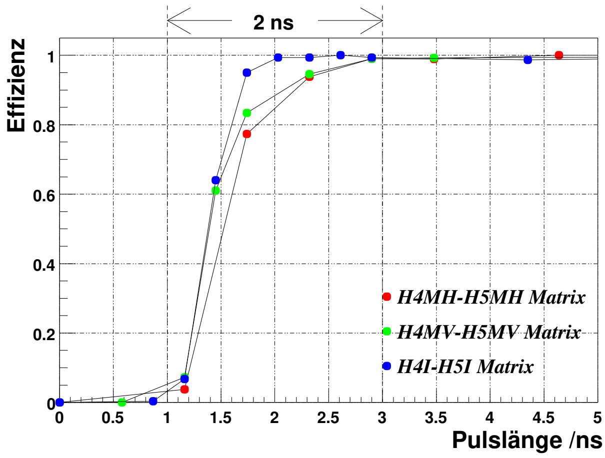

Abbildung 7.28: Überprüfung des eingestellten Matrixtimings durch Bestimmung der Koinzidenzbreite für drei verschiedene Matrizen. Die Effizienzkurve der Matrix des inneren Systems zeigt die steilste Flanke, was auf eine überlegene Zeitauflösung des Systems schließen läßt.

Die Verwendung der Informationen der beiden Hodoskope aus szintillierenden Fasern erlaubt eine Spurrekonstruktion der einfallenden Teilchenstrahlen und damit eine Klassifizierung der Ereignisse nach dem Winkel der einfallenden Myonen. Die Bestimmung einer Spur eines einfallenden Myons setzt dabei natürlich voraus, daß die beiden Faserhodoskope vor dem Target (vergl. Abb. 7.26) getroffen wurden.

Die Abbildung 7.29 zeigt die Verteilung der gemessenen Winkel der einfallenden Myonen für den Fall, daß das innere Triggersystem ausgelöst wurde, einmal mit Target und einmal ohne Target. Für diese Untersuchung waren alle Pixel der Matrix aktiviert, um die Auswirkung des Matrixschnittes studieren zu können. Man sieht einen Targeteffekt von einem Faktor vier für gerade einfallende Strahlmyonen und einen verschwindenden Targeteffekt, wenn das einfallende Myonen einen Winkel von 2 mrad aufweist. Mit anderen Worten: Myonen, die mit einem Winkel von 2 mrad in Richtung der inneren Hodoskope fliegen, treffen diese und lösen bei offener Matrix einen Trigger aus. Der über das gesamte Spektrum integrierte Targeteffekt beträgt 12 % und liegt über dem gemittelten Targeteffekt des Spektrums in Abbildung 7.22. Die Vergrößerung des Targeteffekts ist durch die Forderung nach Treffern in den Faserhodoskopen zu erklären und zeigt wie der Einsatz eines Vetozählers oder eines Strahlhodoskops die Reinheit des inneren Triggers verbessern kann.

Verlangt man, daß der von den Hodoskopen gemessene Energieverlust über 30 % liegen soll, so ergibt sich das in Abbildung 7.30 gezeigte Bild. Durch die Abschaltung eines Teils der Matrix ist für Myonen mit einem Winkel von 2 mrad die Wahrscheinlichkeit, einen Trigger auszulösen, deutlich gesunken. Der integrierte Targeteffekt erhöht sich durch den Energieschnitt auf 200 %.

Diese Studie hat gezeigt, daß der Targeteffekt und damit die Triggerreinheit durch die Verwendung von Strahlhodoskopen bzw. Vetozählern wesentlich vergrößert werden kann. Entsprechende Untersuchungen mit verschiedenen Arten von Vetozählern und Strahlhodoskopen [100], die in diesem Jahr parallel zu den hier beschriebenen Messungen durchgeführt wurden, führten zum Design des in Abschnitt 5.3 vorgestellten Vetosystems.

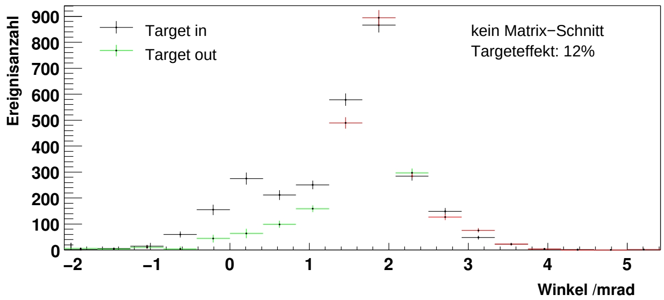

Abbildung 7.29: Auf die Ablenkebene projizierte Winkel der Myonen, die den inneren Hodoskoptrigger ausgelöst haben. Es wurde kein Matrixschnitt angewendet.

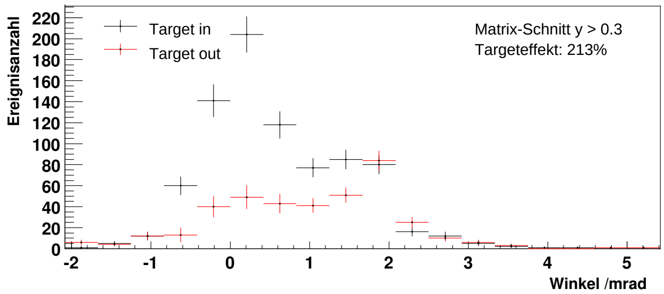

Abbildung 7.30: Winkel der triggernden Myonen für 'target in' und 'target out'. Der Matrixschnitt lag bei $y > 0.3$.

Der trotz Energieschnitt sichtbare Beitrag von Strahlmyonen mit einem Winkel von 2 mrad in Abbildung 7.30 könnte durch eine zweite Triggerstufe weiter reduziert werden. Dazu müßte aus den Daten der Faserhodoskope die Spur des Strahlmyons rekonstruiert und Ereignisse mit Spurwinkeln von 2 mrad verworfen werden. Generell bietet eine solche zweite Triggerstufe, die auf einer Teilanalyse der gewonnenen Daten beruht, eine Möglichkeit, die Triggerreinheit zu erhöhen.

Kapitel 8

Ergebnisse der COMPASS–Strahlzeiten

Nachdem der endgültige Aufbau des Triggersystems, so wie er im Kapitel 5 beschrieben wird, durch die in den CERN–Teststrahlzeiten gewonnenen Erkenntnisse festgelegt worden war, wurde dieses System in den folgenden zwei Jahren installiert, in Betrieb genommen und zur Steuerung der Datennahme verwendet. Die charakteristischen Merkmale dieses Triggeraufbaus werden im folgenden anhand der im Jahr 2001 gesammelten Daten vorgestellt. Ergänzt wird diese Untersuchung durch eine vorläufige Analyse der Daten, die die Funktionsfähigkeit des Spektrometers belegen. Das Kapitel endet mit einer Beschreibung der Neuerungen für die Strahlzeit im Jahr 2002.

8.1 Das Triggersystem

Der Aufbau des vollständigen Triggersystems vollzog sich in zwei Schritten. Die erste Stufe, die rechtzeitig zum Beginn der Strahlzeit im Jahre 2001 installiert wurde, umfaßt neben dem kompletten Vetosystem die drei für eine ΔG–Messung relevanten Hodoskopsysteme (Inner, Mittel und Leiter) und den kalorimetrischen Teil des Triggers, für den die beiden Hadronkalorimeter mit ausreichend Summationselektronik ausgerüstet wurden, um zwei der vier vorgesehenen Summationsebenen zu realisieren. In der zweiten Ausbaustufe, die 2002 in Betrieb genommen werden konnte, wurde die Summationselektronik vervollständigt und die Triggerakzeptanz durch die Installation der drei Hodoskope des äußeren Triggersystems vergrößert. In den nachfolgenden Untersuchungen der Triggereigenschaften steht, wie in der gesamten Arbeit, das innere Triggersystem im Mittelpunkt.

8.1.1 Die Hodoskope

Zeitverhalten

Obwohl sich durch die im Jahre 2000 stattgefundenen Änderung des Beschleunigerzykluses und der damit verbundenen Verlängerung der Spilldauer von 2.5 auf 4.8 Sekunden die instantane Rate um einen Faktor 2 reduziert hat, bleibt die Zeitauflösung der einzelnen Triggerkomponenten ein wichtiges Qualitätsmerkmal. Abbildung 8.1 zeigt die

Zeitdifferenz für alle Kombinationen von H4I–Elementen und H5I–Elementen. Um dieses Spektrum zu erzeugen, wurden zunächst alle Einzelzähler zeitlich kalibriert, dann wurde unter der Bedingung, daß jeweils nur ein Element in jedem Hodoskop gefeuert hat, die Zeitdifferenz des entsprechenden Paares berechnet und in das in Abbildung 8.1 gezeigte Histogramm eingetragen. Die bei einem solchen Spektrum bisher erreichte Zeitauflösung beträgt 310 ps. Dieser Wert liegt deutlich über den bisher beobachteten Zeitauflösungen. Ein Grund dafür liefert die verwendete Datenauslese. Während die Spektren in Abbildung 7.18 und 7.27 mit einem CAMAC–System gemessen wurden, dessen intrinsische Auflösung weniger als 50 ps betrug, wurde die Verteilung in 8.1 mit dem COMPASS–System aufgenommen. Pulsertests haben gezeigt, daß Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Kanälen auf verschiedenen TDC–Karten bei diesem Auslesesystem nur mit einem Fehler von 150 ps bestimmt werden können. Auch die Fehler, mit der die Zeitkalibration der Einzelzähler behaftet ist, führt verglichen mit dem Spektrum eines einzelnen Paares zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Verteilung.

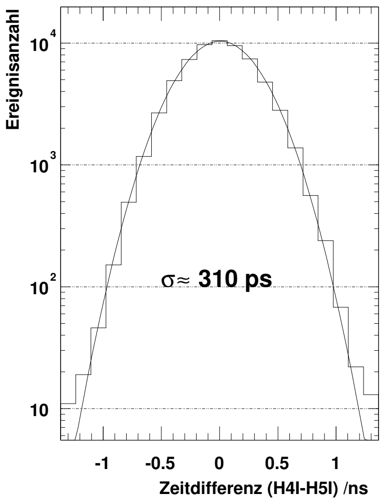

Abbildung 8.1: Zeitdifferenz zwischen allen Kanälen in H4I und H5I.

Die in Abbildung 8.2 dargestellte Kurve zeigt die Effizienz der Koinzidenzmatrix in Abhängigkeit von der Breite der beiden Eingangspulse. Der Verlauf der Kurve unterstreicht, daß das Zeitverhalten des Triggers tatsächlich nicht schlechter geworden ist. Die Effizienzkurve, die mit der Abbildung 7.28 zu vergleichen ist, zeigt eine ebenso steile Flanke, wie die in Abbildung 7.28 gezeigte Kurve, und erlaubt eine Koinzidenzbreite von 2.8 ns. Der langsame lineare Anstieg, der sich bei großen Pulslängen bemerkbar macht, stammt von zufälligen Koinzidenzen. Die Extrapolation der Geraden, die an diesen Anstieg angepaßt wurde, gegen Pulslänge Null zeigt, daß bei 8 ns breiten Eingangspulsen rund 5 % der Koinzidenzen zufällig sind.

Hodoskopeffizienzen

Die Effizienz der Triggerhodoskope läßt sich unter der Verwendung von rekonstruierten Teilchenspuren bestimmen. Dazu wählt man idealerweise diejenigen Spuren aus, zu denen jeweils vor und nach dem zu untersuchenden Hodoskop Raumpunkte gemessen wurden. Verläuft eine solche Spur durch die aktive Fläche des Hodoskops, so ist sicher, daß ein Teilchen das Hodoskop durchquert hat und dort ein Signal ausgelöst haben soll-

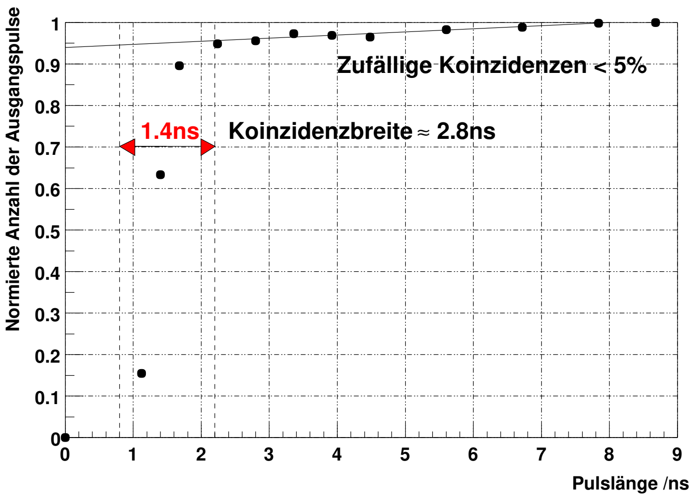

Abbildung 8.2: Effizienzkurve einer Matrix mit eingestelltem Zeitabgleich. Die Koinzidenzbreite, die benötigt wird, um volle Effizienz zu erreichen, beträgt 2.8 ns.

te. Das Verhältnis zwischen der Anzahl der durch die Spurinterpolation vorausgesagten und der tatsächlich im Hodoskop gefundenen Treffer ist die Effizienz des Hodoskops. Selbstverständlich dürfen dabei die zu untersuchenden Hodoskope weder im Trigger noch bei der Spurrekonstruktion verwendet werden. Die der nachfolgenden Analyse zugrunde liegende Datenmenge ist deswegen mit dem äußeren Vetosystem (VO1) als Triggerzähler aufgezeichnet worden.

Die oben beschriebene ideale Situation für eine Effizienzmessung erfordert Spurrekonstruktionsdetektoren sowohl vor als auch hinter dem zu untersuchenden Hodoskop. Ein solcher Aufbau ist nur für die H4 Hodoskope vorhanden (siehe Abb. 5.12). Um die Effizienz der H5 Hodoskope zu bestimmen, müssen die rekonstruierten Teilchenspuren extrapoliert werden.

Abbildung 8.3 zeigt die gemessene Effizienz der inneren Hodoskope aufgetragen gegen die Nummer des Szintillatorelements, durch welches die Spur verläuft. Um sicher zu gehen, daß die Spur tatsächlich den Szintillator trifft, wurden nur zentrale Treffer berücksichtigt, d.h. liegt der berechnete Durchstoßpunkt des Teilchens im Randbereich des Szintillators (Dicke: 2 mm bei H4I und 4 mm bei H5I), so wird diese Spur nicht zur Effizienzmessung verwendet. Wie man sieht, ist die Effizienz der 63 Szintillatorelemente des H4I – ein Element war zum Zeitpunkt der Messung defekt – durchweg über 95 % und die über alle Kanäle gemittelte Effizienz liegt über 99 %. Während beim H4I die Kanaleffizienz tatsächlich durch den Quotienten der in diesem Kanal durch die Spur vorausgesagten und tatsächlichen Treffern bestimmt wurde, war dies für H5I nicht so einfach möglich. Da die letzten Spurdetektoren vor dem Myonfilter $\mu F_2'$ stehen, muß die Spur sowohl durch $\mu F_2'$ als auch durch μF_3 extrapoliert werden (siehe Abb. 5.12 auf Seite 72). Dies hat zum einen zur Folge, daß die Effizienzmessung durch Hadronen, die in den Absorbern gestoppt werden, verfälscht werden, zum anderen wird der Fehler auf den vorhergesagten Durchstoßpunkt durch die Vielfachstreuung der Myonen in den Absorbern so vergrößert, daß der Durchstoßpunkt im H5I nicht mehr eindeutig einem Szintillatorelement zugeordnet werden kann. Bei der Berechnung der Effizienz werden deswegen auch die direkten Nachbarn des Elements berücksichtigt, durch welches die

Teilchenspur verläuft. Die so bestimmten Effizienzen des H5I liegen ebenfalls allesamt über 90 % und die gewichtete mittlere Effizienz beträgt 99 %. Die Effizienzen der übrigen Triggerhodoskope findet man im Anhang A.4.

