Photon-Gluon-Fusion zu $D + \bar{D}$-Mesonen am COMPASS-Experiment

Dissertation an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von Nicolas Dedek
aus Gräfelfing

München, den 25. August 2005

1. Gutachter: Prof. Dr. M. Faessler

2. Gutachter: Prof. Dr. O. Biebel

Tag der mündlichen Prüfung: 14. November 2005

Zusammenfassung

Eines der Hauptziele des COMPASS-Experimentes am CERN ist die Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Nukleonspin. Dazu wird ein longitudinal polarisierter Myonstrahl mit 160 GeV Energie benutzt. Ein ^{6}LiD-Target kann parallel und antiparallel zum Myonspin polarisiert werden. In der sogenannten Photon-Gluon-Fusion (PGF) wechselwirkt ein vom Myon emittiertes virtuelles Photon mit einem Gluon aus einem Targetnukleon über die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares. Ein PGF-Ereignis kann über den Nachweis der Erzeugung schwerer Quarks identifiziert werden, z.B. durch die Rekonstruktion von „Charm“ tragenden D-Mesonen. Der Wirkungsquerschnitt zur Entstehung von D-Mesonen in der PGF hängt von der Spineinstellung von Photon und Gluon ab. Aus der Zählratenasymmetrie von D-Mesonen, die bei den verschiedenen Polarisationseinstellungen des Targets entstanden sind, kann $\Delta G/G$ extrahiert werden.

In dieser Arbeit wurde die Rekonstruktion von D-Mesonen in unterschiedlichen Zerfallskanälen durchgeführt. Aus der Anzahl der rekonstruierten D-Mesonen und dem Verhältnis von Signal zu Untergrund in der Signalregion wurde der statistische Fehler von $\Delta G/G$ abgeschätzt. Schnitte auf verschiedene kinematische Größen, die den Untergrund reduzieren, wurden auf eine Minimierung des Fehlers von $\Delta G/G$ hin optimiert. Der „goldene D*-Kanal“ ($\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi^+$ bzw. $\mathrm{D}^{*-} \to \overline{\mathrm{D}^0}\pi^- \to (\mathrm{K}^+\pi^-)\pi^-$) liefert den Hauptbeitrag zur Messung von $\Delta G/G$. Als problematisch stellte sich der „goldene D^0-Kanal“ ($\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+$ bzw. $\overline{\mathrm{D}^0} \to \mathrm{K}^+\pi^-$) heraus, da dieser einen hohen Untergrund hat, zu dem einige breite K*-Resonanzen mit Zerfall in $K\pi$ beitragen können. Es ist schwierig, die genaue Stärke dieser Resonanzen im $K\pi$-Massenspektrum zu bestimmen. Der aus dieser Unsicherheit resultierende systematische Fehler muss noch untersucht werden. Insgesamt beläuft sich der statistische Fehler von $\Delta G/G$ bei Verwendung der 2002 und 2003 Daten auf ± 1.45.

Mithilfe von Monte-Carlo-Daten wurden die Rekonstruktionseffizienz geladener Spuren in Abhängigkeit von Impulsbetrag und Transversalimpuls, sowie die Rekonstruktionseffizienz von K^0_S-Mesonen und die Identifikationseffizienz geladener Kaonen ermittelt. Diese Effizienzen wurden in den Daten beim Vergleich zweier Zerfallskanäle derselben D-Resonanz und bei der Rekonstruktion von D-Paaren verifiziert. Mit ihrer Hilfe wurde abgeschätzt, welche D-Zerfallskanäle signifikant zur $\Delta G/G$-Messung beitragen können. Es werden drei Kanäle vorgeschlagen, deren Beitrag jeweils mit einem Gewinn an Statistik durch eine um $7 - 28\%$ (je nach Höhe des Untergrundes in der Signalregion) längere Datennahme gleichbedeutend wäre.

Inhaltsverzeichnis

[1] **R**ing **I**maging **CH**erenkov counter

Kapitel 1

Einleitung

Protonen und Neutronen bilden zusammen mit den Elektronen die Bausteine der stabilen Materie. Das Elektron ist nach heutigem Kenntnisstand elementar und punktförmig. Die obere Grenze für den Radius des Elektrons liegt bei $10^{-18}\ m$. Die Nukleonen hingegen sind nicht elementar. Elastische Streuexperimente von Elektronen an Nukleonen am SLAC[1] in den 60^{er} Jahren ergaben einen Radius von $1\ fm$. In der elastischen Streuung wird das einfallende Lepton an der Gesamtheit der Konstituenten des Nukleons kohärent gestreut. Die Abweichung des Nukleons von einem punktförmigen Teilchen wird durch den elektrischen und den magnetischen Formfaktor beschrieben (Rosenbluthformel).

Um die Struktur des Nukleons zu erforschen, wurden ab dem Jahr 1967 am SLAC tiefinelastische Streuexperimente mit einem Elektronenstrahl von bis zu $21\,GeV$ Energie an einem flüssigen Wasserstofftarget durchgeführt ([Ke]). Der Wirkungsquerschnitt wird - analog zu den Formfaktoren in der elastischen Streuung - durch die sogenannten Strukturfunktionen parametrisiert, im unpolarisierten Fall durch die zwei Strukturfunktionen F_1 und F_2. Überraschend stellte sich zunächst heraus, dass diese (bei großen Q^2) unabhängig von Q^2 sind, dem quadrierten Viererimpulsübertrag ([Pa]) - das wird Skalenverhalten genannt. Das ist aber - wie bei den Formfaktoren - genau der Fall für punktförmige Objekte. Somit war klar, dass das Nukleon punktförmige Konstituenten, die Partonen, besitzt. Dass die Partonen Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ sind, konnte anhand der Callan-Gross-Beziehung ([CG]) überprüft werden. Diese verknüpft die Strukturfunktionen F_1 und F_2 für Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ quantitativ miteinander.

In einem anderen Zusammenhang, nämlich um für die Fülle der neu entdeckten Mesonen und Baryonen ein ordnendes Prinzip zu finden, hatten Gell-Mann ([Ge]) und Zweig ([Zw]) bereits im Jahr 1964 unabhängig voneinander Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ und drittelzahliger Ladung als Konstituenten der Hadronen postuliert. Mit den Quark genannten Konstituenten konnten die meisten bekannten Hadronen erfolgreich in $SU(3)$-Multipletts eingeordnet werden. Im Anschluss an die Experimente bei hohen Energien am SLAC wurden die Quarks mit den Partonen identifiziert.

Das sogenannte Quark-Parton-Modell war zunächst sehr erfolgreich, um

[1] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

die innere Struktur der Nukleonen zu beschreiben. In diesem Modell wird das Nukleon in einem schnell bewegten System betrachtet, in dem die transversalen Impulse und die Ruhemassen der Konstituenten vernachlässigt werden können. Ebenso werden Wechselwirkungen zwischen den Konstituenten vernachlässigt.

Doch zwei experimentelle Befunde erzwangen eine Erweiterung des Partonmodells. Einerseits stellte man fest, dass nur etwa die Hälfte des Nukleonimpulses von den Quarks getragen wird. Bei einem quadrierten Impulsübertrag von $Q^2 = 20\,GeV^2$ tragen die Valenzquarks etwa 35%, die Seequarks etwa 21% ([MRS]) des Nukleonimpulses. Das wurde sowohl in Streuexperimenten mit Elektronen als auch mit Neutrinos ermittelt. Die andere Hälfte des Impulses muss also von Partonen getragen werden, die weder elektromagnetisch noch schwach wechselwirken. Die offensichtlichen Kandidaten dafür waren die hypothetischen Gluonen, die von der QCD vorausgesagten Eichbosonen der starken Wechselwirkung. Einen weiteren Hinweis auf die Notwendigkeit, im Partonmodell die Wechselwirkung zwischen den Partonen zu berücksichtigen, lieferten Messungen der Strukturfunktionen in einem breiteren kinematischen Bereich. Diese Messungen waren erst durch leistungsstärkere Elektronenbeschleuniger möglich geworden. Es stellte sich heraus, dass die Strukturfunktionen leicht von Q^2 abhängen([PDG]). Eine Berücksichtigung der gluonischen Wechselwirkungen im Nukleon ermöglicht eine Vorhersage dieser Abhängigkeit, die hervorragend mit den experimentellen Daten übereinstimmt (siehe Abb. 2.4).

Mitte der 70$^{\text{er}}$ Jahre begann am SLAC eine Reihe von tiefinelastischen Streuexperimenten mit polarisiertem Leptonstrahl und Target und ermöglichte erste Messungen der polarisierten Strukturfunktionen des Nukleons. 1974 zeigten Ellis und Jaffe einen Weg, wie aus den gemessenen polarisierten Strukturfunktionen der Beitrag der Quarks zum Nukleonspin gewonnen werden kann ([EJ]). Die 1988 und 1989 am EMC-Experiment[2] am CERN in einem breiten kinematischen Bereich genommenen Daten ergaben einen Beitrag der Quarks zum Protonspin, der mit Null verträglich war([EMC1], [EMC2]). Da man auf der anderen Seite im Quarkmodell die magnetischen Momente der Nukleonen beschreiben kann, erschien es unverständlich, dass der Spin nur zu einem kleinen Bruchteil von den Quarks getragen wird ([TW]). Das wurde „Protonspinkrise“ genannt. In den folgenden Jahren wurde das Ergebnis durch verschiedene Experimente mit höheren Messgenauigkeiten überprüft: das SMC-Experiment[3] am CERN[4], Hermes am DESY[5] und E142, E143 und E155 am SLAC ([SMC2], [Her2], [E142], [E143], [E155]). Daraus ergibt sich ein Wert für den Quarkbeitrag von: $\Delta\Sigma = 0.28 \pm 0.09$ ([LL], [Mal]).

Auch wenn heute klar ist, dass die Quarks einen substantiellen Beitrag $\Delta\Sigma$ zum Nukleonspin leisten, so bleibt doch die Frage offen, woher der Rest kommt. Möglich sind Beiträge durch die Gluonen (ΔG) oder durch

[2]**E**uropean **M**uon **C**ollaboration
[3]**S**pin **M**uon **C**ollaboration
[4]**C**entre **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire
[5]**D**eutsches **E**lektronen-**SY**nchrotron

die Bahndrehimpulse der Quarks und Gluonen (L_q und L_g).

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \cdot (\underbrace{\Delta u + \Delta d + \Delta s}_{\Delta\Sigma}) + \Delta G + L_q + L_g \tag{1.1}$$

Δu, Δd und Δs stellen jeweils die Beiträge der Up-, Down- und Strangequarks im Nukleon dar.

Eines der Hauptziele des COMPASS-Experiments[6] am CERN ist die Messung des Gluonbeitrags ΔG.

$$\Delta G = G^{\uparrow\uparrow}(\eta) - G^{\uparrow\downarrow}(\eta) \tag{1.2}$$

Hierbei ist $G^{\uparrow\uparrow}(\eta)$ (bzw. $G^{\uparrow\downarrow}(\eta)$) die Wahrscheinlichkeitsverteilung für ein parallel (bzw. antiparallel) zum Nukleon polarisiertes Gluon in Abhängigkeit von η, dem Impulsanteil des Gluons am Nukleon.

Bei COMPASS werden seit 2002 Daten genommen. Es wird ein in Strahlachse polarisierter Myonenstrahl mit 160 GeV Energie benutzt. Die longitudinale Polarisation der Myonen ergibt sich auf natürliche Weise aus ihrer Entstehung im paritätsverletzenden Pionzerfall (siehe Abschnitt 3.1). Die Targetnukleonen können mit Hilfe eines Magnetfeldes parallel und antiparallel zum Myonspin polarisiert werden. Die Wechselwirkung des Myons mit einem Gluon aus dem Nukleon kann nicht direkt stattfinden, da das Gluon keine elektrische oder schwache Ladung besitzt. Ein geeigneter Prozess ist die sogenannte Photon-Gluon-Fusion (PGF). Das von dem polarisierten Myon ausgesandte ebenfalls polarisierte virtuelle Photon wechselwirkt mit dem (möglicherweise polarisierten) Gluon über die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares (siehe Abb. 1.1). Der Wirkungsquerschnitt

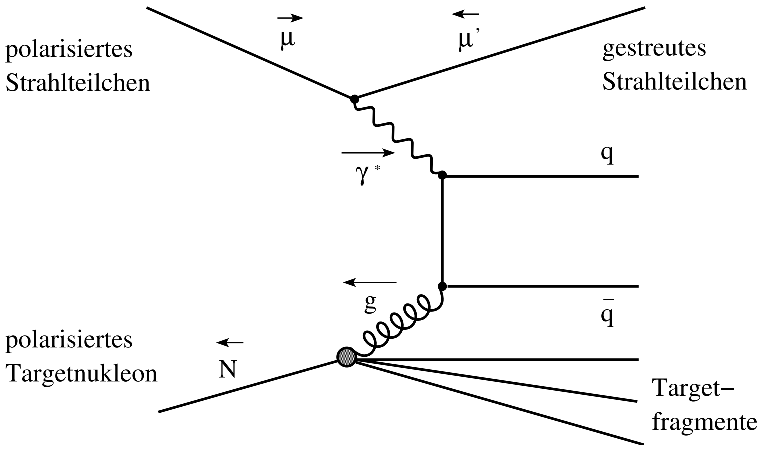

Abbildung 1.1: Photon Gluon Fusion (PGF) in der tiefinelastischen Streuung eines polarisierten Myons an einem polarisierten Nukleon.

der PGF hängt von der Kinematik und von den Polarisationszuständen von Photon und Gluon ab und kann perturbativ berechnet werden. Aus der Zählratenasymmetrie

$$A^{exp} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \tag{1.3}$$

[6]**CO**mmon **M**uon and **P**roton **A**pparatus for **S**tructure and **S**pectroscopy

kann ΔG mit Hilfe des bekannten PGF-Wirkungsquerschnitts berechnet werden (siehe Abschnitt 2.6). Hier bedeutet $N^{\uparrow\downarrow}$ (bzw. $N^{\uparrow\uparrow}$) die Anzahl der PGF-Ereignisse, in denen die Targetnukleonen entgegengesetzt (bzw. parallel) zum Myonspin polarisiert waren. Die sauberste Methode, ein PGF-Ereignis zu identifizieren, ist die Suche nach in der PGF erzeugten Charmquarks (siehe Abbildung 2.10). Die als Untergrund in Frage kommende Erzeugung von Charmquarks in Hadronisierungsprozessen ist wegen der hohen Masse des c-Quarks stark unterdrückt. Ein c-Quark fragmentiert mit 60% Wahrscheinlichkeit in ein D^0-Meson ([Pr]). In dieser Arbeit steht D^0 stellvertretend für beide Ladungszustände D^0 und $\overline{\mathrm{D}^0}$, falls nicht explizit unterschieden wird. Das D^0-Meson hat eine Vielzahl von Zerfallskanälen mit kleinen Verzweigungsverhältnissen. In COMPASS ist

$$\mathrm{D}^0 \rightarrow \mathrm{K}^-\pi^+ \tag{1.4}$$

der goldene Kanal, weil sein Verzweigungsverhältnis mit 3.8% relativ groß ist (vgl. Tabelle 4.2) und er mit zwei Hadronen im Endzustand einen geringen kombinatorischen Untergrund hat. Da der Untergrund die Asymmetriemessung verfälscht, ist seine Minimierung von höchster Wichtigkeit. Im besten Fall ist der Untergrund nicht sensitiv auf die Polarisation von Myon und Nukleon und trägt nicht zur Asymmetrie bei. Andernfalls erzeugt der Untergrund eine falsche Asymmetrie.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}$ ist über den gesamten in COMPASS relevanten kinematischen Bereich integriert mit etwa 1.9 $nbarn$ sehr klein. Deswegen werden ein Strahl mit hoher Intensität ($2 \cdot 10^8$ Myonen pro Spil) und ein massives und ausgedehntes Target verwendet. Zwischen dem Wirkungsquerschnitt der gesuchten Reaktion (PGF mit D^0-Produktion und anschließender Zerfall des D^0 in $K\pi$) und dem gesamten inelastischen Wirkungsquerschnitt liegen 3 bis 4 Größenordnungen (siehe Abschnitt 2.6). Daher stellt die Unterdrückung von Untergrundreaktionen ein weiteres Problem dar, das durch die Vielfachstreuung im Target noch verschärft wird. Das Target besteht aus festem ^{6}LiD und hat zwei Zellen von jeweils 3 cm Durchmesser und 60cm Länge. Beide Zellen sind entgegengesetzt polarisiert und bei der Primärvertexrekonstruktion deutlich voneinander unterscheidbar. Auf diese Weise werden Daten mit beiden Spineinstellungen gleichzeitig genommen und systematische Fehler vermieden, die durch einen variierenden Myonfluss oder durch zeitweiliges Ausfallen einer Detektorkomponente entstehen.

In COMPASS sind die Detektoren auf hohe Raten ausgelegt. Im Strahlbereich kann die Rate pro Kanal einige MHz betragen. Das Spektrometer ist zweistufig aufgebaut, so dass mit einer großen Akzeptanz Teilchen mit Impulsen zwischen einigen 100 MeV/c und 160 GeV/c rekonstruiert werden können. In der ersten Stufe werden Teilchen mit Impulsen bis etwa 50GeV/c nachgewiesen. Dazu wird ein Magnet mit großer Öffnung und einem Feldintegral von 1.1 Tm benutzt. Höherenergetische Teilchen werden in der zweiten Stufe nachgewiesen. Der dort verwendete Magnet hat bei kleinerer Öffnung ein größeres Feldintegral (4.4Tm). Neben Spurverfolgungsdetektoren unterschiedlicher Größe und Granularität enthält jede Stufe ein hadronisches Kalorimeter und als Abschluss ein Myonfilter. Zusätzlich befinden sich in der zweiten Stufe ein elektromagnetisches Kalorimeter und in der ersten Stufe ein ringabbildender Cherenkovzähler, mit dem durch Messung der Geschwindigkeit Teilchen unterschiedlicher Masse identifiziert werden können.

Das in der PGF entstandene D^0-Meson zerfällt unmittelbar im Target. Für die Rekonstruktion der Spuren und Impulse seiner Zerfallsprodukte - im goldenen Kanal handelt es sich um ein geladenes Kaon und ein geladenes Pion - spielen die sich hinter dem ersten Spektrometermagneten befindlichen großflächigen Strohdriftkammern eine wichtige Rolle. Die Kammern wurden am JINR[7] in Dubna gebaut und an das CERN geliefert. Dort wurden sie von der Gruppe der LMU München getestet und in das Experiment eingebaut. Die Koordination für das Strohdriftkammerprojekt lag und liegt bei der LMU München.

Neben den Installationsarbeiten ist unsere Gruppe in die Rekonstruktion von D-Mesonen involviert. Als im Jahr 2003 die ersten D-Zerfälle beobachtet wurden, musste festgestellt werden, dass im goldenen Kanal etwa 8 mal weniger D^0-Mesonen rekonstruiert werden als erwartet. Mittlerweile ist dieser Faktor weitestgehend verstanden ([CN5]) und es wird an vielen Fronten an einer Verbesserung gearbeitet: Spurrekonstruktion, Alignment, Triggereffizienz, Teilchenidentifikation, etc. Alternativ wird von unserer Gruppe an der Rekonstruktion von D-Mesonen in anderen Zerfallskanälen gearbeitet. Im Kapitel 4.3 wird der Zerfallskanal

$$\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^0_\mathrm{S}\pi^+\pi^- \tag{1.5}$$

eines D^0-Mesons in ein neutrales Kaon und zwei geladene Pionen vorgestellt. Das neutrale K^0_S zerfällt in einem Sekundärvertex in zwei geladene Pionen. Der Untergrund ist in diesem Kanal weitaus größer als im goldenen Kanal. Es kann aber zur Untergrundreduzierung die Tatsache ausgenutzt werden, dass etwa 67% der D^0-Zerfälle über eine K^*-Zwischenresonanz gehen.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist die Rekonstruktion beider in der PGF entstandenen Charmmesonen (Paarproduktion). Damit muss eine präzise Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz von Charmmesonen in verschiedenen Zerfallskanälen möglich sein. Außerdem könnte daraus die relative Produktionsstärke von neutralen und geladenen D-Mesonen ermittelt werden, eine Größe, die für Myonstrahlen noch nicht gemessen wurde.

[7] **J**oint **I**nstitute for **N**uclear **R**esearch

Kapitel 2

Die Spinstruktur des Nukleons

In der tiefinelastischen Streuung wird ein Lepton, in der Regel ein Elektron, Myon oder Neutrino, am Nukleon gestreut. Es werden Leptonen verwendet, da die Wirkungsquerschnitte der elektroschwachen Wechselwirkung perturbativ berechenbar sind. Nimmt man wie bei COMPASS geladene Leptonen, ist der dominante Prozess der Austausch eines virtuellen Photons (siehe Abb. 2.1). Schon eine inklusive Messung, bei der von allen Reaktions-

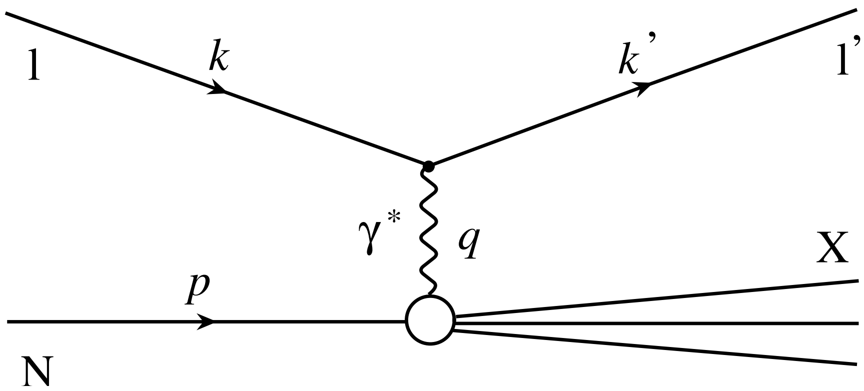

Abbildung 2.1: Tiefinelastische Streuung eines Leptons an einem Nukleon durch Ein-Photon-Austausch. Einlaufendes Lepton l, gestreutes Lepton l', Nukleon N und das virtuelle Photon γ^* haben jeweils die Viererimpulse $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$, $\mathbf{p}$ und $\mathbf{q}$.

produkten nur das auslaufende Lepton l' beobachtet wird, liefert wichtige Erkenntnisse. So führten inklusive Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung Ende der 60^er Jahre am SLAC zur Schlussfolgerung, dass es im Nukleon punktförmige Konstituenten gibt, die Partonen. Hat man einen monoenergetischen einlaufenden Leptonenstrahl und ein unpolarisiertes Target, so hat der inklusive Wirkungsquerschnitt zwei Freiheitsgrade. Er kann von dem Streuwinkel θ und dem Impulsbetrag $|\vec{k}'|$ des gestreuten Leptons l' abhängen. Infolge der Rotationssymmetrie gibt es keine Abhängigkeit vom Azimuthwinkel. Anstatt θ und $|\vec{k}'|$ können auch andere unabhängige Variablen gewählt werden, zum Beispiel die lorentzinvarianten Größen x und Q^2, die in Abschnitt 2.1 definiert werden.

2.1 Kinematische Variablen

Verschiedene lorentzinvariante kinematische Variablen werden zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung herangezogen. Sie sollen im folgenden definiert und erklärt werden. Die in Kapitel 2 verwendeten Viererimpulse k, k', q und p sind in Abbildung 2.1 definiert. Die Ruhemassen von Lepton und Nukleon werden mit m_l und M bezeichnet. E und E' sind die Energie des einlaufenden und des gestreuten Leptons.

- q^2, das Massenquadrat des virtuellen Photons, ist negativ, da der Impulsübertrag $k - k'$ raumartig ist. Die positive Größe Q^2 bestimmt die Auflösung der Messung im Nukleon ($\lambda \sim \frac{1}{\sqrt{Q^2}}$).

$$Q^2 = -q^2 \tag{2.1}$$

Im Laborsystem lässt sich Q^2 bei Vernachlässigung der Leptonmasse m_l einfach berechnen.

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 = -(k-k')^2 = -2m_l^2 + 2EE' - 2\vec{k}\,\vec{k}' \\ &= -2m_l^2 + 2EE' - 2|\vec{k}|\,|\vec{k}'|\cos\theta \approx 2|\vec{k}|\,|\vec{k}'| - 2|\vec{k}|\,|\vec{k}'|\cos\theta \\ &= 4|\vec{k}|\,|\vec{k}'|\sin^2(\frac{\theta}{2}) \end{aligned} \tag{2.2}$$

- ν ist die Energie, die im Laborsystem von dem virtuellen Photon auf das Nukleon übertragen wird.

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} = (E - E')_{lab} \tag{2.3}$$

- Die Skalenvariable y beschreibt im Laborsystem den relativen Energieübertrag von dem Lepton auf das Nukleon ($0 \leq y \leq 1$).

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \left(\frac{\nu}{E}\right)_{lab} \tag{2.4}$$

- Die Bjorken' sche Skalenvariable x kann als der Anteil des Partons am Nukleonimpuls interpretiert werden, mit dem das Photon wechselwirkt ([TW]). x variiert zwischen 0 und 1.

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \left(\frac{Q^2}{2M \cdot \nu}\right)_{lab} \tag{2.5}$$

- W^2 ist das Massenquadrat des gesamten hadronischen Systems X nach der Wechselwirkung (siehe Abb. 2.1).

$$W^2 = (q+p)^2 = Q^2 \cdot \frac{1-x}{x} + M^2 \tag{2.6}$$

Das Umformen von W^2 in Gleichung 2.6 liefert eine weitere Interpretation für die Bjorken' sche Skalenvariable. x kann als Maß für die Inelastizität des Prozesses angesehen werden. Für $x = 1$ liegt der Fall der elastischen Streuung vor.

2.2 Polarisierte tiefinelastische Streuung

Der tiefinelastische Streuprozess kann in einen leptonischen und einen hadronischen Teil zerlegt werden. Der leptonische beschreibt die Abstrahlung des virtuellen Photons durch das Lepton und der hadronische die Absorption des Photons durch das Nukleon. So lässt sich der Wirkungsquerschnitt als Produkt aus einem leptonischen und einem hadronischen Tensor darstellen ([AEL]).

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

Hier ist α die elektromagnetische Kopplungskonstante und Ω der Raumwinkel. $L_{\mu\nu}$ kann im Rahmen der QED berechnet werden und zerfällt nach Summieren über den nicht gemessenen Spinzustand des gestreuten Leptons s' in einen symmetrischen spinunabhängigen Teil $L^{(S)}_{\mu\nu}$ und einen antisymmetrischen spinabhängigen Teil $L^{(A)}_{\mu\nu}$.

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}(k,k',s) &= \sum_{s'}[\bar{u}(k',s')\gamma_\mu u(k,s)]^*[\bar{u}(k',s')\gamma_\nu u(k,s)] \\ &= 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu) - 2g_{\mu\nu}(kk' - m_l^2) + 2im_l\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}s^\alpha q^\beta \\ &= L^{(S)}_{\mu\nu}(k,k') + iL^{(A)}_{\mu\nu}(k,k',s) \end{aligned} \tag{2.8}$$

$u(k,s)$ und $\bar{u}(k',s')$ sind Spinoren. k und k' bezeichnen die Viererimpulsvektoren, s und s' die Spinzustände des einlaufenden und auslaufenden Leptons. m_l ist die Masse des Leptons, q der Viererimpuls des emittierten virtuellen Photons. Der Viererpolarisationsvektor $s^\alpha = (0,\vec{s})$ ist so definiert, dass die zeitliche Komponente im Ruhesystem des Teilchens Null ist ([Ha], [Ai]). Es gilt: $\vec{s}^2 = 1$, $s^2 = -1$, $s \cdot k = 0$. $g_{\mu\nu}$ ist der metrische Tensor und $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ der vollständig antisymmetrische Levi-Civita-Tensor.

Der hadronische Tensor lässt sich nicht berechnen und muss parametrisiert werden. Als Ansatz bildet man eine Linearkombination aus allen lorentzinvarianten Größen, die aus den eingangs erwähnten kinematischen Variablen gebildet werden können. Unter Berücksichtigung fundamentaler Symmetrien wie Lorentzinvarianz, Eichinvarianz und Parität [TW] erhält man eine Parametrisierung von $W^{\mu\nu}$ mit den 4 dimensionslosen Strukturfunktionen F_1, F_2, g_1, g_2, die von x und Q^2 abhängen ([Hu]). Auch $W^{\mu\nu}$ zerfällt in einen symmetrischen spinunabhängigen und einen antisymmetrischen spinabhängigen Teil und man erhält für den Wirkungsquerschnitt ([Mal]):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2MQ^4}\frac{E'}{E}[\underbrace{L^{(S)}_{\mu\nu}(k,k')W^{\mu\nu(S)}(p,q)}_{\text{spinunabh.}} - \underbrace{L^{(A)}_{\mu\nu}(k,k',s)W^{\mu\nu(A)}(p,q,S)}_{\text{doppelt spinabh.}}] \tag{2.9}$$

s ist der Spin des einlaufenden Leptons und S der Nukleonspin.

Summiert man über alle Spinzustände des Leptons und des Nukleons, erhält man den Wirkungsquerschnitt für den unpolarisierten Fall, der durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 parametrisiert wird:

$$\frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{M\nu Q^2} \cdot \left\{ \frac{y}{2}F_1 + \frac{1}{2xy}(1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4})F_2 \right\} \tag{2.10}$$

Der kinematische Faktor $\gamma^2 = \frac{Q^2}{\nu^2} = \frac{4M^2x^2}{Q^2}$ geht für große Q^2 gegen Null. Im elastischen Limit lässt sich Gleichung 2.10 nach einigem Umformen auf die bekannte Rosenbluth-Formel zurückführen ([TW]), die die elastische Streuung eines Leptons an einem Nukleon beschreibt.

Zur Messung der polarisierten Strukturfunktionen g_1 und g_2 müssen nach Gleichung 2.9 sowohl der Teilchenstrahl als auch das Target polarisiert sein. Das Lepton ist in Strahlrichtung polarisiert. Dies ist eine Folge der Myonstrahlproduktion (siehe Abschnitt 3.1). In die Formel zum Wirkungsquerschnitt geht die Helizität H_l des Leptons l ebenso ein, wie der Winkel β zwischen Impuls des einlaufenden Myons $\vec{k}$ und Nukleonspin und der Winkel ϕ zwischen Spin- und Streuebene (siehe Abb. 2.2).

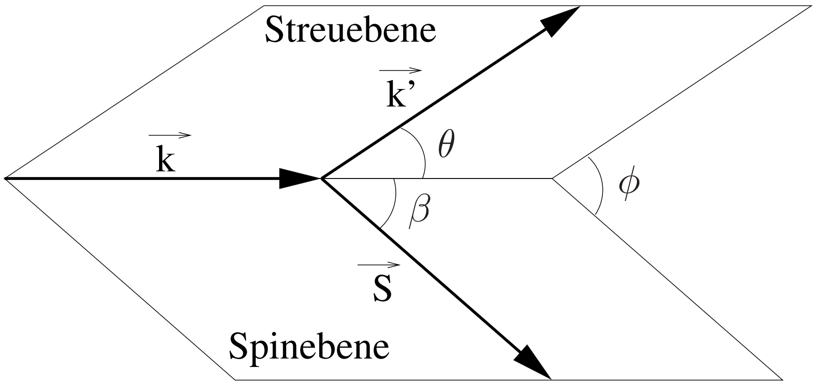

Abbildung 2.2: Definition der in Gleichung 2.11 verwendeten Winkel. Die Streuebene wird durch die Impulse des einlaufenden und gestreuten Leptons aufgespannt, während die Spinvektoren des Leptons und des Nukleons die Spinebene bestimmen.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} - H_l \cos\beta \frac{d^2\sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} - H_l \sin\beta \cos\phi \frac{d^2\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} \tag{2.11}$$

Die zwei spinabhängigen Terme in Gleichung 2.11 liefern im Vergleich zum dominierenden spinunabhängigen ersten Term, der in Gleichung 2.10 definiert wurde, nur einen kleinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt und sind zusätzlich durch unvollständige Strahl- und Targetpolarisation unterdrückt. Eine direkte Messung der polarisierten Wirkungsquerschnittskomponenten ist daher nicht sinnvoll. Vielmehr werden Differenzen (Asymmetrien) von Wirkungsquerschnitten gemessen. Die Strukturfunktionen g_1 und g_2 beschreiben diese Asymmetrien. Der auf den Spin nicht sensitive Teil mittelt sich dabei heraus. Sind die Targetnukleonen parallel zum Leptonspin polarisiert, ist $\beta = 0$ und damit $\sin\beta = 0$ und $\cos\beta = 1$. Im antiparallelen Fall ($\beta = \pi$) ergibt sich $\sin\beta = 0$ und $\cos\beta = -1$. Beide Male fällt der dritte Term in Gleichung 2.11 heraus. Man bildet die Differenz aus den

Wirkungsquerschnitten mit parallelen ($\sigma^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}$) und antiparallelen Spineinstellungen ($\sigma^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}}$).

$$\begin{aligned}\frac{d^2\Delta\sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} &= \frac{d^2(\sigma^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}} - \sigma^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}})}{d\Omega dE'} \\ &= \frac{4\alpha^2 E'}{M\nu Q^2}\left\{\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2\gamma^2}{4}\right) g_1 - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2\right\} \qquad (2.12)\end{aligned}$$

Für hohe Q^2 geht der kinematische Faktor γ^2 gegen Null und der Beitrag von g_2 ist kinematisch unterdrückt und kann vernachlässigt werden. Über die longitudinale Asymmetriemessung erhält man also direkt Zugang zur Strukturfunktion g_1.

Die experimentell bestimmte Asymmetrie ist für longitudinale Polarisation

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}} - \sigma^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}}{\sigma^{\overset{\leftarrow}{\Rightarrow}} + \sigma^{\overset{\leftarrow}{\Leftarrow}}} \qquad (2.13)$$

Setzt man die Ausdrücke für die Wirkungsquerschnitte aus den Gleichungen 2.12 und 2.10 ein und vernachlässigt die Leptonmasse und Terme höherer Ordnung in γ erhält man:

$$A_{\parallel} \approx D \cdot \frac{g_1(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)} + \mathcal{O}(\gamma) \qquad (2.14)$$

D wird „Depolarisationsfaktor“ genannt, obwohl Polarisationsfaktor ein treffenderer Name wäre. D beschreibt den Polarisationsübertrag zwischen Lepton und virtuellem Photon (siehe Gleichung 2.59) und hat in Abhängigkeit der Kinematik Werte zwischen 0 und 1. D ist gleich 1 für den Fall, dass das virtuelle Photon die gleiche Helizität hat wie das Lepton. Die Größe

$$A_1 = \frac{g_1(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)} \qquad (2.15)$$

wird Photonasymmetrie genannt. Sie beschreibt die Wirkungsquerschnittsasymmetrie bei der Wechselwirkung polarisierter virtueller Photonen mit polarisierten Nukleonen. Sowohl A_1 als auch g_1 wurden bei COMPASS gemessen, für kleine x-Werte ($0.004 < x < 0.03$) mit bisher unerreichter Genauigkeit ([Co]).

Polarisiert man die Targetnukleonen transversal zum Leptonspin ($\beta = \pm\frac{\pi}{2}$), erhält man für die Wirkungsquerschnittsdifferenz

$$\begin{aligned}\frac{d^2\Delta\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} &= \frac{d^2(\sigma^{\overset{\leftarrow}{\Downarrow}} - \sigma^{\overset{\leftarrow}{\Uparrow}})}{d\Omega dE'} \\ &= \frac{\alpha^2 E'}{M\nu Q^2}\left\{\gamma\sqrt{1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}}\left(\frac{y}{2}g_1 + g_2\right)\right\} \qquad (2.16)\end{aligned}$$

Um g_2 ermitteln zu können, ist eine genaue Kenntnis von g_1 aus Messungen mit longitudinaler Polarisation erforderlich.

2.3 Das Quark-Parton-Modell

Im naiven Quark-Parton-Modell (QPM) besteht das Nukleon aus punktförmigen Konstituenten mit Spin $\frac{1}{2}$, den Quarks ([Fe], [Bj]). Die Konstituenten werden für die Dauer der tiefinelastischen Wechselwirkung als freie Teilchen angesehen. Ein Streuprozess am Nukleon wird daher als inkohärente Überlagerung elastischer Lepton-Quark-Streuungen verstanden. In diesem Bild wird die Wechselwirkung der Quarks untereinander vernachlässigt. Auch die aus der Fermibewegung der Quarks resultierenden, zum Nukleonimpuls transversalen Impulskomponenten der Quarks werden vernachlässigt. Im Bjorken-Limit sind all diese Bedingungen erfüllt: $\nu \to \infty, Q^2 \to \infty, x = fest$.

Im naiven QPM wird der Wirkungsquerschnitt der Nukleonstreuung als Summe der Wirkungsquerschnitte der Streuung an den einzelnen Partonen dargestellt. F_1 lässt sich als Summe über die Quarkdichteverteilungen $q_f(x)$ schreiben. Da die tiefinelastische Streuung durch die elektromagnetische Wechselwirkung stattfindet, sind die Wirkungsquerschnitte proportional zum Ladungsquadrat der einzelnen Quarks e_f^2. Deshalb werden die Quarkdichteverteilungen jeweils mit e_f^2 gewichtet. Die Quarkdichteverteilung $q_f(x)$ bezeichnet die Anzahl der Quarks mit Flavor f und Impulsbruchteil x. F_1 beschreibt also die Quarkstruktur, F_2 die Impulsstruktur des Nukleons bezüglich der elektromagnetischen Wechselwirkung.

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \cdot (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \tag{2.17}$$

$$F_2(x) = x \sum_f e_f^2 \cdot (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \tag{2.18}$$

Wie man sieht, ist F_2 mit F_1 über die Callan-Gross-Beziehung verknüpft:

$$F_2 = 2xF_1 \tag{2.19}$$

Gleichung 2.19 wurde von Callan und Gross für Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ vorhergesagt und konnte experimentell bestätigt werden ([CG]). Das war ein zusätzlicher Meilenstein, um die Partonen mit den Quarks zu identifizieren.

Im naiven QPM stellt man sich vor, dass der Nukleonspin zu 100 % von den Quarkspins herrührt. Die Spins zweier Konstituentenquarks sind parallel zum Nukleonspin ausgerichtet, während der dritte antiparallel sein muss. Die in der tiefinelastischen Streuung auftretende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Spineinstellungen des Leptons und des Nukleons soll anhand von Abbildung 2.3 im naiven QPM anschaulich demonstriert werden. Das Lepton und das virtuelle Austauschphoton haben negative Helizität. In a.) ist der Spin des Nukleons parallel, in b.) antiparallel zum Photonspin ausgerichtet. Im ersten Fall kann das virtuelle Photon nur von Quark q_1 absorbiert werden. q_2 und q_3 hätten nach der Absorption des Photons eine Spin-z-Komponente $\frac{3}{2}$, was unmöglich ist ([TW]). Es ist also nur die Quarkdichteverteilung $q_f^{\downarrow}$ relevant. Der Pfeil nach unten symbolisiert die

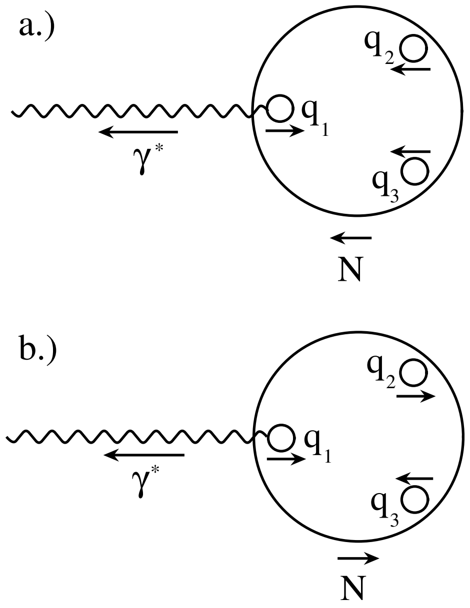

Abbildung 2.3: In a.) sind Photon und Nukleon parallel polarisiert. Das Photon kann nur an q_1 koppeln. In b.) bei antiparalleler Konfiguration kann das Photon an q_1 oder q_2 koppeln.

antiparallele Spineinstellung von Quark und Nukleon. Den Wirkungsquerschnitt für diesen Fall nennt man $\sigma_{3/2}$. 3/2 steht hier für die z-Komponente des Spins des Gesamtsystems aus virtuellem Photon und Nukleon. Genauso stellt sich für den antiparallelen Fall heraus, dass nur die Quarkdichteverteilungen $q_f^{\uparrow}$, in denen Quark und Nukleon parallel polarisiert sind, zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{1/2}$ beitragen (siehe Abb. 2.3 b)

Die Quarkdichteverteilungen im unpolarisierten Fall lassen sich als Summe der spinabhängigen Verteilungen schreiben.

$$q_f(x) = q_f^{\uparrow}(x) + q_f^{\downarrow}(x) \tag{2.20}$$

Daher gilt auch

$$F_1 \propto \sigma_{1/2} + \sigma_{3/2} \tag{2.21}$$

Die spinabhängige Strukturfunktion g_1 ist dagegen proportional zur Differenz

$$g_1 \propto \sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} \tag{2.22}$$

und es gilt:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \cdot (\Delta q_f(x) + \Delta \bar{q}_f(x)) \tag{2.23}$$

Dabei ist

$$\Delta q_f = q_f^{\uparrow} - q_f^{\downarrow} \tag{2.24}$$

g_2 hat im naiven QPM keine Interpretation, da die Transversalimpulse im Nukleon vernachlässigt werden.

2.4 Das erweiterte Quark-Parton-Modell

In Abbildung 2.4 ist für das Proton F_2 gegen Q^2 für verschiedene x-Werte aufgetragen. Es sind die Daten verschiedener Experimente zusammengefasst. Im kinematischen Bereich um $x = 0.15$ ist das Skalenverhalten sehr gut zu sehen. Bei kleinen und bei großen Werten von x stellt man jedoch eine deutliche Verletzung des Skalenverhaltens fest. Um diese zu verstehen, ist eine Erweiterung des naiven QPM notwendig, in denen die Quarks Gluonen abstrahlen bzw. absorbieren können und die Gluonen ein Quark-Antiquark-Paar bilden oder ihrerseits wieder ein Gluon abstrahlen können ([AP], [Alt]). Dazu werden radiative QCD-Korrekturen eingeführt. Einige dieser Prozesse sind in Abbildung 2.5 gezeigt. Kennt man die x-Abhängigkeit einer Struk-

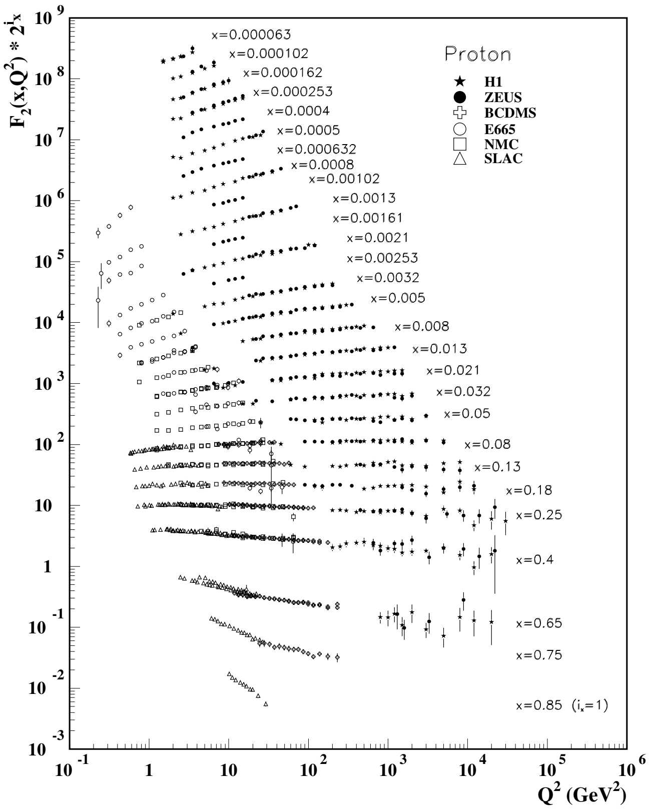

Abbildung 2.4: Die in tiefinelastischen Streuexperimenten mit geladenen Leptonen gemessene Strukturfunktion des Protons F_2^p ist gegen Q^2 aufgetragen. Der Übersichtlichkeit halber wurden die Werte von F_2^p mit einem Faktor 2^{i_x} multipliziert. i_x ist die Nummer des x-Bins: von $i_x = 1$ ($x = 0.85$) bis $i_x = 28$ ($x = 0.000063$). Die Abbildung stammt aus [PDG].

turfunktion für einen Wert von Q^2, kann man im Rahmen des erweiterten QPM mittels der sogenannten DGLAP-Differentialgleichungen[1] die Struk-

[1] Die DGLAP-Differentialgleichungen sind nach Dokshitzer ([Dok]), Gribov und Lipatov ([GL]), Altarelli und Parisi ([AP]) benannt.

turfunktion für alle Werte von Q^2 berechnen, sofern perturbative QCD angewandt werden kann. Tatsächlich stimmen die aus den DGLAP-Gleichungen berechneten Vorhersagen sehr gut mit den Messwerten überein. Die Ver-

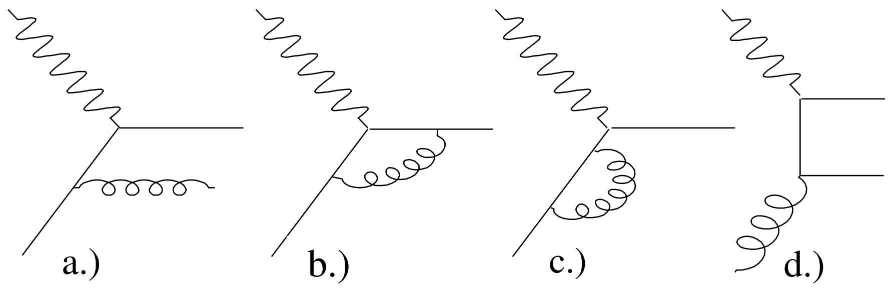

Abbildung 2.5: Verschiedene Prozesse, in die ein Gluon involviert ist und die bei der Beschreibung des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden müssen.

letzung des Skalenverhaltens kann auch qualitativ verstanden werden. Die Partonen sind im erweiterten QPM keine „nackten" Quarks, sondern sind beständig von einer Quark-Gluon-Wolke umgeben. Welcher Teil von diesem Gebilde als eigenständiges Parton gesehen wird (siehe Abb. 2.6), hängt von Q^2 ab. Die räumliche Auflösung des virtuellen Photons ist proportional zu $1/\sqrt{Q^2}$. Man beobachtet bei hohem Q^2 mehr Partonen. Mit einer höheren Anzahl von Partonen sinkt auch der mittlere Impulsbruchteil x des Partons. Ein Parton mit kleinem Impulsbruchteil x wird also mit höherer Wahrscheinlichkeit bei einem hohen Q^2 beobachtet. Das Umgekehrte gilt für ein Parton mit großem x. Genau dieses Verhalten ist in Abbildung 2.4 ablesbar.

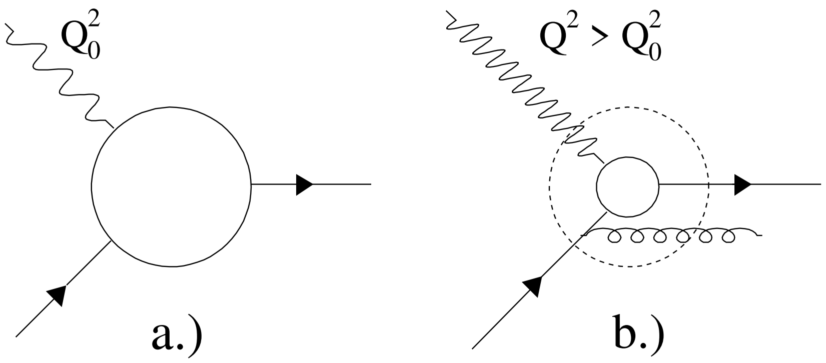

Abbildung 2.6: In a.) koppelt ein virtuelles Photon mit Q_0^2 an ein Parton, das durch einen Kreis symbolisiert ist. In b.) hat das Photon ein höheres Q^2 und die innere Struktur von dem Parton wird weiter aufgelöst (hier ein Parton, das ein Gluon abstrahlt).

Eine weitere Folge der radiativen Korrekturen zum naiven QPM ist die

Einführung der polarisierten Gluonverteilung ΔG in der Beschreibung der Strukturfunktion g_1 ([Mal], [SMC1]).

$$\begin{aligned} g_1(x,Q^2) &= \frac{1}{2}\langle e^2\rangle \int_x^1 \frac{dy}{y}\left[C_S^q\left(\frac{x}{y},\alpha_s(Q^2)\right)\Delta q_S(y,Q^2)\right. \\ &\quad +2n_f C^g\left(\frac{x}{y},\alpha_s(Q^2)\right)\Delta G(y,Q^2) \\ &\quad \left.+\,C_{NS}^q\left(\frac{x}{y},\alpha_s(Q^2)\right)\Delta q_{NS}(y,Q^2)\right] \end{aligned} \tag{2.25}$$

$\langle e^2\rangle = n_f^{-1}\sum_{k=1}^{n_f} e_k^2$ ist die mittlere quadrierte elektrische Quarkladung (n_f ist die Anzahl der Flavours). Δq_S und Δq_{NS} sind die polarisierten Singlett- und Nonsinglett-Quarkverteilungen:

$$\Delta q_S(x,Q^2) = \sum_{i=1}^{n_f} \Delta q_i(x,Q^2) \tag{2.26}$$

$$\Delta q_{NS}(x,Q^2) = \sum_{i=1}^{n_f}\left(\frac{e_i^2}{\langle e^2\rangle}-1\right)\Delta q_i(x,Q^2) \tag{2.27}$$

Ein anschauliches Beispiel für eine Nonsinglett-Quarkverteilung ist die Valenzquarkverteilung. Im Gegensatz dazu trägt eine Singlett-Quarkverteilung keinen Flavour und mischt mit Gluonen (z.B. Seequarkverteilung).

Die Koeffizientenfunktionen C_S^q, C_{NS}^q und C^g sind in führender Ordnung und in nächster Ordnung berechnet worden ([Ko1], [Ko2], [MN]). Auch im polarisierten Fall gilt: kennt man die Partonverteilungen für eine bestimmte Skala Λ^2, so kann man die Partonverteilungen für eine beliebige Skala Q^2 durch Lösen der DGLAP-Differentialgleichungen bestimmen. Daher ist es möglich, ΔG aus der Q^2-Abhängigkeit von g_1 zu extrahieren.

2.5 Summenregeln

Einfacher als der Verlauf der polarisierten Strukturfunktionen lassen sich die Mellin' schen Momente ([LR]) der Strukturfunktionen theoretisch vorhersagen. Wie sich herausstellen wird, lässt sich mit ihrer Hilfe mit der Bjorken' schen Summenregel ein wichtiger Test für die QCD formulieren. Die danach beschriebene Ellis-Jaffe-Summenregel eröffnet eine Möglichkeit, den Quarkbeitrag $\Delta\Sigma$ zum Nukleonenspin experimentell zu bestimmen.

Das n-te Moment der Funktion $f(x)$ ist so definiert:

$$\mathcal{F}_n = \int_0^1 x^{n-1} f(x)dx \tag{2.28}$$

Eine besondere Rolle spielen die ersten Momente von g_1 für das Proton und das Neutron. Einsetzen von Gleichung 2.23 ergibt im naiven Quark-Parton-Modell für das Proton:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{4}{9}\widetilde{\Delta u}+\frac{1}{9}\widetilde{\Delta d}+\frac{1}{9}\widetilde{\Delta s}\right) \tag{2.29}$$

Hier sind:

$$\begin{aligned} \widetilde{\Delta u} &= \Delta u + \Delta \bar{u} \\ \widetilde{\Delta d} &= \Delta d + \Delta \bar{d} \\ \widetilde{\Delta s} &= \Delta s + \Delta \bar{s} \end{aligned} \tag{2.30}$$

und Δu, $\Delta \bar{u}$, Δd, $\Delta \bar{d}$, Δs, $\Delta \bar{s}$ die jeweils für u-, $\bar{u}$-, d-, $\bar{d}$-, s-, $\bar{s}$-Quarks in Gleichung 2.24 definierten Verteilungen.

Unter Annahme der Isospinsymmetrie besteht für die Verteilungen aus Gleichung 2.31 für Proton und Neutron folgender Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \widetilde{\Delta u} &\equiv \widetilde{\Delta u}_{proton} = \widetilde{\Delta d}_{neutron} \\ \widetilde{\Delta d} &\equiv \widetilde{\Delta d}_{proton} = \widetilde{\Delta u}_{neutron} \\ \widetilde{\Delta s} &\equiv \widetilde{\Delta s}_{proton} = \widetilde{\Delta s}_{neutron} \end{aligned} \tag{2.31}$$

Mit den Definitionen aus Gleichung 2.31 erhält man für das erste Moment von g_1 des Neutrons:

$$\Gamma_1^n = \int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{2} \cdot (\frac{1}{9}\widetilde{\Delta u} + \frac{4}{9}\widetilde{\Delta d} + \frac{1}{9}\widetilde{\Delta s}) \tag{2.32}$$

Γ_1^p und Γ_1^n lassen sich wie folgt mit den axialen Vektorkopplungskonstanten a_k verknüpfen ([AEL]):

$$\Gamma_1^p = \frac{a_3}{12} + \frac{a_8}{36} + \frac{a_0}{9} \tag{2.33}$$

$$\Gamma_1^n = -\frac{a_3}{12} + \frac{a_8}{36} + \frac{a_0}{9} \tag{2.34}$$

Daher finden die a_k im QPM folgende Interpretation:

$$\begin{aligned} a_3 &= \widetilde{\Delta u} - \widetilde{\Delta d} \\ a_8 &= \widetilde{\Delta u} + \widetilde{\Delta d} - 2\widetilde{\Delta s} \\ a_0 &= \widetilde{\Delta u} + \widetilde{\Delta d} + \widetilde{\Delta s} \end{aligned} \tag{2.35}$$

Man sieht, dass a_0 dem Anteil der Valenzquarks an der Nukleonpolarisation entspricht.

Die Bjorken' sche Summenregel

Die Differenz von Γ_1^p und Γ_1^n ergibt nach Gleichung 2.29 und 2.32 (zunächst ohne Berücksichtigung der Q^2-Abhängigkeit):

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}\int_0^1 dx[\widetilde{\Delta u}(x) - \widetilde{\Delta d}(x)] = \frac{a_3}{6} = \frac{g_A}{6} \tag{2.36}$$

a_3 entspricht g_A, dem axialen Formfaktor im schwachen Neutron-β-Zerfall und ist daher bekannt ([TW]). Unter Berücksichtigung der radiativen QCD-Korrekturen erhält man:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p(Q^2) \quad - \quad \Gamma_1^n(Q^2) &\equiv \int_0^1 dx[g_1^p(x,Q^2) - g_1^n(x,Q^2)] \\ &= [1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3.583(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi})^2 - 20.215(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi})^3] \cdot \frac{g_A}{6} \end{aligned} \tag{2.37}$$

Gleichung 2.37 ist als die Bjorken' sche Summenregel bekannt und deren experimentelle Überprüfung ist ein wichtiger Test für die QCD. Die Messungen bei SMC ([SMC2]) und E143 ([E143]) ergaben:

$$\text{SMC: } \Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2)\Big|_{Q^2=10\,GeV^2} = 0.199 \pm 0.038 \tag{2.38}$$
$$\text{E143: } \Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2)\Big|_{Q^2=3\,GeV^2} = 0.163 \pm 0.010 \pm 0.016 \tag{2.39}$$

und müssen mit den Vorhersagen (Gleichung 2.37)

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.187 \pm 0.003 \quad \text{bei } Q^2 = 10\,GeV^2 \tag{2.40}$$
$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.171 \pm 0.008 \quad \text{bei } Q^2 = 3\,GeV^2 \tag{2.41}$$

verglichen werden ([Ch], [LV]). Die Bjorken' sche Summenregel konnte also mit einer Genauigkeit von 10 % bestätigt werden.

Die Ellis-Jaffe-Summenregel

Wie schon oben erwähnt ist a_3 aus dem Neutron-β-Zerfall bekannt. Daher kann für die Bjorken' sche Summenregel eine präzise Vorhersage gemacht werden. Möchte man allerdings eine Vorhersage über Γ_1^p treffen, stößt man auf Schwierigkeiten, weil sich der Term mit a_0 nicht wie bei der Differenz $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ weghebt (siehe Gleichung 2.36). Nimmt man $SU(3)$-Flavorsymmetrie an, kann a_8 aus den Hyperon-β-Zerfällen ermittelt werden. a_0 ist dagegen aus keinem unabhängigen Experiment bekannt. Nimmt man jedoch an, dass die seltsamen Seequarks ($s\bar{s}$) nicht zum Spin beitragen ($\Delta s = 0$), erhält man $a_0 = a_8$ und folgende als Ellis-Jaffe-Summenregel bekannte Vorhersage ([EJ]):

$$\Gamma_1^{p,n} = \pm\frac{a_3}{12} + \frac{5}{36}a_8 \tag{2.42}$$

und mit QCD-Korrekturen erster Ordnung:

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \frac{a_3}{12}[1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}] + \frac{5}{36}a_8[1 - \frac{7}{15}\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}] \tag{2.43}$$

Die ersten polarisierten tiefinelastischen Streuexperimente (E80 und E130) wurden am SLAC mit einem polarisierten Elektronenstrahl mit Energien zwischen 6 und 23 GeV durchgeführt ([E80-1], [E80-2], [E130]). Das aus den Daten gewonnene erste Moment von g_1 für das Proton (bei einem mittleren $\langle Q^2 \rangle \approx 4\, GeV^2$)

$$\Gamma_1^p = 0.17 \pm 0.05 \qquad (2.44)$$

ist in Übereinstimmung mit der Ellis-Jaffe-Summenregel. Die Werte von g_1 für kleine x ($x < 0.1$) konnten nicht gemessen werden und mussten extrapoliert werden.

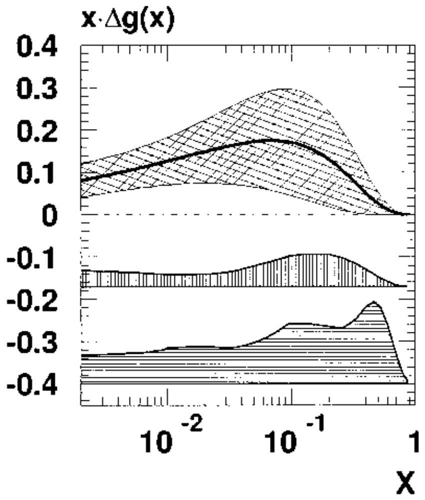

Abbildung 2.7: Ergebnisse der NLO-Analyse der SMC-Kollaboration ([SMC1]). Das kreuzweise schraffierte Band stellt den statistischen Fehler dar, das vertikel schraffierte Band den systematischen und das horizontal schraffierte den theoretischen Fehler.

Das EMC-Experimment am CERN konnte Daten bei wesentlich kleineren x-Werten nehmen (bis zu $x \approx 0.01$). Der (bei einem mittleren $\langle Q^2 \rangle \approx 10\, GeV^2$) gewonnene Wert

$$\Gamma_1^p = 0.114 \pm 0.012 \pm 0.026 \qquad (2.45)$$

stellt eine Verletzung der Ellis-Jaffe-Summenregel dar ([EMC1]). Das impliziert einen Anteil der Quarks am Protonspin, der mit Null verträglich ist.

$$a_0 = \Delta\Sigma = 0.14 \pm 0.17 \qquad (2.46)$$

Dieses Ergebnis war der Auslöser der sogenannten „Protonspinkrise“, da es im eklatanten Widerspruch zur Annahme des naiven QPM ist, dass die Valenzquarks den ganzen Spin des Nukleons tragen.

Spätere Messungen der Nachfolgeexperimente SMC am CERN, E142 und E143 am SLAC und Hermes bei DESY ergaben eine etwas entschärfte Situation. Der Mittelwert der Weltdaten für $\Delta\Sigma$ wird heute mit([LL])

$$\Delta\Sigma = 0.28 \pm 0.09 \qquad (2.47)$$

angegeben. Dennoch ist das Problem noch nicht gelöst. Im relativistischen QPM erwartet man für $\Delta\Sigma$ einen Wert von etwa 3/4.

Es gibt zwei Möglichkeiten, den niedrigen Wert von $\Delta\Sigma$ zu erklären. Im relativistischen QPM kann man den Beitrag der Valenzquarks $\widetilde{\Delta q}_v$ und der Seequarks $\widetilde{\Delta q}_s$ unterscheiden.

$$\Delta\Sigma = (\widetilde{\Delta u}_v + \widetilde{\Delta d}_v) + (\widetilde{\Delta u}_s + \widetilde{\Delta d}_s + \widetilde{\Delta s}_s) \tag{2.48}$$

Ein negativer Beitrag der seltsamen Seequarks könnte das kleine $\Delta\Sigma$ erklären. Dazu müsste die nicht weiter begründete Annahme der Ellis-Jaffe-Summenregel aufgegeben werden, dass $\widetilde{\Delta s} = 0$ ist. Aber auch ein positiver Wert von ΔG, dem Anteil der Gluonen am Nukleonspin, würde eine Erklärung liefern.

Der Versuch, ΔG aus der Q^2-Abhängigkeit von g_1 zu extrahieren (siehe Gleichung 2.25), lieferte nur einen schwachen Anhaltspunkt dafür, dass ΔG positiv ist. In Abbildung 2.7 ist das Ergebnis einer von der SMC-Kollaboration unternommenen NLO-Analyse der polarisierten Streudaten zusammengefasst. Die (statistischen, systematischen und theoretischen) Fehler des ermittelten Gluonbeitrags sind zu groß, um eine präzise Aussage machen zu können. Eine von der Hermes-Kollaboration durchgeführte Messung von ΔG ([Her1]) ergab einen positiven, jedoch kleinen Wert (siehe Abbildung 2.8). Bei der von Hermes verwendeten Methode (Rekonstruktion von Hadronen mit hohen Transversalimpulsen), die am Ende von Abschnitt 2.6 beschrieben wird, gibt es aber größere theoretische Unsicherheiten. Der ebenfalls von Hermes ermittelte Wert von $\widetilde{\Delta s}$ ist mit Null verträglich ([Her2]).

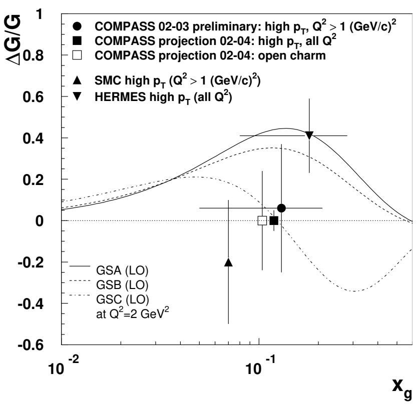

Abbildung 2.8: Die drei Kurven stellen verschiedene theoretische Vorhersagen für $\Delta G/G$ in Abhängigkeit von x dar. Drei Messwerte sind ebenfalls eingezeichnet, von Hermes ([Her1]), SMC ([SMC3]) und COMPASS ([CN9]). $\Delta G/G$ wurde jeweils mittels der Rekonstruktion von Hadronen mit hohen Transversalimpulsen bestimmt. Die zwei quadratischen Punkte sind keine Messwerte, sondern veranschaulichen den Fehler, der bei Verwendung aller COMPASS-Daten 2002-2004 zu erwarten ist.

Einen substanziellen Beitrag zur Lösung des Spinpuzzles erhofft man sich von der direkten Messung von ΔG am COMPASS Experiment über den Nachweis von Charmmesonen.

2.6 Messung der Gluonpolarisation in COMPASS

Um die Gluonpolarisation im Nukleon zu bestimmen, wird der Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF) benutzt (siehe Abbildung 1.1). Gemessen wird die Zählratenasymmetrie

$$A^{exp} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \tag{2.49}$$

$N^{\uparrow\uparrow}$ (bzw. $N^{\uparrow\downarrow}$) ist die Anzahl der PGF-Ereignisse, in denen das einlaufende Myon und das Target parallel (bzw. antiparallel) polarisiert sind.

Dazu muss man ein PGF-Ereignis von einem klassischen tiefinelastischen Streuereignis unterscheiden können, in dem das virtuelle Photon direkt an ein Quark im Nukleon koppelt (Abb. 2.9a). Ein weiterer wichtiger Untergrundprozess ist die sogenannte QCD-Comptonstreuung, in der das Quark zusätzlich ein Gluon abstrahlt (Abb. 2.9b). Um diese beiden Untergrundreaktionen zu unterdrücken, werden bei COMPASS zwei Methoden verwendet: die Suche nach offener Charmproduktion, die Inhalt dieser Arbeit ist, und die Suche nach Hadronen mit hohem Transversalimpuls.

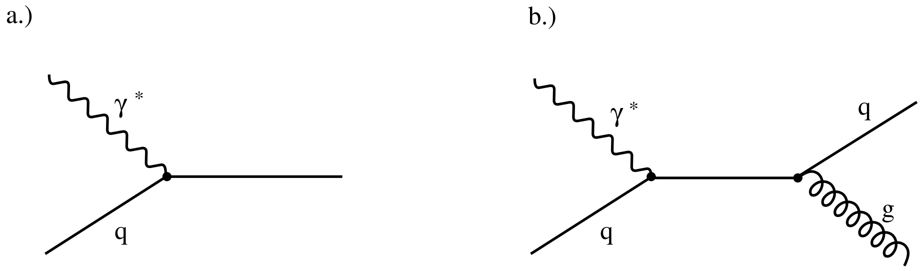

Abbildung 2.9: a.) Untergrundprozess in führender Ordnung. Das virtuelle Photon koppelt direkt an ein Quark im Nukleon. b.) Prozess 1.Ordnung: QCD Comptonstreuung. Wie in a.), zusätzlich strahlt das Quark ein Gluon ab.

Offene Charmproduktion

In der Hadronisierung der gestreuten Partonen ist wegen der hohen Masse des c-Quarks die Charmproduktion stark unterdrückt. Daher ist der Nachweis eines Charm tragenden Mesons eine gute Signatur für eine stattgefundene PGF (siehe Abbildung 2.10). Die leichtesten und am häufigsten produzierten Mesonen mit Charm sind die D^0 und $\overline{\mathrm{D}^0}$ Mesonen. Daher konzentriert sich COMPASS auf den Nachweis der D^0 Mesonen.

Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charmquarks über die Photon-Gluon-Fusion in der tiefinelastischen Streuung von einem Myon an

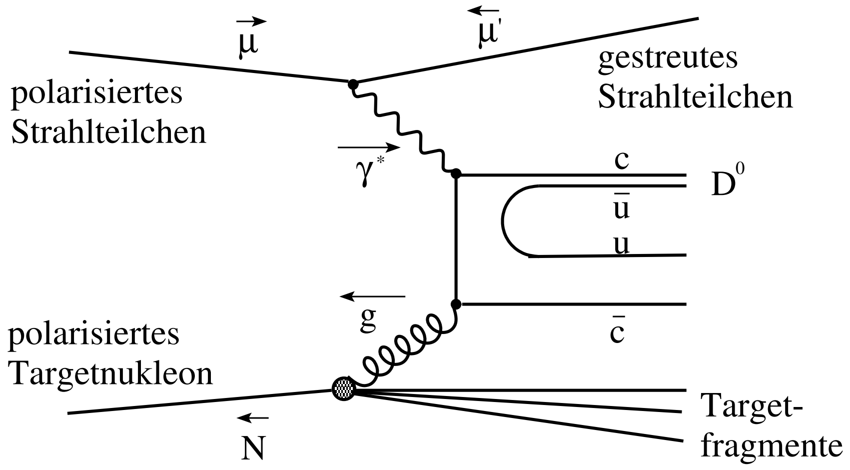

Abbildung 2.10: Photon-Gluon-Fusion

einem Nukleon lässt sich als Produkt der Dichte virtueller Photonen Γ und des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma^* N \to c\bar{c}X$ schreiben.

$$\frac{d^2\sigma^{\mu N \to c\bar{c}X}}{dQ^2\, d\nu} = \Gamma(E; Q^2, \nu) \cdot \sigma^{\gamma^* N \to c\bar{c}X}(Q^2, \nu) \tag{2.50}$$

Dabei ist Γ die Zahl der virtuellen Photonen pro Q^2- und ν-Intervall ([Pr]):

$$\Gamma(E; Q^2, \nu) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{2(1-y) + y^2 + Q^2/2E^2}{Q^2\sqrt{Q^2 + \nu^2}} \tag{2.51}$$

α ist hier die elektromagnetische Kopplungskonstante. Die Photondichte Γ wächst (bei festem ν) mit immer kleiner werdendem Q^2. Die quasireelle Photoproduktion ($Q^2 \to 0$) liefert daher einen großen Beitrag zum PGF-Wirkungsquerschnitt.

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $c\bar{c}$-Paaren mit reellen Photonen $\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(\nu)$ ist aus mehreren Experimenten bekannt (z.B. [NA14]). Er hängt mit dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion mit virtuellen Photonen über

$$\sigma^{\gamma^* N \to c\bar{c}X}(Q^2, \nu) = \frac{\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(\nu)}{(1 + Q^2/M_0^2)^2} \tag{2.52}$$

zusammen. Der Massenparameter $M_0 = 3.9\, GeV$ wurde durch einen Fit an experimentelle Daten bestimmt ([EMC3]). Über den für COMPASS relevanten kinematischen Bereich integriert ($35 < \nu < 85\, GeV$, $0.0029 < Q^2 < 15\, GeV^2$) ergibt sich mit Gleichung 2.50 ein Wirkungsquerschnitt von

$$\int \frac{d^2\sigma^{\mu N \to c\bar{c}X}}{dQ^2 d\nu} dQ^2 d\nu = 1.9\, nbarn \tag{2.53}$$

Zum Vergleich sei für denselben kinematischen Bereich der gesamte tiefinelastische Wirkungsquerschnitt angeführt:

$$\sigma^{\mu N \to X} = 0.463\, \mu barn \tag{2.54}$$

60% der c-Quarks hadronisieren in ein D^0- oder $\overline{\mathrm{D}^0}$-Meson ([Pr]). D^0-Mesonen haben eine Vielzahl von Zerfallskanälen mit jeweils kleinen Verzweigungsverhältnissen. Nur 3.8% zerfallen in den „goldenen" Kanal $\mathrm{D}^0 \rightarrow \mathrm{K}^-\pi^+$. Daher kommen auf den integrierten Myonenfluss der 2003-Daten mit longitudinal polarisiertem Target von $2.8 \cdot 10^{13}$ Myonen $1.4 \cdot 10^9$ aufgezeichnete Ereignisse (Trigger) und $1.8 \cdot 10^4$ rekonstruierte D^0-Mesonen.

Bestimmung von ΔG

Aus der Zählratenasymmetrie lässt sich die Gluonpolarisation im Nukleon extrahieren. Dafür sind jedoch einige Zwischenschritte notwendig. Zunächst lässt sich die Zählratenasymmetrie A^{exp} mit der Wirkungsquerschnittsasymmetrie $A^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}$ verknüpfen.

$$A^{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot A^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X} \tag{2.55}$$

Die Strahlpolarisation P_B ($\approx 75\%$), die Targetpolarisation P_T ($\approx 50\%$) und der Verdünnungsfaktor f bestimmen die Größe der gemessenen Asymmetrie und damit den Messfehler von $\Delta G/G$ mit. Der Verdünnungsfaktor f ist der Anteil der im Targetmaterial polarisierbaren Nukleonen. Bei dem in COMPASS verwendeten Target aus festem ^{6}LiD ist $f \approx 0.5$. In der Definitionsgleichung von $A^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}$

$$A^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow}(\mu N \rightarrow c\bar{c}) - \sigma^{\uparrow\uparrow}(\mu N \rightarrow c\bar{c})}{\sigma^{\uparrow\downarrow}(\mu N \rightarrow c\bar{c}) + \sigma^{\uparrow\uparrow}(\mu N \rightarrow c\bar{c})} \tag{2.56}$$

bedeuten parallele (bzw. antiparallele) Pfeile eine parallele (bzw. antiparallel) longitudinale Polarisation von Myon und Nukleon. $A^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}$ hängt mit $A^{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}X}$

$$A^{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}X} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow}(\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}) - \sigma^{\uparrow\uparrow}(\gamma^* N \rightarrow c\bar{c})}{\sigma^{\uparrow\downarrow}(\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}) + \sigma^{\uparrow\uparrow}(\gamma^* N \rightarrow c\bar{c})} \tag{2.57}$$

über den Mittelwert des „Depolarisationsfaktors" D zusammen, der den Polarisationsübertrag zwischen Myon und virtuellem Photon beschreibt (siehe Gleichung 2.14).

$$A^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X} = \langle D \rangle \cdot A^{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}X} \tag{2.58}$$

D ergibt sich aus der Kinematik der Streuung ([Mal])

$$D = \frac{y \cdot (2 - y) \cdot (1 + \frac{\gamma^2 \cdot y}{2})}{(1 + \gamma^2) \cdot y^2 + 2 \cdot (1 - y - \frac{\gamma^2 \cdot y^2}{4}) \cdot (1 + R)} \tag{2.59}$$

$\gamma = \sqrt{Q^2}/\nu$ ist der in Abschnitt 2.2 definierte kinematische Faktor und $R = \sigma_L/\sigma_T$ das Verhältnis des Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitts für longitudinal und transversal polarisierte Photonen. Der Depolarisationsfaktor ist für hochenergetische Myonen groß. Für $100\,GeV$ Myonen beträgt der

Mittelwert $\langle D \rangle = 0.66$ ([Pr]). Jetzt müssen noch die Wirkungsquerschnitte der Photon-Nukleon-Streuung mit den PGF-Wirkungsquerschnitten verknüpft werden. Im Fall der Charmproduktion muss die Schwerpunktsenergie mindestens der zweifachen Charmmasse entsprechen. Für $m_c = 1.5\,GeV$ gilt:

$$\hat{s}_{min} = 4 \cdot m_c^2 \approx 9\,GeV^2 \tag{2.60}$$

Bei diesen Energien kann der Streuprozess störungstheoretisch behandelt werden. Die Wirkungsquerschnitte für die PGF $\gamma g \to c\bar{c}$ sind abhängig von der relativen Spineinstellung von Photon und Gluon perturbativ in führender und in nächster Ordnung von zwei Gruppen berechnet worden ([BS], [BS2], [MCG], [MCG2]). Sie hängen von Q^2, dem Massenquadrat des Photon-Gluon-Systems $\hat{s}$ und dem Winkel Θ (siehe Abb. 2.11) ab. Mit

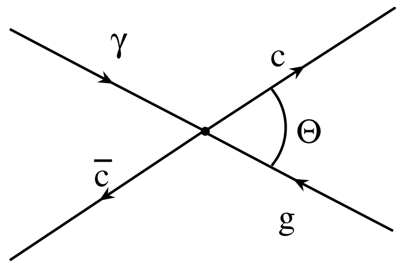

Abbildung 2.11: Photon-Gluon-Fusion im γ-g-Schwerpunktssystem. Θ ist der Winkel zwischen einlaufendem Gluon und auslaufendem Quark.

ihrer Hilfe kann aus der gemessenen Asymmetrie $A^{\gamma N \to c\bar{c}X}$ die Helizität der Gluonen im Nukleon extrahiert werden.

$$d\sigma_{\gamma N}^{\uparrow\uparrow}(Q^2, \hat{s}, \Theta, \eta) = d\sigma_{\gamma g}^{\uparrow\uparrow}(Q^2, \hat{s}, \Theta) \cdot G^{\uparrow\uparrow}(\hat{s}, \eta) + d\sigma_{\gamma g}^{\uparrow\downarrow}(Q^2, \hat{s}, \Theta) \cdot G^{\uparrow\downarrow}(\hat{s}, \eta) \tag{2.61}$$

$$d\sigma_{\gamma N}^{\uparrow\downarrow}(Q^2, \hat{s}, \Theta) = d\sigma_{\gamma g}^{\uparrow\downarrow}(Q^2, \hat{s}, \Theta) \cdot G^{\uparrow\uparrow}(\hat{s}, \eta) + d\sigma_{\gamma g}^{\uparrow\uparrow}(Q^2, \hat{s}, \Theta) \cdot G^{\uparrow\downarrow}(\hat{s}, \eta) \tag{2.62}$$

$G^{\uparrow\uparrow}(\eta, \hat{s})$ (bzw. $G^{\uparrow\downarrow}(\eta, \hat{s})$) ist die Wahrscheinlichkeit, dass das Gluon parallel (bzw. antiparallel) zum Nukleon polarisiert ist und hängt von $\hat{s}$ und dem Impulsanteil des Gluons am Nukleon η ab. $d\sigma_{\gamma N}^{\uparrow\uparrow}$ (bzw. $d\sigma_{\gamma N}^{\uparrow\downarrow}$) ist eine Abkürzung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{\gamma^* g \to c\bar{c}X}$ im Fall paralleler (bzw. antiparalleler) Polarisation von virtuellem Photon und Nukleon. Die Summe der Wirkungsquerschnitte aus den Gleichungen 2.61 und 2.62 wächst mit zunehmender Photonenergie E_γ, während die spinabhängige Differenz bei $E_\gamma \approx 80\,GeV$ ein Maximum aufweist (siehe Abb. 2.12).