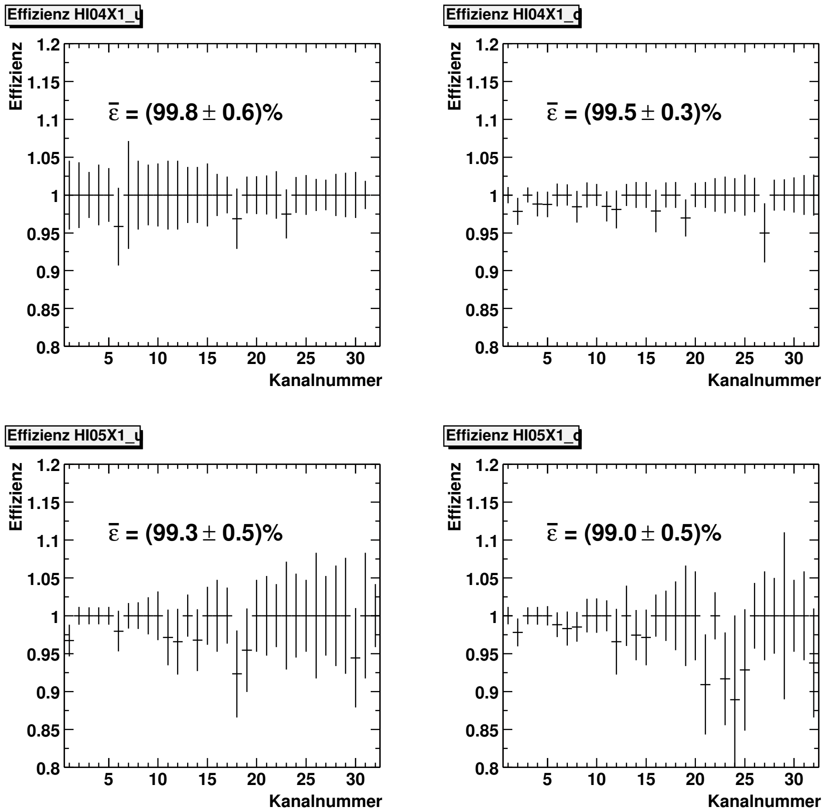

Abbildung 8.3: Effizienz der einzelnen Elemente der inneren Hodoskope.

8.1.2 Der kalorimetrische Trigger

Zeitverhalten

Eine gute Zeitauflösung ist auch für den Kalorimetertrigger wichtig, weil durch zufällige Koinzidenzen zwischen dem Hodoskoptrigger und dem Kalorimetertrigger die untergrundreduzierende Wirkung des Kalorimeters beschränkt wird. Deshalb wurden die Signale der 700 Kalorimetermodule durch die Verwendung verschieden langer Verzögerungskabel zeitlich aufeinander abgeglichen. Das nach diesem Zeitabgleich beobachtete Zeitspektrum des Kalorimetertriggers im Bezug auf den Hodoskoptrigger ist in Abbildung 8.4 dargestellt. Zu sehen ist in dieser Graphik die Zeitdifferenz zwischen Hodoskop- und Kalorimetertrigger. Die Breite der Verteilung beträgt $\sigma = 1.8\,\mathrm{ns}$.

Raten und zufällige Koinzidenzen

Um sicherzugehen, daß das Zeitverhalten des Triggersignals immer durch das zeitlich genauere Hodoskopsignal bestimmt wird, ist es für die Koinzidenzbildung nötig, zu garantieren, daß das Hodoskopsignal immer später als das Kalorimetersignal ankommt.

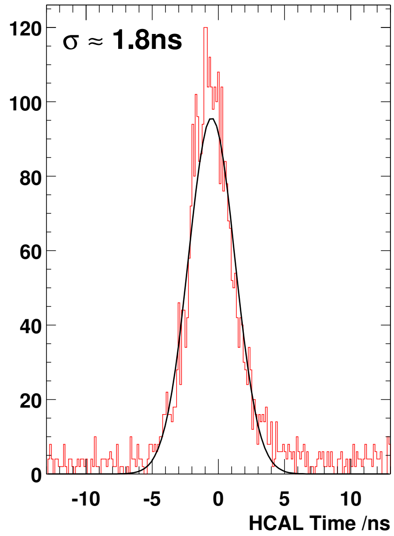

Abbildung 8.4: Zeitspektrum des Kalorimetertriggers aufgenommen mit dem inneren Hodoskoptrigger.

Um dies zu erreichen, wurde das Signal des kalorimetrischen Triggers verlängert und der Hodoskoptrigger zeitlich verzögert in das Koinzidenzmodul eingespeist. Durch die bei diesem Verfahren nötige Verlängerung des Kalorimetersignals wird die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen erhöht. Die Koinzidenzzeit zwischen Kalorimeter und dem inneren Hodoskoptrigger beträgt 18 ns. Die Rate des inneren Hodoskoptriggers beträgt bei einem y–Schnitt auf $y > 0.2$ 900 000 Trigger/Spill. In Tabelle 8.1 sind die Raten der einzelnen Kalorimetertrigger eingetragen. Dort findet man auch die berechnete und gemessene Anzahl von zufälligen Koinzidenzen pro Spill. Der Unterschied zwischen dem berechneten und dem gemessenen Wert konnte in einer Meßreihe auf periodische Strahlintensitätsschwankungen zurückgeführt werden. Definiert man eine effektive Spillänge durch den Quotienten zwischen der berechneten und der gemessenen Anzahl von zufälligen Koinzidenzen, so liegt diese effektive Spillänge bei 55 %.

	HCAL1	HCAL2	HCAL1 + HCAL2
Einzelrate [1/Spill]	183 k	214 k	393 k
Koinzidenzrate [1/Spill]	6290	6570	11600
zuf. Koinz. [1/Spill] berechn.	618	720	1330
zuf. Koinz. [1/Spill] gemessen	1040	1470	2480

Tabelle 8.1: Raten der kalorimetrischen Trigger. Erste Zeile: Einzelraten, zweite Zeile: Koinzidenzrate zwischen Kalorimeter- und Hodoskoptrigger.

Tabelle 8.1 zeigt, daß beim inneren Triggersystem ohne Veto pro Spill etwa 2500 Trigger durch zufällige Koinzidenzen entstehen. Dies entspricht 21 % der totalen Triggerrate. Bei zusätzlicher Verwendung des in Abschnitt 5.3 auf Seite 66 vorgestellten Vetosystems reduziert sich der relative Anteil der zufälligen Koinzidenzen auf 5 %.

Verbesserung der Triggerreinheit

Aufgabe des Kalorimeters ist die Unterdrückung von Untergrundereignissen, bei denen zwar ein Myon mit einer im Vergleich zur Strahlenergie reduzierten Energie auftritt, aber keine Photon–Gluon–Fusion stattgefunden hat. Zu diesen Untergrundquellen gehören z.B. die elastische Myon–Elektron–Streuung und Bremsstrahlungsereignisse aber auch die Fälle, in denen das einfallende Myon aufgrund der Energieunschärfe des Strahls von vornherein eine kleinere kinetische Energie besitzt. Ziel der folgenden Untersuchung ist es, herauszufinden wie gut der kalorimetrische Trigger diese Prozesse unterdrücken kann. Da der Kalorimetertrigger, wenn er ausreichend durch Absorber gegen den Einfluß von Elektronen abgeschirmt ist, alle zuvor genannten Prozesse gleichermaßen verwerfen wird, ist es ausreichend, den Unterdrückungsfaktor für eine dieser Reaktionen zu bestimmen. Für eine solche Untersuchung bietet sich die elastische μ–e–Streuung an, die durch ihre spezielle Kinematik leicht identifiziert werden kann. So besitzen elastische μ–e–Streuereignisse ein festes x_{Bj}, das durch das Verhältnis der Elektron- zur Protonmasse gegeben ist: $x_{\mathrm{Bj}} = 1/1838$. Die Abbildung 8.5 zeigt die x_{Bj}–Verteilung für Ereignisse, die den mit Veto versehenen inneren Hodoskoptrigger ausgelöst haben, ohne daß ein zusätzliches Kalorimetersignal gefordert worden wäre. Ausgewählt wurden nur Ereignisse, für die neben dem auslaufenden Myon noch mindestens ein weiteres auslaufendes Teilchen gefunden wurde.

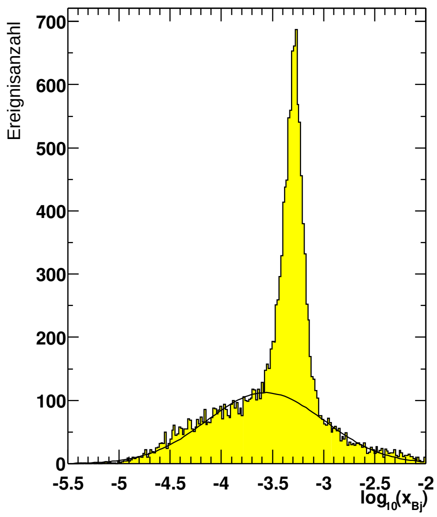

Abbildung 8.5: Die x_{Bj}–Verteilung von Ereignissen, die der innere Hodoskoptrigger ausgewählt hat. Die deutliche Überhöhung stammt von elastischer μ–e–Streuung.

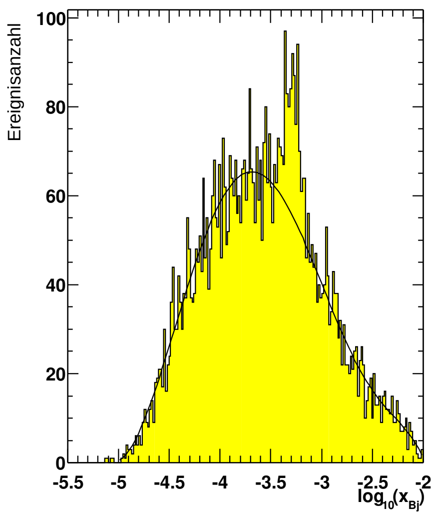

Abbildung 8.6: Das gleiche Spektrum wie 8.5 nur wurde zusätzlich verlangt, daß der Kalorimetertrigger gefeuert hat.

Deutlich erkennt man die Überhöhung an der Stelle $\log_{10} x_{Bj} = -3.26$, die durch elastische Myon–Elektron–Streuung verursacht wird. Verlangt man nun als zusätzliche Triggerbedingung ein Signal im Kalorimeter, so erhält man das in Abbildung 8.6 dargestellte Spektrum, in welchem der μ–e–Peak stark unterdrückt ist. Vergleicht man nun nach Abzug des unterhalb des Peaks liegenden Untergrundes die Flächen der beiden Erhöhungen, so findet man, daß das Kalorimeter die μ–e–Streuereignisse um einen Faktor 20 auf $(4.8 \pm 0.7)\,\%$ des ursprünglichen Wertes reduziert. Eine stärkere Unterdrückung des μ–e–Signals konnte aufgrund des im vorigen Abschnitt bestimmten

Anteils von zufälligen Koinzidenzen zwischen Hodoskop- und Kalorimetertrigger nicht erwartet werden.

Teilt man beide Histogramme durcheinander, so erhält man die in Abbildung 8.7 gezeigte Verteilung, in der man sieht, daß auch Ereignisse rechts und links vom μ–e–Peak unterdrückt werden. Dies liegt zum einen daran, daß auch diese Regionen von Untergrundereignissen (z.B. Bremsstrahlungsereignissen) bevölkert werden, und daß zum anderen mit dem Festlegen einer Mindesthadronenergie ein bestimmter Effizienzverlust des Kalorimetertriggers verbunden ist. Die Effizienz des Kalorimetertriggers läßt sich abschätzen, indem man in der Datenanalyse eine Ereignisklasse auswählt, die nur Signalereignisse, d.h. Streuereignisse, bei denen Hadronen entstehen, enthält. Eine Ereignisklasse, in der solche 'guten' Streuereignisse stark angereichert sein sollten, ist die Klasse aller Ereignisse, bei denen mindestens drei auslaufende Spuren an den primären Vertex angebunden sind. Wäre der Kalorimetertrigger nun 100 % effizient, würde man keine weitere Unterdrückung durch die Forderung nach einem zusätzlichen Kalorimetersignal erwarten. Tatsächlich beobachtet man (siehe Abb. 8.8) einen über den ganzen x_{Bj}–Bereich mehr oder weniger konstanten Faktor von 0.85. Daß die ausgewählte Ereignisklasse tatsächlich nicht ausschließlich aus inelastischen Streuereignissen zeigt der scheinbare Effizienzeinbruch im für die elastische Bereich μ–e–Streuung typischen x_{Bj}–Bereich, der signalisiert, daß die gewählte Ereignisklasse noch immer einige μ–e–Streuereignisse aufweist. Diese können auf mehrere Arten das Auswahlkriterium erfüllen. Zum einen kann es aufgrund der hohen Teilchenrate in der Nähe des Targets vorkommen, daß zufällig ein drittes auslaufendes Teilchen an den μ–e–Reaktionspunkt angeschlossen wird, zum anderen können zusätzlich zur elastischen Streuung auftretende Bremsstrahlungsprozesse für die nötige Teilchenmultiplizität sorgen. Der bestimmte Effizienzwert ist deshalb lediglich ein Schätzwert für die wahre Effizienz, die vermutlich über diesem Wert liegt. Eine einfache Monte–Carlo–Simulation liefert, unter der Berücksichtigung der Kalorimeterakzeptanz und Triggerschwelle, vergleichbare Werte [101] und bestätigt die Richtigkeit der Abschätzung.

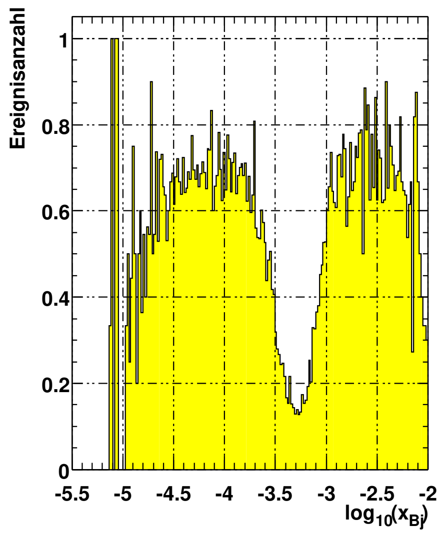

Abbildung 8.7: Verhältnis zwischen den x–Verteilungen aus Abb. 8.6 und 8.5

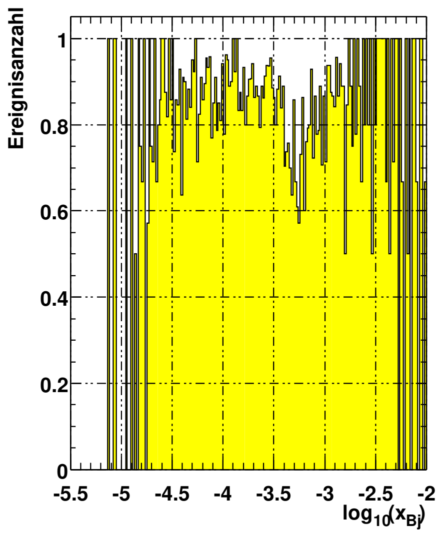

Abbildung 8.8: Kalorimetereffekt wenn es in dem Ereignis mindestens drei auslaufende Spuren gibt.

8.1.3 Das Vetosystem

Die dritte Triggerkomponente ist das in Abschnitt 5.3 beschriebene Vetosystem. Dieses System, das aus drei klassischen Vetowänden mit Strahlloch und den zum Veto verschalteten Teilen der beiden ersten Hodoskope aus szintillierenden Fasern besteht, wurde durchgehend mit Standard–NIM–Elektronik aufgebaut. Bei der Verwendung eines Vetosystems mit einer hohen Vetorate tritt das Problem auf, daß durch das häufige Veto zufällig gute Ereignisse verworfen werden. Dieses zufällige Verwerfen ('random veto') hat den gleichen Effekt wie eine Totzeit und reduziert die Anzahl erfaßbarer guter Ereignisse. Der in Abschnitt 5.3 beschriebene Vetoaufbau erzeugt eine Vetorate von 45 Millionen Signalen pro Spill (9 MHz). Um die durch das Veto verursachte Totzeit zu minimieren, wurde besondere Sorgfalt auf die Optimierung der Vetosignale gelegt. So wurden mittels eines TDCs alle Vetosignale zeitlich abgeglichen und durch die Aufnahme einer Antikoinzidenzkurve zwischen Vetosignal und Hodoskoptrigger der beste Zeitabgleich und die minimale Vetopulsbreite bestimmt. Die nach der Optimierung beobachtete Totzeit der einzelnen Vetokomponenten, die in der Tabelle 8.2 aufgelistet sind, zeigen, daß der größte Beitrag von den Zählern VI1 und VI2 stammt. Die Totzeit, die durch das gesamte Vetosystem verursacht wird, beträgt etwa 20 % und ist durch die von den verwendeten Elektronikmodulen erzeugten Mindestpulslängen bestimmt. Sie könnte durch den Bau oder Kauf geeigneter Elektronik um mindestens 5 % auf unter 15 % reduziert werden. Da die Verwendung des Vetos mit einer Totzeit von 20 % bezahlt werden muß, war es das Ziel, die ΔG–Trigger mit zusätzlichem Kalorimetertrigger (semi–inklusive Trigger) aber ohne Veto zu betreiben. Der DIS–Trigger, der ohne Kalorimeterbedingung (inklusiver Trigger) betrieben werden soll, benötigt aber in jedem Fall ein Veto. Die Tabelle 8.2 zeigt, wie die Verwendung verschiedener Vetostufen die Rate des Mitteltriggers reduziert. Der normierte Wert von 1.8 %, der durch die Verwendung des kompletten Vetosystems erreicht wird, entspricht 11000 Triggern/Spill (vergl. Tabelle 8.3). Die inklusive Version des Mitteltriggers verlangt also den Einsatz des gesamten Vetos, um eine handhabbare Triggerrate zu erzielen.