Benutzt man folgende Abkürzungen

$$\begin{aligned} d\Delta\sigma_{\gamma\mathrm{g}} &= d\sigma_{\gamma\mathrm{g}}^{\uparrow\downarrow} - d\sigma_{\gamma\mathrm{g}}^{\uparrow\uparrow} \\ d\sigma_{\gamma\mathrm{g}} &= d\sigma_{\gamma\mathrm{g}}^{\uparrow\downarrow} + d\sigma_{\gamma\mathrm{g}}^{\uparrow\uparrow} \\ \Delta G &= G^{\uparrow\downarrow} - G^{\uparrow\uparrow} \\ G &= G^{\uparrow\downarrow} + G^{\uparrow\uparrow} \end{aligned} \tag{2.63}$$

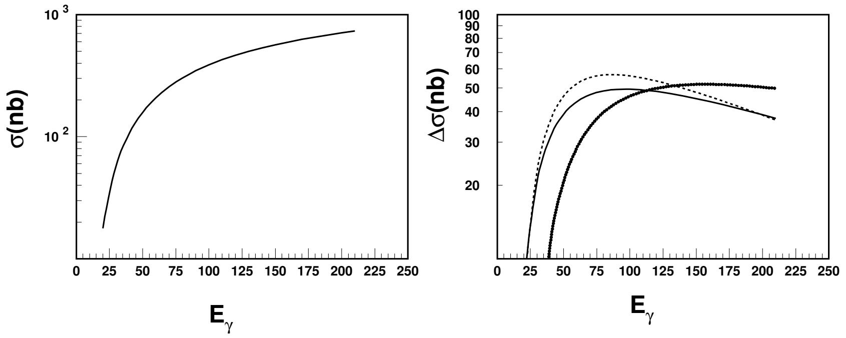

Abbildung 2.12: Links $\sigma = \sigma_{\gamma N}^{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\gamma N}^{\uparrow\downarrow}$ in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ. rechts $\Delta\sigma = \sigma_{\gamma N}^{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\gamma N}^{\uparrow\downarrow}$ für drei verschiedene mögliche Verläufe von ΔG (siehe Abb. 2.13) in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ.

ergibt sich die in Gleichung 2.57 definierte Asymmetrie $A^{\gamma^* N \to c\bar{c}X}$ zu:

$$\begin{aligned} A^{\gamma^* N \to c\bar{c}X} &= \frac{\int d\Delta\sigma_{\gamma \mathrm{g}} \cdot \Delta G}{\int d\sigma_{\gamma \mathrm{g}} \cdot G} \\ &= \frac{\int \hat{a}_{LL} \cdot \frac{\Delta G}{G} \cdot d\sigma G}{\int d\sigma G} \\ &= \left\langle \hat{a}_{LL} \cdot \frac{\Delta G}{G} \right\rangle_{d\sigma G} \end{aligned} \tag{2.64}$$

$\hat{a}_{LL}$ wird „Partonasymmetrie“ genannt und ist definiert durch

$$\hat{a}_{LL} = \frac{d\Delta\sigma}{d\sigma} \tag{2.65}$$

$\hat{a}_{LL}$ geht direkt in den statistischen Messfehler von $\Delta G/G$ ein (siehe Gleichung 2.86). Nach Gleichung 2.64 entspricht die gemessene Asymmetrie $A_{\gamma N}^{c\bar{c}X}$ dem mit $G \cdot \sigma_{\gamma g}$ gewichteten Mittelwert des Produktes $\hat{a}_{LL}\frac{\Delta G}{G}$. Neben der Partonasymmetrie $\hat{a}_{LL}$ muss zur Bestimmung von ΔG auch die unpolarisierte Gluonverteilung G bekannt sein. G konnte aus QCD-Analysen der

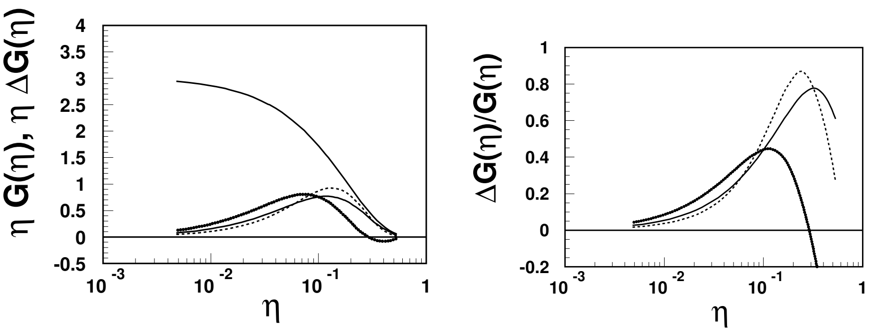

Abbildung 2.13: Die oberste Kurve in der linken Graphik stellt $\eta \cdot G(\eta)$ dar, die drei übrigen Kurven mögliche Verläufe von $\eta \cdot \Delta G(\eta)$. Rechts die entsprechenden Verläufe von $\Delta G/G$ ([Pr]).

Strukturfunktion F_2 extrahiert werden ([Pu]). Abbildung 2.13 zeigt mögliche Verläufe von ΔG und $\Delta G/G$ in verschiedenen Parametrisierungen, die alle mit der derzeitigen Kenntnis der Strukturfunktionen verträglich sind.

Extraktion der Asymmetrie aus den Daten

Zur Asymmetriebestimmung werden zwei Datensätze mit verschiedener Targetkonfiguration benutzt. Die Targetkonfiguration a (bzw. c) in Abbildung 2.14 lässt sich innerhalb von 30 Minuten durch Rotation des Targetmagnet-

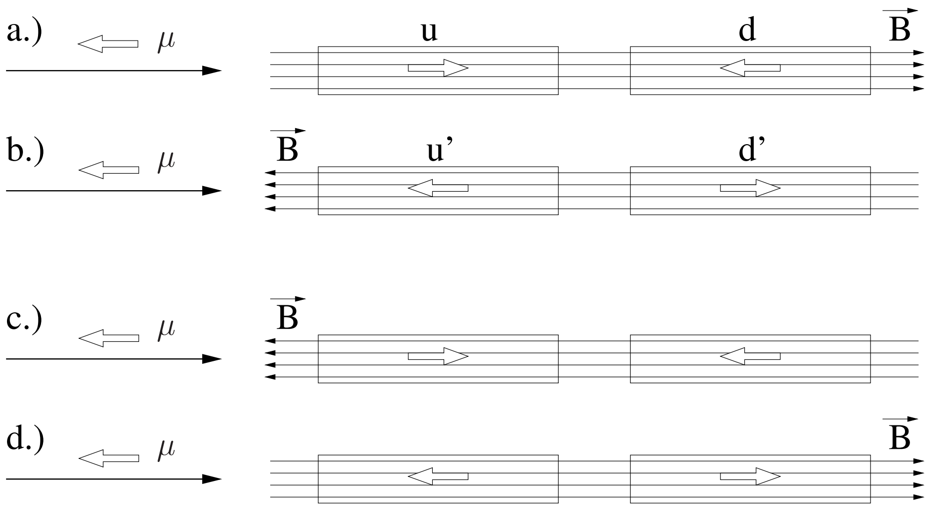

Abbildung 2.14: In der Targetkonfiguration a ist die erste Targetzelle u („upstream“) antiparallel und die zweite Targetzelle d („downstream“) parallel zum Myonspin polarisiert. In b sind die Targetzellen u' und d' im Vergleich zu a entgegengesetzt polarisiert und das Targetmagnetfeld hat seine Richtung geändert. Die Targetkonfigurationen c und d lassen sich (im Vergleich zu a und b) mit einer unterschiedlichen Mikrowelleneinstrahlung erreichen (siehe Abschnitt 3.2).

feldes $\vec{B}$ in b (bzw. d) überführen. Wenn aber duch Änderung der Mikrowelleneinstrahlung die Targetkonfiguration von a nach c (bzw. von b nach d) gebracht wird, dauert es 4 bis 5 Tage bis die Polarisation wieder ihren Maximalwert erreicht hat (siehe Abschnitt 3.2). Daher wird die Magnetfeldrichtung etwa 3 mal täglich, die Mikrowelleneinstrahlung aber nur einige Male pro Strahlzeit geändert. Zur Asymmetriemessung müssen aber zeitlich nah beieinanderliegende Datensätze verwendet werden, um sicherzustellen dass sich das COMPASS-Spektrometer in demselben Zustand befindet, dass insbesondere die Detektoren in derselben Art und Weise funktionieren und sich keine Akzeptanzen geändert haben. Daher werden Datensätze mit Konfiguration a und b (bzw. c und d) benutzt.

Die Anzahl der PGF-Ereignisse in beiden Targetzellen für beide Datensätze werden in Abhängigkeit der Bjorken'schen Skalenvariablen x ermittelt und hängen mit der gesuchten Asymmetrie A folgendermaßen zusammen ([CN8]):

$$\begin{aligned}
N_u(x) &= \int a_u \Phi n_u \sigma (1 + \underbrace{P_B P_u f_u D}_{\beta_u} A) d\vec{z} \\
N_d(x) &= \int a_d \Phi n_d \sigma (1 - \underbrace{P_B P_d f_d D}_{\beta_d} A) d\vec{z} \\
N_{u'}(x) &= \int a_{u'} \Phi' n_u \sigma (1 + \underbrace{P_B P_{u'} f_u D}_{\beta_{u'}} A) d\vec{z} \\
N_{d'}(x) &= \int a_{d'} \Phi' n_d \sigma (1 - \underbrace{P_B P_{d'} f_d D}_{\beta_{d'}} A) d\vec{z}
\end{aligned} \tag{2.66}$$

a_u bezeichnet die Akzeptanz der Targetzelle u, Φ den Myonenfluss, n_u die Anzahl der Nukleonen in der Zelle u, σ den nichtpolarisierten Wirkungsquerschnitt, P_B die Strahlpolarisation, P_u die Polarisation der Targetzelle u, f_u den Verdünnungsfaktor, D den Depolarisationsfaktor. N_u wird in Abhängigkeit der Bjorken'schen Skalenvariablen x bestimmt. Das Integral in Gleichung 2.66 geht über alle übrigen Variablen ($\vec{v}$ bezeichnet hier die Vertexposition im Target, t die Zeit):

$$d\vec{z} = dQ^2 d\vec{v} dt... \tag{2.67}$$

Die Asymmetrie A wird als unabhängig von allen Integrationsvariablen angenommen (zur Unabhängigkeit von Q^2 siehe [Pr]).

Damit die unterschiedlichen Akzeptanzen beider Targetzellen ebensowenig berücksichtigt werden müssen wie der variable Myonfluss Φ, betrachtet man das doppelte Verhältnis ([CN8], [CN6]):

$$\Delta = \frac{N_u / N_d}{N_{u'} / N_{d'}} \tag{2.68}$$

Einsetzen der Gleichung 2.66 ergibt

$$\Delta = \frac{\langle a_u \rangle \langle a_{d'} \rangle}{\langle a_{u'} \rangle \langle a_d \rangle} \cdot \frac{\int \Phi n_u \sigma d\vec{z} \int \Phi' n_d \sigma d\vec{z}}{\int \Phi' n_u \sigma d\vec{z} \int \Phi n_d \sigma d\vec{z}} \cdot \frac{(1 + \langle \beta_u \rangle A)\,(1 + \langle \beta_{d'} \rangle A)}{(1 + \langle \beta_{u'} \rangle A)\,(1 + \langle \beta_d \rangle A)} \tag{2.69}$$

mit

$$\langle a_u \rangle = \frac{\int a_u \Phi n_u \sigma d\vec{z}}{\int \Phi n_u \sigma d\vec{z}} \tag{2.70}$$

und

$$\langle \beta_u \rangle = \frac{\int a_u \Phi n_u \sigma \beta_u d\vec{z}}{\int a_u \Phi n_u \sigma d\vec{z}} \tag{2.71}$$

Der Ausdruck

$$\int \Phi n_u \sigma d\vec{z} \approx \int \Phi d\vec{v} dt \cdot \int n_u \sigma d\vec{z_2} \tag{2.72}$$

lässt sich in guter Näherung faktorisieren, da der Fluss Φ nur von der Vertexposition $\vec{v}$ und der Zeit t abhängt, während $n_u \sigma$ nur schwach von $\vec{v}$

abhängt und zeitlich konstant ist ($\vec{z_2}$ fasst alle Integrationsvariablen außer $\vec{v}$ und t zusammen). Daher gilt:

$$\frac{\int \Phi n_u \sigma d\vec{z} \int \Phi' n_d \sigma d\vec{z}}{\int \Phi' n_u \sigma d\vec{z} \int \Phi n_d \sigma d\vec{z}} \approx 1 \tag{2.73}$$

Gleichung 2.73 ist falsch, wenn der Myonstrahl die erste und zweite Targetzelle nicht in gleicher Weise ausleuchtet. Das ist beispielsweise der Fall, wenn die Strahlachse nicht parallel zur Targetachse ist.

Auch das Doppelverhältnis der Akzeptanzen wird gleich eins angenommen:

$$\frac{\langle a_u \rangle \langle a_{d'} \rangle}{\langle a_{u'} \rangle \langle a_d \rangle} \approx 1 \tag{2.74}$$

Diese Annahme ist problematisch, da in Targetzelle u und u' die Richtung des Targetmagnetfeldes umgedreht ist. Dadurch ändern sich die Akzeptanzen. In Gleichung 2.74 wird davon ausgegangen, dass sich das Akzeptanzverhältnis von 1. und 2. Zelle bei Umkehrung des Targetmagnetfeldes nicht ändert.

Mit den Gleichungen 2.73 und 2.74 reduziert sich Gleichung 2.69 auf

$$\Delta = \frac{N_u N_{d'}}{N_{u'} N_d} = \frac{(1 + \langle \beta_u \rangle A)\,(1 + \langle \beta_{d'} \rangle A)}{(1 + \langle \beta_{u'} \rangle A)\,(1 + \langle \beta_d \rangle A)} \tag{2.75}$$

Das führt zu einer quadratischen Gleichung für A. Um sie zu lösen, müssen $\langle \beta_u \rangle$, $\langle \beta_d \rangle$, $\langle \beta_{u'} \rangle$ und $\langle \beta_{d'} \rangle$ bekannt sein. Sie lassen sich aus den Daten gewinnen, wenn man folgende Näherungen verwendet ([CN8]):

$$\begin{aligned} \langle \beta_u \rangle &= \frac{\int a_u \Phi n_u \sigma_u \beta_u d\vec{z}}{\int a_u \Phi n_u \sigma_u d\vec{z}} \\ &\stackrel{\beta_u A \ll 1}{\approx} \frac{\int a_u \Phi n_u \sigma_u \beta_u (1 + \beta_u A) d\vec{z}}{\int a_u \Phi n_u \sigma_u (1 + \beta_u A) d\vec{z}} \\ &\stackrel{N_u \text{sehr groß}}{\approx} \frac{\sum_{i=1}^{N_u} \beta_i}{N_u} \end{aligned} \tag{2.76}$$

Damit entspricht $\langle \beta_u \rangle$ dem Mittelwert von $\beta_u = P_B P_u f_u D$ für alle PGF-Ereignisse des Datensatzes in der Targetzelle u.

Messgenauigkeit

Im folgenden soll der statistische Fehler der Asymmetrie und von $\Delta G/G$ abgeschätzt werden. Für eine Abschätzung reicht es, anzunehmen, dass die Asymmetrie auf die einfache Weise

$$A^{exp} = \frac{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}}{N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}} \tag{2.77}$$

gewonnen wird. Für eine Fehlerdiskussion der Asymmetrie, die aus dem Doppelverhältnis in Gleichung 2.68 gewonnen wird, siehe [CN8] und [CN7].

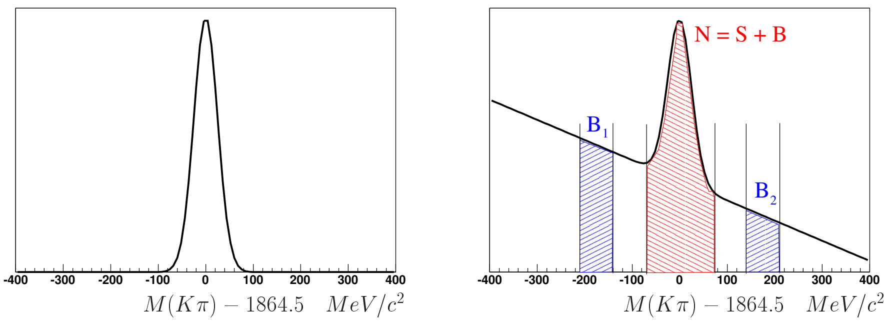

Abbildung 2.15: Links fiktives D^0-Signal ohne Untergrund, rechts mit linearem Untergrund.

In einem ersten Schritt wird angenommen, dass das rekonstruierte D^0-Signal keinen Untergrund hat (siehe Abbildung 2.15 links). Der Fehler der Asymmetrie ist dann:

$$\begin{aligned} \frac{\delta A}{A} &= \sqrt{\left[\frac{\delta(N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow})}{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}}\right]^2 + \left[\frac{\delta(N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow})}{N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}}\right]^2} \\ &\approx \frac{\delta(N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow})}{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}} \end{aligned} \tag{2.78}$$

Der zweite Term in Gleichung 2.78 kann vernachlässigt werden, da

$$N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow} \gg N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow} \tag{2.79}$$

Damit ergibt sich aus Gleichung 2.78

$$\delta A = \frac{\delta(N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow})}{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}} \cdot \frac{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}}{N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{2.80}$$

N steht hier für $N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}$. Weiterhin wurde angenommen, dass $N^{\uparrow\uparrow} \approx N^{\uparrow\downarrow} \approx N/2$ gilt.

In einem weiteren Schritt soll der realistische Fall behandelt werden, in dem das D^0-Signal auf einer Untergrundverteilung sitzt (siehe Abbildung 2.15 rechts). Jetzt setzt sich die Zählrate aus einem Signal- und einem Untergrundterm zusammen: $N^{\uparrow\uparrow} = S^{\uparrow\uparrow} + B^{\uparrow\uparrow}$ bzw. $N^{\uparrow\downarrow} = S^{\uparrow\downarrow} + B^{\uparrow\downarrow}$. Ziel ist es, die physikalische Asymmetrie

$$A^{phys} = \frac{S^{\uparrow\uparrow} - S^{\uparrow\downarrow}}{S^{\uparrow\uparrow} + S^{\uparrow\downarrow}} \tag{2.81}$$

zu messen. Daher wird von der Zählrate $N^{\uparrow\uparrow}$ (bzw. $N^{\uparrow\downarrow}$) ein Untergrundterm $B_s^{\uparrow\uparrow}$ (bzw. $B_s^{\uparrow\downarrow}$) abgezogen, der sich aus den seitlichen Bereichen B_1 und B_2 zusammensetzt (siehe Abbildung 2.15): $B_s^{\uparrow\uparrow} = B_1^{\uparrow\uparrow} + B_2^{\uparrow\uparrow}$ (bzw. $B_s^{\uparrow\downarrow} = B_1^{\uparrow\downarrow} + B_2^{\uparrow\downarrow}$). Die Größe der seitlichen Bereiche wurde so gewählt, dass $B_s^{\uparrow\uparrow} \approx B^{\uparrow\uparrow}$ (bzw. $B_s^{\uparrow\downarrow} \approx B^{\uparrow\downarrow}$).

Die Asymmetrie wird also folgendermaßen berechnet:

$$A = \frac{(N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})}{(N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) + (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})} \tag{2.82}$$

Für den Fehler der Asymmetrie gilt analog zu Gleichung 2.78:

$$\frac{\delta A}{A} \approx \frac{\delta\left((N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})\right)}{(N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})} \tag{2.83}$$

Mit

$$\begin{aligned}
\delta\left((N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})\right) &= \delta\left((N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}) - (B_s^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})\right) \\
&= \sqrt{(\delta(N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}))^2 + \left(\delta(B_s^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})\right)^2} \\
&= \sqrt{N + B_s} \qquad (2.84)
\end{aligned}$$

ergibt sich für den absoluten Fehler der Asymmetrie

$$\begin{aligned}
\delta A &= \frac{\sqrt{N + B_s}}{(N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})} \cdot \frac{(N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) - (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})}{(N^{\uparrow\uparrow} - B_s^{\uparrow\uparrow}) + (N^{\uparrow\downarrow} - B_s^{\uparrow\downarrow})} \\
&= \frac{\sqrt{N + B_s}}{N - B_s} = \frac{\sqrt{S + B + B_s}}{S + B - B_s} \approx \frac{\sqrt{S + 2B}}{S} \qquad (2.85)
\end{aligned}$$

Mit den Gleichungen 2.55, 2.58 und 2.64 erhält man für den Fehler von $\Delta G/G$:

$$\begin{aligned}
\delta(\Delta G/G) &= \frac{1}{P_B P_T f D \langle a_{LL} \rangle} \cdot \delta A \\
&= \frac{1}{P_B P_T f D \langle a_{LL} \rangle} \frac{1}{\sqrt{S_{eff}}} \qquad (2.86)
\end{aligned}$$

mit

$$S_{eff} = \frac{S^2}{S + 2B} \tag{2.87}$$

S_{eff} wird als Maß für die Signifikanz eines Datensatzes zur Bestimmung von $\Delta G/G$ verwendet. Das ist natürlich nur eine grobe Abschätzung, da identische Akzeptanzen für beide Targetzellen angenommen wurde.

Anmerkung: Der statistische Fehler der Asymmetrie (Gleichung 2.85) kann verringert werden, indem jedes Ereignis entsprechend seiner Signifikanz zur Ermittelung der Asymmetrie mit einem Gewicht w versehen wird ([CN6], [CN8]).

$$N_u(x) = \int a_u \Phi n_u \sigma_u (1 + \underbrace{P_B P_u f_u D}_{\beta_u} A) w(\vec{z}) d\vec{z} \tag{2.88}$$

Das Gewicht kann abhängig sein von der Strahlpolarisation, dem Verdünnungsfaktor, dem Depolarisationsfaktor und dem Verhältnis von Signal zu Untergrund in dem Massenbin der rekonstruierten D-Masse.

$$w = f P_B D \frac{S}{S + B}(m) \tag{2.89}$$

Bei Verwendung der Wichtung wird der Fehler von $\Delta G/G$ um über 20% reduziert ([CN10]).

Hohe Transversalimpulse

Neben der Suche nach offener Charmproduktion ist die Suche nach Hadronen mit hohem Transversalimpuls eine weitere von COMPASS verfolgte Methode, PGF-Ereignisse zu identifizieren. Um das zu verstehen, ist es nützlich, die PGF im Photon-Gluon-Schwerpunktssystem zu betrachten (siehe Abb. 2.11). Quark und Antiquark bewegen sich in entgegengesetzte Richtungen. In das Laborsystem transformiert bedeutet das mit hoher Wahrscheinlichkeit einen hohen Transversalimpuls. Damit lässt sich ein gewöhnlicher tiefinelastischer Streuprozess wie in Abb. 2.9a nahezu ausschließen. Die Transversalimpulse in einem solchen Prozess, die nur von der Fermibewegung des Quarks im Nukleon oder der Hadronisierung des Quarks stammen können, sind vergleichsweise klein. In dem zweiten wichtigen Untergrundprozess, der QCD-Comptonstreuung (Abb. 2.9b), können allerdings genauso wie in der PGF hohe Transversalimpulse entstehen. Beide Prozesse können also mit dieser Methode nicht unterschieden werden. Die Wirkungsquerschnitte für die QCD-Comptonstreuung sind aber bekannt. Es werden auf dieser Grundlage aufwändige Montecarlo-Simulationen mit einem realistischen COMPASS-Spektrometer durchgeführt, um diese Ereignisse von der Zählrate abzuziehen. Mit der bleibenden Zahl an Ereignissen wird - wie im Fall der Suche nach Charmmesonen - über die Zählratenasymmetrie ΔG berechnet. Das vorläufige Ergebnis der $\Delta G/G$-Messung mit der Suche nach Hadronen mit hohen Transversalimpulsen für die Daten aus 2002 und 2003 ist in Abbildung 2.8 gezeigt ([CN9]).

Kapitel 3

Das Compass-Spektrometer

Im COMPASS-Experiment wird ein polarisierter μ^+-Strahl mit 160 GeV/c Impuls benutzt. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts der Photon-Gluon-Fusion (siehe Abschnitt 2.6) soll der Strahl eine möglichst hohe Intensität haben ($2 \cdot 10^8$ Myonen/Spill). Es müssen daher alle Detektoren auf hohe Raten ausgelegt sein. Zum Erreichen einer hohen Luminosität ist auch das Target so dick wie möglich. Wegen der Vielfachstreuung im Target muss dessen Ausdehnung aber begrenzt werden. Die aus der Wechselwirkung hervorgehenden Teilchen werden in einem zweistufigen Magnetspektrometer nachgewiesen (siehe Abbildung 3.1).

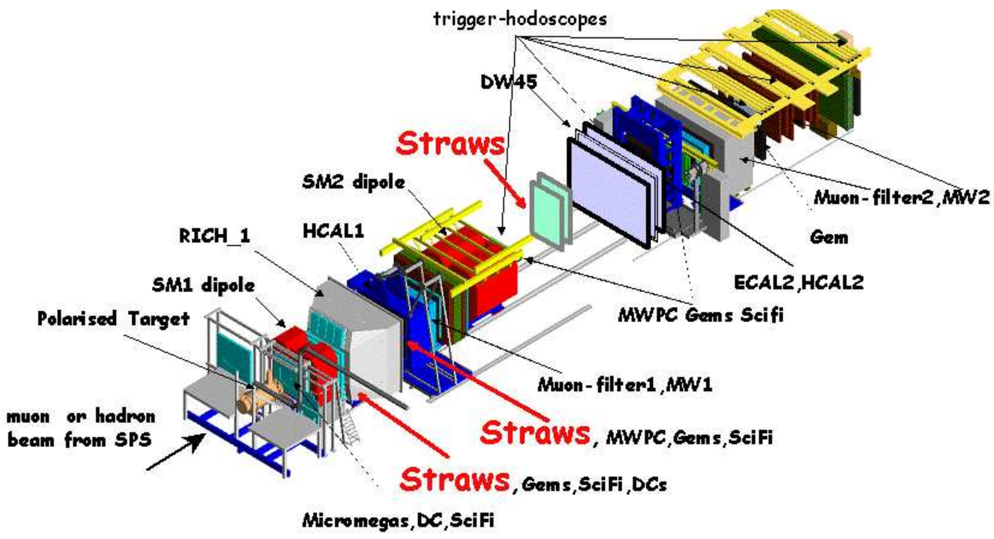

Abbildung 3.1: Das COMPASS-Spektrometer im Jahr 2003. Hervorgehoben sind die Standorte der Strohdriftkammern „Straws“, für die die Münchner Gruppe die Verantwortung trägt.

Der erste Spektrometermagnet SM1 hat ein Feldintegral von 1.1 Tm und erlaubt den Nachweis von Hadronen mit Streuwinkeln von bis zu 180 $mrad$ und Energien bis zu 50 GeV/c^2. Der zweite Magnet SM2 hat ein Feldintegral von 4.4 Tm und ist auf die Impulsmessung von Teilchen mit höherer Energie und mit Winkeln kleiner als 30$mrad$ ausgelegt, zum Beispiel dem gestreuten Myon ([Pr], [Da]).

Zur Teilchenidentifikation ist im ersten Spektrometer ein ringabbildender Cherenkovdetektor installiert, der bis zu einer Energie von etwa 50 GeV/c^2 zwischen Pionen, Kaonen und Protonen unterscheiden kann. Für die Myonidentifikation befindet sich am Ende jeder Spektrometerstufe ein Myonfilter. Weiterhin besitzt COMPASS in jeder Spektrometerstufe ein hadronisches Kalorimeter. Für das Jahr 2003 stand der innere Teil des elektromagnetische Kalorimeters im zweiten Spektrometer zur Verfügung, 2004 konnte es vollständig ausgelesen werden.

In der nächsten Ausbaustufe des COMPASS-Experimentes sind neben einem neuen Targetmagneten mit größerer Akzeptanz (siehe Abschnitt 3.2) ein elektromagnetisches Kalorimeter in der ersten Spektrometerstufe und ein Cherenkovdetektor in der zweiten Spektrometerstufe geplant.

3.1 Der μ-Strahl

Um den in COMPASS verwendeten hochenenergetischen polarisierten Myonenstrahl herzustellen, werden Protonen aus dem SPS[1] mit 400 GeV/c Impuls benutzt. Pro SPS-Zyklus mit einer Dauer von 16.8 s werden in einer

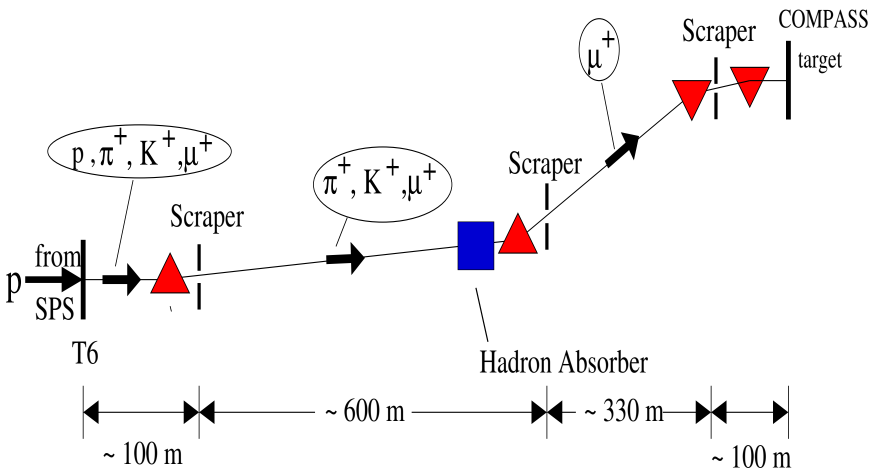

Abbildung 3.2: Die M2 Extraktionslinie mit dem Produktionstarget T6. Ablenkmagnete sind als rote Dreiecke symbolisiert.

Zeitspanne von 5.1 s etwa 10^{13} Protonen extrahiert ([Ga]). Diese werden über die M2-Extraktionslinie auf ein 500 mm dickes Produktionstarget aus Beryllium gelenkt. Die dort erzeugten Pionen und Kaonen werden impulsselektiert (mittlerer Impuls 177 GeV/c mit 10% Toleranz ([Ho1])) und durchlaufen eine 600 m lange Strecke, auf der etwa 6% von ihnen in ein Myon und ein Myonneutrino zerfallen.

$$\pi^+, \mathrm{K}^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \tag{3.1}$$

Am Ende der Zerfallsstrecke steht ein 10 m dicker Hadronabsorber aus Beryllium. Die Myonen, die den Absorber passieren, werden nun ihrerseits

[1]**S**uper **P**roton **S**ynchrotron

impulsselektiert ($160 \pm 7\,GeV/c$, [Le]) und zum COMPASS-Experiment weitergeleitet (Abb. 3.2). Die nominelle Strahlintensität beträgt $2 \cdot 10^8$ Myonen/Spill bei einer Spilldauer von 5.1 s.

Polarisation

Durch gezielte Selektion von Pion- und Myonimpuls kann eine longitudinale Polarisation von 75% erreicht werden. Der schwache, maximal paritätsverletzende Pionzerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ ist die Ursache der Strahlpolarisation. Die Myonen können auch aus dem analogen Kaonzerfall $\mathrm{K}^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ stammen. Da letzterer aber nur zu etwa 3% der Strahlmyonen beiträgt ([Ade]), wird hier zur Berechnung der Strahlpolarisation nur der Pionfall behandelt. Die Polarisation der Myonen in Strahlrichtung im Laborsystem hängt

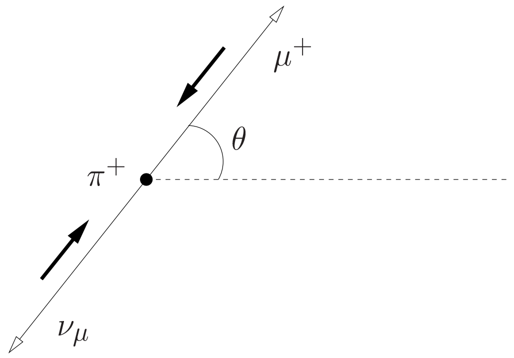

Abbildung 3.3: Der Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ im π^+-Ruhesystem. θ ist der Winkel zwischen der gestrichelt eingezeichneten π^+-Flugrichtung im Laborsystem und der μ^+-Flugrichtung im π^+-Ruhesystem. Die schwarzen Pfeile symbolisieren jeweils den Spin von Myon und Neutrino.

vom Winkel θ (siehe Abb. 3.3) zwischen der Zerfallsrichtung des Myons im Pionruhesystem und der Flugrichtung des Pions im Laborsystem ab ([Ade], [Ha]).

$$P_\mu = -\frac{cos^2\frac{\theta}{2} - b \cdot sin^2\frac{\theta}{2}}{cos^2\frac{\theta}{2} + b \cdot sin^2\frac{\theta}{2}} \qquad \text{mit} \qquad b = (\frac{m_\mu}{m_\pi})^2 \tag{3.2}$$

Die Polarisation ist maximal für $\theta = 0$. Durch Selektion von Myonen mit großem longitudinalen Impuls im Laborsystem $p^{lab}_{\mu||}$ können kleine Winkel ausgewählt werden (siehe Gleichung 3.6). Energie und Impuls des Myons im Pion-Ruhesystem sind durch die Kinematik des Zweikörperzerfalls festgelegt. Unter Vernachlässigung der Neutrinomasse erhält man:

$$E_\mu = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2 \cdot m_\pi} \qquad \text{und} \qquad p_\mu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2 \cdot m_\pi} \tag{3.3}$$

Die Lorentztransformation

$$p^{lab}_{\mu||} = -\gamma \cdot \beta \cdot E_\mu + \gamma \cdot p_{\mu||} \tag{3.4}$$

wird mit $\beta \approx -1$, $\gamma \approx p_\pi^{lab}/m_\pi$ und $p_{\mu\|} = p_\mu \cdot cos\theta$ durchgeführt und für E_μ, p_μ werden die Terme aus Gleichung 3.3 eingesetzt:

$$p_{\mu\|}^{lab} = \frac{p_\pi^{lab}}{2} \cdot ((1-b) \cdot cos\theta + (1+b)) \qquad \text{mit} \qquad b = (\frac{m_\mu}{m_\pi})^2 \tag{3.5}$$

Formt man Gleichung 3.5 um,

$$cos\theta = \frac{\left(2\frac{p_{\mu\|}^{lab}}{p_\pi^{lab}} - 1\right) - b}{1-b} \tag{3.6}$$

erkennt man, dass man für $p_{\mu\|}^{lab} \approx p_\pi^{lab}$ kleine Winkel θ selektiert.

Da der Pion- und der Myonstrahl nicht exakt monoenergetisch sind, ist die Berechung der realen Strahlpolarisation sehr kompliziert und wird mit Montecarlo-Simulationen durchgeführt. Mit einer mittleren Pionstrahlenergie von 177 GeV/c^2 und einer mittleren Myonstrahlenergie von 160 GeV/c^2 erhält man eine Polarisation von ([Dob]):

$$P_\mu = -0.75 \pm 0.04 \tag{3.7}$$

Da bei SMC die gemessene Polarisation mit dem simulierten Wert immer gut übereinstimmte ([Ade], [Ada]) und auch SMC die M2-Extraktionslinie verwendet hat, wurde bei COMPASS auf eine Messung der Polarisation verzichtet.

Strahlprofil

Der COMPASS-Strahl ist infolge des hohen Durchdringungsvermögens der Myonen schwer zu kollimieren. In Abbildung 3.4 ist das horizontale und vertikale Strahlprofil dargestellt. Es wurde in den 8 m vor dem Target be-

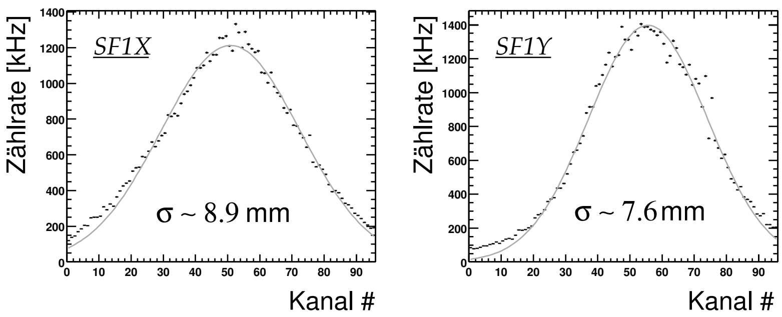

Abbildung 3.4: Das von dem szintillierendem Faserhodoskop FI01 aufgenommene horizontale (links) und vertikale (rechts) Strahlprofil mit angepassten Gaußkurven. 96 Kanäle entsprechen 3.9 cm.

findlichen szintillierenden Faserhodoskopen aufgenommen. Aus der angepassten Gaußverteilung ergibt sich eine Standardabweichung unter 1cm. Die szintillierenden Faserhodoskope erfassen wegen ihrer kleinen Fläche (siehe

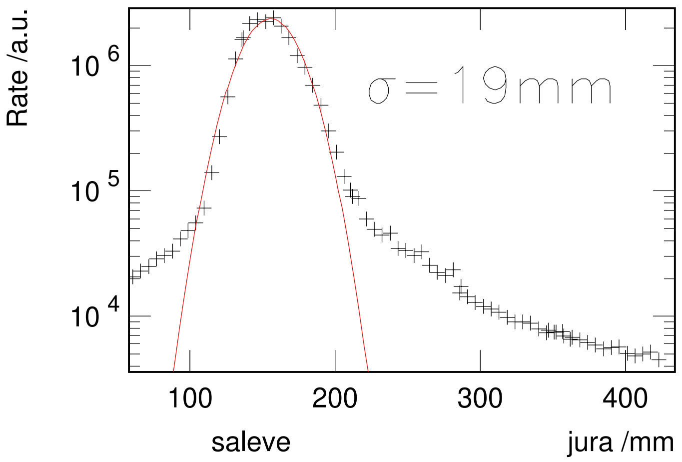

Abbildung 3.5: Das von dem 31 m hinter dem Target befindlichen Triggerhodoskop HI04 aufgenommene horizontale Strahlprofil. An den Strahlkern wurde eine Gaußverteilung angepasst.

Tabelle 3.1) nur den Strahlkern. In dem horizontalen Strahlprofil, das von einem Triggerhodoskop mit einer größeren Fläche aufgenommen wurde, erkennt man neben dem gaußförmigen Kern auch den Halo (Abb. 3.5). Der Halo entsteht durch Myonen, die nicht durch die vorgesehene Strahloptik gegangen sind. Die großflächigen Detektoren in COMPASS müssen auf die Haloraten ausgelegt sein.

Strahlimpuls

Der Strahlimpuls ist nur mit einer Genauigkeit von einigen Prozent festgelegt. Daher muss er für jedes Strahlmyon gemessen werden. Dazu dient die Impulsvermessungsstation BMS[2]. Etwa 90 m vor dem Target befinden

[2] **B**eam **M**omentum **S**tation

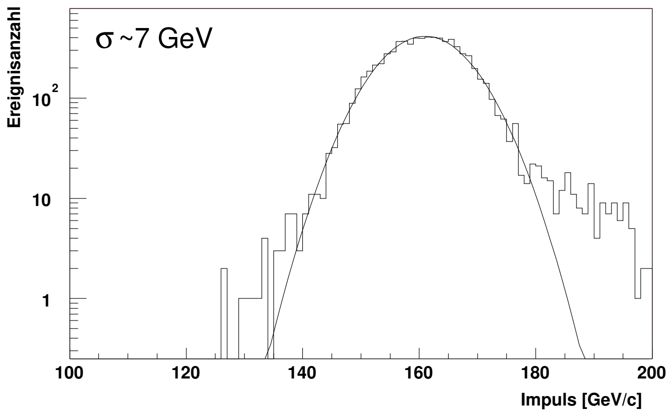

Abbildung 3.6: Ein von der BMS rekonstruiertes Impulsspektrum des COMPASS-Strahls.

sich vor und hinter dem Ablenkmagneten B6 des Strahls (siehe Abbildung 3.2) jeweils zwei Szintillatorhodoskope. Aus der vertikalen Ablenkung des Strahlteilchens im Magnetfeld von B6 wird der Impuls des Teilchens mit 0.5% Genauigkeit bestimmt. Die sehr gute Zeitauflösung der Szintillatoren ($300ps$) ermöglicht die Zuordnung der Signale in den einzelnen BMS-Ebenen zu einem Teilchen. Abbildung 3.6 zeigt das mit Hilfe der BMS gemessene Impulsspektrum des COMPASS-Strahls. Die nahezu gaußförmige Verteilung hat eine Standardabweichung von $7\,GeV/c$ oder $4\,\%$.

3.2 Das polarisierte Target

COMPASS verwendete in den Strahlzeiten 2002-04 ein polarisiertes Deuterontarget aus festem ^{6}LiD. Das Target ist in zwei $60\ cm$ lange Zellen mit $3\,cm$ Durchmesser unterteilt (siehe Abb. 3.7), die entgegengesetzt polarisiert werden. Die beiden Zellen sind in einen supraleitenden Solenoid-

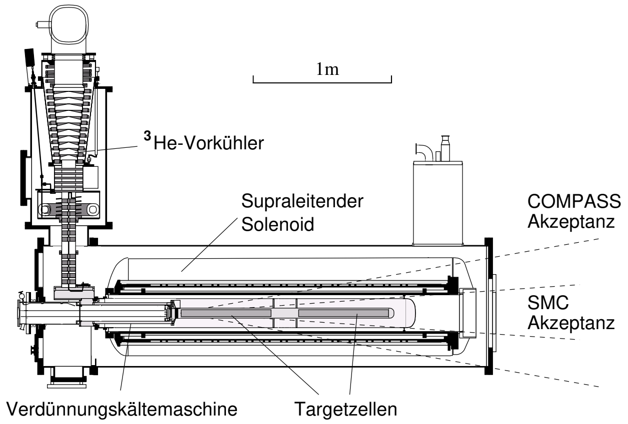

Abbildung 3.7: Beide Targetzellen sind in den supraleitenden SMC-Magneten eingebettet. Sie werden mit einer Verdünnungskältemaschine auf Temperaturen unter $1\,K$ abgekühlt (zu ihrer Funktionsweise siehe [Lo] und [Po]).

magneten eingebettet, der vom SMC-Experiment übernommen wurde. Das $2.5\ T$ starke homogene ($\frac{\Delta B}{B} \approx 10^{-5}$, [Mal]) longitudinale Magnetfeld dient zusammen mit einem sehr leistungsfähigen Kühlaggregat dem Aufbau und Aufrechterhalten der Polarisation ([Lo], [Po]). In Zukunft wird der SMC-Solenoidmagnet durch einen speziell für COMPASS entworfenen Magneten mit einer größeren Akzeptanz ersetzt werden. Die SMC-Magnetöffnung hat einen Durchmesser von $26.5\ cm$. Das entspricht für den vorderen Teil der ersten Targetzelle einer Winkelakzeptanz von $\pm 69\,mrad$. Beim zukünftigen COMPASS-Magneten könnte man bei einer Öffnung von $60\,cm$ Durchmesser eine Akzeptanz von $\pm 180\,mrad$ erreichen. In diesem Fall muss auch die Akzeptanz der Spurrekonstruktionsdetektoren angepasst werden. Im Szenario mit dem COMPASS-Targetmagneten müssen die Driftkammern hinter dem ersten Spektrometermagneten SM1 durch die großflächigen Strohdriftkammern oder entsprechend große Driftkammern ersetzt werden (in Abb. 3.8 Straws genannt).

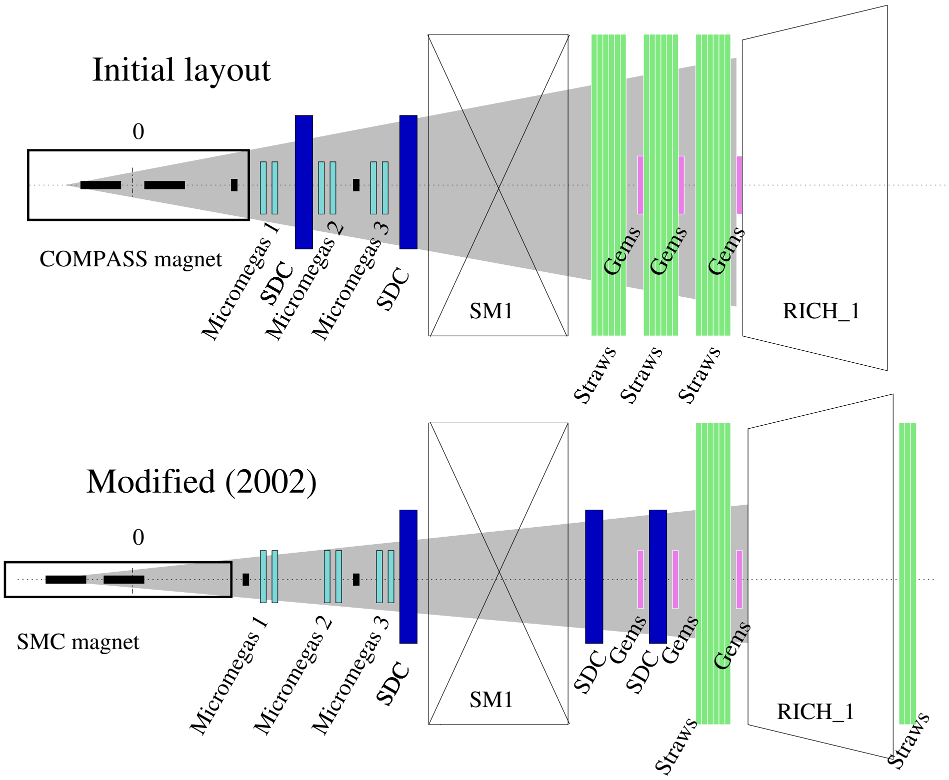

Abbildung 3.8: Geometrische Akzeptanz der ersten Spektrometerstufe mit dem COMPASS-Magneten (oben) und dem SMC-Magneten (unten) [Mag].

Durch das gleichzeitige Verwenden entgegengesetzt polariserter Targetzellen werden systematische Fehler vermieden, die auf eine zeitlich variable Strahlintensität oder auf das punktuelle Ausfallen einzelner Spektrometerkomponenten zurückzuführen sind. Allerdings entstehen neue systematische Fehler aufgrund der unterschiedlichen Akzeptanz und der unterschiedlichen Materialmenge der Targetzellen. Um diese möglichst gering zu halten,wird die Polarisationsrichtung etwa alle acht Stunden umgekehrt. Die Polarisationsumkehr erfolgt mithilfe eines Dipols, dessen vertikales Feld bei gleichzeitigem Abbau des longitudinalen Solenoidfeldes aufgebaut wird und so die ausgerichteten Spins mit sich führt. Um Ereignisse mit primärer Interaktion in einer der beiden Targetzellen voneinander unterscheiden zu können, haben die Zellen einen Abstand von 10 cm.

In Abb. 3.9 sind die verschiedenen Polarisationseinstellungen dargestellt, die in COMPASS verwirklicht werden können. Während 80% der Strahlzeiten wird im longitudinalen Polarisationsmodus gemessen, die restliche Zeit werden die Targetnukleonen transversal polarisiert. Dafür werden mit Hilfe des Dipolmagneten die schon polarisierten Nukleonenspins senkrecht zur

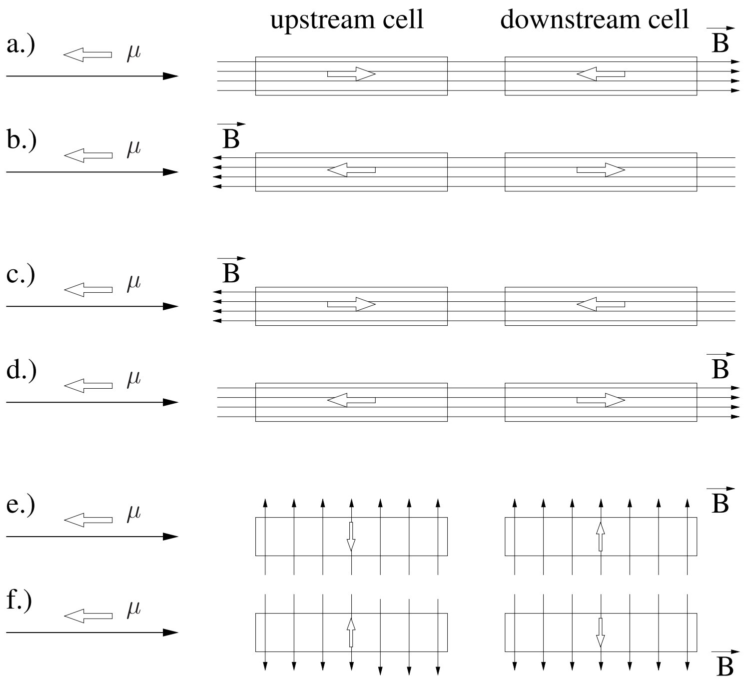

Abbildung 3.9: Verschiedene Polarisationseinstellungen der Targetzellen. In a bis d sind die Targetzellen longitudinal polarisiert. Die transversale Polarisation in e (bzw. f) kann mit Hilfe des Dipolmagneten ausgehend von der Situation in a oder b (bzw. c oder d) erreicht werden.

Strahlachse ausgerichtet (Abb. 3.9 Fall e und f). Mit dieser Targetkonfiguration kann die Strukturfunktion g_2 gemessen werden.

Dynamische Kernpolarisation

Polarisiert werden die Nukleonen mittels der sogenannten dynamischen Kernpolarisation. Erklärt wird das Prinzip am vereinfachten Fall, in dem nur Elektronen mit Nukleonen wechselwirken. Eigentlich findet jedoch die Spin-Spin-Wechselwirkung zwischen Elektronen und einem Kern statt, der einen ganzzahligen Spin trägt. Eine ausführliche Darstellungen kann man in [Ta], [Mal] und [Ab] finden.

Für die Polarisierung ist ein starkes Magnetfeld von $2.5\,T$ notwendig, in dem sich die sonst entarteten Energieniveaus für verschiedene Spineinstellungen von Elektron und Proton aufspalten. Es gibt vier mögliche Spinzustände von Elektron und Proton $|S_eS_p\rangle$. Mit $+$ sei jeweils der Zustand höherer, mit $-$ der Zustand niedrigerer Energie bezeichnet. Vom energetisch höchsten zum niedrigsten geordnet ergibt sich die Reihenfolge: $|++\rangle$, $|+-\rangle$, $|-+\rangle$, $|--\rangle$. Damit die Polarisation nicht schnell wieder durch Relaxationsphänomene zerstört wird, wird das Target auf Temperaturen unter $1\,K$ abgekühlt. Im thermischen Gleichgewicht ist die Polarisation durch das Curie' sche Gesetz gegeben.

$$P = tanh(\frac{\mu \cdot B}{k \cdot T}) \tag{3.8}$$

Bei 500 mK und 2.5 T sind demnach 99.75 % der Elektronen polarisiert, während aufgrund des geringeren magnetischen Momentes die Protonen nur zu 0.5 % polarisiert sind. Die Spin-Spin-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Nukleonen bewirkt eine Mischung der Zustände (siehe Abb. 3.10). Ohne diese (kleinen) Beimischungen wären Übergänge mit doppeltem Spin-

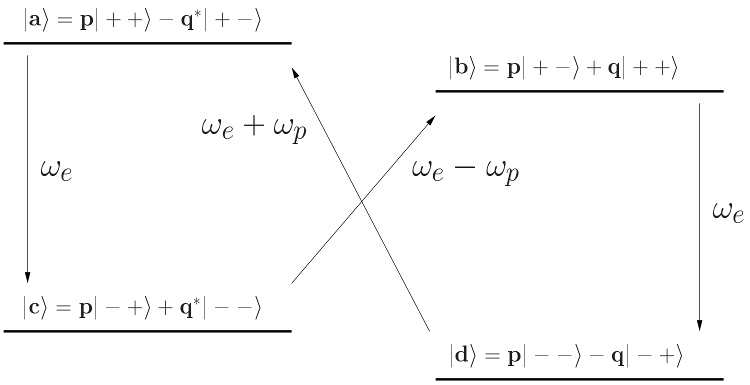

Abbildung 3.10: Darstellung der vier Mischzustände und ihre Energieaufspaltung im Magnetfeld. Die Beimischungen sind sehr klein: $p \approx 1$, $|q| \ll 1$.

flip verboten ($|d\rangle \rightarrow |a\rangle$ und $|c\rangle \rightarrow |b\rangle$), können aber jetzt durch Einstrahlen von Mikrowellen der richtigen Frequenz induziert werden (etwa 70 GHz, [Ta]). Wegen ihres großen magnetischen Momentes μ_e und des daraus resultierenden großen Energieunterschiedes bei Inversion des Spins ist die Relaxationszeit der Elektronen klein: $\tau_e \approx 1ms$, während sie bei Protonen groß ist: $\tau_p > 1s$ ([Ta]). Auf diese Weise kann nach und nach die Polarisation von den Elektronen auf die Protonen übertragen werden. Wählt man $\omega_e - \omega_p$ als Mikrowellenfrequenz, wird der Übergang $|c\rangle \rightarrow |b\rangle$ induziert, mit $\omega_e + \omega_p$ der Übergang $|d\rangle \rightarrow |a\rangle$. Der Prozess der dynamischen Kernpolarisation dauert in etwa eine Woche und ist deshalb nur zum

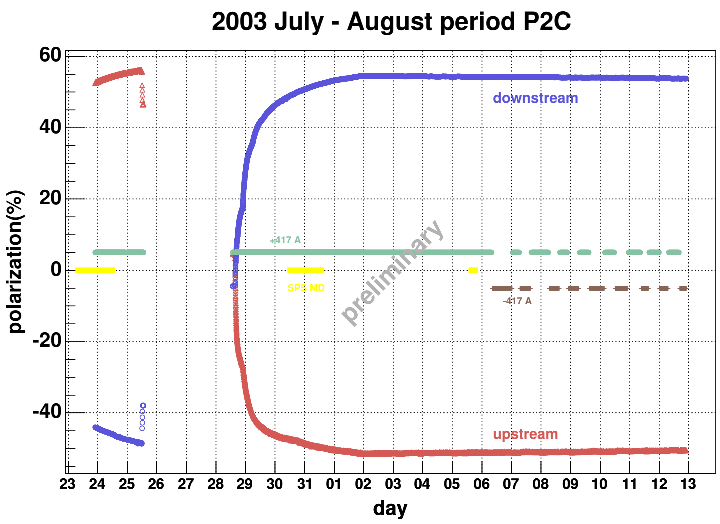

Abbildung 3.11: Zeitlicher Verlauf des Polarisationsprozesses beider Targetzellen im Juli/August 2003.

	Si-Zähler ([Wi])	Szi.Fasern ([Te])	Mikromega ([Ber])	GEM ([We])
Aktive Fläche [$cm \times cm$]	$5 \cdot 7\ cm^2$	$4 \cdot 4$ bis $12 \cdot 12$	$40 \cdot 40$	$33 \cdot 33$
Tote Zone	keine	keine	$5\ cm$ ø	$5\ cm$ ø
Pitch [μm]	50	$500 - 1000$	$360 - 420$	400
Ebenen	12	19	12	40
Ortsauflösung [μm]	12	230	93	75
Zeitauflösung [ns]	3	0.37	10	12

Tabelle 3.1: Aktive Fläche, Fläche der toten Zone in Strahlnähe, Pitch, Anzahl der Ebenen, Ortsauflösung und Zeitauflösung der kleinflächigen Spurrekonstruktionsdetektoren.

Aufbau der Polarisation geeignet, nicht aber für die dreimal täglich vorgesehene Polarisationsumkehr. Diese wird wie schon eingangs erwähnt mit Hilfe eines Dipolmagneten durchgeführt. Um falsche Asymmetrien zu berücksichtigen, die aus der unterschiedlichen Mikrowelleneinstrahlung entstehen könnte, werden die Targetzellen die eine Hälfte der Strahlzeit mit der einen Frequenz, die übrige Strahlzeit mit der anderen Frequenz bestrahlt (vergleiche z.B. Abb. 3.9 b und c).

Die Polarisation wird mit fünf NMR-Sonden entlang jeder Zelle gemessen. 2003 betrug die maximale Polarisation ([Kon]) etwa $+56\,\%$ und $-50\,\%$ (siehe Abb. 3.11). Das ist die höchste Polarisation, die für ein Li-Target dieser Größe erreicht wurde.

3.3 Spurrekonstruktion

Die Spektrometermagnete sind von verschiedenen Spurrekonstruktionsdetektoren umgeben, die sich durch Granularität und aktive Fläche unterscheiden. Zu den großflächigen Detektoren zählen der Größe nach die W45-Driftkammern, die aus dem SMC-Experiment übernommen wurden, die Strohdriftkammern, die in Abschnitt 3.7 ausführlich behandelt werden, die Saclay-Driftkammern SDC und die Vieldrahtproportionalzähler MWPC. Sie alle haben in Strahlumgebung eine tote Zone, damit sie nicht der direkten Strahlrate ausgesetzt werden. Die toten Zonen werden von kleineren Detektoren mit höherer Granularität abgedeckt, den GEMs und Mikromegas (siehe unten). Für Spuren in unmittelbarer Strahlumgebung, die durch die toten Zonen von GEMs und Mikromegas gehen, werden Siliziumzähler und szintillierende Faserhodoskope verwendet. Eine Übersicht über aktive Fläche, Granularität, Ortsauflösung etc. bieten die Tabellen 3.1 und 3.2. Auf die Funktionsweise der neuartigen GEM- und Mikromega-Detektoren soll im folgenden kurz eingegangen werden.

	MWPC ([Le])	SDC ([Da])	Straw ([Straw])	W45 ([Wi])
Aktive Fläche [$cm \times cm$]	$152 \cdot 120$	$140 \cdot 124$ bis $180 \cdot 128$	$325 \cdot 244$ bis $323 \cdot 272$	$522 \cdot 262$
Tote Zone	$12 - 20\ cm$ ø	$30\ cm$ ø	$20 \cdot 20\ cm^2$	$50\ cm$ ø
Pitch [mm]	2	7	6, 10	40
Ebenen	34	24	30	16
Ortsauflösung [μm]	670	170	250	2000

Tabelle 3.2: Aktive Fläche, Fläche der toten Zone in Strahlnähe, Pitch, Anzahl der Ebenen und Ortsauflösung der großflächigen Spurrekonstruktionsdetektoren.

Micromega-Zähler

Micromega-Zähler[3] sind Ionisationsdetektoren, in denen die Bereiche für Primärionisation und Gasverstärkung getrennt sind (siehe Abbildung 3.12). Als Zählgas wird ein Neon-Ethan-CF_4-Gemisch verwendet. Das Verstärkungsvolumen ist mit einer Tiefe von 100 μm sehr klein, damit die nur langsam driftenden positiven Ionen schnell von dem beide Bereiche trennenden Gitter neutralisiert werden können. Daher vertragen diese Zähler höhere Raten als Vieldrahtproportionalkammern. Die tote Zone in Strahlnähe beträgt nur 5 cm im Durchmesser. Das Signal wird auf Leiterbahnen ausgelesen, die auf einen Isolator aufgedampft sind. Sie sind 200 μm breit und haben einen Abstand von 360 μm im strahlnahen und 420 μm im äußeren Bereich. Die

[3]**Micro Me**sh **Ga**seous Structure

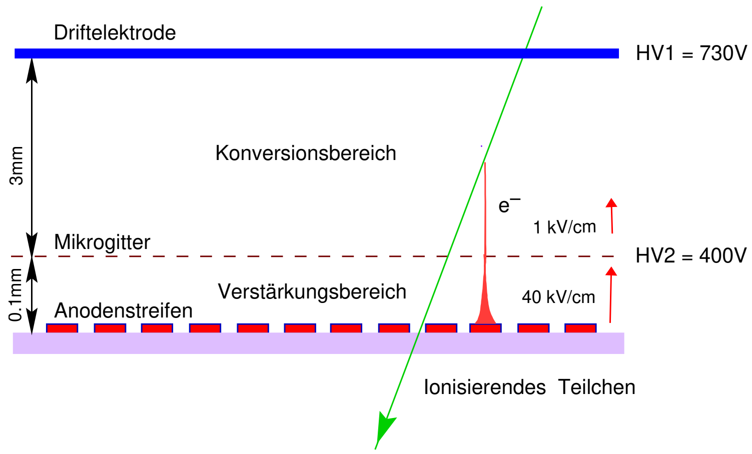

Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau eines Mikromegazählers. Ein geladenes Teilchen durchquert das Gasvolumen. Die durch Ionisation im Konversionsbereich erzeugten Elektronen driften zum Verstärkungsbereich. Dort ist die Feldstärke so groß, dass sich eine Elektronenlawine bildet.

Micromegas erreichen bei der nominellen Strahlintensität von $2 \cdot 10^8$ Teilchen/Spill eine Ortsauflösung von 93 μm ([Ber]).

GEM-Detektoren

Die GEM[4]-Detektoren sind mit einem Ar/CO_2-Gemisch gefüllt. Das Gasvolumen ist durch drei GEM-Folien unterteilt. Eine GEM-Folie besteht aus 50 μm dünnem Kapton, das beidseitig mit Kupfer beschichtet ist. In die Folie sind 70 μm große Löcher mit einem Lochabstand von 100 μm geätzt. Zwischen beiden Seiten jeder Folie wird eine Spannung von einigen 100 V angelegt. Der Feldlinienverlauf durch die Löcher ist in Abbildung 3.13 skizziert. Die Feldstärke in den Löchern ist so hoch, dass es zur Lawinenbildung kommt. Die Gasverstärkung im GEM-Zähler findet also in drei Stufen statt. Die Leiterbahnen zur Signalauslese haben einen Abstand von 400 μm. Bei nomineller Strahlintensität erreichen GEMs eine Ortsauflösung von 75 μm ([Si]).

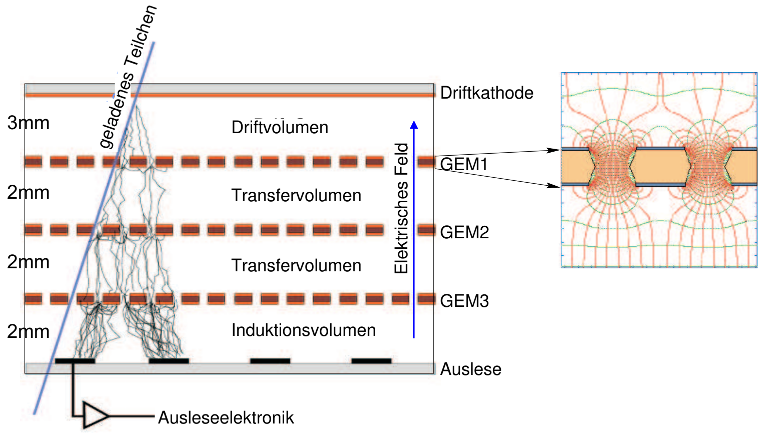

Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau eines GEM-Detektors mit drei GEM-Folien. In den Löchern der Folien sind die elektrischen Feldstärken so groß, dass Gasverstärkung stattfindet.

3.4 Teilchenidentifikation mit dem RICH[5]

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium schneller als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, entsteht eine elektromagnetische Schockwelle. Die kohärente Wellenfront bildet eine Konus mit einem Öffnungswinkel $2(\pi/2-\theta)$, der von der Brechzahl des Mediums und der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt (siehe Abb. 3.14). Über den Winkel θ kann man die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmen.

$$cos\theta = \frac{\frac{c}{n} \cdot t}{v \cdot t} = \frac{1}{n \cdot \beta} \qquad (3.9)$$

[4]**G**as **E**lectron **M**ultiplier
[5]**R**ing **I**maging **CH**erenkov counter

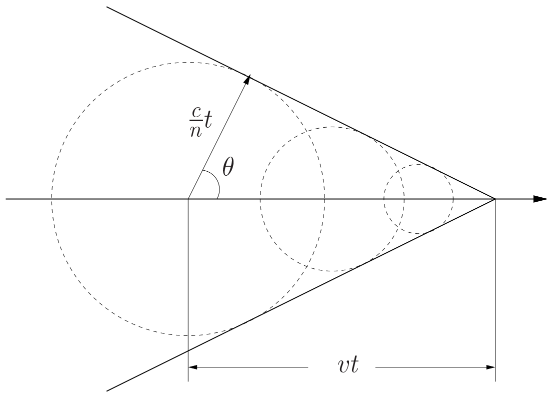

Abbildung 3.14: Ein geladenes Teilchen bewegt sich durch ein Medium mit Brechzahl n. Ist seine Geschwindigkeit v größer als c/n, wird eine elektromagnetische Schockwelle erzeugt. Der Winkel θ ist durch v und n festgelegt.

Zusammen mit dem im Spektrometer gemessenen Impuls kann die Masse des Teilchens berechnet werden. So lassen sich insbesondere Pionen, Kaonen und Protonen voneinander unterscheiden.

Der COMPASS-RICH besteht aus einem $80m^3$ großen Radiatorvolumen, das mit C_4F_{10}-Gas gefüllt ist ([Da]). Der Brechungsindex $n = 1.001439$ führt zu Schwellenenergien für die Ausstrahlung von Cherenkovlicht für Pionen, Kaonen und Protonen von 2.6, 9.2 und 17.5 GeV (siehe Gleichung 4.8). Die Rückwand des Radiatorvolumens besteht aus 116 dünnen Spiegeln, die parabolisch angeordnet sind. Dadurch werden die unter einem bestimmten Winkel emitierten Photonen auf einen Kreisring in der Detektorebene abgebildet (siehe Abb. 3.15). Aus dem Radius des Rings kann θ berechnet werden und die Position des Rings erlaubt eine Zuordnung zu einem im Spektrometer rekonstruierten Teilchen. Die Wand ist in zwei Spiegel ge-

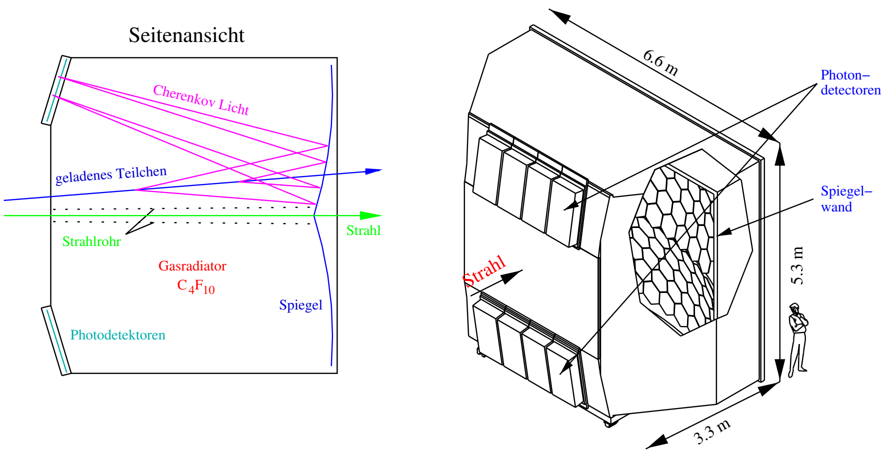

Abbildung 3.15: Links: Querschnitt durch den RICH. Es ist veranschaulicht, wie der von einem geladenen Teilchen ausgehende Lichtkonus in der Photondetektorebene in einen Ring fokussiert wird. Rechts: Dreidimensionale Ansicht des RICH-Detektors mit Größenangaben.

trennt, die ihren Brennpunkt jeweils oberhalb und unterhalb des Strahls und außerhalb der Spektrometerakzeptanz haben. Dort sind Photodetektoren angebracht, in denen die ankommenden Photonen in einer CsI-Schicht in Elektronen konvertiert werden (Photoeffekt). Die Elektronen können dann in Vieldrahtproportionalkammern nachgewiesen werden ([Alb]). Abbildung 3.16 zeigt ein Ereignis mit mehreren rekonstruierten Ringen.

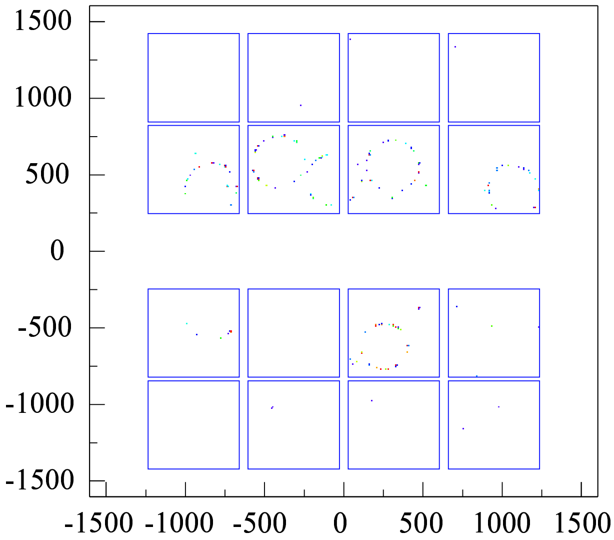

Abbildung 3.16: Dargestellt sind die für ein Ereignis in den Photodetektoren rekonstruierten Photonen. Es sind mehrere Ringe erkennbar.

3.5 Trigger

Der Trigger hat die Funktion, in den aufgezeichneten Daten Ereignisse mit einer bestimmten Topologie anzureichern. Davon gibt es in COMPASS zwei Klassen: PGF-Ereignisse und „klassische“ tiefinelastische Streuereignisse (siehe Abbildung 2.9). Die Triggerbedingung muss schnell ermittelt werden ($t \leq 600\, ns$), da die Daten aller Detektoren zwischengespeichert werden müssen, bis sie im gegebenen Fall endgültig von der Datenaufnahme DAQ[7] aufgezeichnet bzw. verworfen werden. Dazu werden Signale von Szintillationszählern (im folgenden Triggerhodoskope genannt) und von hadronischen Kalorimetern von einer Koinzidenzlogik zu einer Triggerentscheidung verarbeitet.

Photon-Gluon-Fusionsereignisse

Für die Messung von ΔG werden Ereignisse aufgezeichnet mit:

- kleinem Q^2, da die Dichte virtueller Photonen und damit der Wirkungsquerschnitt für die PGF mit kleinem Q^2 rasch ansteigt (siehe

[7] **D**ata **AQ**uisition

Gleichung 2.51). Kleine Q^2 bedeuten nach Gleichung 2.2 kleine Myonstreuwinkel θ. Der relevante Bereich liegt bei $\theta < 10\,mrad$ ([Le]).

- großem Energieverlust des Myons ($y > 0.2$). Das wird gefordert, weil für kleine y der longitudinale Polarisationsübertrag zwischen Myon und virtuellem Photon verschwindet (vgl. Gleichung 2.59). Der Energieverlust des Myons wird aus seiner Ablenkung durch die Spektrometermagnete bestimmt. Dabei muss die Ablenkung, die aus der Streuung erfolgt ist, (Winkel θ) von der Ablenkung durch die Magnete (Winkel α in Abbildung 3.17) getrennt werden. Dazu wird die x-Position der Myonspur an zwei Punkten hinter den Magneten in Triggerhodoskopen gemessen. Um sicherzustellen, dass die Triggerhodoskope nur den Durchgang von Myonen registrieren, sind sie hinter dem hadronischen Kalorimeter HCAL2 und dem Absorber des zweiten Myonfilters aufgestellt. Um die Hodoskope zu erreichen, muss ein Teilchen 10 hadronische Wechselwirkungslängen und 84 Strahlungslängen durchqueren.

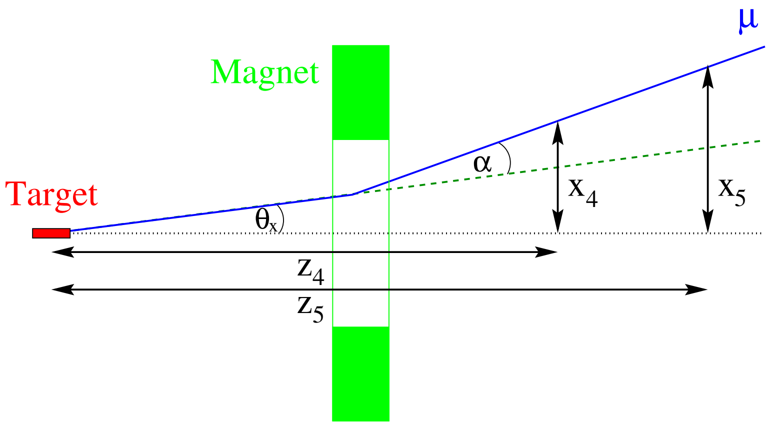

Abbildung 3.17: Skizze zur getrennten Messung der Myonenergie aus der Ablenkung im Magnetfeld (Winkel α) und des Streuwinkels in horizontaler Richtung (θ_x). Dazu wird die horizontale Position der Myonspur an zwei verschiedenen Stellen hinter dem Magneten gemessen. Vereinfachend sind hier die beiden Spektrometermagneten zu einem effektiven Magneten zusammengefasst ([Le]).