	IT–Rate [%]	MT–Rate [%]	Totzeit [%]
kein Veto	100	100	0
V_{bl}	59	22	2
VI1	36	31	6
VI2	41	37	12
VO1	87	58	2
V1 = VI1+VO1	32	6.2	7
V1+VI2	24	3.7	15
V1+VI2+V_{bl}	20.5	2.3	17
V1+VI2+V_{bl}+V_{Scifi}	NN	1.8	18

Tabelle 8.2: Die Reduktion der Rate des inneren und mittleren Triggersystems in Abhängigkeit von dem verwendeten Vetoaufbau. Dargestellt ist außerdem die Totzeit, die durch jede Vetokombination bei einer Strahlintensität von $2 \cdot 10^8\, \mu$/Spill erzeugt wird.

8.1.4 Die Triggerlogik

Die Skizze 8.9 zeigt den elektrischen Aufbau, mit dem aus den Signalen der Einzelkomponenten das Triggersignal erzeugt wird. Insgesamt werden neun Matrizen benötigt, um die Hodoskope der verschiedenen Systeme miteinander zu verknüpfen. In der Darstellung, die im übrigen den im Kapitel 5 eingeführten Konvention, die H5 Signale auf der horizontalen Achse aufzutragen, folgt, sind die aktiven Pixel der Matrizen dunkel unterlegt. In der linken oberen Ecke sind die beiden Matrizen zu sehen, die die beiden Hälften des inneren Triggersystems verschalten. Das abgebildete Matrixmuster entspricht einem Schnitt auf Energieverluste von mehr als 20 %. Die Ausgänge der beiden Matrizen werden durch ein logisches 'Oder' zum Hodoskoptrigger vereinigt. Dieser Hodoskoptrigger kann nun im nächsten Logikmodul je nach Notwendigkeit mit dem Signal des kalorimetrischen Triggers und dem Veto verknüpft werden, um das endgültige Triggersignal des inneren Systems zu erzeugen. Rechts daneben ist die Logik des Leitersystems abgebildet. Da die Szintillatoren der Leiterhodoskope breiter sind als die der inneren Hodoskope, ist der Energieschnitt nicht sehr scharf; das abgebildete Matrixmuster verbietet nur die physikalisch sinnlose Halbebene mit $y < 0$. In der rechten oberen Ecke ist die Matrix des ab 2002 verwendeten äußeren Triggersystems abgebildet. Dieses Triggersystem besteht aus drei Hodoskopen von denen jedes 16 Szintillatorelemente besitzt. Das abgebildete Matrixmuster weist die für einen geometrischen Trigger typische Diagonalstruktur auf.

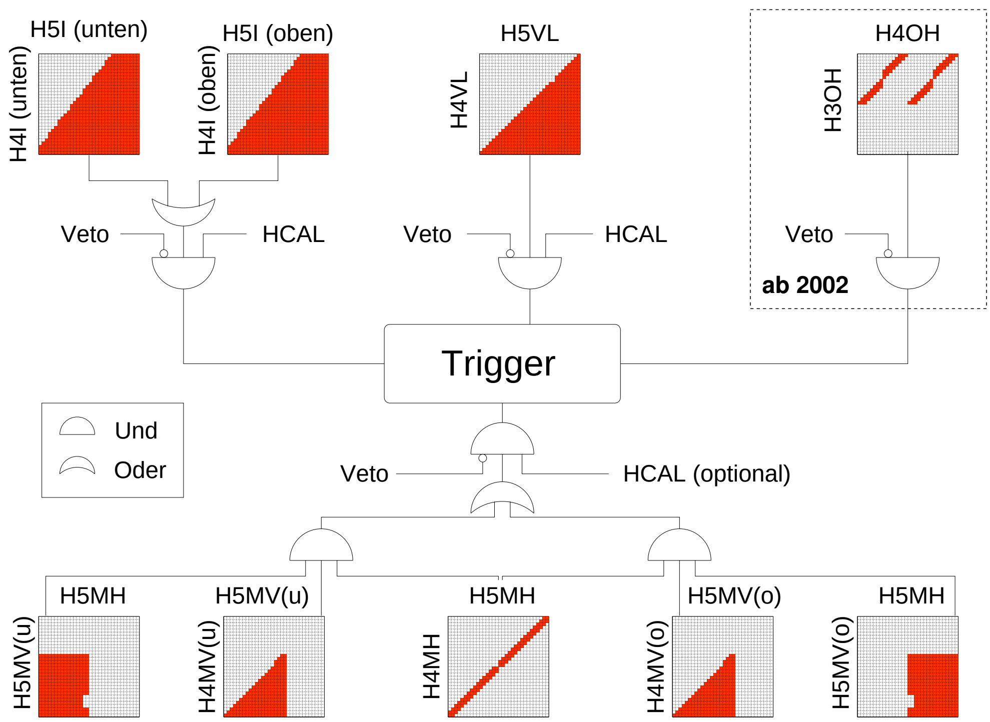

Abbildung 8.9: Darstellung der Triggerlogik.

Alle fünf Matrizen im unteren Teil der Abbildung erzeugen aus den zwei Hodoskoppaaren des Mittleren Systems den Hodoskoptrigger. Da die vertikalen Hodoskope in zwei Hälften geteilt sind, besteht der Elektronikaufbau aus zwei identischen Teilen, die sich in der Abbildung auf der rechten bzw. linken Hälfte befinden. In der Mitte sieht man – beiden Teilsystemen gemein – die Matrix, die die beiden horizontalen Hodoskope H4MH und H5MH miteinander verbindet. Das gewählte Matrixmuster realisiert den in Abschnitt 5.2 auf Seite 65 beschriebenen geometrischen Schnitt auf den Ursprung der Myonen. Links neben dieser Matrix findet man die Matrix der beiden vertikalen Hälften des H4MV und H5MV. Das Matrixmuster zeigt die für einen Energieschnitt typische Dreiecksform und verbietet wie beim Leitersystem Ereignisse mit $y < 0$. Die Matrix am linken Bildrand verknüpft das horizontale Hodoskop H5MH mit dem vertikalen H5MV. Der Überlapp zwischen horizontalen und vertikalen Szintillatorstreifen definiert Pixel, die nach Bedarf in der Matrix an- oder abgeschaltet werden. Dies erlaubt eine selektive Unterdrückung stark ratenbelasteter Regionen. Im abgebildeten Matrixmuster sind acht solcher Pixel in Strahlnähe deaktiviert worden.

Der zuvor beschriebene Aufbau entspricht dem idealen Triggersystem, in dem lediglich die ΔG–Trigger zusammen mit dem Kalorimetertrigger betrieben werden, während der mittlere Trigger ohne den Kalorimetertrigger auskommt und dessen Auswahl von DIS–Ereignissen nicht durch die vom Kalorimetertrigger geforderte Mindesthadronenergie verzerrt wird.

Daß dieser Trigger die nötige Selektivität aufweist, um eine genügend kleine Triggerrate zu erreichen, zeigt Tabelle 8.3, in der die Raten aller drei Triggersysteme für verschiedene Zusatzbedingungen aufgelistet sind. Die jeweils fett gedruckten Zahlen stehen für die im Jahr 2001 gewählte Triggerbedingung. Die Summe dieser Zahlen beträgt 19300 Trigger pro Spill und liegt damit unterhalb des von der Datenerfassung verarbeitbaren Wertes. Wie man sieht, benötigen die ΔG–Trigger entgegen unserem Wunsch ein zusätzliches Vetosignal. Das liegt im wesentlichen daran, daß die Schwelle des Kalorimetertriggers in diesem Jahr auf den konservativ niedrigen Wert des 2.5 fachen Myonsignal gesetzt wurde. Dies hat insbesondere Auswirkungen auf die Selektivität des Leitertriggers, dessen Hodoskope mit dem Kalorimeter überlappen, so daß mindestens ein Myon das Kalorimeter passieren muß, wodurch die Schwelle effektiv abgesenkt wird.

Triggerbedingung	IT	MT	LT
Hodoskope mit Matrixschnitten = Hod	701	796	391
Hod $\cdot\overline{\text{Veto}}$	109	**11**	20
Hod $\cdot$ Kalorimeter	12	41	30
Hod $\cdot$ Kalorimeter $\cdot\overline{\text{Veto}}$	**5.3**	1.2	**3.1**

Tabelle 8.3: Triggerraten der drei Hodoskoptrigger mit verschiedenen Zusatzbedingungen in 1000 Triggern pro Spill. Diese Raten sind bei voller Intensität von $2 \cdot 10^8 \mu$/Spill aufgenommen worden.

8.2 Vorläufige Ergebnisse der Datenanalyse

Während der beiden letzten Wochen der 2001–Strahlzeit wurden mit diesem Trigger 15 TByte an Daten gesammelt. Im folgenden Abschnitt sollen einige vorläufige Ergebnisse der Analyse dieser Daten präsentiert werden [102].

Die Abbildung 8.10 stellt in einem sogenannten 'Event Display' die rekonstruierten Teilchenspuren eines Ereignisses zusammen mit den Detektoren dar. Man sieht das einfallende Strahlteilchen und drei vom Target ausgehende Spuren geladener Teilchen. Das gestreute Myon, das den vor H5I plazierten Myonfilter passiert, trifft die beiden inneren Hodoskope. Die beiden anderen Teilchen werden im Myonfilter des ersten Spektrometers bzw. vom nicht eingezeichneten Hadronkalorimeter absorbiert.

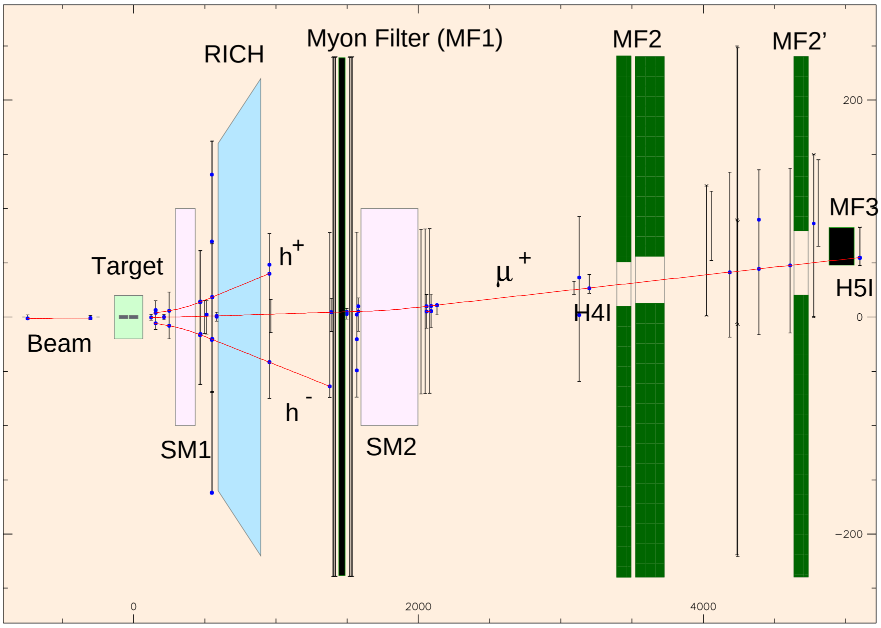

Abbildung 8.10: Rekonstruktion der Teilchenspuren eines Ereignisses im COMPASS–Spektrometer. Neben dem gestreuten Myon sind zwei weitere geladene Teilchenspuren rekonstruiert worden.

8.2.1 Vertexrekonstruktion

Nachdem die Spuren der Teilchen eines Ereignisses rekonstruiert wurden, versucht man anhand der Spuren nachzuvollziehen, welche Reaktionen in diesem Ereignis stattgefunden haben. Dabei erkennt man Reaktionen daran, daß sich an einem Punkt mehrere Spuren treffen. Den Schnittpunkt mehrerer Spuren bezeichnet man als Vertex. Es gibt zwei Klassen von Vertices:

- **Primärvertex:**
  Im allgemeinen ist die erste Reaktion eines Ereignisses die Streuung des Myons im Target. Den aus dieser Streuung resultierenden Vertex nennt man Primärvertex. Primärvertices zeichnen sich demnach dadurch aus, daß sich in ihnen die Spuren des ein- und auslaufenden Myons treffen. Zusätzliche assoziierte Spuren können durch die in der Streureaktion erzeugten Teilchen entstehen.

- **Sekundärvertex:**
  Eine zweite Klasse von Vertices, die sogenannten Sekundärvertices, entstehen durch nachgeordnete Prozesse, wie den Zerfall eines im Streuprozeß produzierten Teilchens. Diese Vertices müssen keine Myonspur enthalten. Ob der Sekundärvertex

vom Primärvertex getrennt werden kann, hängt von der Lebensdauer des zerfallenden Teilchens und der Genauigkeit, mit der die Vertexposition gemessen werden kann, ab.

Einer der wichtigen Parameter des COMPASS–Spektrometers ist die Genauigkeit, mit der die Position der Primärvertices gemessen werden kann. Die Vertexauflösung längs des Strahls muß deutlich besser als 10 cm sein, um eindeutig jeden Vertex einer Targethälfte zuordnen zu können. Da der Trigger für quasi–reelle–Photonen auch Myonen mit Streuwinkeln bis hin zu 0° erfaßt, kann allein mit den Myonspuren keine ausreichende Vertexauflösung erreicht werden. Deshalb zeigt die Abbildung 8.11 die gemessene Vertexverteilung ausschließlich für Vertices mit mehr als einem auslaufenden Teilchen.

Wie man sieht, sind beide Targethälften gut separiert. Dies gilt besonders, wenn man berücksichtigt, daß sich auch außerhalb der Targetzellen Material, wie z.B. das flüssige Helium und die Austrittsflansche des Kryostaten befindet. Die beobachtbare Abnahme der Anzahl der rekonstruierten Vertices für strahlaufwärts liegende Vertices resultiert aus der abnehmenden Akzeptanz des Solenoidmagneten für Hadronen.

Abbildung 8.12 zeigt für dieselbe Klasse von Vertices die erreichte Genauigkeit der Vertexposition entlang der Strahlachse. Der wahrscheinlichste Wert dieser Verteilung ist 1 cm und für 85 % der Vertices ist die Auflösung besser als 5 cm. Damit können 98.875 % aller Vertices mit mehr als $3\,\sigma$–Sicherheit einer Targethälfte zugeordnet werden.

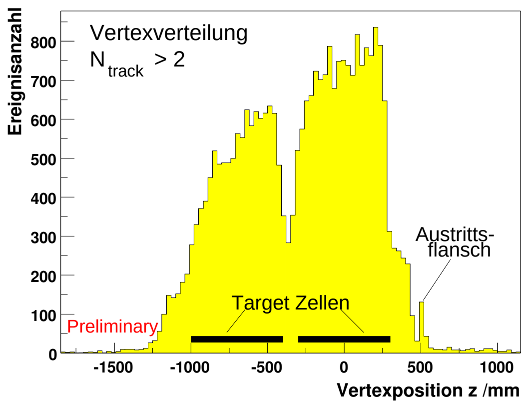

Abbildung 8.11: Verteilung der gemessenen z-Position für Vertices mit mehr als einer auslaufenden Spur.

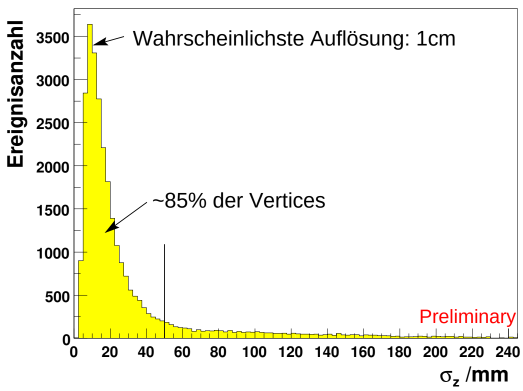

Abbildung 8.12: Genauigkeit der Messung der Vertexposition entlang der Strahlachse für Vertices mit mehr als einer auslaufenden Spur.

8.2.2 Kinematischer Bereich des Triggers

Findet man einen Primärvertex, d.h. einen Vertex, an den die Spuren des einlaufenden und auslaufenden Myons angebunden sind, kann man die kinematischen Variablen des Streuprozesses bestimmen. Die Abbildung 8.13 zeigt die gemessenen Werte für y und Q^2 für verschiedene Triggerbedingungen und illustriert so, welches Triggersystem welche kinematische Region abdeckt. Wie man sieht, sind der innere Trigger und der Leitertrigger im wesentlichen auf Ereignisse mit $Q^2 < 0.3\,\mathrm{GeV}^2$ sensitiv und die Akzeptanz des Mitteltriggers ist durch den geforderten minimalen Streuwinkel von 4 mrad auf Impulsübertrage von $Q^2 > 0.2\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt.

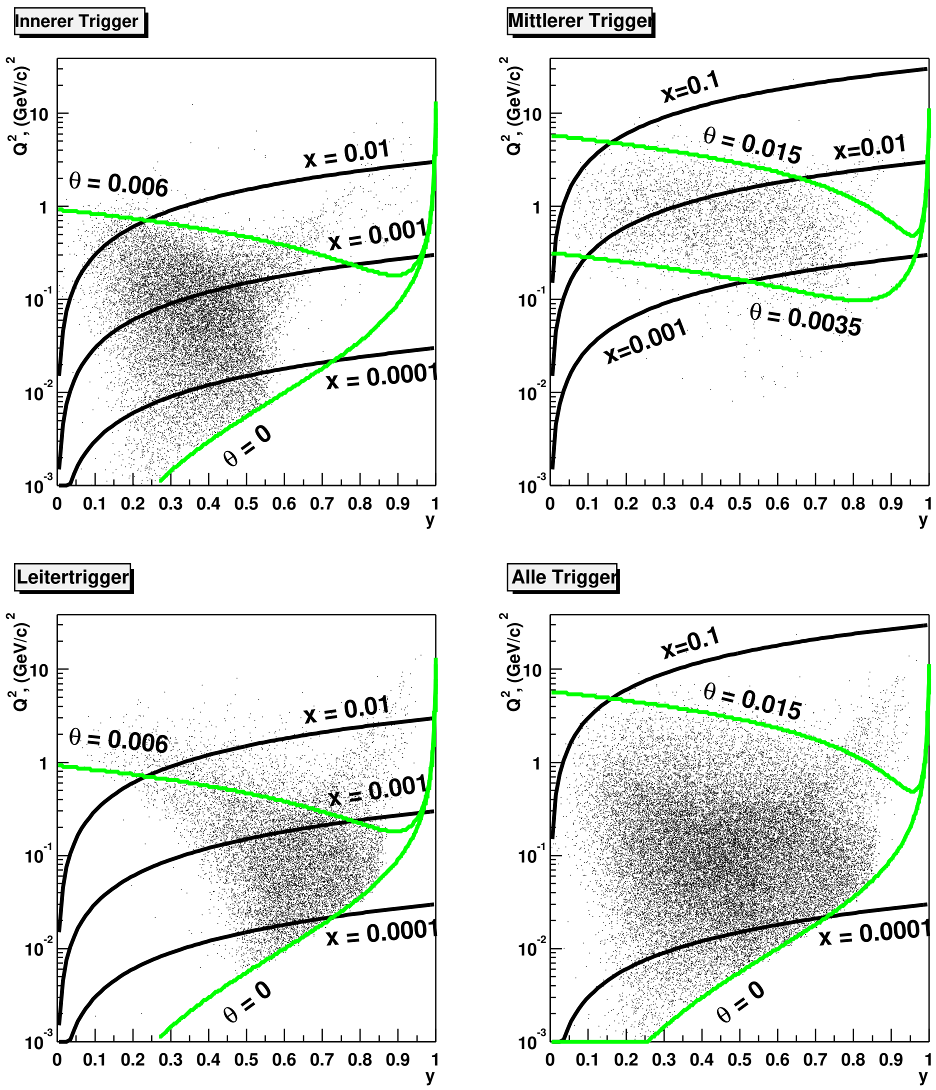

Abbildung 8.13: Verteilung der mit den einzelnen Triggersubsystemen des ΔG–Triggers aufgenommenen Ereignisse in der y–Q^2–Ebene.

Die gemessenen Verteilungen der Abbildung 8.13 entsprechen genau den in Abbildung 8.14 dargestellten simulierten Akzeptanzen der einzelnen Triggersysteme.

8.2.3 Die Triggereffizienz

Zur Bestimmung der Effizienz des Triggersystems ist es zweckmäßig, die beiden Teilsysteme – Hodoskop- und Kalorimetertrigger – getrennt zu betrachten.

Eine Abschätzung der Kalorimetertriggereffizienz findet sich in Abschnitt 8.1.2. Dort waren aus einer Datenmenge, die mit dem Hodoskoptrigger gesammelt worden war, mittels der vorhandenen Vertex- und Spurinformationen eine Teilmenge ausgewählt worden, die in erster Linie echte Streureaktionen beinhalten sollte. Bestünde diese Teilmenge ausschließlich aus Ereignissen mit Streureaktion, so erwartete man, daß jedes dieser Ereignisse auch den Kalorimetertrigger ausgelöst hat. Tatsächlich findet man

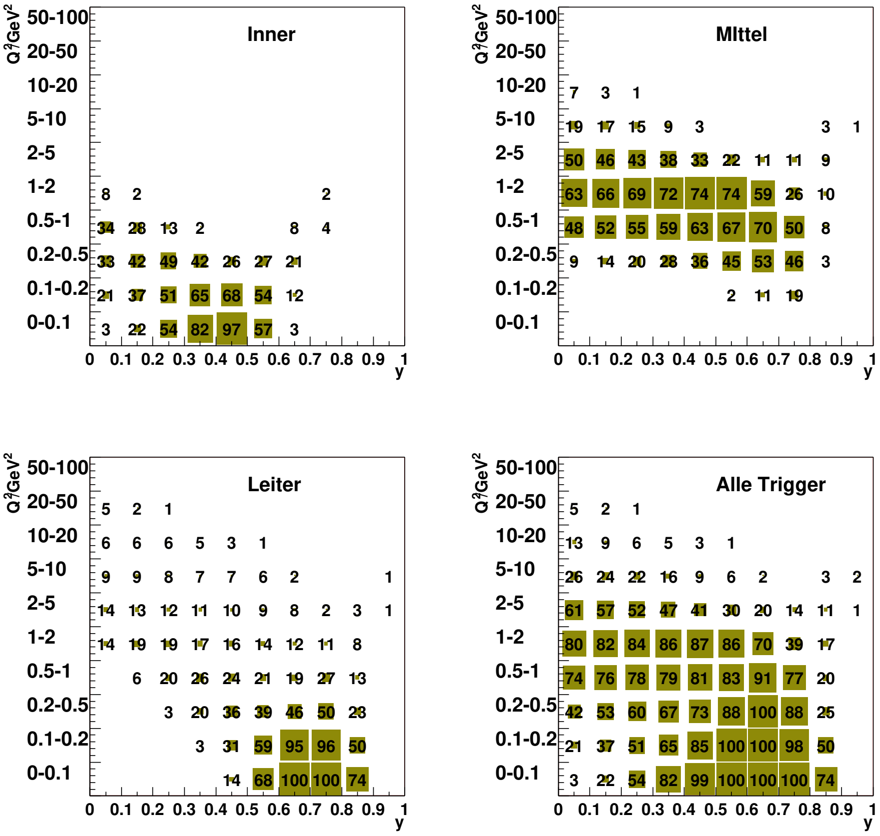

Abbildung 8.14: Simulierte Akzeptanz der einzelnen Triggersubsysteme des ΔG–Triggers in der y–Q^2–Ebene angegeben in % [103].

aber nur in 85 % der Fälle das Kalorimetertriggersignal und erhält diesen Wert als Abschätzung der Effizienz.

Die Effizienz der Hodoskoptrigger kann nun in analoger Weise bestimmt werden. Aus einer mit dem Kalorimetertrigger gesammelten Datenmenge wählt man diejenigen Ereignisse aus, die einen Primärvertex aufweisen und eine Spur, deren Extrapolation eines der Hodoskopsysteme trifft. Von diesen Ereignissen sollte der entsprechende Hodoskoptrigger ausgelöst worden sein. Das Verhältnis zwischen der Anzahl von Ereignissen aus dieser Klasse, die tatsächlich einen Hodoskoptrigger auslösten, zur Gesamtzahl von Ereignissen in dieser Klasse bestimmt die Effizienz dieses Hodoskoptriggersystems. Die so bestimmten Effizienzwerte stellen eine Abschätzung der tatsächlichen Effizienz dar, da sie auf der Extrapolation der Spuren der Myonkandidaten beruht und aus statistischen Gründen auf die Identifikation des Myons verzichtet wird. Die wahre Effizienz wird also größer sein, als der mit diesem Verfahren bestimmte Wert.

Abbildung 8.15 zeigt die so bestimmten Effizienzen für das Leiter und das mittlere Hodoskopsystem in Abhängigkeit von Q^2 und y. Der statistische Fehler jedes Histogrammeintrags ist unterschiedlich, der relative Fehler in jedem Pixel ist aber kleiner als 10 %. Die gemittelte Effizienz des Leitersystems beträgt 85 ± 2 %. Für das mittlere System findet man eine Effizienz von 75 ± 2 %[a]. Die kleinere Effizienz des Mitteltriggers deutet auf einen zu scharfen Matrixschnitt bei den geometrischen Triggern hin.

[a]Angegeben sind allein die statistischen Fehler.

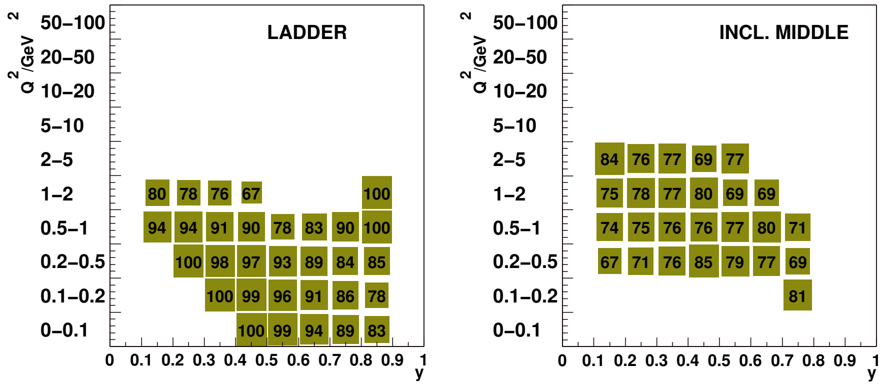

Abbildung 8.15: Gemessene Effizienz zweier Hodoskoptriggersysteme.

Aus den Effizienzen der Einzelsysteme läßt sich nun durch Multiplikation die Effizienz des Gesamtsystems bestimmen. So hat der Leitertrigger, wenn er als semi–inklusiver Trigger betrieben wird, eine Effizienz von 72 %, während das mittlere Triggersystem mit Kalorimeter eine Effizienz von 64 % erreicht. Bei der Berechnung der endgültigen Triggereffizienz muß zusätzlich die Vetototzeit berücksichtigt werden, die von dem verwendeten Vetosystem abhängt.

8.2.4 Teilchenproduktion

Die Identifikation der im Streuprozeß erzeugten Teilchen erfolgt über ihre Masse, die aus den Zerfallsprodukten bestimmt werden kann. Für eine solche Massenbestimmung wählt man zunächst einen Zerfallskanal aus, z.B. $\mathrm{K}_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Danach sucht man sich aus der Menge aller Vertices diejenigen heraus, von denen eine Spur eines positiven Teilchens und eine Spur eines negativen Teilchens ausgehen. Für diese beiden Spuren bildet man nun die Summe der Viererimpulse, deren Quadrat dem Quadrat der (invarianten) Masse des zerfallenen Teilchens entspricht.

Da die Analyse der Daten des RICH bisher keine Teilchenidentifikation zuläßt, ist man bei der Berechnung der invarianten Masse auf Hypothesen angewiesen. Die bei weitem häufigsten Zerfallsprodukte sind Pionen, deshalb nimmt man an, daß alle Teilchen, die nicht als Myonen identifiziert werden, Pionen sind. Abbildung 8.16 zeigt das Spektrum der invarianten Massen. Man sieht deutlich zwei Spitzen, deren Maxima bei 495 bzw. 750 MeV liegen und die dem Zerfall des neutralen Kaons K_s^0 und des neutralen Vektormesons ρ^0 in zwei Pionen zugeordnet werden.

Erzeugt man dasselbe Spektrum für Vertices, die hinter dem Target liegen, so gelingt es, den Peak des relativ langlebigen[b] K_s^0 zu isolieren (cf. Abb. 8.17). Die Breite des Peaks der Massenverteilung liegt mit 7 MeV nur 30 % über den Voraussagen der Simulationen [104]. Dies ist ein wichtiges Indiz dafür, daß auch die angestrebte Massenauflösung für die D^0–Masse erreicht werden kann.

Eine elegante Methode, um nach Zerfällen neutraler Teilchen zu suchen, bietet die sogenannte Armenteros–Darstellung [105, 106]. In dieser Darstellung trägt man für jedes Paar von positiven und negativen Teilchen den Transversalimpuls gegen die Asym-

[b]Ein K_s^0 mit einer Energie von 10 GeV hat eine Zerfallslänge von etwa 60 cm.

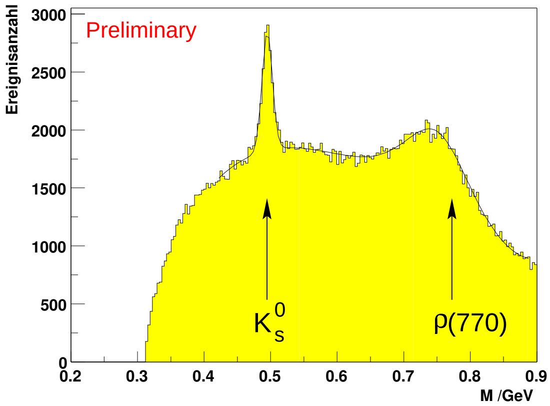

Abbildung 8.16: Spektrum der invarianten Masse aller Paare von unterschiedlich geladenen Spuren. Deutlich sieht man Peaks an der Stelle der Kaon und der ρ Masse.

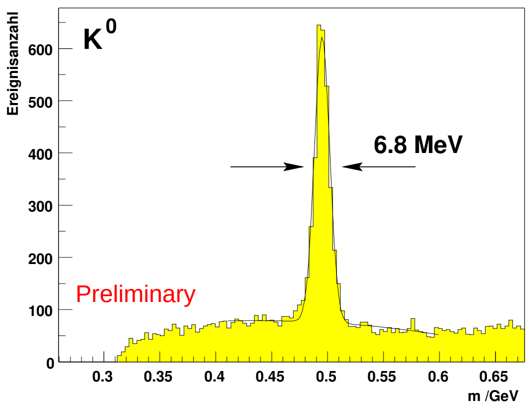

Abbildung 8.17: Dasselbe Spektrum wie in Abb. 8.16 mit der zusätzlichen Bedingung, daß der Vertex mindestens 10 cm strahlabwärts vom Target liegt.

metrie der longitudinalen Impulse der einzelnen Teilchen gegeneinander auf. Der Zerfall eines Teilchens äußert sich dann in dem Erscheinen einer ellipsoidalen Verteilung.