- mindestens einem Hadron. Dazu wird zusätzlich eine minimale Energiedeposition in einem der hadronischen Kalorimeter verlangt (das 2-3 fache der Energiedeposition eines Myons). Damit sind elastische Myonstreuprozesse ausgeschlossen.

Tiefinelastische Streuereignisse

Tiefinelastische Streuereignisse lassen sich erst ab $Q^2 \approx 0.5\,GeV^2/c^4$ störungstheoretisch behandeln. Ziel ist es, Ereignisse mit einem größeren Q^2 und einem möglichst weiten Bereich von y ($0 \leq y \leq 0.9$) zu erfassen.

Hierbei ist der Trigger insbesondere darauf ausgelegt, die Position der Myonen am Targetort zu bestimmen und Ereignisse zu verwerfen, die nicht durch das Target gegangen sein können (sogenannter geometrischer Trigger).

Ergänzt werden die Trigger durch ein Vetotriggersystem. Es besteht aus Triggerhodoskopen, die vor dem Target installiert sind. Sie sollen Ereignisse verwerfen, in denen Myonen aus dem Halo zwar nicht das Target durchqueren, aber trotzdem einen Trigger auslösen.

3.6 Die Datenaufnahme

Die Triggerrate betrug 2003 in etwa 35 kHz. Bei einer Ereignisgröße von 30 $kByte$ entspricht das einer Datenrate von 1000 $MByte/s$. Um solch hohe Datentransferraten zu bewältigen, nutzt die COMPASS Datenauslese den SPS-Zyklus aus. Auf den 5.1s langen Spill folgt eine Pause von 11.7s. Die Strategie besteht darin, die Daten während des Spills in Pufferspeichereinheiten (ROB, siehe unten) festzuhalten und auf die ganze Zyklusdauer gestreckt in entsprechend geringerer Rate weiterzuleiten.

Bei fast allen Detektoren in COMPASS werden die Analogsignale direkt an der Frontendelektronik digitalisiert (bei Messung von Amplituden durch ADC, von Zeiten durch TDC) und solange zwischengespeichert, bis die Triggerentscheidung zur Auslese eingetroffen ist.

Die Daten werden dann über Standard-Ethernet-Kabel an sogenannte CATCH-Module[8] weitergeleitet. Dort werden sie formatiert. Die CATCH-Module empfangen von dem Triggerkontrollsystem TCS [9] das Triggersignal sowie für alle Detektorkomponenten stabile und gleichgetaktete Zeitsignale und leiten diese an die Frontends weiter. Mit einem optischen Link werden die vorformatierten Daten an Pufferspeicher weitergeleitet, die sogenannten ROBs[10]. Hier werden die Daten zwischengespeichert, bis sie über ein Gigabit-Ethernet-Kabel an die EVB[11] übertragen werden können. Dort werden die Daten, die zu einem Ereignis gehören, aber in verschiedenen ROBs zwischengespeichert waren, zusammengefasst und auf einer lokalen Festplatte gespeichert. Sind die Daten eines Runs fertig bearbeitet (ein Run besteht aus 100 Spills), werden diese an das CDR[12] übertragen und temporär auf den Festplatten der COMPASS Computer Farm gespeichert, bis sie durch das CASTOR-System[13] auf Band geschrieben werden können. ROB und EVB bestehen aus kommerziellen Komponenten, während CATCH-Module und Frontends speziell für COMPASS entwickelt wurden.

---

[8] **C**OMPASS **A**ccumulate **T**ransfer and **C**ontrol **H**ardware
[9] **T**rigger **C**ontrol **S**ystem
[10] **R**ead**O**ut **B**uffer
[11] **EV**ent**B**uilder
[12] **C**entral **D**ata **R**ecording
[13] **C**ERN **A**dvanced **STOR**age system

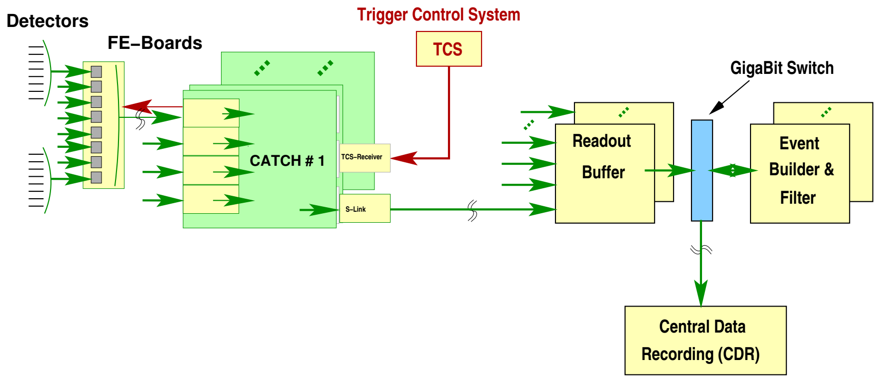

Abbildung 3.18: Datenaufnahme bei COMPASS. Die Detektorrohdaten werden von der Frontend-Elektronik zwischengespeichert, bei positivem Triggersignal an die CATCH-Module weitergeleitet, dort formatiert, dann in den ROBs zwischengespeichert. Wenn Kapazitäten frei sind, werden die Daten an die EVB weitergegeben, wo alle zu einem Ereignis gehörenden Daten jeweils zusammengefasst werden. Schließlich werden die Daten an das CDR übergeben, damit sie endgültig abgespeichert werden können ([Sc]).

3.7 Die Strohdriftkammern

Die Strohdriftkammern in COMPASS sind Spurrekonstruktionsdetektoren die eine große aktive Fläche mit einer guten Ortsauflösung kombinieren. Sie bestehen aus einzelnen Strohdriftröhrchen, die mit einer $Ar/CO_2/CF_4$-Gasmischung gefüllt sind. In ihrer Mitte verläuft ein Anodendraht aus goldbeschichtetem Wolfram mit einem Durchmesser von $30\,\mu m$. Zwischen Draht und Rohrwand wird eine Hochspannung angelegt. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens wird das Gas entlang seiner Spur ionisiert (Primärionisation). Der Abstand der Teilchenspur zum Draht wird über die Messung der Zeit bestimmt, die die enstandenen Elektronen für ihre „Drift“ zum Draht brauchen. Der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs muss dafür bekannt sein und wird durch einen externen Trigger gegeben, bei COMPASS durch Szintillatorhodoskope (siehe Abschnitt 3.5). Das elektrische Feld im Driftrohr ist radialsymmetrisch und wächst in der Nähe zum Draht stark an.

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}\frac{1}{r} \tag{3.10}$$

C ist die Kapazität des Driftrohres pro Länge, V_0 die angelegte Spannung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante des Gases. In unmittelbarer Umgebung des Drahtes - das heißt im Abstand einiger Drahtradien - werden Feldstärken von 10^4 bis $10^5\ V/cm$ erzeugt. In diesem Bereich erlangen die driftenden Elektronen so große Energien, dass sie Gasmoleküle ionisieren können. Diese freigewordenen Elektronen ionisieren ihrerseits Gasmoleküle - es kommt zu einer Elektronenlawine. Die Anzahl der Elektron-Ionen-Paare in der Lawine ist direkt proportional zur Anzahl der in der Primärionisation enstandenen Paare. Der Proportionalitätsfaktor wird Gasverstärkung genannt. Die COMPASS-Strohdriftkammern werden mit einer Gasverstärkung von $6 \cdot 10^4$ betrieben.

Jede Strohdriftkammer besteht aus circa 800 Driftröhrchen mit Durchmessern von etwa $6\,mm$ im inneren Bereich und $10\,mm$ außen (siehe Abb. 3.19). Die Maße der Kammern sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Bei einer Driftrohrlänge von über $3\,m$ ist es notwendig den Anodendraht mittels Drahtpositionierern alle $60\,cm$ im Rohr zu zentrieren. Insbesondere bei den Kammern mit horizontalen Driftrohren hängen die Drähte unter dem Einfluss der Gravitation durch, beim Verwenden der Drahtpositionierer nur noch mit maximal $8\mu m$ ([Pl]). Die Verschlechterung der Ortsauflösung durch diesen Effekt ist vernachlässigbar. Das Material in dem aktiven Detektorbereich wurde auf weniger als 0.002 Strahlungslängen pro Doppelebene reduziert ([San]), um Sekundärreaktionen zu vermeiden. Daher haben die Drift-

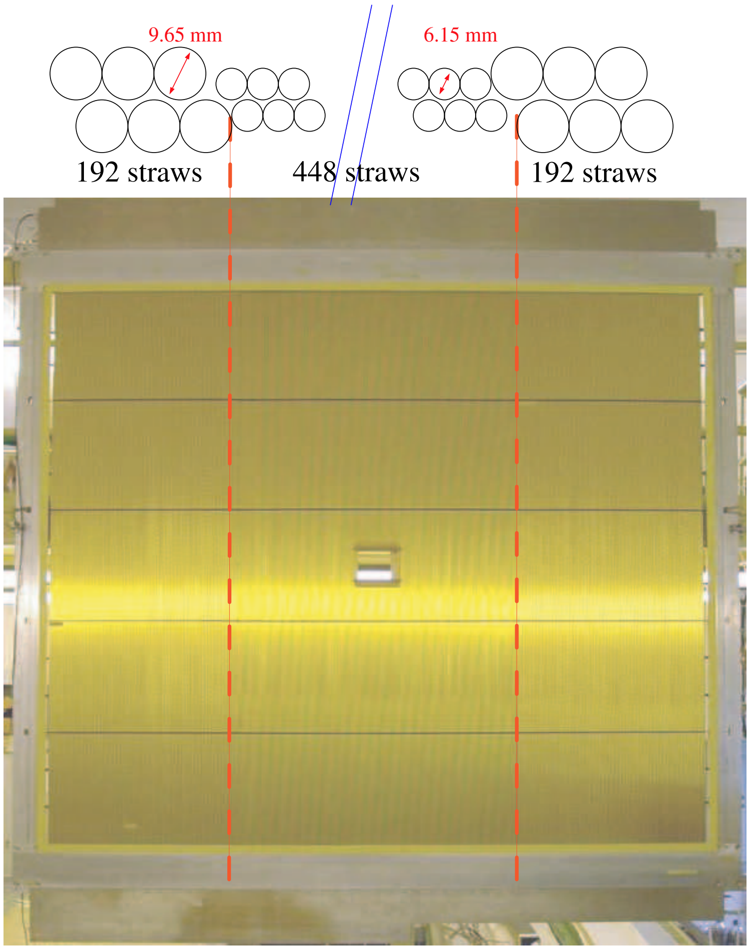

Abbildung 3.19: Eine X-Kammer mit senkrechten Driftröhrchen während der Fertigung in Dubna. Man erkennt in der Mitte das „physikalische Loch“, durch das der COMPASS-Strahl gehen soll. In den äußeren Bereichen haben die Röhrchen einen Durchmesser von $9.654\,mm$, während sie in dem inneren Bereich einen Durchmesser von $6.144\,mm$ haben. Man erkennt ebenfalls die vier senkrecht zu den Röhrchen verlaufenden Kohlefaserstreifen.

Typ	Aktive Fläche $[mm \times mm]$	Länge der Rohre $[mm]$	Anzahl der Rohre mit 6.144 mm Ø	9.654 mm Ø
X	3254×2427	3652 1752	320 128	256
Y	2802×3232	3202 1523	380 128	384

Tabelle 3.3: Größe und Anzahl der Strohdriftrohre für die X- und Y-Kammern.

rohre eine Wandstärke von nur 60 μm. In Abbildung 3.20 ist die Struktur eines Strohdriftröhrchens gezeigt. Es besteht aus zwei miteinander verklebten Kaptonschichten. Die innere Schicht aus dem sogenannten „Kapton XC“ ist mit Kohlenstoff dotiert und ist 40 μm dick. „Kapton XC“ ist elektrisch leitend. So können die an der Kathode ankommenden Ionen schnell neutralisiert werden. Die äußere Schicht besteht aus einseitig aluminisiertem

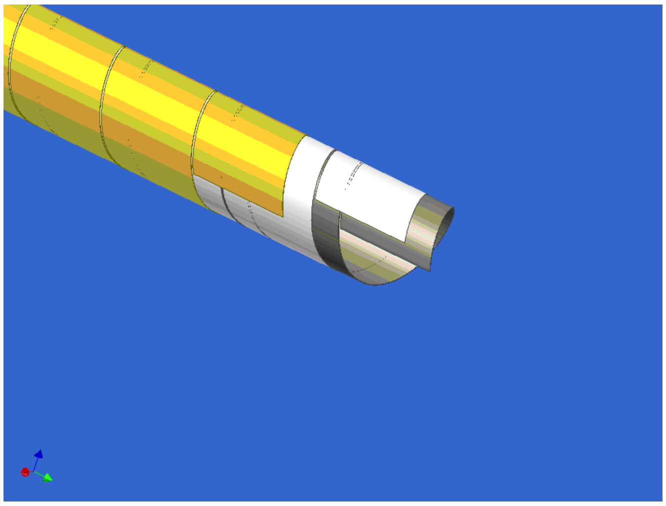

Abbildung 3.20: Aufbau eines Strohdriftröhrchens ([Straw]).

Kapton und wurde zum Einsparen von Material 12 μm dick gewählt.

Die Driftröhrchen sind zu Ebenen zusammengeklebt. Eine Kammer - oder Doppelebene - besteht aus zwei um einen Röhrchenradius versetzte Ebenen. So wird einerseits der nicht-aktive Bereich der ersten Ebene (die Röhrchenwände und der Kleber dazwischen) von der zweiten Ebene abgedeckt, so dass die Signaleffizienz für ein die Kammer durchsetzendes geladenes Teilchen über 99% beträgt. Andererseits wird so bei der Spurrekonstruktion die Auflösung von „Rechts-Links-Ambiguitäten“ erleichtert. Diese bestehen darin, dass man nicht weiß, in welcher Hälfte des Driftvolumens das Teilchen das Driftrohr durchquert hat, da ja nur der Abstand zum Draht bekannt ist. Um die mechanische Stabilität zu erhöhen, sind die Ebenen zusätzlich mit vier äquidistanten Kohlefaserstreifen verklebt, die senkrecht zu den Röhrchen verlaufen und fest mit dem Aluminiumrahmen verbunden sind. In der Mitte der Kammer befindet sich eine $12.6 \cdot 19.4\, cm^2$ große Aussparung für den Teilchenstrahl. Eine zusätzliche Schwierigkeit ergab sich beim Bau dieser Kammern durch den im Experiment beschränkten Platz. So musste ein stabiler Aluminiumrahmen mit 3 bis 4.5 m Seitenlänge, aber einer Dicke von nur 4 cm konstruiert werden.

Die Kammern wurden am JINR[14] in Dubna gebaut und an das CERN geliefert. Dort wurden sie von der Gruppe der LMU München getestet und in das Experiment eingebaut. Die Koordination für das Strohdriftkammerprojekt lag und liegt bei der LMU München.

In COMPASS sind 15 Strohdriftkammern eingebaut, von denen jeweils 3 zu einem Submodul zusammengefasst sind. Ein Submodul kann einen Raumpunkt einer Teilchenspur messen und besteht aus einer Y-Kammer mit horizontalen Röhrchen, einer X-Kammer mit vertikalen Röhrchen und einer weiteren um 10° zur Vertikalen geneigten X-Kammer ([CN1]). Die geneigte Kammer ist notwendig, um bei gleichzeitigem Auftreten mehrerer Spuren die Signale der einzelnen Driftröhrchen den Spuren richtig zuzuordnen (siehe Abb. 3.21). Die Strohdriftkammern wurden speziell für die Spur-

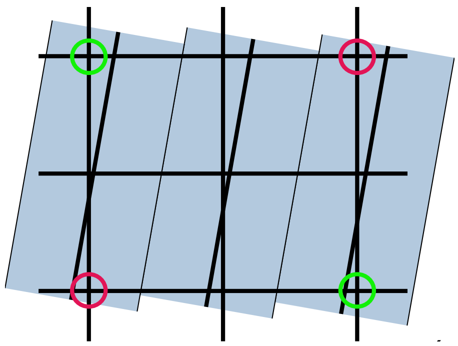

Abbildung 3.21: Zwei Teilchen haben gleichzeitig die Strohdriftkammern durchquert. Mit Hilfe der geneigten Röhrchen lassen sich die wahren Teilchendurchgänge in grün von den falschen in rot unterscheiden.

rekonstruktion hinter dem ersten Spektrometermagneten SM1 konzipiert. Eine Ortsauflösung von 250 μm/Ebene über die gesamte aktive Fläche von etwa 9 m^2 ist notwendig für eine ausreichende Massenauflösung bei der Rekonstruktion von D-Mesonen ([Pl]). Deshalb musste bei der Fertigung der Kammern eine Präzision der Drahtpositionen über die gesamte Detektorfläche von 100 μm verlangt werden. Die verwendete Hochpräzisionstechnologie ist in [By] beschrieben. Zusätzlich wurden die Kammern mit einem eigens entwickelten Röntgen-CCD-Apparat durchleuchtet, um die Position der Drähte mit einer Genauigkeit von 25 μm zu messen ([Pl]). Diese geometrischen Korrekturen wurden gerade in das Spurrekonstruktionsprogramm von COMPASS integriert. Die mit Teilchenspuren bestimmte lokale Ortsauflösung der Strohdriftkammern betrug ohne die geometrischen Korrekturen bei der Datennahme mit hochintensivem Myonstrahl 250 μm (siehe Abbildung 3.22). Bei Testmessungen mit Prototypen wurden bessere Ergebnisse erzielt, die der im besten Fall erreichbaren Ortsauflösung entsprachen ([San], [No]). Die erreichbare Ortsauflösung hängt im Wesentlichen von der

[14] **J**oint **I**nstitute for **N**uclear **R**esearch

Zahl der Primärionencluster entlang der Spur und somit vom gewählten Gas und Gasdruck ab.

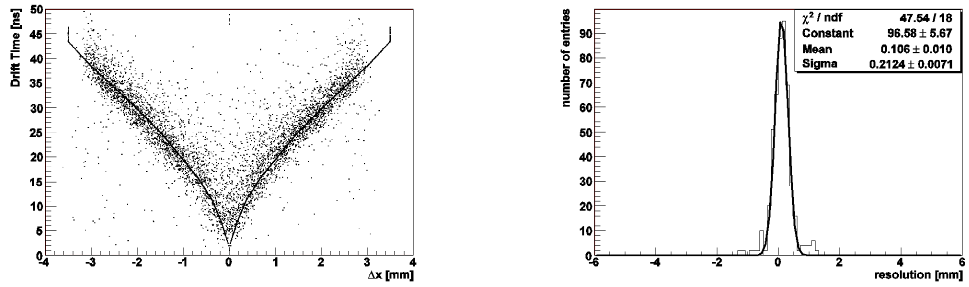

Abbildung 3.22: Im linken Bild sind für einen 30 cm langen Abschnitt eines einzelnen Driftrohres im strahlnahen Bereich die Orte der Durchgänge der rekonstruierten Teilchenspuren gegen die im Driftrohr gemessenen Zeiten aufgetragen. Die Orte der Teilchendurchgänge sind relativ zur nominellen Drahtposition angegeben. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Parametrisierung der Orts-Driftzeit-Relation. Rechts sind die Residuen aufgetragen. Das sind die Abstände zwischen rekonstruierter Teilchenspur und der mit der gemessenen Driftzeit vorhergesagten Position des Teilchendurchgangs. Es ergibt sich (lokal) eine mittlere Ortsauflösung von 220 μm. Die verwendeten Daten wurden unter Standardbedingungen genommen (Standardtrigger und nominelle Strahlintensität).

Bei dem bisherigen Aufbau von COMPASS, in dem der Targetmagnet von dem SMC-Experiment übernommen wurde, ist der Einsatz von zwei Submodulen notwendig, um die gesamte Akzeptanz abzudecken (siehe Abbildung 3.8). Ein weiteres Submodul befindet sich direkt hinter dem RICH-Detektor und die zwei übrigen werden im zweiten Spektrometer eingesetzt (siehe Abb. 3.1). Die Spurrekonstruktion direkt hinter SM1 kann von zwei Driftkammermodulen mit geringerer Fläche geleistet werden. Wird in Zukunft der COMPASS-Targetmagnet verwendet, sollen alle 5 Submodule zwischen SM1 und RICH-Detektor aufgestellt werden und ersetzen dann die Driftkammern. In einem Alternativszenario wird der Bau größerer Driftkammern erwogen, die anstelle der jetzigen Driftkammern installiert würden.

Für eine detailliertere Beschreibung der Kammern sei auf [Straw] verwiesen. Die Entwicklung der Kammern, insbesondere der Test und Vergleich verschiedener Prototypen wurde in [San] abgehandelt, der Bau und die Inbetriebnahme der Strohdriftkammern in [Il], die Vermessung der Drahtkoordinaten in ([Pl]). Im Folgenden werden die Funktionsweise sowie Sicherheitsaspekte des Gassystems und die Realisierung eines Schutzvolumens für die Strohdriftkammern erläutert.

3.7.1 Die Gasmischung

Edelgase benötigen für eine bestimmte Gasverstärkung ein geringeres elektrisches Feld als komplexe Moleküle. Daher wurde als Hauptbestandteil des für die Strohdriftkammern verwendeten Zählgases das verhältnismäßig preisgünstige Argon gewählt. Mit einer geringeren Hochspannung sind nämlich die elektrischen Leckströme kleiner und die elektrische Isolierung ist erleichtert. Ein mit reinem Argon gefülltes Driftrohr könnte aber nur bis zu Gasverstärkungen von $10^3 - 10^4$ stabil betrieben werden ([Sau]). Denn zwei verschiedene Prozesse können zu einer permanenten Entladung führen. Zum einen werden in der lawinenartigen Ladungsverstärkung nahe am Anodendraht Argonatome ionisiert oder energetisch angeregt. Die angeregten Atome kehren durch Emission eines Photons in den Grundzustand zurück, das eine Energie besitzt, die größer ist als das Ionisierungspotential des Kathodenmaterials. Ein dort freigesetztes Elektron wird wiederum zu einer Lawine führen. Zum anderen rekombinieren die Argonionen, die an der Kathode ankommen, mit einem Elektron aus der Kathode. Dabei wird ein Photon emittiert, das wiederum ein Argonatom ionisieren oder ein Elektron aus dem Kathodenmaterial schlagen kann.

Um höhere Gasverstärkungen erzielen zu können, wird dem Argon ein sogenannter „Quencher“ beigemischt, zum Beispiel CO_2. Quencher bestehen aus komplexeren Molekülen und besitzen eine Vielzahl von Rotations- und Vibrationsmoden. Daher können sie in einem breiten Energiebereich Photonen absorbieren. Die so aufgenommene Energie geben sie meist in elastischen Stößen wieder ab ([Sau]). Mit einem Ar/CO_2-Gemisch im Verhältnis 80/20 können die Strohdriftkammern mit einer Gasverstärkung von 10^5 stabil betrieben werden.

Damit trotz der hohen Strahlrate in COMPASS die Okkupanz pro Driftrohr kleiner als 2% gehalten werden kann, wird ein Gas benötigt, in dem die Elektronen eine hohe Driftgeschwindigkeit haben. Das kann durch Beimischung von CF_4 erreicht werden ([SaPe]).

In Testmessungen wurden für verschiedene Gasmischungen die Beziehung zwischen angelegter Hochspannung und der Gasverstärkung ermittelt. Die Bestandteile des Gases (Ar, CF_4 und CO_2) konnten in beliebigen Verhältnissen gemischt werden. Dazu wurde die computergesteuerte Mischeinheit des Gassytems verwendet, deren Funktionsweise in Abschnitt 25 erklärt wird. An diese Mischeinheit wurde eine Testkammer angeschlossen, die mit 15 Strohdriftröhrchen bestückt ist. Das kleine Gesamtgasvolumen der Driftröhrchen kann bei einem Maximalfluss der Mischeinheit von $300\,l/h$ innerhalb weniger Minuten ausgetauscht werden. Die Testkammer ist ein von der Münchner Gruppe entwickelter Prototyp. Die Driftröhrchen selbst sind zu denen bei der Produktion der Kammern in Dubna verwendeten identisch. Lediglich deren Fixierung im Rahmen beruht auf einer anderen Technik. Auch die Motherboards - die Schnittstelle zwischen den Signaldrähten und der Ausleseelektronik - sind identisch. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.23 dargestellt. An einem Driftrohr mit $9.654\,mm$ Durchmesser wurde die Pulshöhe eines durch eine ^{55}Fe-Quelle erzeugten Signals in

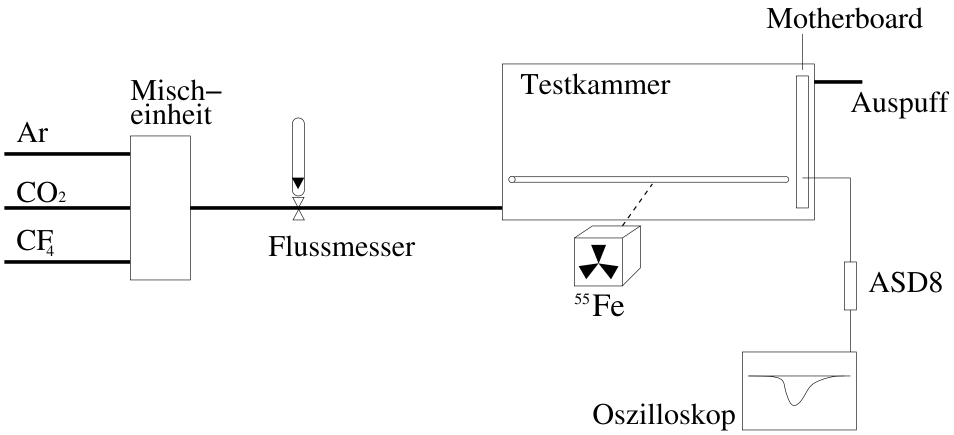

Abbildung 3.23: Testaufbau zur Messung der Gasverstärkung verschiedener Gasmischungen.

Abhängigkeit der angelegten Hochspannung gemessen. Dazu wurde an den analogen Ausgang eines Röhrchens ein ASD8-Verstärker angeschlossen, der wiederum von einem Oszilloskop ausgelesen wurde. Die Ausleseelektronik der Strohdriftkammern im Experiment ist ebenfalls mit ASD8-Verstärkern bestückt ([CN2]). Die ^{55}Fe-Quelle emittiert Röntgenquanten der Energie $5.9\,keV$, die im Zählgas ein Atom ionisieren können und ein Signal generieren, dessen Pulshöhe in guter Näherung proportional zur Gasverstärkung ist. In Abbildung 3.24 sind für Gasmischungen mit $6\,\%$ CO_2 die gemessenen

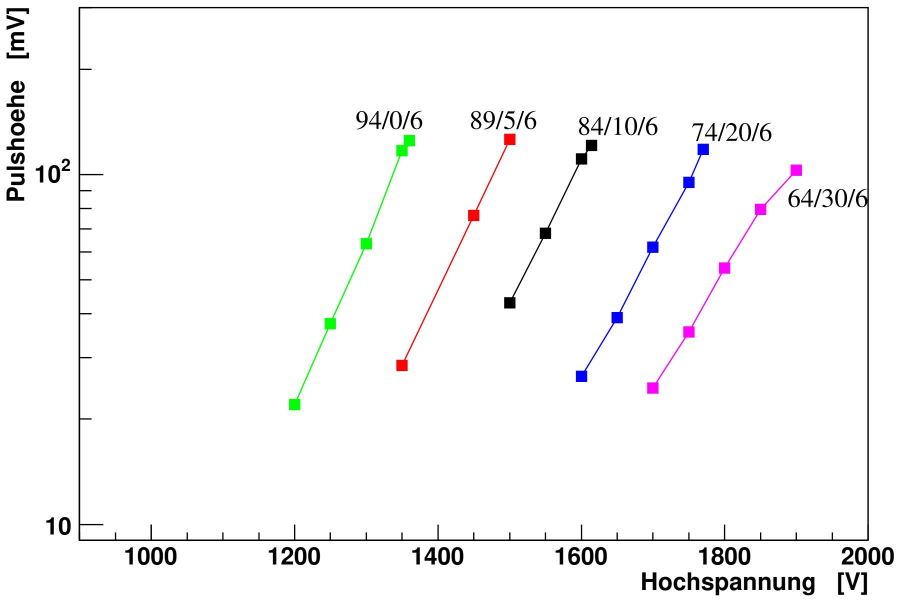

Abbildung 3.24: Für verschiedene Gasmischungen wurden in einem Driftrohr mit $9.654\,mm$ Durchmesser die Pulshöhe in Abhängigkeit der Hochspannung gemessen. Der Ar- (Links), CF_4- (Mitte) und CO_2-Gehalt (Rechts) ist an jeder Kurve in % angegeben.

Pulshöhen gegen die angelegte Hochspannung aufgetragen. Die Anteile von Ar und CF_4 wurden variiert. Die Messung bestätigt: je mehr Argon eine Gasmischung enthält, desto höher muss die angelegte Hochspannung sein, um eine gewisse Gasverstärkung zu erreichen. Das ist für eine Pulshöhe von $80\,mV$ explizit in Abbildung 3.25 gezeigt.

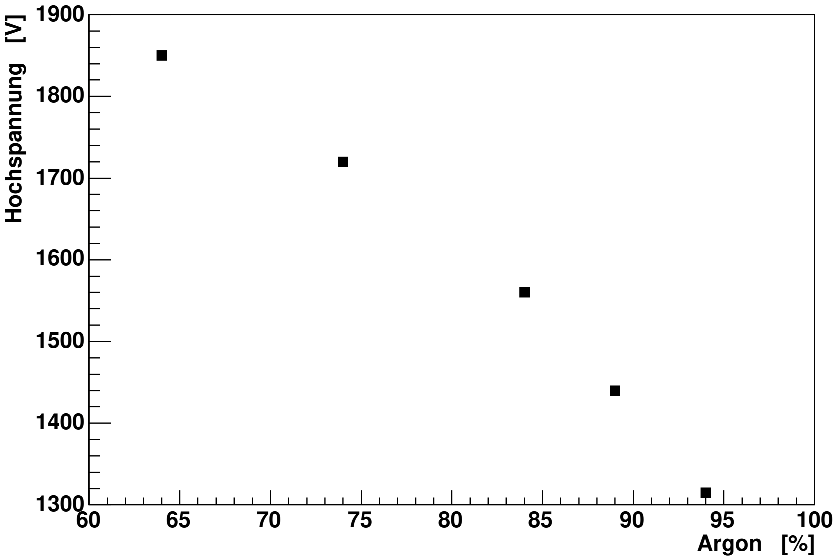

Abbildung 3.25: Die benötigte Hochspannung, um eine Pulshöhe von $80 mV$ zu erreichen, ist in Abhängigkeit der Argonkonzentration des Zählgases aufgetragen. Alle Gase haben den angegebenen Argonanteil und 6% CO_2. Der Rest besteht aus CF_4.

Neben der Gasverstärkung wurde auch die maximale Driftzeit der Elektronen für die unterschiedlichen Gasmischungen ermittelt. Damit ist die Driftzeit gemeint, die ein Elektron von der Röhrchenwand bis zum Anodendraht benötigt. Dazu wurde die Hochspannung so weit erhöht, bis nach dem von der ^{55}Fe-Quelle erzeugten Puls ein zweiter, schwächerer Puls erschien. Der zweite Puls wird von in der Ladungslawine nahe am Draht emittierten Photonen erzeugt. Haben diese Photonen eine ausreichende Energie, um in der Röhrchenwand über den Photoeffekt ein Elektron herauszuschalgen, driftet dieses zum Draht und generiert ein zweites Signal. Der zeitliche Abstand beider Signale entspricht der maximalen Driftzeit im Röhrchen. In Abbildung 3.26 ist die Abhängigkeit der maximalen Driftzeit von der CF_4-Konzentration dargestellt. Für Gasmischungen mit 6% CO_2 nimmt die Driftzeit mit zunehmendem CF_4-Anteil ab. Das Gleiche gilt für Gasmischungen mit 80% Ar. Untersucht wurden auch Gasmischungen mit einem festen CO_2-Anteil von 20%. Überraschenderweise ändert sich die Driftzeit nicht wesentlich mit dem CF_4-Anteil.

Für die Strohdriftkammern wurde in der Teststrahlzeit 2001 und den anschließenden Strahlzeiten 2002 und 2003 die Gasmischung $Ar/CF_4/CO_2 = 74/20/6$ verwendet. Das Alterungsverhalten der Driftröhrchen wurde mit

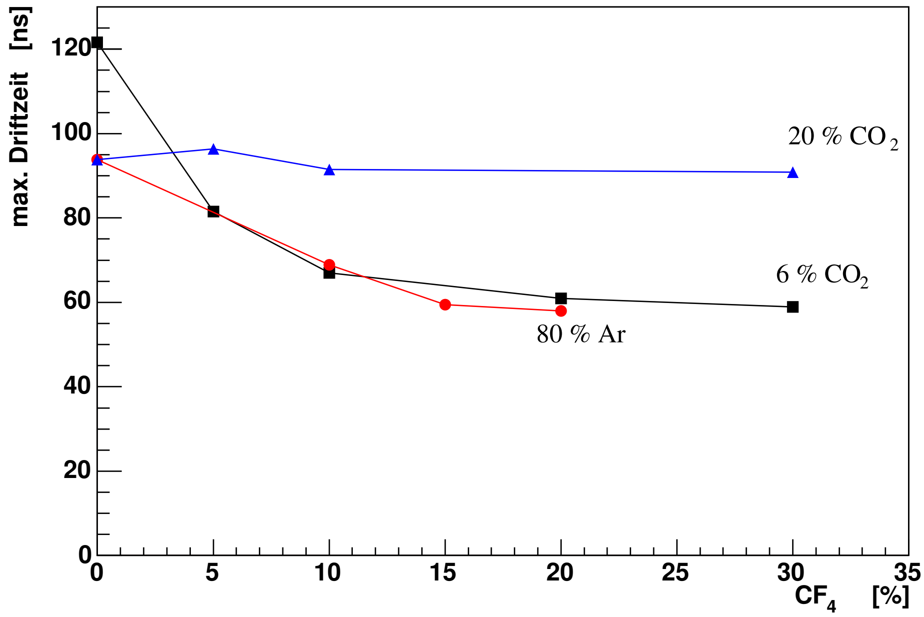

Abbildung 3.26: Maximale Driftzeit der Elektronen in $Ar/CF_4/CO_2$-Mischungen mit 20% CO_2 (dreieckige Messpunkte), mit 6% CO_2 (viereckige Messpunkte) und mit 80% Ar (runde Messpunkte) in einem Driftrohr mit 9.654 mm Durchmesser.

diesem Gas in Garching am Tandembeschleuniger getestet ([Il]) und sichergestellt, dass die Lebensdauer der Kammern die Laufzeit des COMPASS-Experimentes übersteigt. Da CF_4 ein sehr teures Gas ist und sich der Preis im Jahr 2004 aufgrund eines Wechsels des Gasbelieferungsunternehmens am CERN verdoppelt hat, wurde für die Strahlzeit 2004 die Gasmischung $Ar/CF_4/CO_2 = 80/10/10$ verwendet. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der Mischung ist nur um etwa 10% kleiner als in der alten (siehe Abb. 3.26).

3.7.2 Das Gassystem

Es reicht nicht, die Strohdriftröhrchen mit dem gewünschten Gas zu füllen, das Gas muss zu einem festen Teil ständig erneuert werden. Denn zum einen sind die Driftröhrchen infolge von Mikrolöchern nicht vollständig gasdicht. Zum anderen verändert auch die Diffusion durch die nur 60 μm dicken Röhrchenwände die Gaszusammensetzung. Es diffundieren sowohl die verschiedenen Luftkomponenten in das Zählgas als auch die Zählgaskomponenten in die Luft. Damit sich die Eigenschaften des Zählgases wie Gasverstärkung, Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Primärstatistik nicht wesentlich ändern, wird das Gas der Strohdriftkammern ständig zu 20% erneuert.

Am einfachsten könnte die ständige Gaserneuerung mit einem „offenen System“ realisiert werden (siehe Abbildung 3.27). Die Kammern werden mit einem festen Gasfluss versorgt. Nachdem das Gas die Kammern durchlaufen

Kammer	Leckfluss bei 0.3 *mbar* in [l/h]	Leckfluss bei 1.0 *mbar* in [l/h]
DL 1	3	9
DL 2	3	6
DL 3	2	6
DL 4	4	17
DL 5	2	3
DL 6	3	10
DL 7	3	6
DL 8	5	18
DL 9	4	9
DL 10	4	11
DL 11	3	8
DL 12	4	17
DL 13	7	27
DL 14	3	6
DL 15	3	11
Durchschnitt	3.5	11

Tabelle 3.4: Leckflüsse der 15 Strohdriftkammern bei 0.3 *mbar* und bei 1.0 *mbar* Überdruck in der Kammer (DL steht für „**D**ouble **L**ayer“).

hat, wird es über einen Auspuff in die Atmosphäre geleitet und wird nicht wiederverwendet. Da zum Betreiben der Kammern ein Mindestfluss erforderlich ist, kommt diese Art Gassystem wegen der teuren CF_4-Komponente aber nicht in Frage. Denn der Gasfluss in eine Kammer muss größer sein

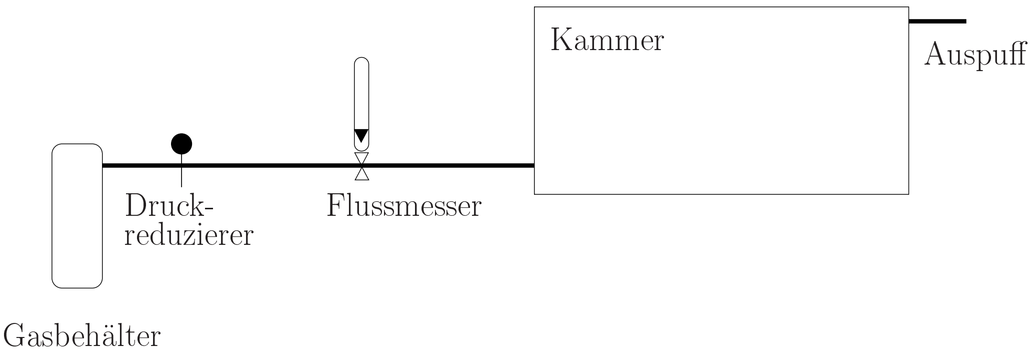

Abbildung 3.27: Das “offene Gassytem“ ist die einfachste Möglichkeit, das Zählgas ständig zu erneuern. Wegen der hohen Gaskosten ist es für die Strohdriftkammern nicht verwendbar.

als der Leckfluss, der durch die Mikrolöcher in den Röhrchenwänden und undichte Stellen in den Gasleitungen verlorengeht. Der Leckfluss hängt vom relativen Druck in der Kammer ab (siehe Tabelle 3.4). Gemessen wurden die Leckflüsse bei zwei verschiedenen Drücken nach der Anordnung in Abbildung 3.28. Der Druck in der Kammer wird durch die Füllhöhe des „Bub-

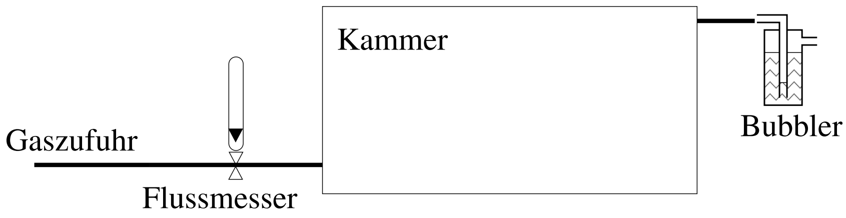

Abbildung 3.28: Anordnung zur Messung des Leckflusses einer Kammer.

blers“ bestimmt (siehe Abschnitt 25). Der Leckfluss ist nun derjenige Fluss, bei dem gerade kein Gas mehr durch den Bubbler entweicht.

Zusätzlich muss noch berücksichtigt werden, dass die Röhrchen am physikalischen Loch einen größeren Flusswiderstand als die anderen haben. Denn dort wird das Gas von 64 Driftröhrchen durch eine Leitung um das physikalische Loch gelenkt, deren Flusswiderstand höher ist als 64 parallel geschaltete Driftrohre. Damit auch dort ein Volumenaustausch ausreichend schnell stattfindet, darf der Gesamtfluss durch die Kammer nicht zu klein sein.

Ein offenes Gassystem kommt also für die Strohdriftkammern nicht in Frage. Von der TS-Gruppe am CERN wurde ein Gassystem entwickelt, das einen konstanten Fluss durch jede Kammer gewährleistet und einen Teil des Gases nach dem Durchspülen der Kammern wiederverwendet. Das Gas wird in einem geschlossenen Kreislauf mit einem Kompressor umgewälzt und ein Teil des Gases kontinuierlich erneuert. Dabei können der relative Druck in den Kammern und der Fluss durch die Kammern unabhängig voneinander eingestellt werden.

Besondere Aufmerksamkeit erfordert der Schutz der auf Druck extrem empfindlichen Strohdriftröhrchen, da durch eine fehlerhafte Regelung des Kompressors in den Kammern mit Leichtigkeit ein Druck (bzw. Unterdruck) erzeugt werden kann, der die Röhrchen zerstört. In einem Testaufbau konnte festgestellt werden, dass die Strohdriftröhrchen bei einem Unterdruck von $-10\,mbar$ kollabieren. Eine klare Obergrenze für den Überdruck konnte nicht angegeben werden. Ein einzelnes Röhrchen kann zwar einem Überdruck von $1\,bar$ problemlos standhalten. Die Röhrchen sind jedoch untereinander und mit dem Aluminiumrahmen verklebt und es ist nicht klar, welchen Kräften die Verklebungen bei einem internen Überdruck der Röhrchen ausgesetzt sind (und kann aus offensichtlichen Gründen nicht getestet werden). Selbst der Konstrukteur der Kammer wollte sich nicht auf einen verbindlichen Maximalwert festlegen. Daher musste das existierende System durch Sicherheitskomponenten ergänzt werden, die selbst im ungünstigsten Szenario ein Zerstören der 1.5 Mio CHF teuren Kammern ausschließen.

Prinzip der Druckregelung

Um ein Sicherheitskonzept zu entwickeln, musste erst einmal die Funktionsweise der Druckregelung analysiert werden. Dazu reicht es zunächst, sich in einem vereinfachten Bild den Kreislauf aus zwei Volumina bestehend vorzustellen (siehe Abbildung 3.29). Diese sind mit zwei Gasleitungen ver-

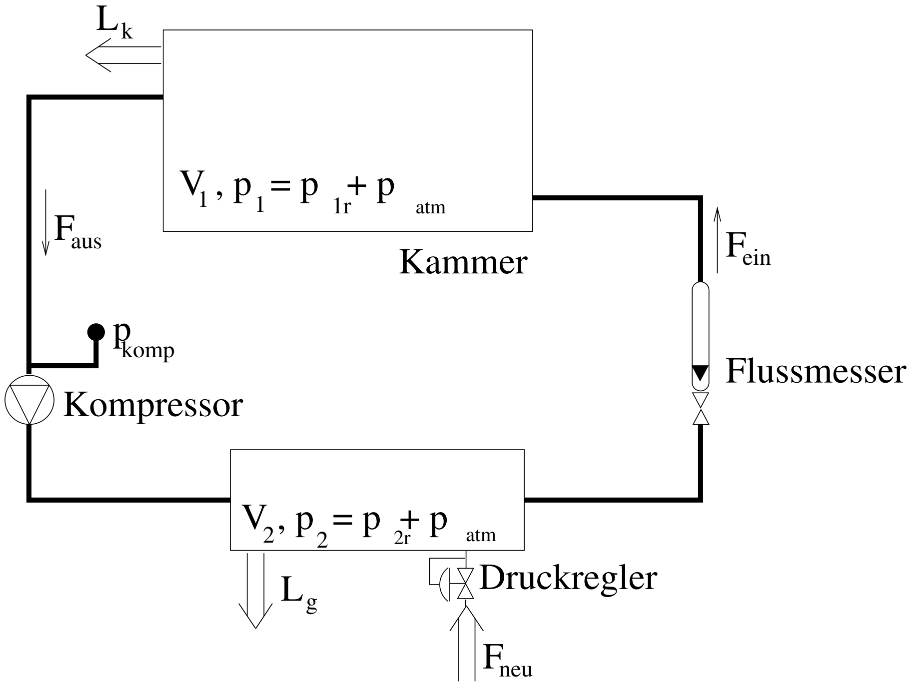

Abbildung 3.29: Vereinfachtes Schema des Gassystems.

bunden. V_1 repräsentiert das Strohdriftkammervolumen, V_2 das Volumen im Gassystem selber. Durch die Gasleitungen fließen jeweils die Flüsse F_{ein} und F_{aus}. Ein Kompressor erzeugt den nötigen Druckunterschied, der für den Gasfluss sorgt ($p_2 - p_1 = 400\,mbar$). Der Gasfluss zwischen Gassystem und Kammer wird manuell am Flussmesser (durch Anpassung eines Flusswiderstandes) eingestellt. Nahezu der gesamte Druck $p_2 - p_1$ fällt am Flussmesser wieder ab. Komplett geschlossen ist der Kreislauf aber nicht. Es gibt die schon erwähnten Lecks in den Kammern (siehe Tabelle 3.4), deren Fluss mit L_k symbolisiert ist, und ein künstliches Leck im Gassystem L_g. Das künstliche Leck wird manuell eingestellt und ändert den Anteil am Gasvolumen, der wiederverwendet wird. Um diese Verluste zu kompensieren, wird im Gassystem frisches Gas F_{neu} zugeführt. Der Druckregler sorgt für einen konstanten Relativdruck p_{2r} in V_2, indem er die Menge an Frischgas bestimmt, die zugeführt wird. (Ist p_{2r} konstant, so ist es auch in guter Näherung der Absolutdruck $p_2 = p_{2r} + p_{atm}$, da p_2 viel größer ist als die atmosphärischen Druckschwankungen. Der Atmosphärendruck wird mit p_{atm} bezeichnet.) Wichtig ist, dass über F_{neu} die Gesamtgasmenge im Kreislauf reguliert wird und damit auch zeitverzögert der Druck p_1 im Kammervolumen V_1. Der Druck p_{komp} (relativ zum Atmosphärendruck) am Eingang des Kompressors wird über einen Sensor gemessen und zur Regulierung des Drucks p_1 in den Kammern verwendet.

Bei der Diskussion der Druckregelung gelten folgende Näherungen:

- Die 15 parallel an das Gassystem angeschlossenen Kammern werden als ein einziges Volumen V_1 behandelt. Das ist legitim, da Hin- und Rückleitungen aller Kammern identisch sind und deswegen bei gleichem Fluss durch die Kammern auch der Druckabfall zwischen jeder

Kammer und dem Kompressor derselbe ist.

- Die Volumina der Gasleitungen werden vernachlässigt.
- Die Flusswiderstände werden vernachlässigt, d.h. der Druck in V_1 (bzw. V_2) wird als homogen angenommen. Ansonsten müsste man den Druck als Funktion des Ortes betrachten. Das ist jedoch nicht notwendig, um das Prinzip der Druckregelung zu verstehen. Die Auswirkungen eines realen Flusswiderstandes und des daraus resultierenden Druckabfalls entlang der Leitungen werden im Abschnitt „Passive Sicherheitskomponenten“ diskutiert.

Nachdem die wichtigen Elemente des Gassytems vorgestellt worden sind, soll die Beziehung der in Abbildung 3.29 vorkommenden Flüsse und Drücke erarbeitet werden. Das verwendete Gas wird hinreichend gut durch die Zustandsgleichung des idealen Gases beschrieben. Für das Gesamtsystem gilt:

$$p_1 \cdot V_1 + p_2 \cdot V_2 = (N_1 + N_2) \cdot k \cdot T \tag{3.11}$$

$$p_1 \cdot V_1 = N_1 \cdot k \cdot T \tag{3.12}$$

$$p_2 \cdot V_2 = N_2 \cdot k \cdot T \tag{3.13}$$

wobei N_1 (bzw. N_2) zu einem gegebenen Zeitpunkt die Gesamtzahl der Gasmoleküle in V_1 (bzw. V_2) ist, T die absolute Temperatur und k die Boltzmann-Konstante. p_1 und p_2 sind Absolutdrücke und hängen über den näherungsweise konstanten Atmosphärendruck mit den Relativdrücken p_{1r} und p_{2r} zusammen: $p_{ir} = p_i - p_{atm}$. Mit den Flüssen herrscht folgende Verknüpfung (siehe Abbildung 3.29):

$$\frac{dN_1}{dt} = F_{ein} - F_{aus} - L_k \tag{3.14}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = F_{aus} + F_{neu} - L_g - F_{ein} \tag{3.15}$$

Der Kammerdruck p_1 ist die kritische Größe, die dem atmosphärischen Druck folgen muss und reguliert werden muss. Die zeitlichen Ableitungen der Gleichungen 3.12 und 3.13 zeigen, welche Größen in die Änderung des Drucks um den Betrag dp_1 in der Zeit dt eingehen.

$$\frac{dp_1}{dt} \cdot V_1 = k \cdot T \cdot (F_{ein} - F_{aus} - L_k) \tag{3.16}$$

$$\frac{dp_2}{dt} \cdot V_2 = k \cdot T \cdot (F_{aus} + F_{neu} - L_g - F_{ein}) \tag{3.17}$$

Hier können die Volumina V_1 und V_2 und die Flüsse F_{ein} und L_g[15] ,sowie L_k[16] als konstant angenommen werden. Im wesentlichen ändern sich also:

- der Kammerdruck p_1, der den atmosphärischen Druckschwankungen folgen soll.
- der Fluss F_{aus}, der von F_{ein}, L_g und der Kompressorleistung abhängt
- der Fluss F_{neu}, der - wie noch gezeigt wird - eng mit F_{aus} gekoppelt ist.

Gleichungen 3.16 und 3.17 sind über die Flussdifferenz $F_{ein} - F_{aus}$ gekoppelt. Man löst Gleichung 3.17 nach $F_{ein} - F_{aus}$ auf und setzt das Ergebnis in Gleichung 3.16 ein:

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{k \cdot T}{V_1} \cdot (F_{neu} - L_g - L_k) - \frac{V_2}{V_1} \cdot \frac{dp_2}{dt} \tag{3.18}$$

Im Normalbetrieb wird p_2 durch den Druckregler konstant gehalten. Daher gilt $dp_2/dt = 0$ und Gleichung 3.18 vereinfacht sich zu:

$$\frac{dp_1}{dt} = \frac{k \cdot T}{V_1} \cdot (F_{neu} - L_g - L_k) \tag{3.19}$$

Hier sind alle Variablen außer p_1 und F_{neu} konstant. Der Zufluss an neuem Gas F_{neu} bestimmt also im Normalbetrieb den Druck in den Kammern. Wird die Gesamtgasmenge $N_1 + N_2$ um ΔN im Kreislauf erhöht, wird der Druck p_1 in den Kammern um $RT/V_1 \cdot \Delta N$ erhöht, da p_2 und damit auch N_2 konstant gehalten wird. Die Gesamtgasmenge wird genau dann erhöht, wenn der Zufluss an neuem Gas F_{neu} die Summe der Leckflüsse $L_g + L_k$ übersteigt.

Eine Druckregelung über F_{neu} ist aber in der Praxis nicht sinnvoll, da sie zu träge ist. Außerdem ist die Bedingung $p_2 = const$ nicht immer erfüllt, zum Beispiel beim Start des Systems, wo der Druck in V_2 erst aufgebaut werden muss. Daher geschieht die Regelung von p_1 unabhängig von p_2 über den Fluss durch den Kompressor F_{aus} (siehe Gleichung 3.16). Ist der Druck p_1 zu groß, wird der Fluss durch den Kompressor erhöht, bis mehr Gas aus den Kammern strömt als in sie hineinfließt ($F_{aus} + L_k > F_{ein}$). Ist p_1 zu klein, wird F_{aus} erniedrigt, so dass gilt: $F_{aus} + L_k < F_{ein}$. p_2 wird von einem mechanischen Druckregler konstant gehalten. Nachdem F_{aus} durch die Regelung von p_1 vorgegeben ist, steuert der Druckregler p_2 über den Zufluss an neuem Gas F_{neu} (siehe Gleichung 3.17). Interessant ist noch die Frage, wann die Bedingung $p_2 = const$ nicht erfüllt werden kann, d.h. wann der Druckregler seine Aufgabe nicht mehr erfüllt. Aus Gleichung 3.17 ist sofort ersichtlich, dass gelten muss:

$$F_{aus} + F_{neu} \neq F_{ein} + L_g \tag{3.20}$$

[15] F_{ein} und L_g werden manuell einmalig eingestellt. Bei einer gegebenen Einstellung hängt der Fluss vom Relativdruck p_{2r} ab, der durch den Druckregler konstant gehalten wird.

[16] L_k hängt von der Druckdifferenz zwischen Kammervolumen und äußerer Umgebung ab. Genau diese Druckdifferenz soll aber durch die Regelung konstant gehalten werden.

An dieser Stelle sind die technisch vorgegebenen Begrenzungen der Flüsse wichtig:

$$0\ l/h \leq F_{aus} \leq 1500\ l/h \quad \text{und} \quad 0\ l/h \leq F_{neu} \leq 300\ l/h \tag{3.21}$$

p_2 erhöht sich, wenn trotz abgeschalteter Frischgaszufuhr ($F_{neu} = 0l/h$) gilt:

$$F_{aus} > F_{ein} + L_g \tag{3.22}$$

p_2 erniedrigt sich, wenn die Frischgaszufuhr ihren Maximalwert von 300 l/h erreicht hat, und trotzdem der Gasverlust in V_2 nicht ausgeglichen werden kann. In diesem Fall gilt:

$$F_{aus} < F_{ein} + L_g - 300l/h \tag{3.23}$$

Die Auswirkungen von F_{aus} auf die Drücke p_1 und p_2 sind in Abbildung 3.30 dargestellt. Gilt $F_{aus} = F_{ein} - L_k$ so bleibt auch p_1 konstant. Im rot

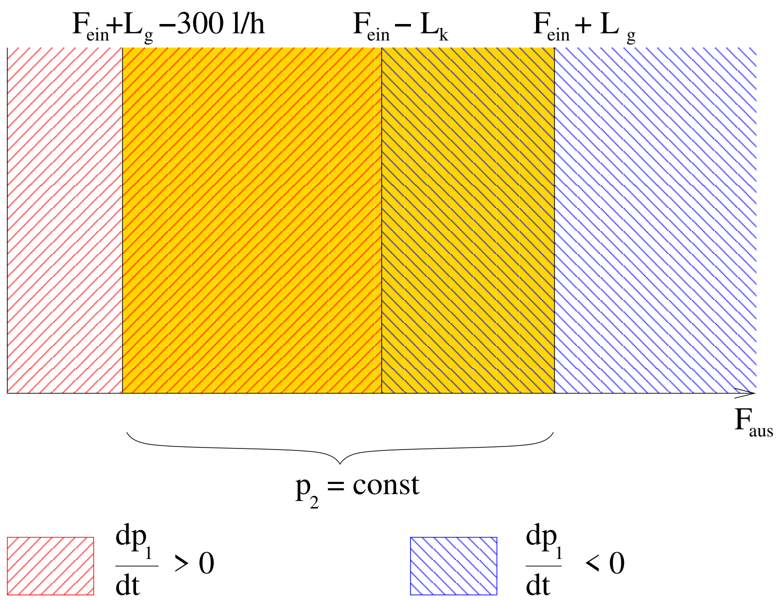

Abbildung 3.30: Auf der Achse ist F_{aus} aufgetragen. Sie ist in verschiedene Bereiche aufgeteilt, in denen p_1 und p_2 steigen, sinken oder konstant bleiben.

(bzw. blau) schraffierten Bereich ist F_{aus} kleiner (bzw. größer) und p_1 steigt (bzw. sinkt). p_2 ist in dem Bereich mit gelbem Hintergrund konstant. Dort funktioniert der Druckregler ordnungsgemäß.

Technische Realisierung

Kritisch für die Sicherheit der Kammern ist nicht der Absolutdruck p_1, sondern der Relativdruck p_{1r}. Wird aber p_1 um Δp_1 geändert, so ändert sich auch p_{1r} um denselben Betrag. Daher behalten die Gleichungen aus dem letzten Abschnit ihre Gültigkeit für die Druckregelung. Der Relativdruck p_{komp} wird am Eingang des Kompressors gemessen (siehe Abb. 3.29). Wegen des Druckabfalls in den Leitungen gilt $p_{1r} \neq p_{komp}$. Allerdings unterscheiden sich beide Werte bei konstantem Fluss durch die Leitungen um einen konstanten Wert. Daher kann die Messung des Relativdrucks am Kompressor zur Regelung des Drucks in den Kammern verwendet werden. Der Messwert p_{komp} wird mit dem SOLL-Wert verglichen und der Fluss F_{aus} angepasst. Würde man alle Parameter exakt kennen (V_1, T, F_{ein}, L_k), könnte man daraus mit Gleichung 3.16 den Fluss F_{aus} berechnen, der notwendig ist, um eine Druckänderung Δp_1 in der Zeit Δt durchzuführen. Da jedoch diese Parameter ungenau bekannt sind, ist das keine praktikable Lösung. Die Druckregelung wird von der **Steuerungseinheit REX G9** vorgenommen. Das ist ein Rechner, der durch Ausprobieren „selbständig lernt“, wie sich die Änderung des Flusses F_{aus} auf den Druck p_{komp} auswirkt. Die Steuerungsparameter, die bestimmen, wie stark und wie schnell F_{aus} geändert wird, werden so optimiert, dass der IST-Wert von p_{komp} dem SOLL-Wert schnell angeglichen wird, ohne durch Übersteuerung in einen Schwingungszustand zu kommen (siehe Abbildung 3.31). Dieser Lernvorgang findet nur

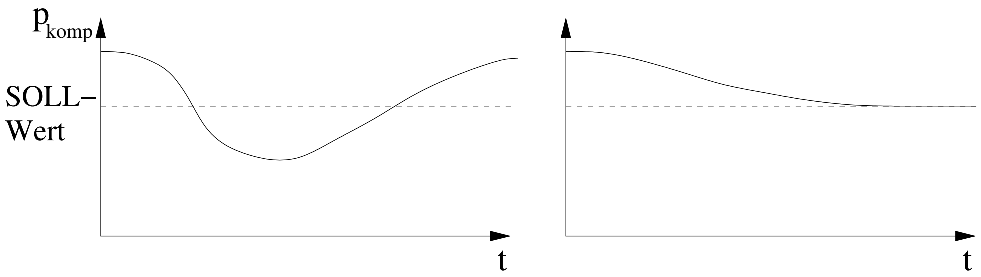

Abbildung 3.31: Links führt die Übersteuerung bei der Druckregelung in einen Schwingungszustand. Rechts wird der IST-Wert dem SOLL-Wert schnell und dauerhaft angepasst.

einmalig statt, die ermittelten Parameter werden gespeichert. Der Steuerungsalgorithmus muss auch in kritischen Situationen wie dem Anschalten des Gassystems funktionieren. Hier muss der Fluss F_{aus} von $0\,l/h$ auf etwa $900 l/h$ geregelt werden, ohne dass der Druck p_{komp} für die Kammer kritische Werte erreicht.

Der **Kompressor** läuft ständig mit voller Leistung bei $60\,Hz$ und ist mit einem Bypass überbrückt. Welcher Fluss durch den Bypass zurückfließen kann, wird durch ein Proportionalventil im Bypass geregelt (siehe Abbildung 3.32). Es gilt:

$$F_{aus} = F_{max} - F_{Bypass} \tag{3.24}$$

Der REX-G9-Rechner erzeugt ein elektrisches Signal (zwischen 0 und $4mA$), das von einem Strom-Druck-Umwandler proportional in einen Druck am Bypassventil umgesetzt wird, der den Öffnungsgrad des Ventils bestimmt. Der Strom-Druck-Umwandler bezieht den nötigen Druck für die Steuerung des Ventils aus einer Gasleitung, in diesem Fall aus der Argonzufuhrleitung des Gassystems.

Der **Druckregler** funktioniert rein mechanisch und steuert über ein Ventil den Fluss von Frischgas aus dem Mischvolumen in das Volumen V_2 (siehe Abbildung 3.33), so dass der Relativdruck p_{2r} konstant bleibt

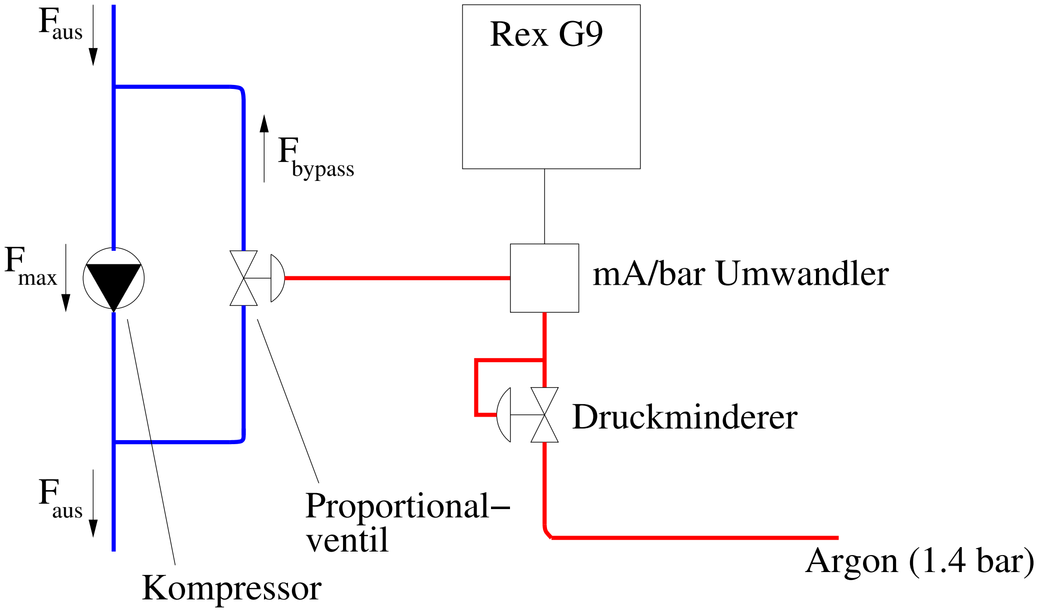

Abbildung 3.32: Der Kompressor läuft mit maximaler Leistung. Der Fluss durch den Kompressor beträgt F_{max}. Der Fluss aus den Kammern F_{aus} wird über das Proportionalventil gesteuert.

($p_{2r} = 400mbar$). Das Frischgas wird von dem Gassystem in dem richtigen Verhältnis gemischt. (Die Verhältnisse werden an einer Rechnerkonsole, dem sogenannten „PLC“ eingestellt.) Die Flüsse der einzelnen Komponenten werden von den Massenflussmessern registriert und an das PLC weitergegeben. Mit dieser Information regelt das PLC die elektrisch steuerbaren Ventile. Dabei wird der Argonfluss als „Master“ behandelt und die CO_2- und CF_4-Flüsse im richtigen Verhältnis relativ zum Masterfluss angepasst.

Als **Sicherheit gegen Überdruck in $\mathbf{V_2}$** schaltet bei $p_2 > 1bar$ ein Differenzdruckschalter hinter dem Kompressor das Gassytem aus (Kompressor und Massenflussmesser werden ausgeschaltet). Fällt diese Sicherheitskomponente aus, öffnet sich bei Überschreiten von 1.2 bar ein Überdruckventil.

Passive Sicherheitskomponenten

Um die Kammern bei einer Fehlregelung des Drucks vor der Zerstörung zu bewahren, müssen entsprechende Sicherheitskomponenten eingebaut werden. Dazu sollten „passive“ Sicherheitskomponenten verwendet werden. Diese brauchen weder Strom noch eine rechnergestützte Regelung, sondern funktionieren unter allen Umständen. Der Standard zum Schutz gasgefüllter Kammern ist der sogenannte „Sicherheitsbubbler“, der wie ein Über- oder Unterdruckventil wirkt. Davon gibt es verschiedene Varianten, die alle im Gassystem der Strohdriftkammern verwendet werden. **Der bidirektionale Bubbler** (siehe Abb. 3.34 a) besteht aus zwei kommunizierenden Röhren, in die eine Flüssigkeit gefüllt ist. Die Füllhöhe bestimmt den maximalen relativen Druck, der im angeschlossenen Volumen aufgebaut werden kann, bevor Gas durch den Bubbler nach draußen entweichen kann bzw. Luft von

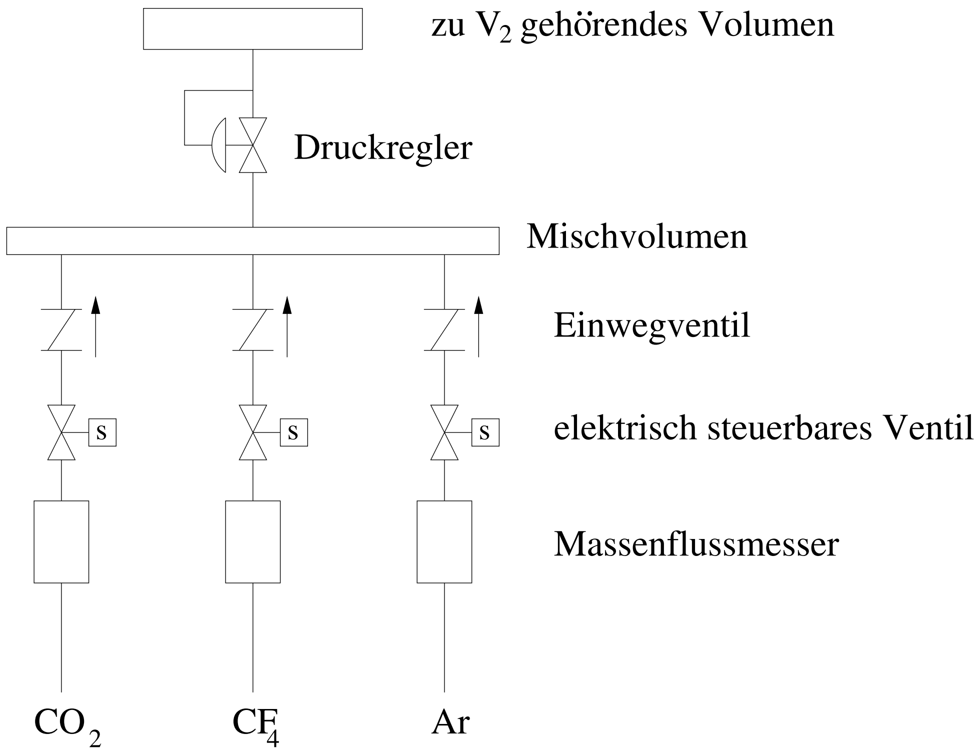

Abbildung 3.33: Schaltskizze der Frischgaszufuhr des Gassystems.

außen eingesaugt wird. Der bidirektionale Bubbler wirkt gleichzeitig wie ein Über- und Unterdruckventil, das sich öffnet, wenn $|p_r| = \rho_f \cdot g \cdot \Delta h_{max}$ erreicht ist. **Der einfache Bubbler** fungiert entweder als Über- oder als

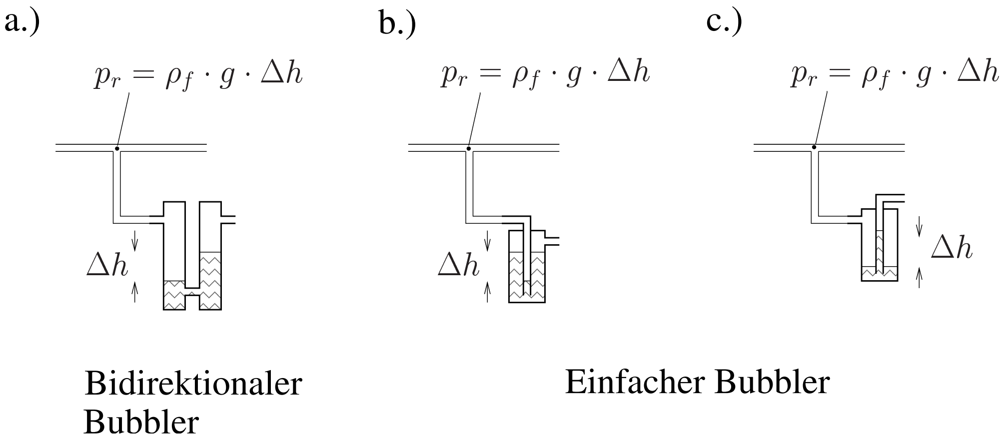

Abbildung 3.34: Es herrscht in der Gasleitung an dem Punkt, an dem der Bubbler angeschlossen ist, der Relativdruck $p_r = \rho_f \cdot g \cdot \Delta h$. ρ_f ist dabei die Dichte der Bubblerflüssigkeit. In a.) ist ein bidirektionaler Bubbler angeschlosen, in b.) und c.) ein einfacher Bubbler als Über- bzw. als Unterdruckventil.

Unterdruckventil (siehe Abbildungen 3.34 b und c). Ein als Überdruckventil geschalteter einfacher Bubbler darf auf keinen Fall an ein Gasvolumen angeschlossen werden, in dem auch ein Unterdruck entstehen kann. In diesem

Fall nämlich wird die Füllflüssigkeit durch den Unterdruck in das Gasvolumen gesaugt. **Zwei einfache Bubbler** können auch zu unabhängig voneinander einstellbaren Über- und Unterdruckventilen zusammengeschlossen werden (siehe Abbildung 3.35). Die Füllhöhe h_{unter} bestimmt den maxi-

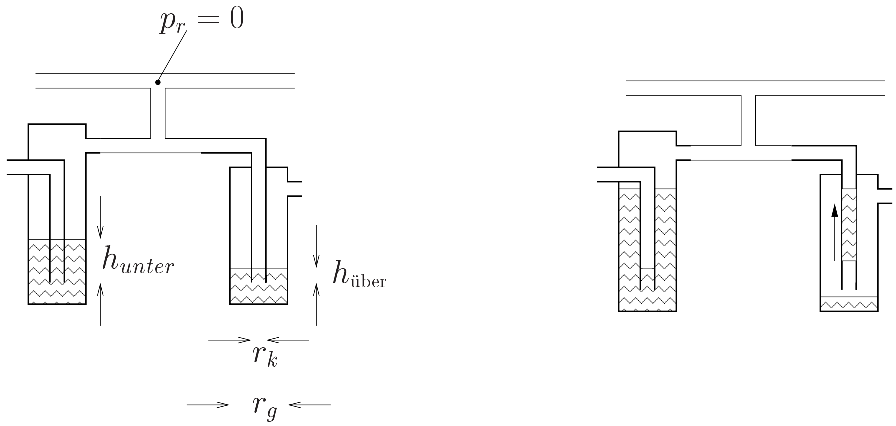

Abbildung 3.35: Zwei zusammengeschlossene einfache Bubbler. Die Füllhöhen h_{unter} und $h_{über}$ bestimmen den maximal und minimal zugelassenen Druck. Im rechten Bild ist die Bedingung von Gleichung 3.26 nicht erfüllt und es wird Flüssigkeit in das Gasvolumen eingesaugt.

mal zugelassenen Unterdruck, die Füllhöhe $h_{über}$ den maximal zugelassenen Überdruck. Damit bei einem Unterdruck im Gasvolumen ein Ansaugen der Flüssigkeit durch das innere Rohr des Überdruckbubblers vermieden wird, müssen die Füllhöhen beider Bubbler aufeinander abgestimmt sein. Die Flüssigkeitssäule im inneren Rohr des Überdruckbubblers kann in guter Näherung maximal ein Volumen von $r_g^2 \cdot \pi \cdot h_{über}$ erreichen und damit eine maximale Höhe von

$$h_{max} = \frac{r_g^2 \cdot \pi \cdot h_{über}}{r_k^2 \cdot \pi} \tag{3.25}$$

Gilt $h_{max} > h_{unter}$, kann die Flüssigkeitssäule nicht wie in dem rechten Teil von Abbildung 3.35 in das angeschlossene Volumen eingesaugt werden. Nur bei einem Unterdruck $|p_r| > \rho_f \cdot g \cdot h_{max}$ reisst die Flüssigkeitssäule unten ab und wird wie in einem Strohhalm eingesaugt. Um das zu vermeiden, muss gelten:

$$\frac{h_{über}}{h_{unter}} > \frac{r_k^2}{r_g^2} \tag{3.26}$$

Als Flüssigkeit für die Bubbler wurde Silikonöl verwendet. Silikon im Zählgas kann zwar unter dem Einfluss ionisierender Strahlung zur Bildung von Polymeren auf den Anodendrähten und den Kathodenflächen führen und im Extremfall den Detektor unbrauchbar machen (Ausführlicheres zu diesen Alterungsphänomenen von Kammern kann man in [Bl] nachlesen). Da aber Silikonöl einen extrem niedrigen Dampfdruck hat, ist es eine gebräuchliche Flüssigkeit für Sicherheitsbubbler ([Bo]). Mit einer Dichte von 1.07 g/cm^3 entspricht 1 cm Füllhöhe einem Druckunterschied von 1.05 $mbar$.

An den Eingang jeder Kammer wurde parallel je ein bidirektionaler Bubbler angeschlossen (siehe Abb. 3.36). Vor jedem Bubbler wurde ein Auffangbehälter für den Fall installiert, dass trotz aller Vorsichtsmaßnahmen Öl in den Gaskreislauf gesaugt werden sollte. Die Füllhöhe des Bubblers wurde so gewählt, dass ab einem Überdruck von 3 $mbar$ das Gas nach außen entweichen kann und analog ab einem Unterdruck von -3 $mbar$ Luft in den Kreislauf angesaugt wird. Aus technischen Gründen konnten diese Bubbler nicht direkt an den Eingang der Kammern angeschlossen werden, sondern erst in 15 m Gasleitungslänge vor dem Eingang. Zusätzlich wurden zwei einfache Bubbler direkt an den Eingang zum Kompressor eingebaut (wiederum mit vorgeschaltetem Auffangbehälter), die Relativdrücke zwischen -6 $mbar$ und 1 $mbar$ zulassen. Für diese Bubbler gilt: $h_{über} = 1cm, \quad h_{unter} = 6cm, \quad r_k = 0.5cm, \quad r_g = 2.5cm$. Damit ist Gleichung 3.26 erfüllt:

$$\frac{h_{über}}{h_{unter}} = 0.17 > 0.04 = \frac{r_k^2}{r_g^2} \tag{3.27}$$

und es besteht keine Gefahr, bei Unterdruck Öl anzusaugen.