Abbildungen 8.18 und 8.19 zeigen die zu den Massenspektren in Abbildung 8.16 und 8.17 gehörigen Armenteros–Darstellungen. Man sieht in beiden Armenteros–Darstellungen klar die Resonanzgebiete von ρ–Meson und Kaon. Die Eleganz dieser Analysemethode wird in den beiden Teilellipsen in der rechten und linken unteren Bildecke der Abbildung 8.19 deutlich. Da beim Erstellen der Armenteros–Darstellung keine Annahme über die Identität der beteiligten Teilchen gemacht werden, sieht man hier die charakteristischen Kurven für den Zerfall $\Lambda \to p\pi^-$ bzw. $\overline{\Lambda} \to \overline{p}\pi^+$. Die Abbildung 8.20 zeigt die entsprechende Verteilung der invarianten Masse. Die Breite des Λ–Peaks beträgt 3 MeV und liegt nur geringfügig über dem von der Simulation vorausgesagten Wert.

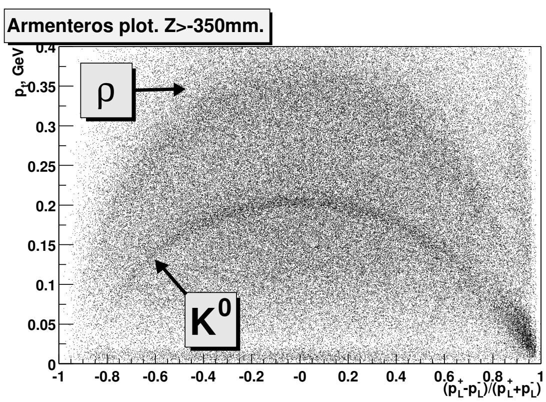

Abbildung 8.18: Armenteros–Darstellung aller Paare von unterschiedlich geladenen Spuren. Trotz des hohen Untergrunds sind die Ellipsen, die dem K^0 bzw. dem ρ^0 entsprechen, zu erkennen.

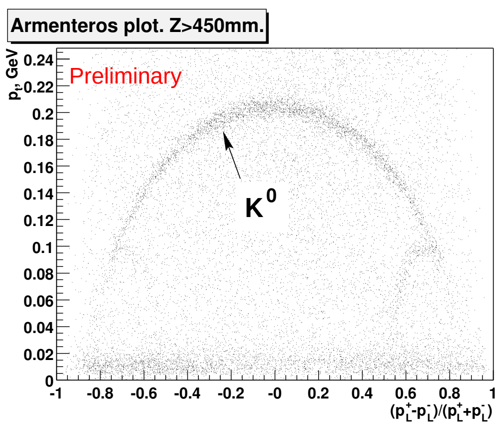

Abbildung 8.19: Mit einem zusätzlichen Schnitt auf die Vertexposition klärt sich das Bild und man sieht ein deutliches Kaonsignal und auch das Signal der Λ–Hyperonen.

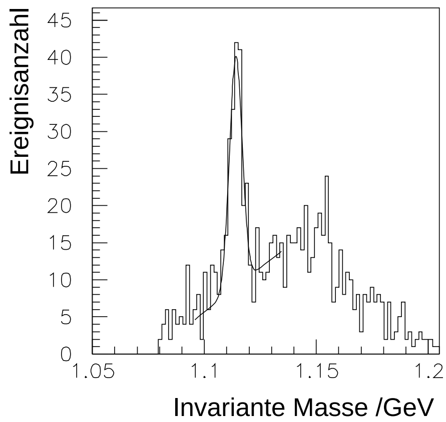

Abbildung 8.20: Verteilung der gemessenen invarianten Masse. Die Breite des Λ–Peaks beträgt 3 MeV.

8.3 Das 2002–Triggersystem

Für die Strahlzeit im Jahr 2002 wurde die Anzahl der Detektoren des Spektrometers vergrößert. Zum einen wurden die im Jahr 2001 fehlenden Spurdetektoren ergänzt und damit die erste Ausbaustufe des Spektrometers vervollständigt, zum anderen wurde die Q^2–Akzeptanz des Spektrometers durch die Fertigstellung der äußeren Triggerhodoskope und entsprechend großflächiger Driftkammern erhöht. Der kinematische Bereich des gesamten Triggersystems ist in Abbildung 8.21 dargestellt.

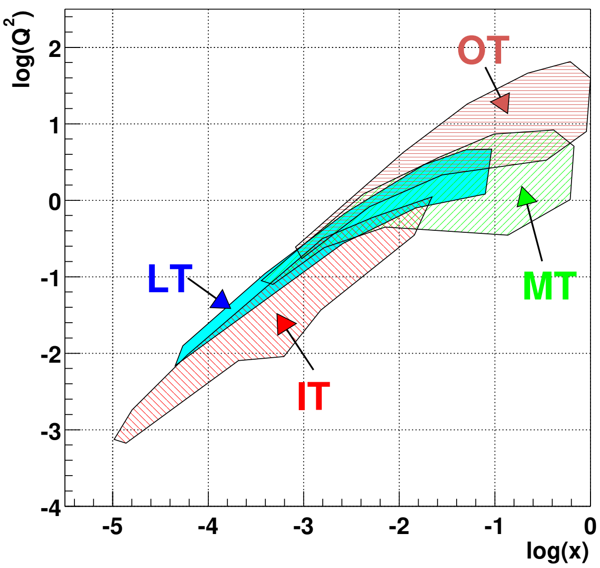

Abbildung 8.21: Kinematischer Bereich der im Jahr 2002 zur Verfügung stehenden Triggersysteme.

Das äußere Triggersystem besteht aus insgesamt drei Hodoskopen (vergl. Tabelle 5.3), deren erstes H3OH unmittelbar hinter dem Spektrometermagneten SM2 hängt und mit einer Fläche von 2×1 m die gesamte Magnetöffnung abdeckt. Die zweite Station besteht aufgrund der großen abzudeckenden Fläche aus zwei nebeneinander hängenden

Hodoskopen H4OS und H4OJ. Für die Verschaltung dieser Hodoskope ist, wie in Abbildung 8.9 zu sehen ist, lediglich eine Matrix nötig. Wie das mittlere Triggersystem soll auch das äußere Triggersystem ohne den Kalorimetertrigger betrieben werden. Die Hodoskope konnten am Beginn der Strahlzeit erfolgreich in Betrieb genommen werden. Zusätzlich zum Neuaufbau des äußeren Triggers wurde die Bestückung der Hadronkalorimeter mit der nun vierlagigen Summationselektronik fertiggestellt.

Die Anzahl der durch das Gesamtsystems erzeugten Trigger pro Spill sind in der Tabelle 8.4 zusammengefaßt und haben sich im Vergleich zum Vorjahr nur geringfügig geändert. Um die durch das Vetosystem erzeugte Totzeit zu reduzieren, wurde für die Triggersysteme, die als semi–inklusive Trigger mit Kalorimeter betrieben werden, ein eigenes Vetosystem zusammengestellt. Beim sogenannten V' werden die Vetokomponenten mit den höchsten Raten (VI1, VI2 und $\mathrm{V}_{\mathrm{Scifi}}$) nicht verwendet. Die Totzeit dieses Vetos liegt bei 7 %. Die Totzeit des kompletten Vetos ($\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}$) beträgt rund 20 %.

Triggerbedingung	IT	MT	LT	OT
Hodoskope mit Matrixschnitten = Hod	805	817	313	373
Hod $\cdot\overline{\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}}$	70	**11**	13	**6**
Hod $\cdot\overline{\mathrm{V}'}$	377	132	102	25
Hod $\cdot$ Kalorimeter	**11**	24	15	22
Hod $\cdot$ Kalorimeter $\cdot\overline{\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}}$	4.0	**1.1**	2.0	0.5
Hod $\cdot$ Kalorimeter $\cdot\overline{\mathrm{V}'}$	8.4	5.0	**6.0**	1.9

Tabelle 8.4: Triggerraten der vier Hodoskoptrigger mit verschiedenen Zusatzbedingungen in 1000 Triggern pro Spill. Diese Raten sind bei voller Intensität von $2.1 \cdot 10^8 \mu/\mathrm{Spill}$ aufgenommen worden. Fett unterlegt sind die in dieser Strahlzeit zur Datennahme verwendeten Triggerbedingungen.

Der für die Strahlzeit im Jahr 2002 verwendete Trigger besteht aus dem inneren Trigger mit Kalorimeter, dem Leitertrigger mit Kalorimeter und mit V' und dem äußeren Trigger mit $\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}$ sowie dem Mitteltrigger, der sowohl als semi–inklusiver Trigger (mit Kalorimeter und $\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}$) als auch mit einem Prescalefaktor von zwei als inklusiver Trigger verwendet wird.

$$\mathrm{Trigger} = \mathrm{ITC} + \mathrm{MT}\overline{\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}}\mathrm{C} + \frac{1}{2}\mathrm{MT}\overline{\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}} + \mathrm{LT}\overline{\mathrm{V}'}\mathrm{C} + \mathrm{OT}\overline{\mathrm{V}_{\mathrm{tot}}}$$

Die Triggerrate beträgt rund 26000 Trigger pro Spill und kann gerade noch von der Datenerfassung verarbeitet werden. Bis Ende der Strahlzeit am 28. September wurden mit dem beschriebenen Trigger $3.8 \cdot 10^9$ Ereignisse mit longitudinaler Targetpolarisation, die zur Bestimmung von ΔG verwendet werden können und $1.2 \cdot 10^9$ Ereignisse mit transversaler Targetpolarisation aufgezeichnet.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Entwicklung, die Konstruktion und der Aufbau des Triggersystems für das Myonprogramm des COMPASS–Experiments beschrieben. Eines der Hauptziele dieses Experiments ist die direkte Messung der polarisierten Gluonverteilung ΔG durch tiefinelastische Streuung von polarisierten Myonen an polarisierten Proton- und Deuterontargets.

Deshalb soll der Trigger neben gewöhnlichen tiefinelastischen Ereignissen mit einem Impulsübertrag von $Q^2 > 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ (DIS–Trigger) auch die für die Messung von ΔG wichtigen Streuereignisse mit quasi–reellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) auswählen (ΔG–Trigger). Das Triggersystem zerfällt entsprechend in zwei Teilsysteme und besteht insgesamt aus:

- Neun Plastikszintillatorhodoskope mit insgesamt 384 Szintillatorelementen und 560 Photomultipliern. Diese Hodoskope werden mit einer eigens entwickelten schnellen Koinzidenzelektronik verschaltet, so daß sie gezielt auf Myonen mit einer gewissen Energie (Energieverlusttrigger für ΔG) oder einem bestimmten Ursprungsort (geometrischer Trigger für DIS) empfindlich sind. Durch sorgfältige Auswahl der Hodoskopkomponenten und der Elektronik konnte bisher eine Koinzidenzzeitauflösung von weniger als 3 ns erreicht werden.

- Der wichtigste Zusatz zum ΔG–Trigger bildet der Kalorimetertrigger. Die Signale der knapp 700 Module der beiden Hadronkalorimeter (HCAL1 und HCAL2) werden durch eine selbstentwickelte Summationselektronik so aufgearbeitet, daß Hadronen, die mit einer Mindestenergie von 6 GeV eines der Kalorimeter treffen, ein Triggersignal auslösen. Die Forderung dieses Triggersignals in Koinzidenz mit dem Hodoskopsignal, reduziert den Untergrund aus Bremsstrahlungs- und elastischen Myon–Elektron–Streuereignissen in wesentlicher Weise.

- Eine Kombination von vier Vetosystemen sorgt für die notwendige Unterdrückung der Myonen des Strahlhalos. Der komplexe Vetoaufbau limitiert nicht nur die Strahlablage der Myonen, sondern beschränkt gleichzeitig deren Winkel. Durch den Einsatz des Vetos ist es möglich, den DIS–Trigger ohne das zusätzliche Kalorimetersignal zu verwenden.

Der Aufbau eines der beiden Hodoskopsysteme des ΔG–Triggers wurde im Detail beschrieben. Dabei handelt es sich um das sogenannte innere System, das den Bereich der kleinen Energieverluste von $y = 0.2$ bis $y = 0.5$ abdeckt und daher nahe am Strahl steht. Aufgrund der Strahlnähe und dem damit verbundenen hohen Fluß von Myonen wird an dieses Hodoskopsystem bezüglich Zeitauflösung und Ratenstabilität die höchsten Ansprüche gestellt.

Die Entwicklung und der schrittweise Aufbau des Triggersystems begann im Jahre 1997 und endete fünf Jahre später im Jahr 2002. Die kontinuierliche Entwicklungsarbeit und die wichtigsten Überlegungen, die hinter dem endgültigen Triggeraufbau stecken, werden anhand von ausgewählten Ergebnissen der verschiedenen Strahlzeiten am M2–Myonstrahl am CERN (1999–2001) dokumentiert.

Rechtzeitig zur Strahlzeit im Jahre 2001 konnten sechs der neun Hodoskope zusammen mit der HCAL–Summationselektronik und dem Vetosystem aufgebaut werden. Das fertiggestellte Triggersystem umfaßte damit den gesamten für die ΔG Messung interessanten kinematischen Bereich ($Q^2 < 5\,\mathrm{GeV}^2$). Der Trigger wurde erfolgreich in Betrieb genommen und für die Datennahme verwendet. Anhand der Daten konnten zum einen die Hodoskopeffizienzen ($\approx 99\,\%$), Koinzidenzzeiten (2.8 ns) und Triggereffizienzen bestimmt werden; zum anderen aber auch erste Vertexverteilungen gemessen und Kaonen, ρ–Mesonen und Λ–Hyperonen in den entsprechenden Massenspektren gefunden werden.

Für die Strahlzeit im Jahr 2002 wurde die Vervollständigung der Triggerakzeptanz bei großen Impulsüberträgen vorgenommen. Dazu wurden die drei Hodoskope des äußersten Triggersystems konstruiert und gebaut. Diese konnten zu Beginn der laufenden Strahlzeit erfolgreich in Betrieb genommen und in das Triggersystem integriert werden.

Neben dem in dieser Arbeit beschriebenen Triggersystem konnte für die Strahlzeit die in Kapitel 4 beschriebene erste Ausbaustufe des COMPASS–Spektrometers aufgebaut werden, so daß in der knapp hunderttägigen Meßperiode die ersten für eine physikalische Analyse interessanten Daten genommen werden konnten. Im Mittelpunkt der Analysen steht die Extraktion der Gluonpolarisation ΔG. Ergänzend zu dieser Messung, die mit longitudinaler Strahl- und Targetpolarisation durchgeführt wird, wurden Daten mit transversal ausgerichteter Targetpolarisation gesammelt. Die Mittelfristige Planung sieht vor, daß dieser ersten Meßperiode in den Jahren 2003 und 2004 zwei weiter Strahlzeiten, in denen die statistische Genauigkeit der oben genannten Messungen verbessert werden soll, folgen werden. In der darauf folgenden einjährigen Strahlpause am SPS, böte sich die Gelegenheit, das Spektrometer durch den Bau der zweiten Ausbaustufe zu ergänzen. Ein zentraler Punkt dieser Ergänzung wäre der Bau eines zweiten Cherenkovzählers, der Teilchen mit höheren Energien identifizieren könnte.

Die Aufgabe der Triggergruppe in den kommenden Jahren wird zum einen aus der Optimierung des bestehenden Triggeraufbaus zum andern aus der Schaffung neuer Triggerkomponenten bestehen. Im Rahmen der Optimierungsarbeiten spielt die Reduktion der durch das Veto bedingten Totzeit, die im Moment 20 % beträgt, eine wichtige Rolle. Die Schwachstelle des Vetosystems, die die Vetototzeit festlegt, ist die Signalaufbereitung mit konventioneller NIM–Elektronik. Dieser Elektronikaufbau müßte durch neue Komponenten ersetzt werden. Als zusätzliche Triggerkomponenten sind neue Hodoskope, die vor dem zweiten Spektrometermagneten aufgehängt werden und so die Q^2–Akzeptanz wesentlich vergrößern könnten, im Gespräch. Auch über die Schaffung einer zweiten Triggerstufe – eines Softwaretriggers – sollte nachgedacht werden. Dieser Softwaretrigger würde erst nach der Auslese der Detektoren einsetzen und durch erste Analysen der Daten neue, kompliziertere Triggerbedingungen erlauben. So wäre es zum Beispiel denkbar, in einem ersten Schritt in den Daten bei jedem Ereignis nach einem vollständig rekonstruierbaren einfallenden Myon zu suchen und Ereignisse ohne ein solches Strahlteilchen zu verwerfen. Eine Möglichkeit durch einen Softwaretrigger die Reinheit des inneren Triggersystems zu verbessern, ist in Abschnitt 7.6.2 aufgezeigt worden. Bei einer Analyse der Winkel der einfallenden Myonen, die einen Trigger auslösen können, wurde deutlich, daß besonders Strahlmyonen mit einer Steigung von 2 mrad vom inneren Trigger erfaßt werden. Je nach Größe der zur Verfügung stehenden Rechenleistung könnte man z.B. versuchen, Vertices zu rekonstruieren und Ereignisse ohne einen Reaktionsvertex verwerfen.