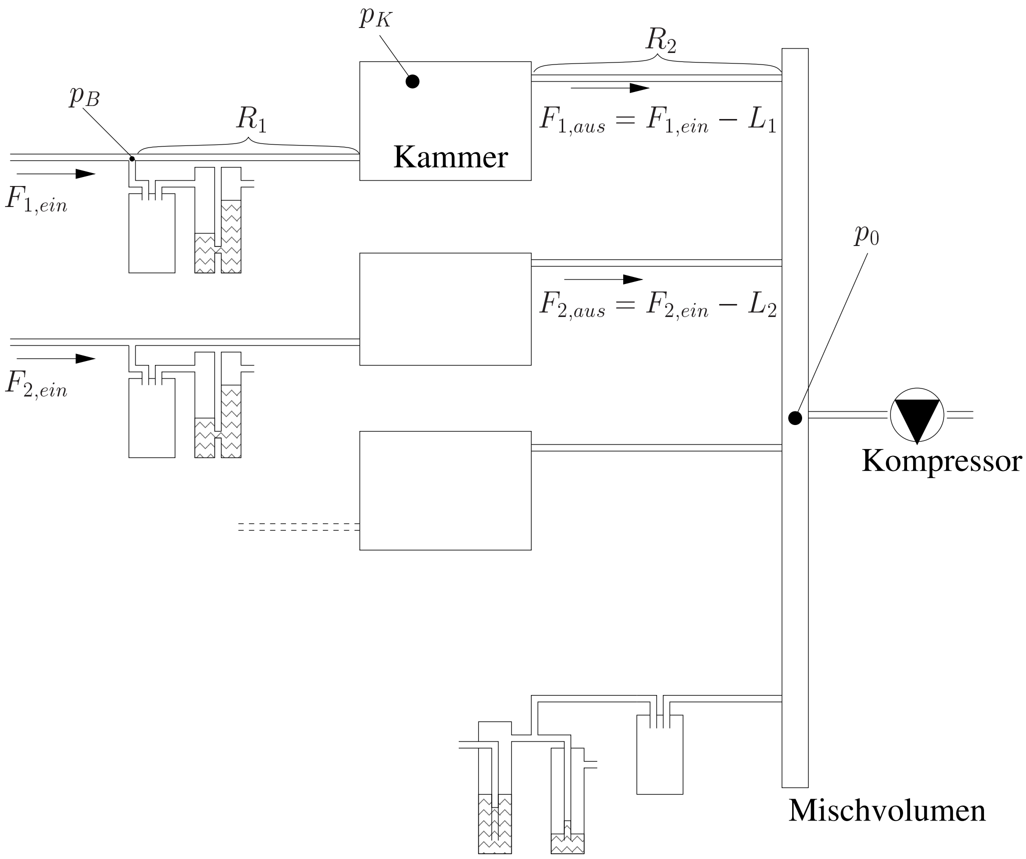

Abbildung 3.36: Je ein bidirektionaler Bubbler ist vor jede Kammer geschaltet. Zwei einfache Bubbler fungieren am Eingang des Kompressors als Über- und Unterdruckventil.

Aufgrund des realen Flusswiderstandes der Gasleitungen herrscht an den Bubblern ein anderer Druck als in den zu schützenden Kammern. Der

Gas	Dichte $[kg/m^3]$	Dynamische Viskosität $[mbars]$
Ar	1.784	$22.1 \cdot 10^{-8}$
CO_2	1.977	$14.6 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 3.5: Dichte und dynamische Viskosität von Ar und CO_2.

Strömungswiderstand	Länge der Leitung	Innendurchmesser
$R_1 = 0.03\frac{mbar}{l/h}$	15 m	$\O_i = 6mm$
$R_2 = 0.056\frac{mbar}{l/h}$	16 m	$\O_i = 6mm$
	+ 40 m	$\O_i = 8mm$

Tabelle 3.6: Strömungswiderstände der verschiedenen Gasleitungen für reines Argongas

Druckabfall über eine Rohrleitung für den laminaren Strömungsfall

$$\Delta p = \frac{8 \cdot \eta \cdot L \cdot \frac{\Delta V}{\Delta t}}{\pi \cdot R^4} \tag{3.28}$$

hängt vom Volumenstrom $\frac{\Delta V}{\Delta t}$, der Länge L und dem Radius r der Leitung, sowie von der dynamischen Viskosität η des Gases (siehe Tabelle 3.5) ab. Man kann einen Strömungswiderstand definieren,

$$R = \frac{8 \cdot \eta \cdot L}{\pi \cdot r^4} \tag{3.29}$$

zu dem der Druckabfall $\Delta p = R \cdot \frac{\Delta V}{\Delta t}$ proportional ist. Die Strömungswiderstände R_1 der Leitung zwischen Bubbler und Kammer und R_2 der Leitung zwischen Kammer und Kompressor sind in Tabelle 3.6 aufgelistet. Sie sind für ein reines Argongas berechnet. Die dynamische Viskosität der für die Strohdriftkammern verwendeten Gasmischung weicht von der des Argons ab und muss als Korrekturfaktor κ berücksichtigt werden.

$$R_{real} = \kappa \cdot R_{Argon} \tag{3.30}$$

Der Druck am Kammerbubbler p_B und der Druck an der Kammer p_K hängen mit dem geregelten Druck am Kompressor p_0 folgendermaßen zusammen:

$$p_B = p_0 + F_{ein} \cdot R_1 \cdot \kappa + (F_{ein} - L_{Kammer}) \cdot R_2 \cdot \kappa \tag{3.31}$$

$$p_K = p_0 + (F_{ein} - L_{Kammer}) \cdot R_2 \cdot \kappa \tag{3.32}$$

Um den Korrekturfaktor κ zu ermitteln, wurden p_0 und p_B gleichzeitig gemessen. Dabei war keine Kammer angeschlossen, es wurden Eingangs- und Ausgangsleitung kurzgeschlossen, so dass $L_k = 0$ war. Der Fluss durch die Leitung betrug $F_{ein} = 60l/h$. Die Druckwerte $p_0 = -2.3\ mbar$ und $p_B = 2.3\ mbar$ konnten an den Bubblern abgelesen werden. Auflösen von Gleichung 3.31 nach κ ergibt:

$$\kappa = \frac{p_B - p_0}{F_{ein} \cdot (R_1 + R_2)} = \frac{4.6mbar}{60l/h \cdot 0.086\frac{mbar}{l/h}} = 0.9 \tag{3.33}$$

F_{ein} $[l/h]$	L_k $[l/h]$	p_0 $[mbar]$	p_B $[mbar]$	p_K $[mbar]$	Druckbereich $[mbar]$
0	0	0	0	0	-3.0 .... 1.0
30	0	-1.5	0.8	0.0	-3.8 .... 2.2
60	0	-1.5	3.1	1.5	-3.0 .... 1.4
100	0	-1.5	6.2	3.5	-1.0 .... 0.3
30	3.5	-1.5	0.6	-0.2	-3.8 .... 2.2
60	3.5	-1.5	2.9	1.3	-3.2 .... 1.4
100	3.5	-1.5	6.1	3.4	-1.2 .... 0.3
30	10	-1.5	0.3	-0.5	-3.8 .... 2.0
60	10	-1.5	2.6	1.0	-3.5 .... 1.4
100	10	-1.5	5.7	3.0	-1.5 .... 0.3

Tabelle 3.7: Der Druck am Kompressor wurde fest gewählt ($p_0 = -1.5\,mbar$). Mit den Formeln 3.31 und 3.32 wurden die Drücke am Bubbler und in der Kammer für verschiedene Flüsse F_{ein} und L_k berechnet. In der letzten Spalte ist der in der Kammer mögliche Druckbereich angegeben, falls die von den Bubblern vorgegebenen Grenzen $-6 < p_0 < 1\,mbar$ und $-3 < p_B < 3\,mbar$ voll ausgeschöpft werden.

Der SOLL-Wert für den zu regelnden Druck am Kompressoreingang wird so gewählt, dass in den Kammern ein geringer Überdruck herrscht. Ein Unterdruck in den Kammern muss vermieden werden, damit durch die Kammerlecks kein Fremdgas von außerhalb in das innere Volumen angesaugt wird. Andererseits darf der Überdruck nicht zu hoch gewählt werden, da die Leckrate mit dem Druck in der Kammer steigt (siehe Tabelle 3.4). Damit in den Kammern ein Überdruck von etwa 1 $mbar$ entsteht, muss der Druck am Kompressor negativ gewählt werden. In Tabelle 3.7 sind für verschiedene Eingangsflüsse F_{ein} und Leckflüsse L_k die Drücke an den Sicherheitsbubblern und in den Kammern p_B und p_K aufgelistet. p_0 wurde fest gewählt, p_B und p_K wurden mit Hilfe der Gleichung 3.31 berechnet. Welchen Druckbereich in der Kammer jeweils die Kombination des Bubblers am Kammereingang und des Bubblers am Kompressor zulässt, wurde in der letzten Spalte aufgelistet. Man sieht, dass sich die Drücke in den Kammern zwischen $-3.8\,mbar$ Unterdruck und $2.2\,mbar$ Überdruck bewegen - für die Sicherheit der Kammern ein unproblematischer Bereich. Bemerkenswert ist, dass die Platzierung der Sicherheitsbubbler an zwei verschiedenen Stellen im Kreislauf den zugelassenen Druckbereich für höher werdende Flüsse immer weiter einengt. Hier wird vorteilhaft ausgenutzt, dass bei höheren Flüssen ein höherer Druckabfall entlang der Leitung entsteht.

Es sollte jedoch bedacht werden, dass einige der Größen in Gleichung 3.31 nur ungenau bekannt sind, vor allen Dingen R_1, R_2 und L_k. Denn die Länge der schon installierten Gasleitungen konnte nicht mehr genau bestimmt werden. Auch die Messung der Kammerlecks ist mit einem großen Fehler behaftet. Trotzdem will man sichergehen, dass in den Kammern im Normalbetrieb ein kleiner Überdruck herrscht.

Deshalb wird der bei offenem Betrieb der Kammern herrschende Druck

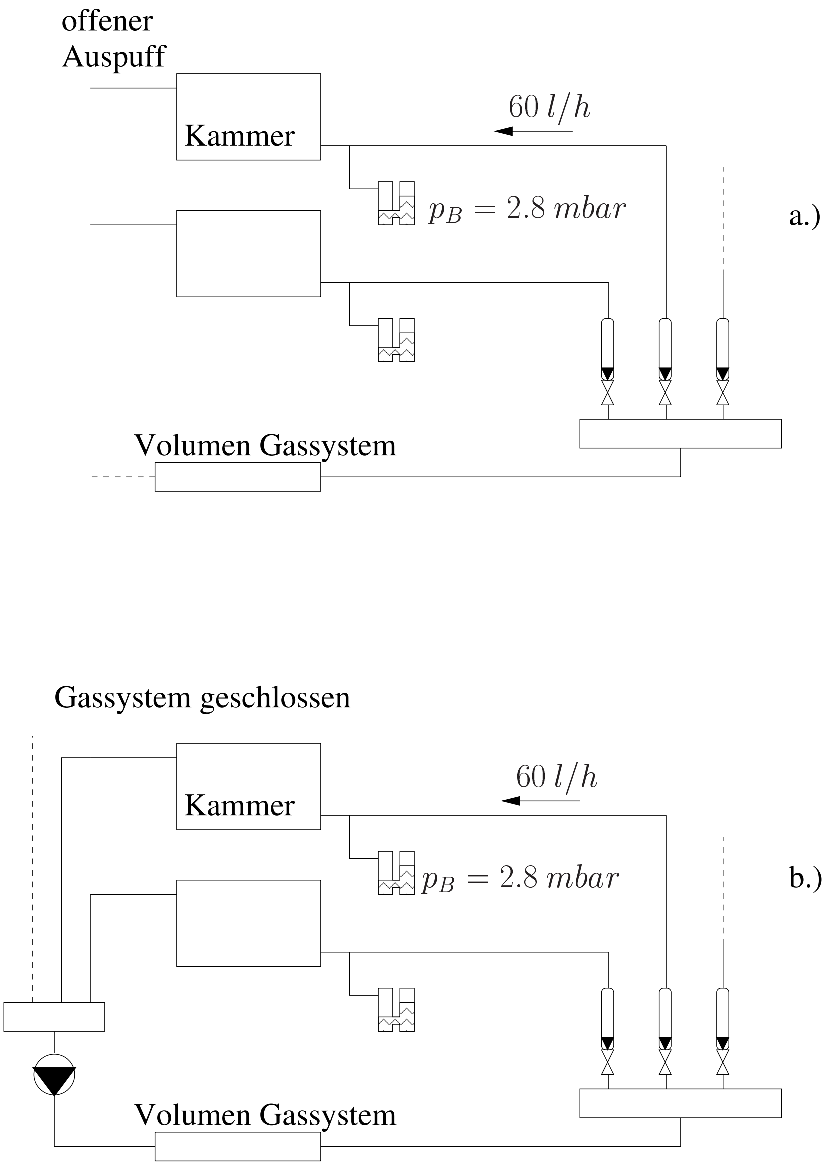

Abbildung 3.37: a.) Der Druck am Kammerbubbler wird bei offenem Auspuff als Referenz genommen. b.) Im geschlossenen Kreislauf wird der Druck am Kompressor so eingestellt, dass der Druck am Kammerbubbler (bei demselben Fluss) den Referenzwert hat.

als Referenz genommen (siehe Abb. 3.37 a). In diesem Fall ist ein Unterdruck in der Kammer ausgeschlossen. Der bei dem Fluss F_{ein} am Kammerbubbler herrschende Druck wird abgelesen, bzw. der Flüssigkeitsstand markiert. Für den Betrieb der Kammer im geschlossenen System wird der Druck p_0 am Kompressoreingang nun so gewählt, dass bei demselben Fluss F_{ein} derselbe Druck am Kammerbubbler gemessen wird (Abb. 3.37 b). Es hat sich $p_0 = -1.5\,mbar$ ergeben. Jetzt müssen die in den Kammern herrschenden Drücke im offenen und geschlossenen Betrieb identisch sein.

Normalbetrieb

Im Normalbetrieb werden die Kammern mit je 60 l/h gespült ($F_{ein} = 15 \cdot 60\,l/h$). Damit liegt der Fluss weit über dem von den Leckraten vorgegebenen Mindestfluss. Der Druck am Kompressor p_0 wird von der Druckregelung auf $-1.5\,mbar$ konstant gehalten. Am Kammerbubbler wird ein Druck von $2.8\,mbar$ abgelesen. Daher herrscht nach Gleichung 3.32 in der Kammer selbst ein Druck von etwa $1\,mbar$. Um das unabhängig zu überprüfen, wird das integrale Leck aller Kammern betrachtet. Es entspricht der Frischgaszufuhr im System abzüglich der künstlichen Lecks und beträgt etwa $130\,l/h$. Nach Tabelle 3.4 müsste in den Kammern ein Druck von knapp unter $1\,mbar$ herrschen, um ein solches Leck hervorzurufen. Gleichung 3.32 findet sich also bestätigt.

3.7.3 Das Schutzvolumen

Jede Doppelebene ist mit einem eigenen Schutzvolumen versehen, das mit Stickstoff gespült wird, zum einen um die Kontamination des Zählgases mit Sauerstoff aus der Luft zu verhindern, zum anderen um die Strohdriftröhrchen in einer trockenen Umgebung zu haben (relative Feuchtigkeit $< 10\,\%$).

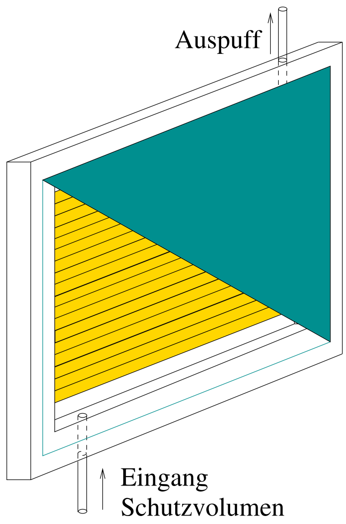

Abbildung 3.38: Strohdriftkammer mit Schutzvolumen

Elektronegativität von Sauerstoff

Man möchte verhindern, dass durch Diffusion Sauerstoffmoleküle aus der Luft in das innere Kammergas gelangen. Denn das kann zur Verschlechterung der Ortsauflösung führen, falls sich Primärelektronen auf ihrer Driftstrecke an die elektronegativen Sauerstoffmoleküle anlagern. Ein geladenes Teilchen ionisiert das Zählgas entlang seiner Spur. In Ar beispielsweise erzeugt ein minimal ionisierendes Teilchen etwa 94 Ionenpaare pro cm. Die so

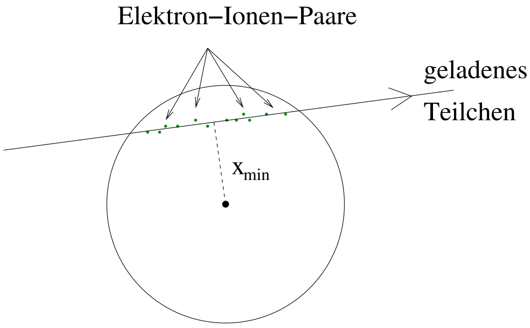

Abbildung 3.39: Ein geladenes Teilchen durchsetzt ein Driftrohr (hier im Querschnitt gezeigt) und ionisiert das Gas entlang seiner Spur.

erzeugten Elektronen haben im Schnitt genügend Energie, ihrereseits Moleküle in unmittelbarer Umgebung zu ionisieren, bei Ar sind es etwa 3.5 pro Primärelektron ([Sau]). Der Abstand der Teilchenspur vom Anodendraht wird über die Zeit bestimmt, die die Elektronen für die Driftstrecke zum Draht brauchen. In der Regel ist diese Driftstrecke länger als der Abstand der Spur zum Draht (siehe Abbildung 3.39). Daher geht die räumliche Verteilung der primären Elektron-Ionen-Paare in die Ortsauflösung ein. Außerdem wird an dem Verstärker in der Ausleseelektronik eine Schwelle gesetzt, um das Untergrundrauschen von einem Signal unterscheiden zu können, das von einer Teilchenspur generiert wird. Die minimale Ladungsmenge, die am Draht deponiert werden muss, liegt zwischen 4 und 8 fC. Das nächste am Draht erzeugte Primärelektron alleine erreicht diese Schwelle noch nicht. Vielmehr muss die von mehreren Primärelektronen erzeugte Ladung aufintegriert werden. Je höher die Schwelle gesetzt werden muss, desto schlechter wird die Ortsauflösung. Auch das „Verschwinden“ von Primärelektronen durch Anlagerung an Sauerstoff kann die Ortsauflösung verschlechtern.

Beimischung von Stickstoff

Stickstoff ist nicht elektronegativ und eignet sich daher gut als Schutzgas. Gelangt es in das Zählgas, sinkt die Gasverstärkung. Das kann aber durch Anlegen einer höheren Spannung ausgeglichen werden. Der Einfluss von Stickstoff und Luft im Zählgas auf die Gasverstärkung und die Driftzeit wurde in einer Testmessung untersucht. Dazu wurde der nominellen Gasmischung ($Ar/CF_4/CO_2 = 74/20/6$) Stickstoff bzw. Luft in verschiedenen Verhältnissen beigemischt und damit die Driftröhrchen einer Testkammer gespült. Gasverstärkung und Driftzeit wurden genauso bestimmt, wie es für die analogen Messungen in Abschnitt 3.7.1 beschrieben ist (siehe auch Abb. 3.23). Es muss eine höhere Hochspannung angelegt werden, um mit zunehmender Verunreinigung des Gases dieselbe Pulshöhe zu erreichen. Der Zusammenhang zwischen der notwendigen Hochspannung und dem Prozentsatz an Fremdgas ist linear (siehe Abb. 3.40). Bis zu einer Verunreinigung des Zählgases mit 12 % ist keine Auswirkung auf die maximale Driftzeit zu beobachten (siehe Abbildung 3.41).

Schutz vor Feuchtigkeit

Eine weitere wichtige Funktion des Schutzvolumens ist es, für die Kammern eine trockene Umgebung zu schaffen. Die Strohdriftröhrchen vieler der aus Dubna angelieferten Doppelebenen waren stark durchgebogen, als sie am CERN ankamen - einige sogar so stark, dass die Drähte die Röhrchenwände berührten und wegen des Kurzschlusses keine Hochspannung angelegt werden konnte. Das Durchbiegen konnte auf den Einfluss der relativen Luftfeuchtigkeit zurückgeführt werden. Die Röhrchen wurden unter sehr trockener Luft in den Aluminiumrahmen eingeklebt. Kapton hat aber die Eigenschaft, sich mit der relativen Luftfeuchtigkeit auszudehnen. Da die Röhrchen nun länger geworden sind als der Aluminiumrahmen, müssen sie sich nach außen wölben (siehe Abb. 3.42). Speziell die im Winter hergestellten Doppelebenen waren betroffen. In Dubna sind Außentemperaturen von $-30^o\,C$ keine Seltenheit. In der beheizten Produktionshalle war die relative Luftfeuchtigkeit daher nahe Null. Als das Problem erkannt war, wurde die Luft in der Produktionshalle künstlich befeuchtet.

Die Kammern mussten getrocknet werden und dauerhaft in einer trockenen Atmosphäre bleiben. Um den Trocknungsprozess zu kontrollieren, wurde die relative Luftfeuchtigkeit am Auspuff des Schutzvolumens und am Ausgang des inneren Volumens gemessen. Typischerweise braucht eine Kammer zwischen 3 und 5 Tagen um zu trocknen(siehe Abb. 3.43). Als Barriere gegen die Feuchtigkeit der Umgebungsluft musste eine aluminisierte undurchsichtige Folie verwendet werden (siehe Abschnitt „Technische Realisierung“). Daher konnte nicht optisch kontrolliert werden, ob und wie sehr die Röhrchen noch durchgebogen waren. Es konnte aber indirekt über die Höhe der Gasverstärkung überprüft werden. Denn bei gleicher Hochspannung und geringerem Draht-Wand-Abstand erhöht sich das elektrische Feld und damit die Gasverstärkung. Mit einer ^{55}Fe-Quelle wurden die Driftrohre

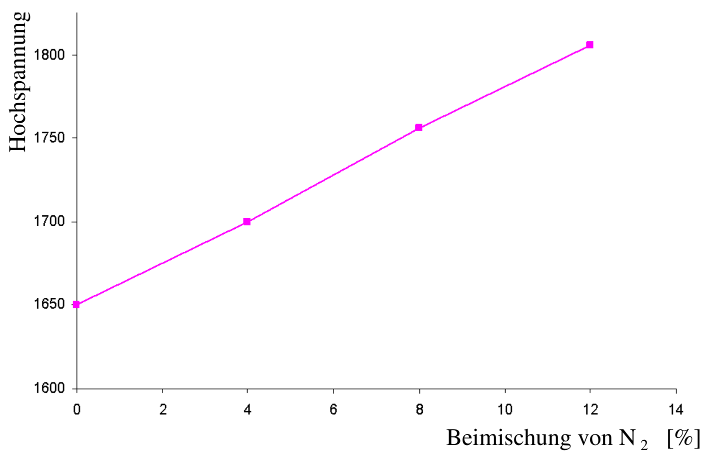

Abbildung 3.40: Messung an einem Strohdriftröhrchen mit $9.654mm$ Durchmesser: Notwendige Hochspannung, um mit einer ^{55}Fe-Quelle eine Pulshöhe von $40\,mV$ zu erreichen. Dem Zählgas ($Ar/CF_4/CO_2$ = 74/20/6) wurde Stickstoff beigemischt.

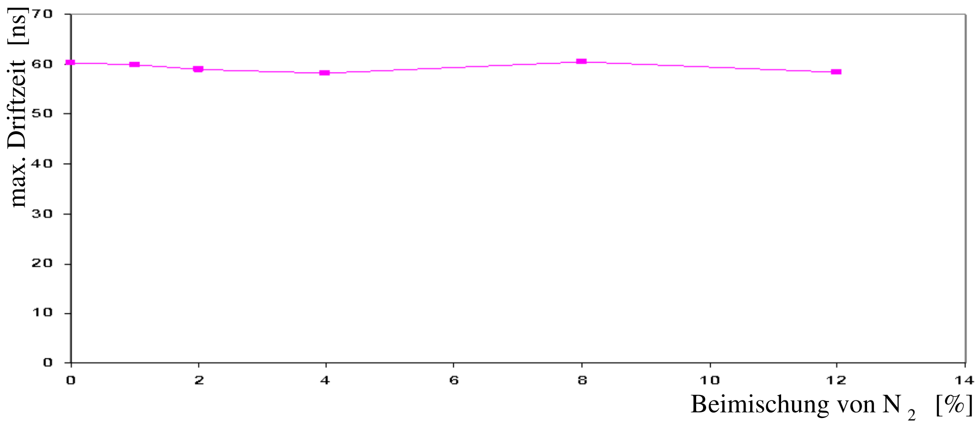

Abbildung 3.41: Maximale Driftzeit der Elektronen in einem Strohdriftröhrchen mit 9.654 mm Durchmesser bei Verunreinigung des Zählgases ($Ar/CF_4/CO_2 = 74/20/6$) mit Stickstoff.

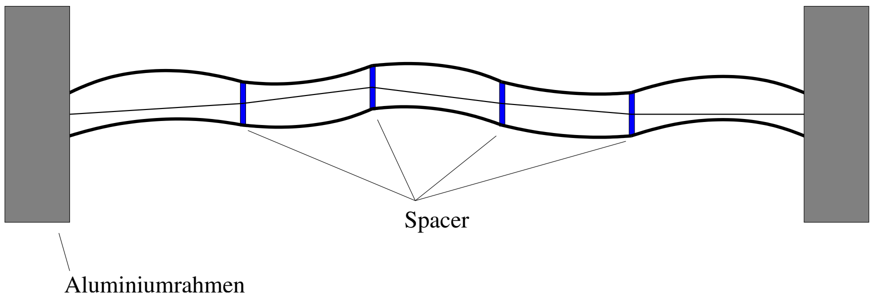

Abbildung 3.42: Ein Strohdriftrörchen, das sich mit der relativen Luftfeuchtigkeit ausgedehnt hat. Der Draht ist jeweils an den Spacer-Positionen zentriert.

an verschiedenen Positionen lokal ausgeleuchtet. Bei einem nicht durchgebogenen Driftrohr fällt die Pulshöhe entlang des Drahtes wegen der Signalabschwächung aufgrund des Widerstandes kontinuierlich ab (Abb. 3.44). Bei einem durchgebogenen Röhrchen werden höhere Pulshöhen gemessen. Um den Zusammenhang zwischen Pulshöhe und Draht-Wand-Abstand in einem durchgebogenen Röhrchen quantitativ beschreiben zu können, wird ein Driftrohr mit zentriertem Draht mit einem durchgebogenen Driftrohr verglichen. An ersterem soll die nominelle Hochspannung $U_{nominell}$ anliegen (Abb. 3.45 rechts), an letzterem wird die Hochspannung so angepasst, dass die Pulshöhen identisch sind (Abb. 3.45 links). Das ist genau dann der Fall, wenn die Gasverstärkung identisch ist. Dafür wiederum muss das elektrische Feld in unmittelbarer Drahtumgebung identisch sein. Das elektrische Feld im Zylinderkondensator beträgt

$$E(r) = \frac{a \cdot \rho}{\epsilon_0 \cdot r} \qquad , a < r < b \tag{3.34}$$

Hier sind a der Radius des Drahtes, b der Innenradius des Röhrchens und ρ die Flächenladungsdichte auf der Oberfläche des Drahtes. Wenn $E(r)$ in unmittelbarer Drahtumgebung identisch ist, ist es auch in guter Nähe-

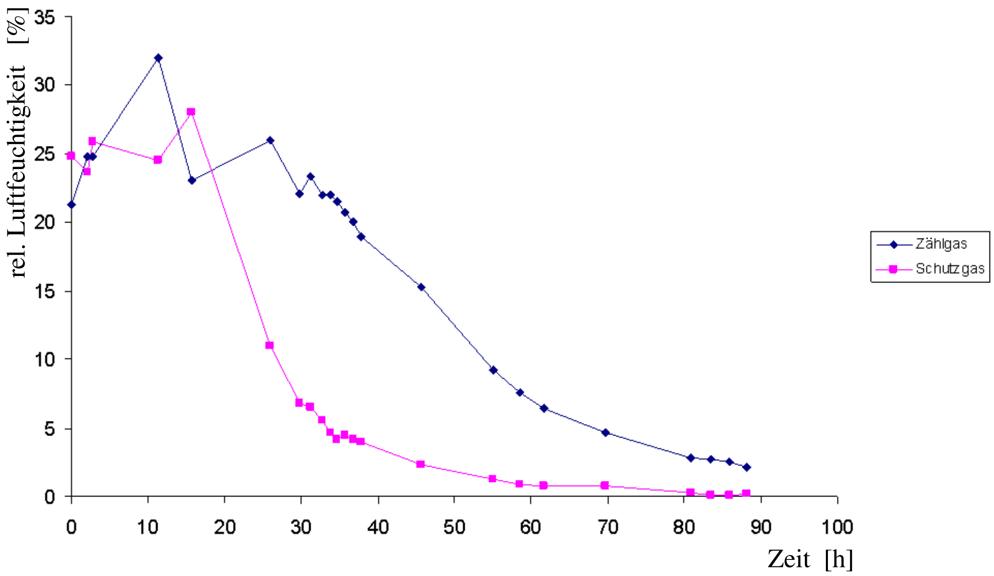

Abbildung 3.43: Relative Luftfeuchtigkeit des Schutzgases und des Zählgases während des Trocknungsprozesses von Doppelebene 4.

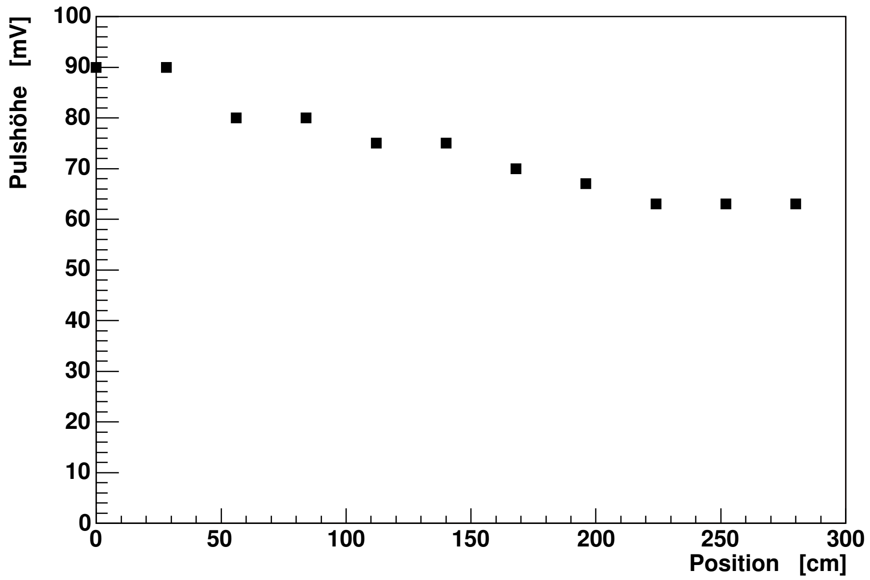

Abbildung 3.44: Die Pulshöhe eines von einer ^{55}Fe-Quelle generierten Signals entlang eines Driftrohrs mit 6.15 mm Durchmesser (Gas: $Ar/CF_4/CO_2 = 74/20/6$, Hochspannung: 1590 V).

rung entlang der kürzesten Strecke zwischen Draht und Wand (in Abb. 3.45 schraffierter Bereich) identisch und es gilt für die Spannung:

$$U_{nominell} = \int_a^b E(r)\mathrm{d}r = \frac{a \cdot \rho}{\epsilon_0}(\ln\frac{b}{a}) \tag{3.35}$$

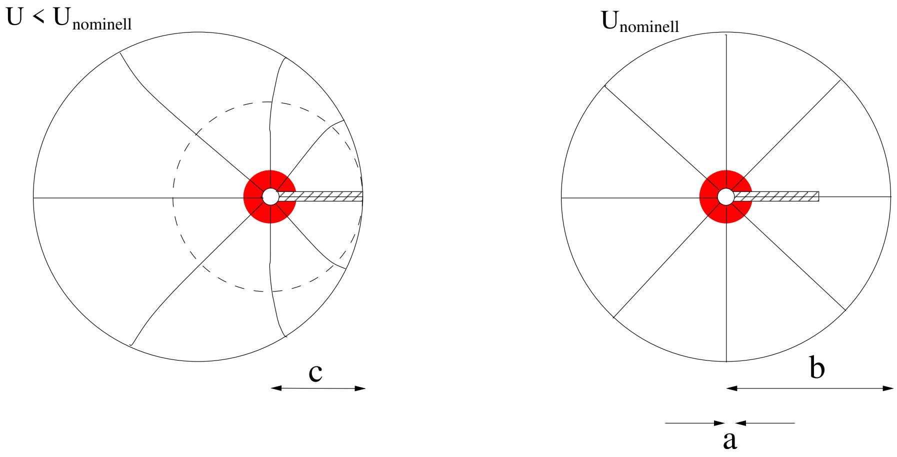

Abbildung 3.45: Feldverlauf in einem Driftrohr mit dezentriertem und mit zentriertem Draht. Das elektrische Feld links und rechts ist im rot markierten Gasverstärkungsbereich näherungsweise identisch, weil links die Hochspannung angepasst wurde. Auch im schraffierten Bereich ist der Feldverlauf nahezu identisch.

$$U \approx \int_a^c E(r)\mathrm{d}r = \frac{a \cdot \rho}{\epsilon_0}(\ln\frac{c}{a}) \tag{3.36}$$

Um dieselbe Pulshöhe zu erhalten, muss also U so gewählt werden, dass gilt:

$$U = \frac{\ln\frac{c}{a}}{\ln\frac{b}{a}} \cdot U_{nominell} \tag{3.37}$$

Umgekehrt kann man aus der angepassten Hochspannung U den Draht-Wand-Abstand c ermitteln. Auflösen von Gleichung 3.37 nach c ergibt:

$$c = a \cdot \exp\left[\frac{U}{U_{nominell}} \cdot \ln\frac{b}{a}\right] \tag{3.38}$$

In einem Extremfall wurde vor der Anpassung der Spannung eine um den Faktor 4 größere Pulshöhe gemessen. Das entspricht einem Draht-Wand-Abstand von 1.9 anstatt 3.07 mm.

12 der 15 Strohdriftkammern können nach dem Trocknungsprozess ohne Probleme stabil betrieben werden. An die 3 übrigen wurden an den Alumininiumrahmen Heizwiderstände angebracht. Der so aufgeheizte Rahmen dehnt sich aus und die eingeklebten gebogenen Driftröhrchen werden gestreckt. Über 85% der Kanäle dieser Kammern können mit dem geheizten Rahmen stabil betrieben werden.

Technische Realisierung des Schutzvolumens

Das Schutzvolumen beträgt pro Kammer etwa 300 l und wird mit einem Fluss von $30 l/h$ gespült. Der Auspuff hat einen Innendurchmesser von 6 mm und eine Länge von 15 cm. Der Fluss ist ausreichend, um eine Diffusion von Sauerstoff und Luftfeuchtigkeit durch den Auspuff in das Schutzvolumen zu verhindern. Es baut sich im Schutzvolumen nach Gleichung 3.28 ein Druck von $0.9\,Pa$ auf. Das führt zu einer Ausbeulung der Schutzfolie von etwa $1\,cm$. Maximal darf die Ausbeulung $1.5\,cm$ betragen, damit die Folie nicht die in unmittelbarer Nähe fixierten empfindlichen GEM-Detektoren berührt. Das ist der Grund, warum der Fluss durch das Schutzvolumen so klein gewählt wurde. Ein höherer Fluss würde zu einem höheren Druck und einer größeren Ausbeulung führen. Als Sicherheit wurde ein Ventil eingebaut, das sich öffnet, wenn der Fluss zu groß wird. Dazu wurde an die Eingangsleitung des Schutzvolumens parallel ein einfacher Sicherheitsbubbler angeschlossen (siehe Abb. 3.46). Er befindet sich in etwa $15\,m$ Leitungslänge vor dem Schutz-

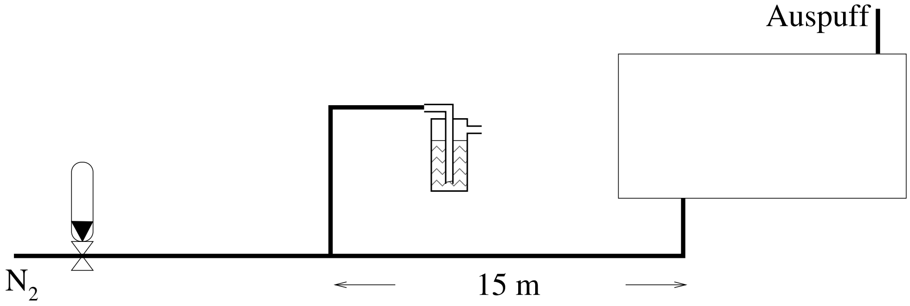

Abbildung 3.46: Das Sicherheitsventil für das Schutzvolumen öffnet sich bei Überschreiten eines Maximalflusses.

volumen. Dort herrscht (wegen dem Druckabfall entlang der Leitung) ein Druck von etwa $1\,mbar$. Die Füllhöhe des Bubblers wurde nun so gewählt, dass das Gas gerade noch nicht entweichen kann. Wird der Fluss - zum Beispiel durch eine Fehlmanipulation - erhöht, erhöht sich auch der Druckabfall in der Leitung und das „Bubblerventil“ öffnet sich. Die Füllhöhe kann auf etwa $1\,mm$ genau eingestellt werden. Das entspricht 10% des dort herrschenden Drucks. Das heißt auch, dass der tolerierte Maximalfluss mit 10% Genauigkeit eingestellt werden kann.