Das COMPASS–Spektrometer bietet die Möglichkeit, neben der schon erwähnten Gluonpolarisation und den in der Messung mit transversalem Targetspin zugänglichen Strukturfunktionen g_2 und h_1 eine Reihe anderer spinrelevanter Fragestellungen zu untersuchen, so z.B. die Spinbeiträge der einzelnen Quarksorten. Mit dem Vorhaben an COMPASS die tief virtuelle Comptonstreuung zu untersuchen und so über die dort gemessenen generalisierten Strukturfunktionen Zugriff auf die noch unbekannten Bahndrehimpulse von Quarks und Gluonen zu erhalten, kann dieses Experiment zudem ein weiteres Kapitel auf der Suche nach dem Spin des Protons beginnen.

Anhang A

Photomultiplier, Szintillatoren, Signale

A.1 Datensammlung der Photomultiplier

Die Tabelle A.1 listet alle Photomultipliersorten auf, die im Triggersystem Verwendung finden. Die in dieser Tabelle zusammengefaßten Informationen stammen aus den Datenblättern und Katalogen der drei Hersteller. Die Röhre R7400 wird von Hamamatsu[a] vertrieben, die Multiplier, deren Typbezeichnung mit den Buchstaben XP beginnt, stammen von Photonis[b] und die beiden Photomultipliertypen mit dem Namenskürzel EMI werden von Electron Tubes Ltd. hergestellt[c].

	V_{max}	I_{max}	Rise Time	Transit T.	TTS	Stages	Kath. Ø
R7400	1000 V	0.1 mA	0.78 ns	5.4 ns	0.23 ns	8	9.4 mm
XP2020	3000 V	0.2 mA	1.5 ns	31 ns	0.25 ns	12	44 mm
XP2072	1600 V	0.2 mA	2.8 ns	29 ns	NN	10	34 mm
XP2090	1500 V	0.2 mA	2.8 ns	37 ns	2.6 ns	10	34 mm
XP2262B	2500 V	0.2 mA	2.0 ns	30 ns	0.7 ns	12	44 mm
XP2900	1800 V	0.2 mA	1.9 ns	NN	NN	10	23 mm
EMI9813KB	3000 V	0.2 mA	2.2 ns	46 ns	1.9 ns	14	45 mm
EMI9954B	2800 V	0.2 mA	2.0 ns	41 ns	1.9 ns	12	45 mm

Tabelle A.1: Zusammenstellung aller in den verschiedenen Triggerhodoskopen verwendeten Photomultiplier und ihren wichtigsten Merkmalen. Die Daten sind den verschiedenen Datenblättern und Herstellerkatalogen entnommen.

A.2 Aufbau der Photondetektoren

In diesem Abschnitt des Anhangs sind die Einzelkomponenten der verschiedenen Photondetektoren abgelichtet (Abbildungen A.1 bis A.6). Der nachfolgenden Tabelle A.2

[a] www.hamamatsu.com
[b] www.photonis.com
[c] www.electron-tubes.co.uk

ist zu entnehmen, welche Kombinationen von Szintillatoren und Photomultipliern bei den einzelnen Hodoskopen Verwendung finden.

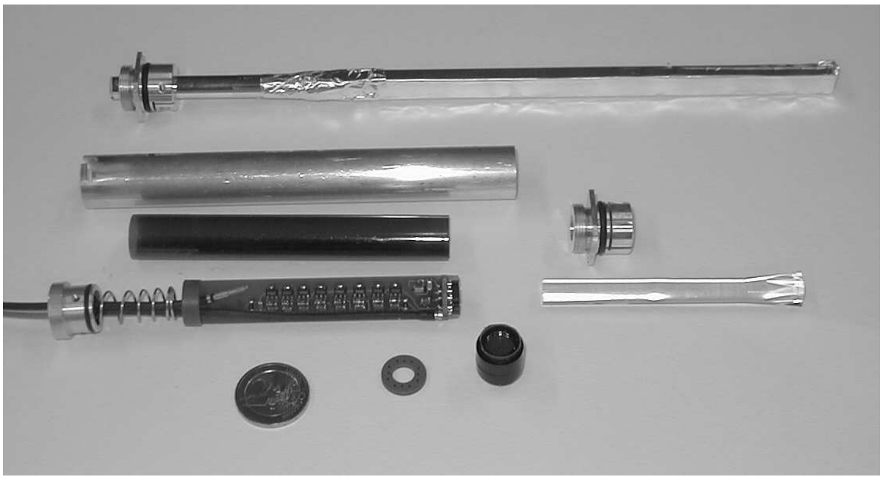

Abbildung A.1: Die Einzelteile eines Szintillationsdetektors des H4I Hodoskops. Abgelichtet ist die Base mit Photomultiplier und Lichtleiter (im Vordergrund). Dahinter folgen ein Rohr aus Kaptonfolie zur Isolation der Base im Aluminiumrohr. Zu sehen ist weiterhin die Lichtleiterklemme, die auf das Aluminiumrohr geschraubt wird. Im Bildhintergrund befindet sich ein verpackter Szintillationszähler.

Hodoskop	Photomultiplier	Szintillator	Oberfläche	Base
H4I	R7400	BC 404	DTF	neu
H5I	XP2900	BC 404	DTF	neu
H4MV	XP2072	SCSN–81	Normal	alt
H5MV	EMI9954B	SCSN–81	Normal	alt
H4MH	XP2900	SCSN–81	Normal	neu
H5MH	XP2900	SCSN–81	Normal	neu
H4VL H5VL	XP2900	SCSN–81	Normal	neu
	XP2090			neu
	XP2020			alt
H3OH	EMI9954B	NE 102A	DTF	alt
H4OH	EMI9954B	NE 102A	DTF	alt

Tabelle A.2: Aufstellung der Detektorkomponenten für die verschiedenen Triggerhodoskope. Das Kürzel DTF in der Spalte „Oberfläche “steht für die als 'Diamond Tool Finish' bezeichnete Oberflächenqualität der Firma Bicron, „normal“ steht für die konventionell polierte Oberfläche. Die als neu markierten Basen sind allesamt transistorstabilisierte Basen.

Abbildung A.2: Photographie der Komponenten eines Zählers des H5I Hodoskops (ohne Szintillator). Abgebildet sind Base, Photomultiplier und Lichtleiter so wie das Aluminiumrohr mit einem Rohr aus isolierender Kaptonfolie und der Klemme für den Lichtleiter, die in diesem Fall in das Rohr geklebt wird. Nicht abgebildet ist ein Rohr aus Mumetall, das den Photomultiplier vor magnetischen Feldern schützt.

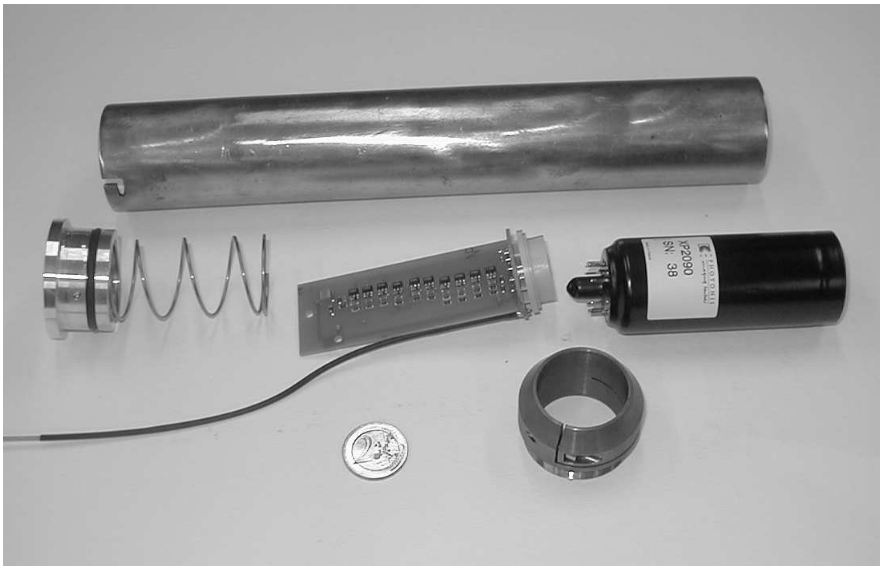

Abbildung A.3: Bild der Teile eines Photondetektors, bestehend aus einem Multiplier des Typs XP2090, einer Transistor–stabilisierten Base und der umgebenden Mechanik. Nicht abgebildet ist das Mumetallrohr und das Rohr aus Kunststoffolie, das den Photomultiplier umgibt.

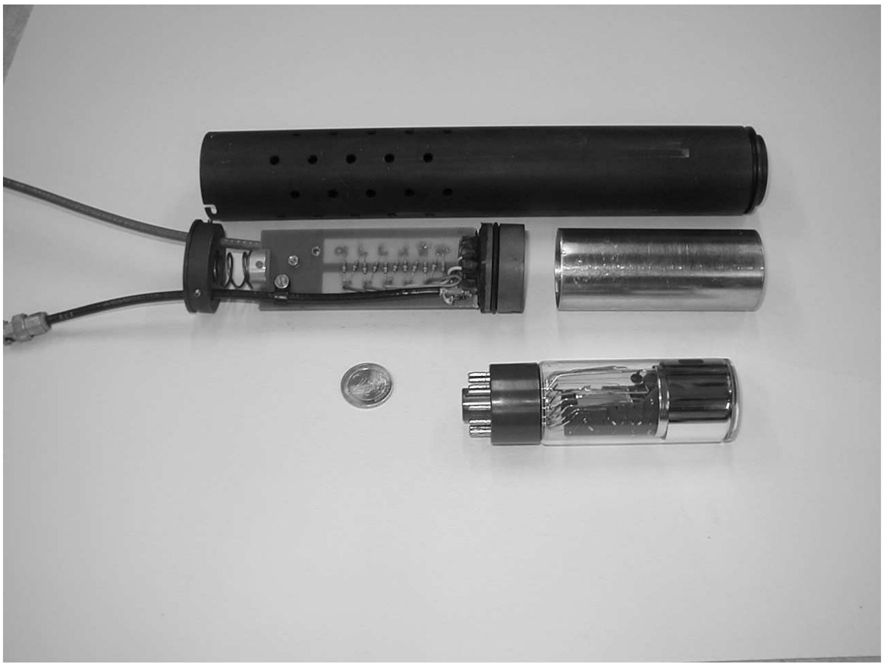

Abbildung A.4: Aufnahme der Einzelkomponenten eines Photondetektors. Zu sehen sind Photomultiplier (XP2072B), Base, Mumetallabschirmung und Eisengehäuse.

Abbildung A.5: Zusammenstellung der Komponenten eines Photondetektors, dessen Kernstück eine Röhre des Typs EMI9954B bzw. XP2262 ist. Abgebildet ist neben dem Photomultiplier die Base, das Plastikgehäuse und die Lichtleiterklemme aus Kunststoff.

Abbildung A.6: Die Einzelteile eines Photondetektors mit dem XP2020 Multiplier sind in dieser Abbildung zu sehen.

A.3 Pulshöhen

In den Abbildungen A.7, A.8, A.9 und A.10 ist für jedes Triggerhodoskop ein typisches Analogsignal abgebildet. Im Falle der Leiterhodoskope, wo mehrere Photomultipliertypen verwendet werden, gibt es für jeden Multiplier eine eigene Photographie.

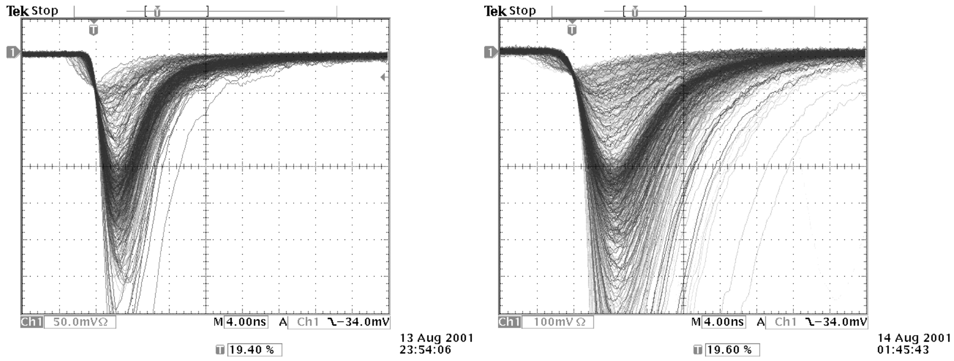

Abbildung A.7: Photographien je eines Analogsignals der inneren Hodoskope. Links: H4I. Rechts: H5I.

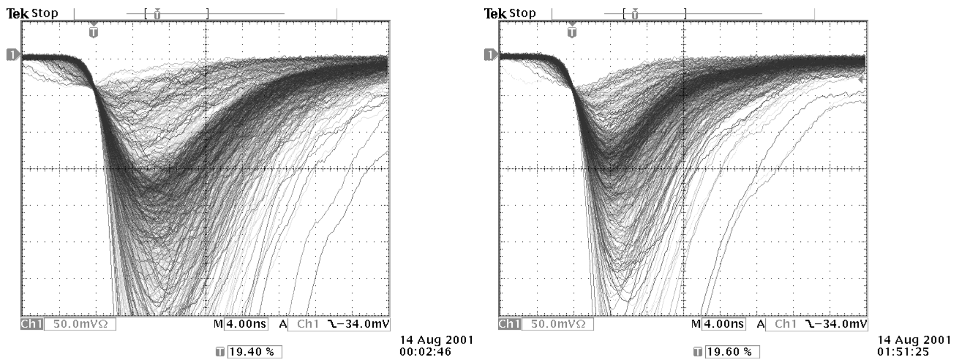

Abbildung A.8: Photographien je eines Analogsignals der vertikalen Hodoskope des mittleren Triggersystems. Links: H4VM. Rechts: H5VM.

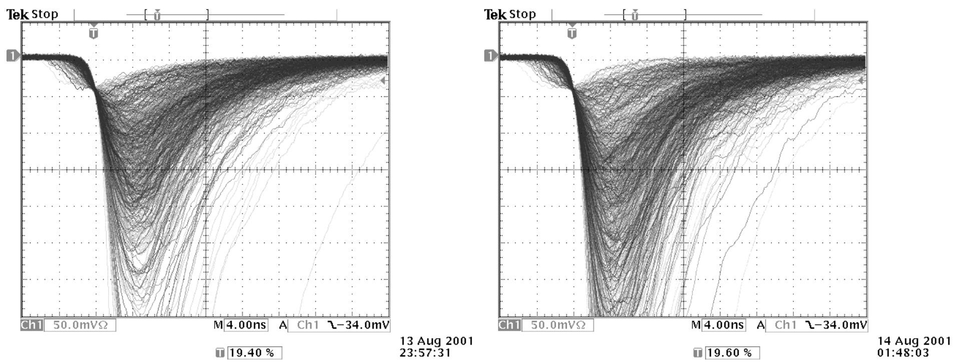

Abbildung A.9: Photographien je eines Analogsignals der horizontalen Hodoskope des mittleren Triggersystems. Links: H4HM. Rechts: H5HM.

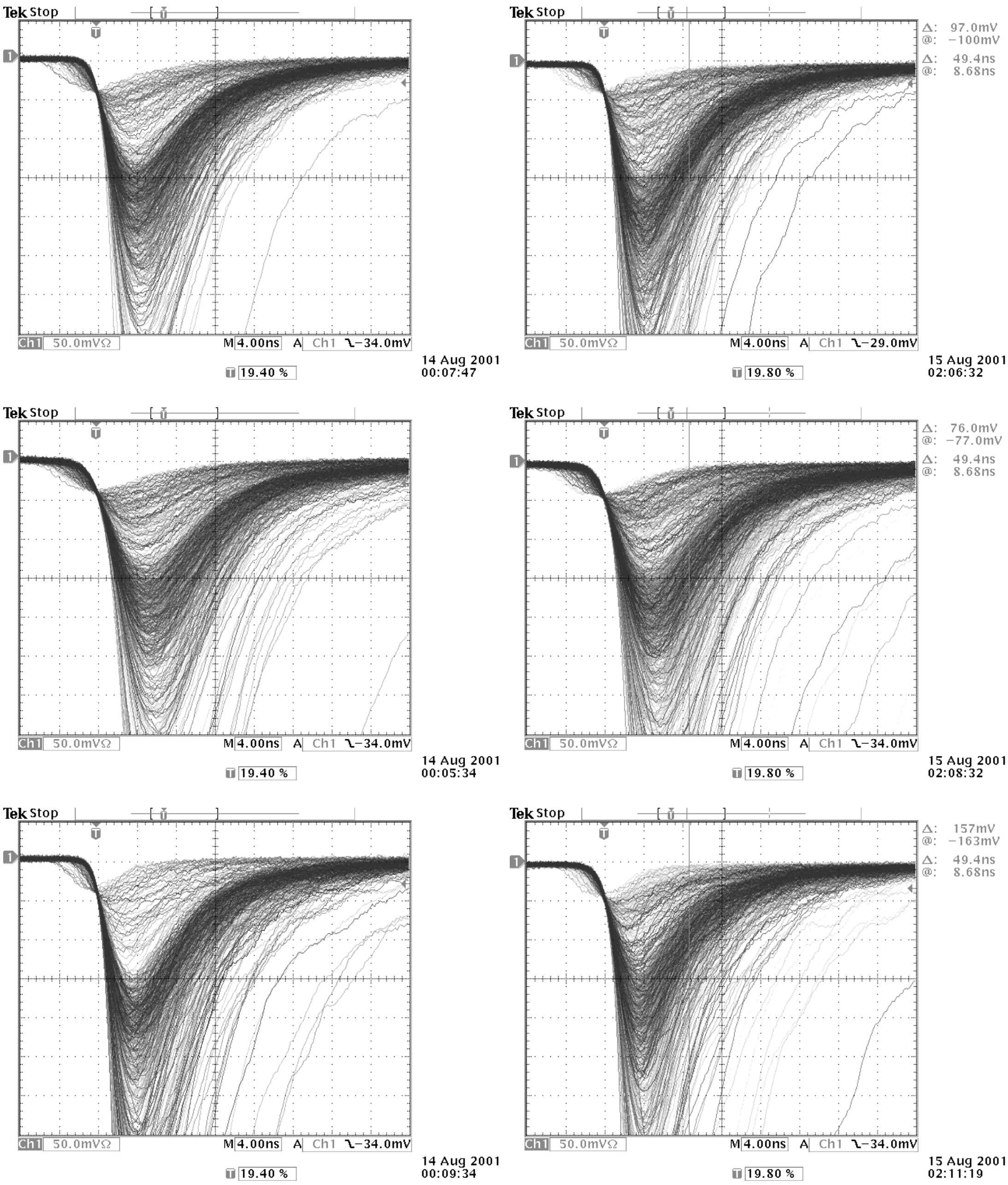

Abbildung A.10: Photographien dreier Analogsignale der Leiterhodoskope. Die linke Spalte zeigt die Pulse des H4VL Hodoskops, die rechte Spalte jene von H5VL. In der ersten Zeile sind Szintillatorelemente ausgewählt, die mittels XP2900 Röhren ausgelesen werden. Die Pulse der zweiten Reihe stammen von XP2090 Multipliern und die der Dritten sind von XP2020 Röhren aufgenommen worden.

A.4 Hodoskopeffizienzen

Die vier Abbildungen dieses Abschnitts geben einen Überblick über die im Jahr 2001 gemessenen Effizienzen der einzelnen Hodoskope.

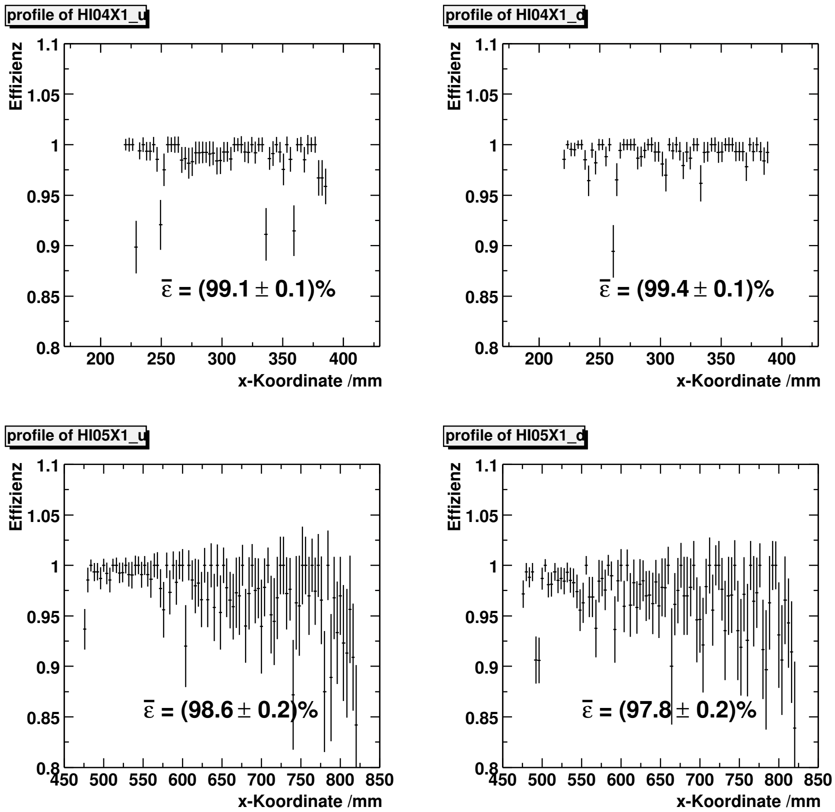

Abbildung A.11: Effizienzen der Hodoskope des inneren Triggersystems.

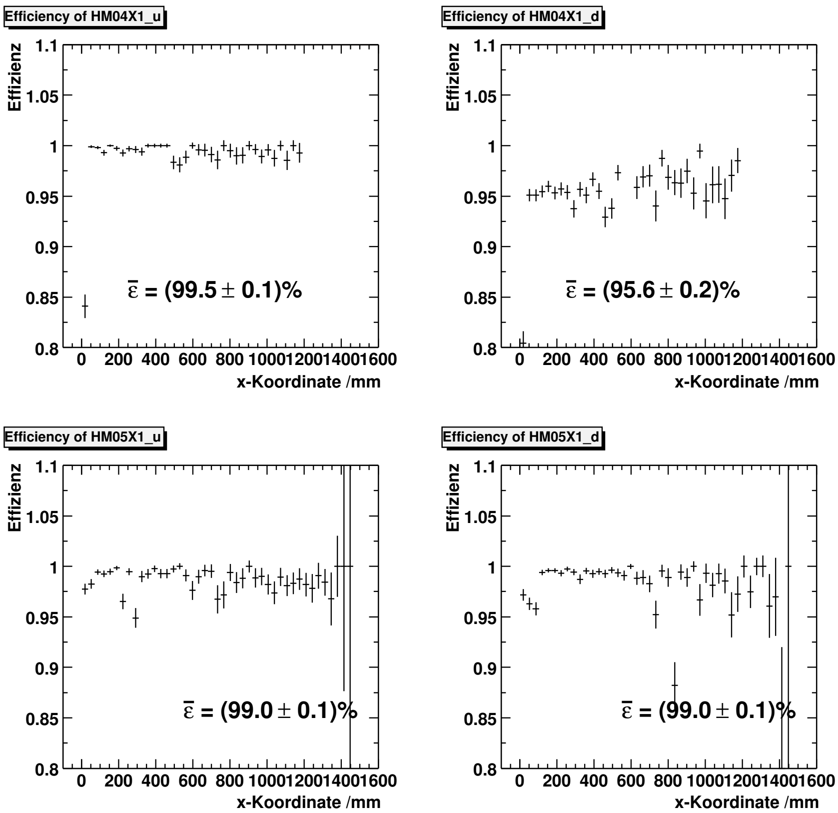

Abbildung A.12: Effizienzen der vertikalen Hodoskope des Mitteltriggers.

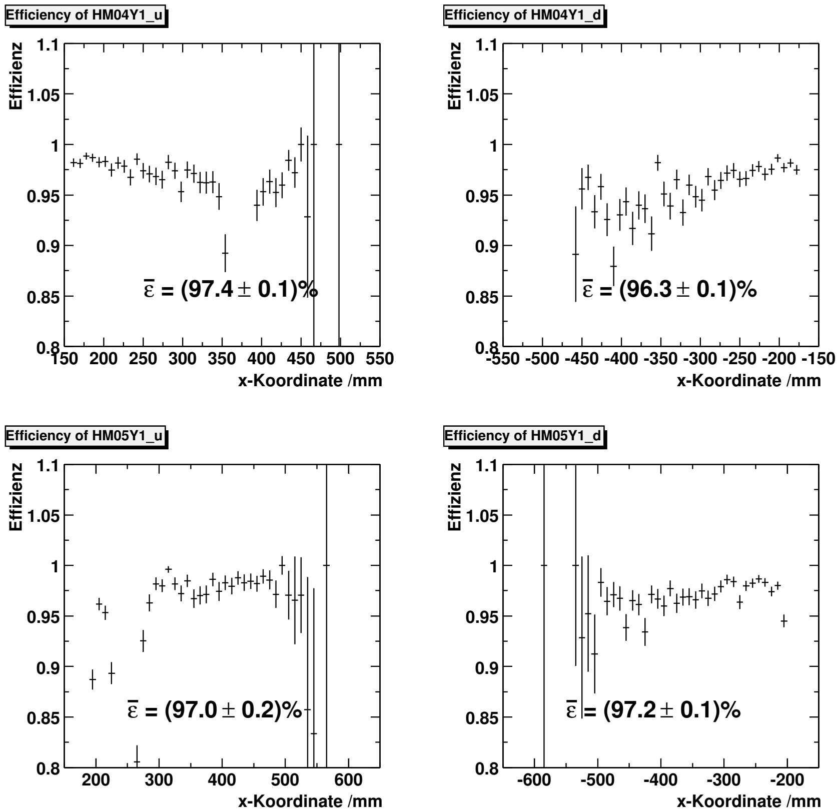

Abbildung A.13: Effizienzen der horizontalen Hodoskope des Mitteltriggers.

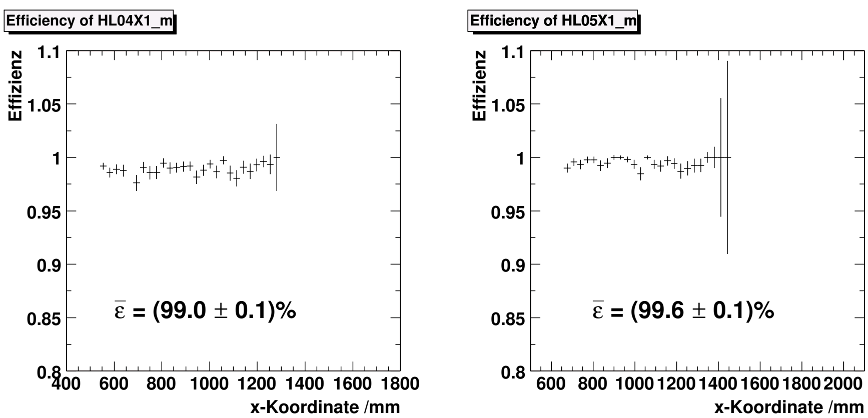

Abbildung A.14: Effizienzen der Leiterhodoskope.

Literaturverzeichnis

[1] Bloom, E.D. [u. a.]: High–Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°. In: *Phys.Rev.Lett.* 23 (1969), S. 930

[2] Breidenbach, M. [u. a.]: Observed Behaviour of Highly Inelastic Electron–Proton Scattering. In: *Phys.Rev.Lett.* 23 (1969), S. 935

[3] Taylor, R.E.: Deep inelastic scattering: The early years. In: *Rev.Mod.Phys.* 63 (1991), S. 573

[4] Kendall, H.W.: Deep inelastic scattering: Experiment on the proton and the observation of scaling. In: *Rev.Mod.Phys.* 63 (1991), S. 597

[5] Friedman, J.I.: Deep inelastic scattering: Comparisons with the quark model. In: *Rev.Mod.Phys.* 63 (1991), S. 615

[6] Bjorken, J.D. ; Paschos, E.A.: Inelastic Electron–Proton and γ–Proton Scattering and the Structure of the Nucleon. In: *Physical Review* 185 (1969), S. 1975

[7] Feynman, R.P.: Very High–Energy Collisions of Hadrons. In: *Phys.Rev.Lett.* 23 (1969), S. 1415

[8] Gell-Mann, M.: A Schematic Model of Baryons and Mesons. In: *Physics Letters* 8 (1964), S. 214

[9] Zweig, C. *An SU3 model for strong interaction symmetry and its breaking.* CERN Report TH 401,412. 1964

[10] Povh, B. ; Rith, K. ; Scholz, C. ; Zetsche, F.: *Teilchen und Kerne*. Springer, 1994

[11] Alguard, M.J. [u. a.]: Deep Inelastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized Protons. In: *Phys.Rev.Lett.* 37 (1976), S. 1261

[12] Ellis, J. ; Jaffe, R.: Sum rule for deep–inelastic electroproduction from polarized protons. In: *Physical Review D* 9 (1974), S. 1444

[13] Baum, G. [u. a.]: New Measurement of Deep–Inelastic e–p Asymmetries. In: *Phys.Rev.Lett.* 51 (1983), S. 1135

[14] Asham, J. [u. a.]: A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function g_1 in Deep Inelastic Muon–Proton Scattering. In: *Physics Letters B* 206 (1988), S. 364

[15] ASHMAN, J. [u. a.]: An Investigation of the Spin Structure of the Proton in Deep Inelastic Scattering of Polarised Muons on Polarised Protons. In: *Nuclear Physics B* 328 (1989), S. 1

[16] ADEVA, B. [u. a.]: Next–to–leading order QCD analysis of the spin structure function g_1. In: *Physical Review D* 58 (1998), S. 112002–1

[17] ABE, K. [u. a.]: Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2. In: *Physical Review D* 58 (1998), S. 112003

[18] ABE, K. [u. a.]: Next–to–leading order QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data. In: *Physics Letters B* 405 (1997), S. 180

[19] ANTHONY, P.L. [u. a.]: Measurements of the Q^2 Dependence of the Proton and Neutron Spin Structure Functions g_1^p and g_1^n. In: *Physics Letters B* 493 (2000), S. 19

[20] ACKERSTAFF, K. [u. a.]: Measurement of the Neutron Spin Structure Function g_1^n with a Polarised ^{3}He Internal Target. In: *Physics Letters B* 404 (1997), S. 383

[21] BJORKEN, J.D.: Inelastic Scattering of Polarized Leptons from Polarized Nucleons. In: *Physical Review D* 1 (1970), S. 1376

[22] COMPASS: Proposal / CERN. 1996 (96-14). – SPSLC

[23] HALZEN, F. ; MARTIN, A.D.: *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, 1984

[24] MANOHAR, A.V.: An Introduction to Spin Dependent Deep Inelastic Scattering. In: *7th Lake Louise Winter Institute, Canada*, 1992

[25] LEADER, E.: *Spin in Particle Physics*. Cambridge University Press, 2001

[26] MALLOT, G.: *The Spin Structure of the Nucleon from the SMC Experiment*. Mainz, Johannes–Gutenberg–Universität, Habilitationsschrift, 1996

[27] ABE, K. [u. a.]: Measurements of the Proton and Deuteron Spin Structure Function g_2 and Asymmetry A_2. In: *Phys.Rev.Lett.* 76 (1996), S. 587

[28] ANTHONY, P.L. [u. a.]: Measurement of the Proton and Deuteron Spin Structure Function g_2 and Asymmetry A_2. In: *Physics Letters B* 458 (1999), S. 529

[29] CLOSE, F.E.: *An introduction to quarks and partons*. Academic Press, 1979

[30] GÄRBER, Y.: *Messung der Proton–Spinstrukturfunktion g_1 bis zu kleinstmöglichen Bjorken–x mit dem HERMES–Experiment*. Berlin, Humboldt–Universität, Dissertation, 2001

[31] LAMPE, B. ; REYA, E.: Spin Physics and Polarized Structure Functions. In: *Physics Reports* 332 (2000), S. 1

[32] CALLAN, C. ; GROSS, D.: High–Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current. In: *Phys.Rev.Lett.* 22 (1969), S. 156

[33] ANSELMINO, M. ; EFREMOV, A. ; LEADER, E.: The Theory and Phenomenology of Polarized Deep Inelastic Scattering. In: *Physics Reports* 261 (1995), S. 1

[34] Montanet, L. [u. a.]: Particles and Fields. In: *Physical Review D* 50 (1994), S. 1173

[35] Greeniaus, L.G. *Deep Inelastic Scattering with Spin.* Vorlesung: Troisième Cycle de la Physique en Suisse Romande. Mai–Juni 2002

[36] Close, F.E. ; Roberts, R.G.: In: *Physics Letters B* 316 (1993), S. 165

[37] Adloff, C.: Deep–inelastic inclusive ep scattering at low x and a determination of α_s. In: *European Physical Journal C* 21 (2001), S. 33

[38] Pumplin, J. [u. a.]. *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis.* hep-ph/0201195. Feb 2002

[39] Georgi, H. ; Politzer, H.D.: Electroproduction Scaling in an Asymptotically Free Theory of Strong Interactions. In: *Physical Review D* 9 (1974), S. 416

[40] Gross, D. ; Wilczek, F.: Asymptotically Free Gauge Theories. In: *Physical Review D* 9 (1974), S. 980

[41] Dokshitzer, Yu.L.: In: *Sov.Phys.JETP* 46 (1977), S. 641

[42] Gribov, V.N. ; Lipatov, L.N.: In: *Sov.Journ.Nucl.Phys.* 15 (1972), S. 438+675

[43] Altarelli, G. ; Parisi, G.: In: *Nuclear Physics B* 216 (1977), S. 298

[44] Peskin, M.E. ; Schroeder, D.V.: *An introduction to quantum field theory.* Addison–Wesley, 1995

[45] Adler, S.L.: Axial–Vector Vertex in Spinor Electrodynamics. In: *Physical Review* 177 (1969), S. 2426

[46] Carlitz, R. D. ; Collins, J. C. ; Mueller, A. H.: The role of the axial anomaly in measuring spin–dependent parton distributions. In: *Physics Letters B* 214 (1988), S. 229

[47] Altarelli, G. ; Ross, G. G.: The anomalous gluon contribution to polarized leptoproduction. In: *Physics Letters B* 212 (1988), S. 391

[48] Efremov, A.V. ; Teryaev, O.V.: Spin structure of the nucleon and triangle anomaly / Dubna: Joint Inst. Nucl. Res. 1988 (E2-88-287). – JINR

[49] Smilga, A.V.: *Lectures on the foundations of QCD.* – hep-ph/9901412

[50] Stösslein, U.: Measurements of the Spin Structure Function g_1 of the Proton and the Deuteron. In: *Proc. of 14. Int. Spin Physics Symposium (SPIN 2000)*, 2000

[51] Harrach, D.v.: Future Physics with Polarized Protons at Hera. In: *Nuclear Physics B* 79 (1999), S. 688

[52] Airapetian, A. [u. a.]: Measurement of the Spin Asymmetry in the Photoproduction of Pairs of High-p_T Hadrons at HERMES. In: *Phys.Rev.Lett.* 84 (2000), S. 2584

[53] Simani, M.C.: *Recent Results on the Helizity Structure of the Nucleon from Hermes.* – To be published in Acta Physica Polonica B, Oct.–Nov.2002

[54] Bravar, A. ; Kurek, K. ; Windmolders, R.: A Monte Carlo for POLarized (semi–inclusive) Deep Inelastic Scattering. In: *Com.Phys.Com.* 105 (1997), S. 42

[55] Bojak, I. ; Stratmann, M.: Next–to–leading order QCD corrections to the polarized photoproduction of heavy flavors. In: *Physics Letters B* 433 (1998), S. 411

[56] Bojak, I. ; Stratmann, M.: Photoproduction of heavy quarks in next–to–leading order QCD with longitudinally polarised initial states. In: *Nuclear Physics* 540 (1999), S. 345

[57] Gehrmann, T. ; Stirling, W.J.: Polarized parton distributions in the nucleon. In: *Physical Review D* 53 (1996), S. 6100

[58] Groom, D.E. [u. a.]: Review of Paricle Physics. In: *The European Physical Journal C* 15 (2000), S. 1

[59] Abramowicz, H. ; Caldwell, A.C.: Hera Collider Physics. In: *Rev.Mod.Phys.* 71 (1999), S. 1275

[60] Le Goff, J.-M. *2002 Setup Studies.* Vortrag COMPASS Collaboration–Meeting. Nov. 2001

[61] Gehrmann, T. ; Stirling, W.J.: In: *Zeitschrift für Physik C* 65 (1994), S. 461

[62] A.Bravar ; D.v.Harrach ; A.Kotzinian: Large gluon polarization from correlated high-p_T hadron pairs in polarized electro–production. In: *Physics Letters B* 421 (1998), S. 349

[63] Peralta, J.J. ; Contogouris, A.P. ; Kamal, B. ; Lebessis, F.: Photoproduction of large–p_T hadrons by polarized beam and target. In: *Physical Review D* 49 (1994), S. 3148

[64] Dong, Yu.B. ; Yamanishi, T.: Extractionof polarized gluon distribution from large–p_T light hadron pair production. In: *Physics Letters B* 520 (2001), S. 99

[65] Pretz, J.: *Messung der polarisierten Quarkverteilungen in semi–inklusiver Myon–Nukleon–Streuung.* Mainz, Johannes–Gutenberg–Universität, Dissertation, 1997

[66] Behnke, O.: Heavy flavor production at HERA. In: *31st International Symposium on Multiparticle Dynamics.* Dtong, China, Sep. 2001

[67] Atherton, H.W. [u. a.]: Precise Measurement of Particle Production by 400 GeV/c Protons on Beryllium Targets / CERN. 1980 (80-07). – Yellow Report

[68] Adeva, B. [u. a.]: Measurement of the polarisation of a high energy muon beam. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 343 (1994), S. 363

[69] Lederman, L.M. ; Tannenbaum, M.J.: High Energy Muon Scattering. In: *Advances in Particle Physics* 1 (1968), S. 11

[70] Doble, N. [u. a.]: The upgraded muon beam at the SPS. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 328 (1994), S. 351

[71] Adams, D. [u. a.]: Measurement of the SMC muon beam polarisation suing the asymmetry un the elastic scattering of polarised electrons. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 443 (2000), S. 1

[72] Kalkhofer, O.C. [u. a.]: A Large Magnetic Spectrometer System for High–Energy Muon Physics. In: *Nucl.Instr.Meth.* 179 (1981), S. 445

[73] Abragam, A. ; Goldman, M.: Principles of Dynamic Nuclear Polarisiation. In: *Rep.Prog.Phys.* 41 (1978), S. 395

[74] Pobell, F.: *Matter and Methods at Low Temperatures.* Springer, 1996

[75] Lounasmaa, O.V.: *Experimental Principles and Methods Below 1 K.* Academic Press, 1974

[76] Adams, D. [u. a.]: The polarized double cell target of the SMC. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 437 (1999), S. 23

[77] Berglund, P. ; Gehring, R. ; Koivuniemi, J. ; Kyynäräinen, J. ; Takabayashi, N.: Dilution refrigerator for COMPASS polarized target. In: *Physica B* 284–288 (2000), S. 2012

[78] Nähle, O.: *Erprobung von szintillierenden Fasern und ihrer Ankopplung an Lichtleiter und Photomultiplier für das COMPASS–Experiment.* Bonn, Rheinische Friedrich–Wilhelm–Universität, Diplomarbeit, 1998

[79] Horikawa, S. [u. a.]: *A Scintillating Fiber Tracker with High Time Resolution for High–Rate Experiments.* – To be published in IEE Trans. Nucl. Sc.

[80] Giomataris, Y. ; Rebourgeard, Ph. ; Robert, J.P. ; Charpak, G.: MICROMEGAS: a high–granularity position–sensitive gaseous detector for high particle–flux environments. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 376 (1996), S. 29

[81] Thers, D. [u. a.]: Micromegas as large microstrip detector for the COMPASS experiment. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 469 (2001), S. 133

[82] Sauli, F.: GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 386 (1997), S. 531

[83] Ketzer, B. [u. a.]: *Triple GEM Tracking Detecors for COMPASS.* – To be published in IEE Trans.Nucl.Sc.

[84] Grupen, C.: *Teilchendetektoren.* BI, 1993

[85] Albrecht, E. [u. a.]: *COMPASS RICH–1.* – Accepted for publication in Nucl.Instr.Meth. A

[86] Baum, G. [u. a.]: Montecarlo Studies of the COMPASS RICH 1 Optical Properties. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 433 (1999), S. 401

[87] Kleinknecht, K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung.* Teubner Studienbücher, 1987

[88] Holder, M. [u. a.]: Performance of a magnetized total absorption calorimeter between 15 GeV and 140 GeV. In: *Nucl.Instr.Meth.* 151 (1978), S. 69

[89] Adams, D. [u. a.]: Measurement of the SMC muon beam polarisation using the asymmetry in the elastic scattering off polarised electrons. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 443 (2000), S. 1

[90] Lohmann, W. ; Kopp, R. ; Voss, R.: Energy Loss of Muons in the Energy Range 1–10000 GeV / CERN. 1985 (85-03). – Yellow Report

[91] v. Harrach, D. *The fast Readout of HCAL1 and HCAL2 for the COMPASS Muon Trigger*. http://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/trigger/muon-trigger/welcome.html. 2001

[92] Bravar, A. *Private Mitteilung*. 2000

[93] Gatignon, L. *Private Mitteilung*. 2000

[94] Hodenberg, M.v.: *A First Reconstruction of COMPASS Data*. Freiburg, Albrecht–Ludwig–Universität, Diplomarbeit, 2002

[95] Hamamatsu: *Photomultiplier Tube*. Hamamatsu Photonics, 1993

[96] Leo, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1993

[97] Hannappel, J. *Private Mitteilung*. 2000

[98] Triggergruppe, COMPASS. *Trigger Documentation* . http://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/trigger/muon-trigger/welcome.html

[99] Fischer, H. [u. a.]: Implementation of the Dead-Time Free F1 TDC in the COMPASS Detector Readout. In: *Nucl.Instr.Meth. A* 461 (2001), S. 507

[100] Huf, A.: *Bau eines schnellen Strahlhodoskops für den COMPASS–Trigger*. Mainz, Johannes Gutenberg Universität, Diplomarbeit, 2001

[101] Korzenev, A. *Private Mitteilung*. 2002

[102] Leberig, M.D.: *The Status of the COMPASS Experiment*. – To be published in Acta Physica Polonica B, Oct.–Nov.2002

[103] Pretz, J. *Geometrical Trigger Acceptance* . http://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/trigger/muon-trigger/welcome.html

[104] Alexakhine, V. *COMGEANT* . http://valexakh.home.cern.ch/valexakh/wwwcomg/index.html

[105] Podolanski, J. ; Armeteros, R.: Analyis of V–Events. In: *Phil.Mag.* 45 (1954), S. 13

[106] Salmeron, R.A. ; Voss, R.G.P.: The Identification of High–Energy λ^0s, $\overline{\lambda^0}$s and K_1^0s in Bubble Chamber Experiments / CERN. 1962 (62-02). – Yellow Report

Danksagung

An dieser Stelle sei all jenen Dank gesagt, die im engeren und weiteren Sinne zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. v. Harrach bedanken, der mir diese Arbeit ermöglicht und durch sein stetes Interesse gefördert hat. Seine Begeisterung und unermüdliches Engagement für die Physik im allgemeinen und das COMPASS–Experiment im besonderen bleiben mir in prägender Erinnerung.

An nächste Stelle sei Eva Kabuß gedankt, die mich nicht nur beim Fertigstellen dieser Arbeit mit viel Einsatz unterstützte, sondern an allen in Mainz durchgeführten Messungen und Arbeiten großen Anteil hatte, indem sie als ständiger Ansprechpartner unsere Gruppe zusammenhielt.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Kollegen aus der COMPASS–Triggergruppe (A. Bravar, M. Grosse–Perdekamp, J. Hannappel, A.Huf, M. Jiji, F. Klein, A. Korzenev, M. Ostrick, J.Pretz, J. Zhao und allen Studenten, die als wissenschaftliche Hilfskräfte ihren Beitrag geleistet haben) für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima.

Gedankt sei zusätzlich der mechanischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik und dort besonders Herrn Luzius und der mechanischen Werkstatt des Instituts für Physik der Universität Bonn und dem dortigen Ingenieur Herrn Neff für die konstruktive Zusammenarbeit. Gedankt sei außerdem den beiden Technikern des COMPASS–Experimentes Herrn Pessaro und Herrn Demolis für die Unterstützung bei der Installation der Hodoskope.

All den vielen fleißigen Helfern, die mir im Kampf gegen den Fehlerteufel zur Seite standen, sei an dieser Stelle ebenfalls gedankt.

Zum Schluß möchte ich mich all denen gedankt, die mich außerhalb meiner Arbeitszeit unterstützten und so ihren Anteil daran haben, daß mir meine Promotionszeit in guter Erinnerung bleiben wird. Der größte Dank gilt meinen Eltern und meiner Schwester ohne deren Rückhalt diese Arbeit niemals zustande gekommen wären.

Die wichtigen Dinge im Leben findet man nicht durch intensive Suche, sondern wie man eine Muschel am Strand findet. Im Grunde findet es uns.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Mario Dieter Leberig
Geburtsdatum:	12. November 1971
Geburtsort:	Koblenz
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Eltern:	Klaus Dieter Leberig und Maria Leberig geb. Keip
Geschwister:	Bianca Leberig

Schulausbildung

1978–1982	Gustav–Brunner–Grundschule in Gustavsburg
1982–1991	Gymnasium am Kurfürstlichen Schloß in Mainz
30. Mai 1991	Abitur

Universitätslaufbahn

Studium

Okt. 1992–Apr. 1998	Studium der Physik an der Johannes–Gutenberg–Universität in Mainz
Sep. 1994	Vordiplom in Physik
März 1998	Diplom in Physik. Titel der Arbeit: „Konstruktion und Bau eines 14 MeV Mottpolarimeters“
Mai 1998	Beginn der Promotion in der Triggergruppe der COMPASS–Kollaboration
Jan. 1999	Abordnung zum CERN (Genf)
Okt. 2002	Abgabe der Doktorarbeit mit dem Titel: „Das COMPASS–Triggersystem zur Messung von ΔG“

Anstellungen

Feb.–Juli 1996	Wissenschaftliche Hilfskraft bei der Gruppe „Atomare Stoßprozesse“am Institut der Physik
Apr. 1997–März 1998	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut der Physik
Apr. 1998–Mai 1998	Wissenschaftlicher Angestellter der Kollaboration B2 des Instituts für Kernphysik
Mai 1998–Dez. 2002	Wissenschaftlicher Angestellter des Instituts für Kernphysik

Weiterbildung

Aug. –Sep. 1995	Sommerstudent bei der „Gesellschaft für Schwerionenforschung“(GSI) in Darmstadt
März 1996	Teilnahme an einem Kurs für Vakuumphysik der TU Dresden
Juli–Sep. 1996	Sommerstudent beim „Deutschen Elektronensynchrotron“(DESY) in Hamburg und Berlin–Zeuthen
Sep. 1997	Teilnahme an einem von der DPG organisierten Kurs über Halbleiterlaser

Mai 2000	CTEQ–Schule über Quantenchromodynamik in Chicago
Sep. 2000	Teilnahme an einem Workshop über verallgemeinerte Partonverteilungsfunktionen am DESY in Hamburg
März 2001	Vortrag auf DPG Frühjahrstagung in Bonn
März 2001	Vortrag auf dem „Deutschen Kernphysikertreffen“ in Schlechingen
März 2002	Teilnahme en einem Workshop über Hadronstruktur und Hadron Spektroskopie in Triest
März 2002	Posterbeitrag zur Frühjahrstagung der DPG in Münster
Mai 2002	Vortrag auf der DIS2002 in Krakau