Für das Schutzvolumen der Strohdriftkammern wird eine aluminisierte nur $12\,\mu m$ dicke Mylarfolie verwendet. Das Mylar gibt der Folie die Reißfestigkeit und mechanische Stabilität, die aufgedampfte Aluminiumschicht bildet die notwendige Barriere gegen Wasserdampf. Eine nicht aluminisierte Mylarfolie erfüllt diesen Zweck nicht, weil Mylar hygroskopisch ist. Die Plastikfolie saugt sich mit Wasser voll und gibt es an das Schutzvolumen wieder ab. Metallische Oberflächen hingegen sind ausgezeichnete Barrieren gegen Wasserdampf. Da das Schutzvolumen nur mit kleinem Fluss gespült werden kann, dauert ein vollständiger Volumenaustausch 10 Stunden. Trotz der großen Oberfläche von $20\,m^2$ pro Kammer bleibt mit der aluminisierten Folie die relative Luftfeuchtigkeit weit unter den erforderlichen 10 %.

Aus mechanischen Gründen ist die Wahl des Gases für das Schutzvolumen nicht beliebig. Aufgrund der unterschiedlichen Dichte von dem Schutzgas und der äußeren Luft baut sich abhängig von der Höhe ein Druckgefälle auf. Im Extremfall kann dieses um Größenordnungen über dem Druck liegen, der durch den Fluss durch den Auspuff gegeben ist.

Die Dichte eines idealen Gases ist abhängig von Druck und Temperatur.

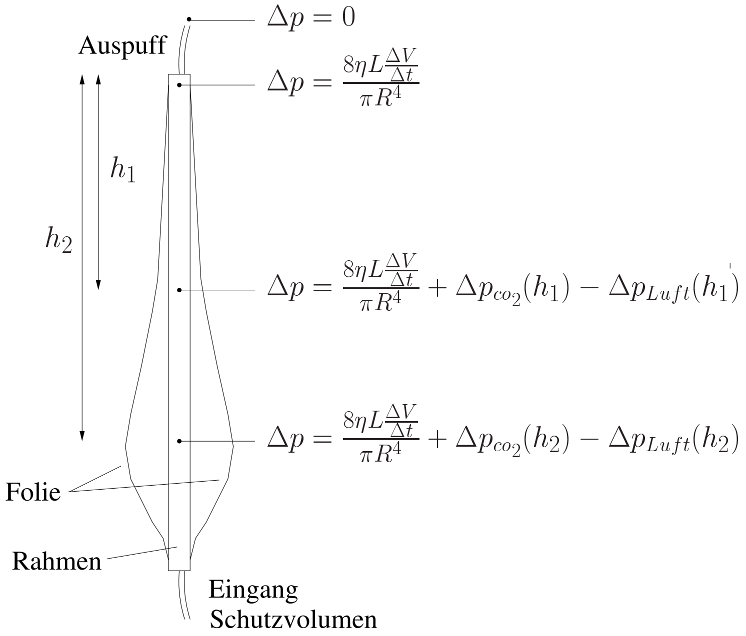

Abbildung 3.47: Mit CO2 gefülltes Schutzvolumen

$$\rho(p,T) = \frac{m}{V} = \frac{nM}{V} = \frac{pM}{RT} \tag{3.39}$$

n ist die Stoffmenge, M die Molmasse des Gases. Im letzten Schritt von Gleichung 3.39 wurde die Zustandsgleichung des idealen Gases benutzt. Die Dichten von Stickstoff und Luft hängen folgendermaßen miteinander zusammen:

$$\rho_{N_2} = \rho_{Luft} \cdot \frac{M_{N_2}}{M_{Luft}} = \rho_{Luft} \cdot \frac{28.01}{28.96} \tag{3.40}$$

Die Höhe des Schutzvolumens beträgt rund $3\,m$. Mit Hilfe der barometrischen Höhenformel

$$p(h) = p_0 \cdot e^{-\rho_0 gh/p_0} \tag{3.41}$$

kann der sich aus der Gravitation ergebende Druckunterschied errechnet werden. Bei $h = 3m$ Höhenunterschied ergibt sich jeweils für Luft, Stickstoff und Kohlendioxid:

$$\begin{aligned}
\Delta p_{Luft} &= p_0(1 - e^{-\rho_{Luft} gh/p_0}) = 0.349\,mbar \\
\Delta p_{N_2} &= p_0(1 - e^{-\rho_{Luft}\frac{28.01}{28.96} gh/p_0}) = 0.338\,mbar \\
\Delta p_{CO_2} &= p_0(1 - e^{-\rho_{Luft}\frac{44.0}{28.96} gh/p_0}) = 0.531\,mbar
\end{aligned} \tag{3.42}$$

Für die Dichte von Luft wurde der für $1000\,hPa$ und $22^o C$ berechnete Wert verwendet: $\rho_{Luft} = 1.187\,kg/m^3$. Bei $3\,m$ Höhe stellt die unterschiedliche Dichte von Luft und Stickstoff kein Problem dar. Der durch die Gravitation entstehende Druckunterschied ist in derselben Größenordnung wie der durch den Gasfluss generierte. Somit bestimmt immer noch primär der Fluss durch den Auspuff die Ausbeulung der Schutzfolie. CO_2 könnte man hingegen nicht verwenden. Der Druck im unteren Bereich der Folie würde sich mehr als verzehnfachen und eine unsymmetrische Verformung hervorrufen, die in Abbildung 3.47 angedeutet ist. Für die Driftröhrchen gefährlich wäre es, ein wesentlich leichteres Gas als Luft zu verwenden. Dann würde sich die Folie im unteren Bereich nach innen ausbeulen. Die Röhrchen würden dann von beiden Seiten zusammengedrückt.

Kapitel 4

Produktion von D-Mesonen

Bevor die Ergebnisse der D-Mesonenrekonstruktion aus den COMPASS-Daten vorgestellt werden, soll kurz erläutert werden, wie aus den Detektorrohdaten physikalische Informationen (Vertices, Teilchenspuren, Impulse, etc.) gewonnen werden. Die Rohdaten sind in übersichtlichen Einheiten, den „Runs“ zusammengefasst (siehe Abschnitt 3.6). In den 2003 gewonnenen Daten enthält ein Run in der Regel 100 Spills und in einem Spill werden etwa 35000 Ereignisse aufgezeichnet.

Spur- und Vertexrekonstruktion

Für die physikalische Analyse werden nur Runs verwendet, die gewissen Qualitätskriterien entsprechen. So dürfen beispielsweise keine wichtigen Detektorkomponenten ausgefallen sein. Denn dann werden möglicherweise deswegen weniger D-Mesonen rekonstruiert und das würde zu einer Verfälschung der Asymmetriemessung führen. Für jeden „guten“ Run wird mit Hilfe des Rekonstruktionsprogramms CORAL[1] eine mDST-Datei[2] hergestellt. Die mDST enthalten für jedes Ereignis die Informationen der von CORAL rekonstruierten Teilchenspuren und Vertices, sowie für die Teilchenidentifikation relevante Informationen aus dem RICH und den Kalorimetern. Die Datenmenge einer mDST-Datei (etwa 1 GB) ist gegenüber der Rohdatenmenge um den Faktor 100 reduziert.

Die Rohdaten enthalten typischerweise zwei Informationen: zum einen die elektronische Kanalnummer, zum anderen je nach Detektortyp eine gemessene Zeit oder Amplitude. Der erste Schritt des CORAL-Programms ist das „Decoding“, in dem die elektronische Kanalnummer als physikalische Kanalnummer eines bestimmten Detektors interpretiert werden.

Die geometrische Position eines Detektorkanals im COMPASS-Spektrometer entnimmt CORAL einer Geometriedatei, die zuvor in einer Kalibrierungsprozedur erstellt wurde. Die Kalibrierungsprozedur - „Alignment“ genannt - benutzt als Startwerte die mit optischen Mitteln gemessenen Positionen der Detektoren. (Die Präzision dieser Messungen liegt bei etwa 300 μm ([Su]) und ist nicht ausreichend.) Nun werden Spuren mithilfe von CORAL

[1] **CO**mpass **R**econstruction and **A**na**L**ysis program
[2] **m**ini **D**ata **S**ummary **T**ape

rekonstruiert und die Detektorpositionen in der Geometriedatei so lange angepasst, bis im Mittel die Abstände der von den Detektoren ermittelten Positionen der Teilchendurchgänge zu den rekonstruierten Spuren minimal geworden sind. Diese Prozedur wird mit circa 150000 Spuren durchgeführt und ist sehr aufwendig.

CORAL unterteilt das COMPASS-Spektrometer in geometrische Zonen und rekonstruiert zunächst getrennt für jede Zone gerade Spursegmente. Beispielsweise sind zwischen Target und SM1 sowie zwischen SM1 und RICH jeweils eine geometrische Zone definiert. In der „Bridging“-Prozedur werden Spursegmente verschiedener Zonen einander zugeordnet. Dabei muss der Verlauf der Spur im Feld der Spektrometermagneten berücksichtigt werden. Einer erfolgreich überbrückten Spur kann ein Impuls zugeordnet werden.

In einem weiteren Schritt versucht der Vertexfindungsalgorithmus möglichst viele der rekonstruierten Spuren im Primärvertex zu vereinigen. Dabei werden die Parameter der betroffenen Spuren mit der Bedingung neu angepasst, dass sie alle einem punktförmigen Vertex entspringen. Der Primärvertex ist als der Vertex definiert, dessen einlaufendes Teilchen das Strahlteilchen ist. Unabhängig von dem Primärvertex werden Sekundärvertices mit zwei geladenen auslaufenden Teilchen gesucht.

Dabei kommt es oft vor, dass dieselbe Spur mehreren Vertices gleichzeitig zugeordnet wurde. Die endgültige Entscheidung, zu welchem Vertex die Spur gehören soll, ist dem Nutzer der mDST-Dateien vorbehalten. Je nachdem für welchen Vertex er sich entscheidet, sind die Spurparameter (z.B. der Impuls) leicht unterschiedlich.

Datenformat

Die mDST sind im ROOT-Format abgespeichert. ROOT ist ein objektorientiertes auf C++ basierendes Analyseprogramm, das am CERN entwickelt wurde und speziell auf die Bedürfnisse der Hochenergiephysik zugeschnitten ist ([Ro], [Br]). Damit lassen sich beispielsweise für große Datenmengen ein- und mehrdimensionale Histogramme erstellen und bearbeiten, Funktionen an die Daten anpassen, etc. Die mDST-Dateien können von dem für COMPASS entwickelten auf ROOT basierenden Programm PHAST[3] gelesen werden. In PHAST steht dem Nutzer eine Programmdatei (UserEvent.cc) zur Verfügung, die eine Schleife über alle Ereignisse durchläuft. In der Schleife wird das Objekt PaEvent aufgerufen, in dem auf alle Informationen über das Ereignis zugegriffen werden kann (siehe Diagramm in Abb. 4.1). Einige nützliche Zahlen können direkt abgerufen werden: Run-, Spill-, Ereignisnummer, Anzahl der Spuren im Ereignis, etc. Im PaEvent-Objekt sind aber auch Funktionen definiert, die dem Nutzer den Zugriff auf die Information von jeder Spur (bzw. von jedem Vertex) im Ereignis erlauben. Diese Information ist wiederum in einem Objekt kodiert, das PaParticle (bzw. PaEvent) heißt. Auf diese Weise kann man in der UserEvent-Datei die gesamte gespeicherte Information aufrufen und nutzen.

---

[3] **PH**ysics **A**nalysis **S**oftware **T**ools

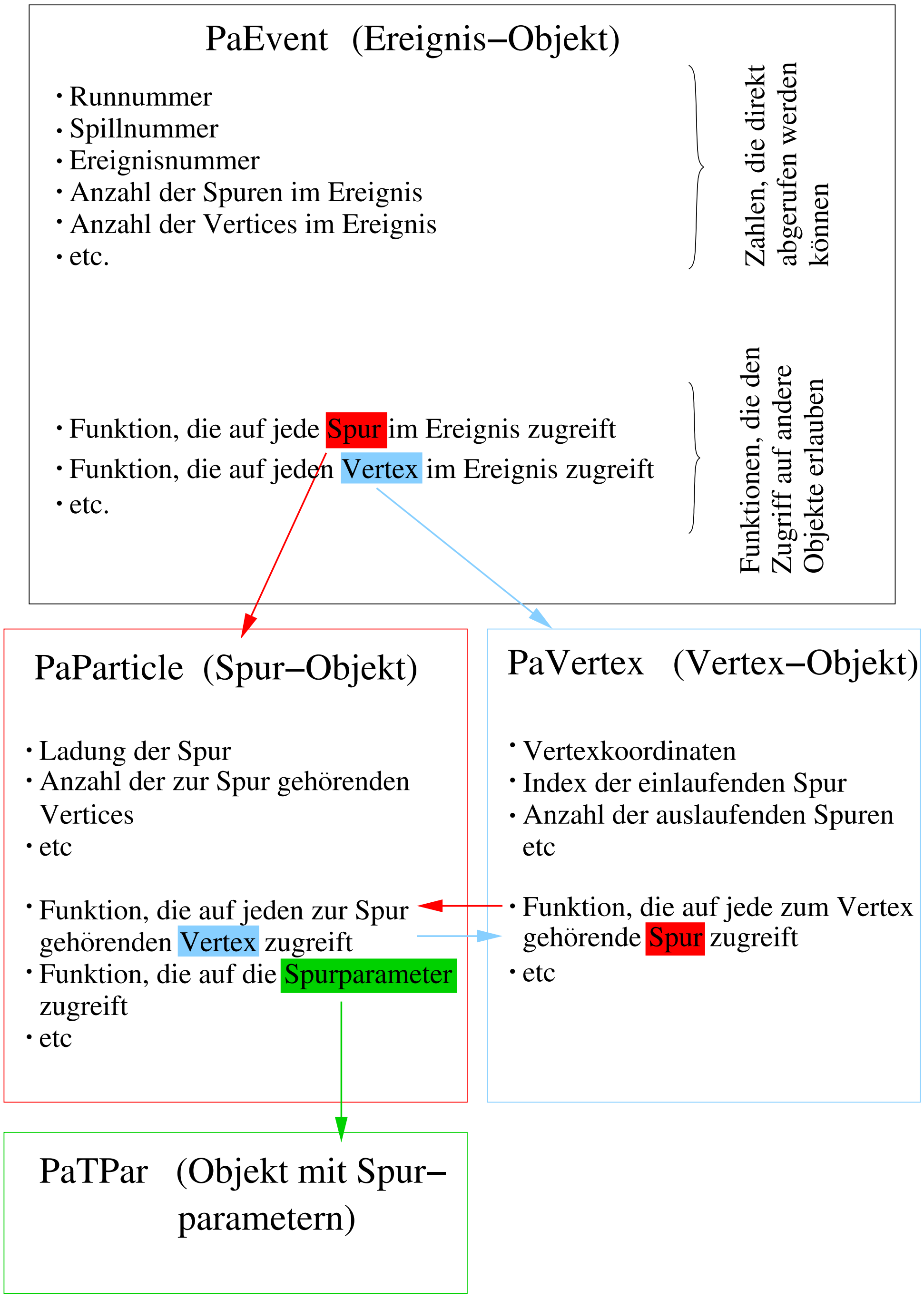

Abbildung 4.1: Struktur der Ereignisse in den mDST-Dateien.

Verwendete Daten

Die Daten einer Strahlzeit sind in mehrere Perioden unterteilt, in denen für das Spektrometer jeweils eine Geometriedatei Gültigkeit besitzt. Während einer Periode ist das Spektrometer weitestgehend unberührt geblieben und man kann deshalb davon ausgehen, dass sich die Detektorpositionen nicht geändert haben. Reparaturen an den Detektoren werden in der Regel zwischen den Perioden ausgeführt. Es hat sich aber herausgestellt, dass sich insbesondere die Position der szintillierenden Faserhodoskope in der Nähe des Targetmagneten FI03 bei Umkehrung des Magnetfeldes (zur Umkehrung der Polarisation der Targetnukleonen) um etwa 500 μm ändern. Für jede Periode werden daher zwei Geometriedateien hergestellt, jeweils eine mit dem Targetmagnetfeld parallel und antiparallel zur Strahlrichtung.

Für die Ermittlung der Gluonpolarisation im Nukleon sind nur die Perioden mit longitudinaler Targetpolarisation relevant. Sie sind für die Jahre 2002 und 2003 in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Periode	Jahr	Zeitraum	Version	integr. Myonfluss	Anzahl der mDST
P2A	2002	18.07. - 31.07.	2-7	$5.1 \cdot 10^{12}$	389
P2D	2002	14.08. - 21.08.	3-7	$3.1 \cdot 10^{12}$	181
P2E	2002	21.08. - 28.08.	1-5	$3.7 \cdot 10^{12}$	213
P2F	2002	29.08. - 03.09.	1-5	$2.0 \cdot 10^{12}$	114
P2G	2002	03.09. - 11.09.	2-7	$3.3 \cdot 10^{12}$	225
P1A	2003	16.06. - 26.06.	1-6	$2.9 \cdot 10^{12}$	203
P1B	2003	26.06. - 30.06.	1-6	$2.5 \cdot 10^{12}$	145
P1C	2003	04.07. - 09.07.	1-6	$2.7 \cdot 10^{12}$	163
P1D	2003	09.07. - 21.07.	1-6	$3.3 \cdot 10^{12}$	193
P1E	2003	23.07. - 13.08.	1-7	$4.3 \cdot 10^{12}$	292
P1F	2003	14.08. - 20.08.	1-6	$3.1 \cdot 10^{12}$	178
P1I	2003	03.09. - 08.09.	3-7	$3.7 \cdot 10^{12}$	303
P1J	2003	09.09. - 17.09.	2-7	$5.9 \cdot 10^{12}$	426

Tabelle 4.1: Für die Analyse verwendete Perioden aus den Strahlzeiten 2002 und 2003, in denen das Target longitudinal polarisiert war. Für einige Perioden wurden die mDST-Dateien mehrere Male neu produziert. Welche dieser Produktionsversionen in der Analyse verwendet wurde, ist in der Spalte „Version“ abzulesen.

Zerfallskanäle der D-Mesonen

Eine Möglichkeit PGF-Ereignisse zu identifizieren ist die Suche nach Charmquarks (siehe Abschnitt 2.6). Etwa 60% der Charmquarks fragmentieren in ein D^0 (bzw. $\overline{D^0}$)-Meson, 20 % in ein D^+ (bzw. D^-)-Meson ([Pr]). Tabelle 4.2 gibt einen Überblick über die wichtigsten Zerfälle von D-Mesonen. Die D-Mesonen zerfallen unmittelbar im Target, so dass sie nur über ihre Zerfallsprodukte im Spektrometer nachgewiesen werden können. Bei der Rekonstruktion stellt das massive und ausgedehnte Target eine Schwierigkeit dar. Da eine Targetzelle allein 60 cm lang ist, können keine Siliconvertexdetektoren in unmittelbare Nähe zum Primärvertex installiert werden. Das heißt, dass der Primärvertex, in dem das D-Meson erzeugt wird, und der Sekundärvertex, in dem es zerfällt, nicht unterschieden werden können. Auch die Vielfachstreuung der Teilchen im ausgedehnten Target verschlechtert die Auflösung der Vertexposition. Diese beträgt in Strahlrichtung etwa 1 cm (siehe Abbildung 4.2). Je ungenauer aber die Vertexposition bestimmt wer-

Zerfall		Verzweigungsverhältnis
$D^0 \to$	$K^-\pi^+\pi^0$	$(13.1 \pm 0.9)\%$
	$\overline{K}^0\pi^+\pi^-\pi^0$	$(10.8 \pm 1.3)\%$
	$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$(7.46 \pm 0.31)\%$
	$\overline{K}^0\pi^+\pi^-$	$(5.92 \pm 0.35)\%$
	$K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$	$(4.0 \pm 0.4)\%$
	$K^-\pi^+$	$(3.80 \pm 0.09)\%$
	$\overline{K}^0\pi^0$	$(2.28 \pm 0.22)\%$
	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(1.1 \pm 0.4)\%$
	$\overline{K}^0K^+K^-$	$(1.02 \pm 0.10)\%$
$D^+ \to$	$\overline{K}^0\pi^+\pi^0$	$(9.7 \pm 3.0)\%$
	$K^-\pi^+\pi^+$	$(9.1 \pm 0.6)\%$
	$\overline{K}^0\pi^+\pi^+\pi^-$	$(7.0 \pm 0.9)\%$
	$K^-\pi^+\pi^+\pi^0$	$(6.4 \pm 1.1)\%$
	$\overline{K}^0\pi^+$	$(2.77 \pm 0.18)\%$
	$K^{*+}\overline{K}^0$	
	$\hookrightarrow K^0\pi^+$	$(2.1 \pm 0.9)\%$
	$\overline{K}^0\overline{K}^0K^+$	$(1.8 \pm 0.8)\%$
$D^{*+} \to$	$D^0\pi^+$	$(67.7 \pm 0.5)\%$
	$D^+\pi^0$	$(30.7 \pm 0.5)\%$
	$D^+\gamma$	$(1.6 \pm 0.4)\%$
$D^{*0} \to$	$D^0\pi^0$	$(61.9 \pm 2.9)\%$
	$D^0\gamma$	$(38.1 \pm 2.9)\%$

Tabelle 4.2: Die wichtigsten Zerfallskanäle der D-Mesonen ([PDG]). Der „goldene“ Kanal ist rot markiert, der in Abschnitt 4.3 behandelte Kanal grün markiert.

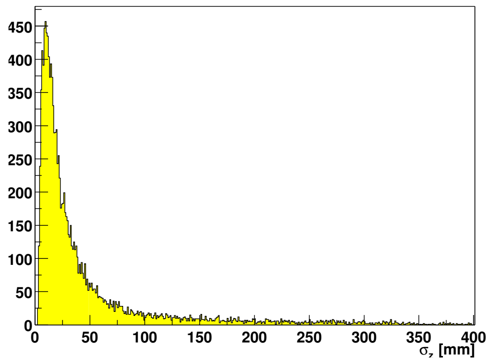

Abbildung 4.2: Auflösung der z-Koordinate von Primärvertices, die das einlaufende, das gestreute Myon und mindestens ein weiteres Hadron enthalten ([Ho1]).

den kann, desto mehr Untergrund entsteht bei der Rekonstruktion der D-Mesonen durch Kombination nicht zusammengehöriger Teilchen und einen desto höheren Messfehler erhält man bei der Bestimmung der Asymmetrie (siehe Abschnitt „Messgenauigkeit“ im Kapitel 2.6, insbesondere Gleichung

2.85).

Der „goldene“ Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ hat mit nur zwei geladenen Hadronen im Endzustand einen geringeren kombinatorischen Untergrund als andere Kanäle. Er wird in Abschnitt 4.2 behandelt. Etwa 30 % der D^0-Mesonen enstehen nicht direkt aus der Hadronisierung des Charmquarks, sondern stammen aus dem Zerfall eines zuvor entstandenen D^{*+}-Mesons ([Pr]): $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$. Mit dieser zusätzlichen Information kann der Untergrund drastisch reduziert werden (siehe Abschnitt 4.1).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Zerfallskanal eröffnet, nämlich $D^0 \rightarrow \overline{K}^0\pi^+\pi^-$ (Abschnitt 4.3). Weiterhin wurde nach der Paarproduktion von D-Mesonen gesucht (Abschnitt 4.4), um eine präzise Angabe der absoluten Rekonstruktionseffizienz von D-Mesonen zu ermöglichen. Ein anderes Ziel war es, dadurch die relativen Produktionsstärken von neutralen und geladenen D-Mesonen zu ermitteln.

Aus Tabelle 4.2 ist ersichtlich, dass es noch einige andere erfolgversprechende Kanäle gibt, deren Rekonstruktion noch in Angriff genommen werden muss. Insbesondere Kanäle mit einem π^0 im Endzustand haben starke Verzweigungsverhältnisse. Die π^0-Mesonen zerfallen zu 99 % unmittelbar im Target in zwei Photonen. Zu ihrem Nachweis wird ein elektromagnetisches Kalorimeter benötigt. Aber erst 2004 wurde das elektromagnetische Kalorimeter in der zweiten Spektrometerstufe vollständig ausgelesen.

4.1 D*-Mesonen im goldenen Kanal

Das Verhältnis von Signal zu Untergrund für D^0-Mesonen, die aus dem Zerfall eines D^*-Mesons stammen (siehe Gleichung 4.1), ist etwa 20 mal besser als für D^0-Mesonen, die direkt in der Photon-Gluon-Fusion (PGF) entstanden sind. Der D^*-Kanal eignet sich daher besser, um die Kinematik der PGF-Ereignisse oder diverse untergrundreduzierende Schnitte zu studieren, und soll an erster Stelle behandelt werden.

4.1.1 Ereignisselektion

- Bei der Reaktion

$$\begin{array}{llll} \mu N \rightarrow \mu' & D^{*+} & X & \\ & \hookrightarrow & D^0\pi^+ & \\ & & \hookrightarrow K^-\pi^+ & \end{array} \tag{4.1}$$

  können die Zerfallsvertices von D^* und D^0 räumlich nicht von dem Primärvertex unterschieden werden. Die Zerfallslänge der Teilchen betragen in ihrem jeweiligen Ruhesystem ([PDG])

$$\begin{array}{rl} D^{*+}: & c \cdot \tau = 2.1 \cdot 10^{-12} m \\ D^0: & c \cdot \tau = 1.2 \cdot 10^{-4} m \end{array} \tag{4.2}$$

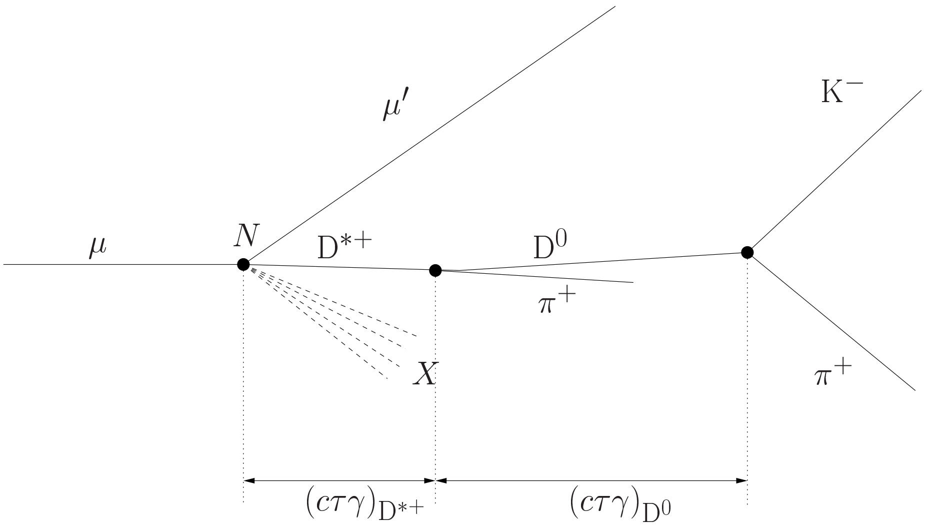

Abbildung 4.3: Wechselwirkung eines Strahlmyons μ mit einem Targetnukleon N im Laborsystem. In einer Photon-Gluon-Fusion entsteht ein D^{*+}-Meson, das nach der Strecke $(c\tau\gamma)_{\mathrm{D}^{*+}}$ in ein D^0 und ein π^+ zerfällt. Das D^0 wiederum zerfällt nach der Strecke $(c\tau\gamma)_{\mathrm{D}^0}$ in $\mathrm{K}^-\pi^+$(Skizze nicht maßstabsgetreu).

Die Energien der D^*- und D^0-Mesonen liegen zwischen 20 und 90 GeV (Mittelwert 40 GeV, siehe Abbildungen 4.22 und 4.23). Daher beträgt die Zerfallslänge im Laborsystem

$$c \cdot \tau \cdot \gamma = c \cdot \tau \cdot \frac{E}{m} \tag{4.3}$$

zwischen 2.1 und $9.5 \cdot 10^{-11}$ m für D^*-Mesonen und zwischen 1.4 und 5.5 mm für D^0-Mesonen. Das liegt unter der Ortsauflösung der Primärvertexposition in z-Richtung, die etwa 1 cm beträgt (siehe Abbildung 4.2). Daher wird in der Analyse angenommen, dass die D^*- und D^0-Zerfallsprodukte direkt aus dem Primärvertex kommen.

- Weiterhin wurden Ereignisse selektiert, in denen der Primärvertex sowohl das einlaufende als auch das gestreute Myon enthält. Das ist notwendig, um die Kinematik der Wechselwirkung zu kennen und daraus abgeleitet den Depolarisationsfaktor und die Partonasymmetrie berechnen zu können (siehe Gleichungen 2.59 und 2.65).

- Manchmal können für ein Ereignis mehrere Primärvertexkandidaten gegeben sein, weil es auch mehrere Strahlteilchenkandidaten gibt. (Für den Run 28178 beispielsweise haben etwa 2% der Ereignisse mehrere Primärvertexkandidaten.) In diesem Fall wird derjenige Primärvertex ausgesucht, der mehr auslaufende Teilchen besitzt. Falls die Anzahl der auslaufenden Teilchen gleich ist, wird der Vertex mit dem besseren χ^2 selektiert.

- Es werden nur Ereignisse betrachtet, deren Primärvertex mindestens drei Hadronen enthält, ein negatives Kaon und zwei weitere (nicht identifizierte) positive Hadronen oder ein positives Kaon und zwei negative Hadronen: $(K^-\pi^+)\pi^+$ oder $(K^+\pi^-)\pi^-$. Die zwei Hadronen gleicher Ladung werden als Pionen behandelt. Da etwa 90 % der Teilchen im Primärvertex Pionen sind, ist das eine vernünftige Annahme. Die in Klammern gesetzten Hadronen sind die Zerfallsprodukte des D^0 oder $\overline{D^0}$. Als Hadronen werden alle auslaufenden Teilchen betrachtet, die nicht als das gestreute Myon identifiziert wurden. Außerdem werden nur Spuren mit rekonstruiertem Impuls berücksichtigt.

- Die Kaonidentifikation wird in Abschnitt 4.1.2 genauer erläutert. Die beiden anderen Hadronen werden als Pionen behandelt.

- Die Masse des $K\pi$-Systems soll in einem um die D^0-Masse zentrierten 800 MeV/c^2 breiten Fenster sein. Dieser Schnitt dient nur dazu, die Datenmenge zu reduzieren, auf die die D^*-Rekonstruktion angewendet wird.

Die Gesamtzahl der analysierten Ereignisse und die Zahl der nach jedem vorgenommenen Schnitt übriggebliebenen Ereignisse sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

		Daten 2002	Daten 2003
1.	Runs	1122	1902
2.	Integrierter Myonfluss	$1.73 \cdot 10^{13}$	$3.85 \cdot 10^{13}$
3.	Alle Ereignisse	$0.78 \cdot 10^9$	$1.51 \cdot 10^9$
4.	Primärvertex	$0.65 \cdot 10^9$	$1.33 \cdot 10^9$
5.	μ und μ' im Vertex	$0.52 \cdot 10^9$	$1.02 \cdot 10^9$
6.	h^+h^- im Vertex	$0.17 \cdot 10^9$	$0.34 \cdot 10^9$
7.	K^+h^- oder K^-h^+ im Vertex	$0.15 \cdot 10^8$	$0.32 \cdot 10^8$
8a.	$\|M(K^-\pi^+) - M(D^0)\| < 400\,MeV/c^2$	$0.75 \cdot 10^6$	$1.88 \cdot 10^6$
8b.	$\|M(K^+\pi^-) - M(\overline{D^0})\| < 400\,MeV/c^2$	$0.79 \cdot 10^6$	$2.06 \cdot 10^6$
9a.	Wie 8a und zusätzliches h^+ im Vertex	$0.47 \cdot 10^6$	$1.20 \cdot 10^6$
9b.	Wie 8b und zusätzliches h^- im Vertex	$0.46 \cdot 10^6$	$1.25 \cdot 10^6$

Tabelle 4.3: Anzahl der nach jedem Schnitt übriggebliebenen Ereignisse. In Zeile 3 sind alle Ereignisse der verwendeten mDST-Dateien zusammengezählt, in Zeile 4 alle Ereignisse mit rekonstruiertem Primärvertex. In Zeile 5 wird zusätzlich verlangt, dass sowohl einlaufendes als auch gestreutes Myon rekonstruiert wurden, in Zeile 6, dass zusätzlich mindestens zwei entgegengesetzt geladene Hadronen im Primärvertex sind, in Zeile 7, dass eines der Hadronen als Kaon identifiziert wurde. In Zeile 8a und 8b sind alle Ereignisse gezählt, in denen eine Kaon-Pion-Kombination im angegebenen Massenfenster liegt, in den Zeilen 9a und 9b alle Ereignisse, in denen sich mindestens ein zusätzliches geladenes Hadron im Primärvertex befindet (Selektion für D^*-Kandidaten).

4.1.2 Kaonidentifikation

Der RICH Detektor misst den Winkel θ des von einem geladenen Teilchen ausgehenden Cherenkovlichtkegels (siehe Abbildung 3.14). Aus θ und dem Impuls p des Teilchens kann seine Masse berechnet werden. Für den Winkel θ gilt:

$$cos\theta = \frac{\frac{c}{n} \cdot t}{v \cdot t} = \frac{1}{n \cdot \beta} \tag{4.4}$$

Setzt man

$$\beta = \frac{p}{E} \tag{4.5}$$

ein, so erhält man

$$cos\theta = \frac{E}{n \cdot p} = \frac{1}{n} \cdot \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \tag{4.6}$$

Gleichung 4.6 verknüpft die gemessenen Größen θ und p mit der unbekannten Masse m des geladenen Teilchens. Bei der Produktion der mDST mit CORAL werden die Hypothesen aufgestellt, dass das Teilchen die Pion-, Kaon- bzw. Protonmasse hat, und für jede dieser Hypothesen wird ein χ^2 berechnet ([CN3]). Dafür wird der Brechungsindex des Radiatorgases gebraucht. Dieser ändert sich mit der Gaszusammensetzung (etwa 95 % C_4F10, 5 % N_2, das Verhältnis kann variieren), der Temperatur und dem Druck. Er wird etwa einmal die Woche durch Bestimmung der Schallgeschwindigkeit im Radiatorgas gemessen ([Fa]). Der Brechungsindex kann jedoch später aus den Daten für jeden einzelnen Run mit höherer Genauigkeit bestimmt werden. Es existiert eine Korrekturfunktion, die aus den χ^2-Werten, dem zuerst angenommenen Brechungsindex, dem neu bestimmten Brechungsindex und dem Impuls des Teilchens neue χ^2-Werte berechnet,

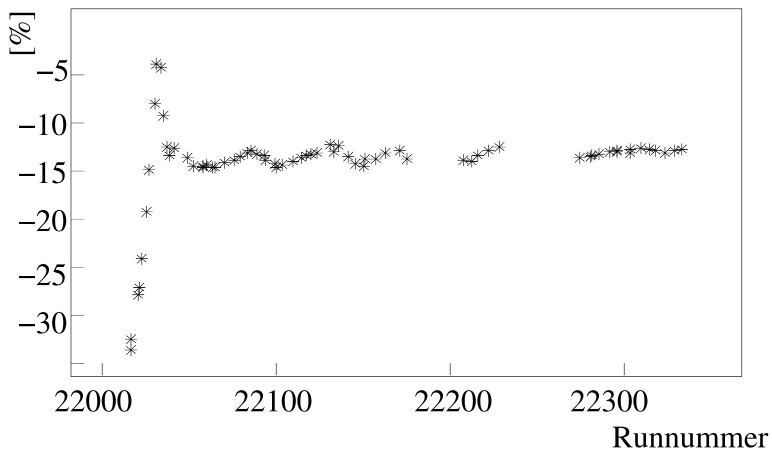

Abbildung 4.4: Abweichung des bei der Produktion der mDST-Dateien angenommenen Brechungsindex von dem aus den Daten bestimmten Brechungsindex n_{Daten} für die Periode P2D 2002 (1. Produktionsversion) in Abhängigkeit der Runnummer. Die Abweichung ist als prozentualer Bruchteil von $n_{Daten} - 1$ ausgedrückt.

die näher an der Realität liegen. In Abbildung 4.4 sieht man am Beispiel der ersten Produktion der Periode P2D (2002), wie weit der ursprünglich angenommene Wert des Index vom später aus den Daten extrahierten liegt. Es gibt Perioden (z.B. P2D 2002), in denen liegen angenommene und ermittelte Indices so weit auseinander, dass die Korrekturfunktion nicht zuverlässig funktioniert. Diese Perioden mussten neu produziert werden, dieses Mal unter Verwendung der richtigen Indices. Um in Zukunft solche Probleme zu vermeiden, werden in neuen Daten die Brechungsindices in einer Vorproduktion ermittelt, bevor die mDST-Dateien produziert werden.

Damit ein Teilchen als Kaon identifiziert wird, muss sein Impuls über der Schwelle liegen, ab der ein geladenes Kaon Cherenkovstrahlung emittiert. Das gilt, wenn:

$$v > \frac{c}{n} \tag{4.7}$$

Nach Einsetzen von Gleichung 4.5 und einigen Umformungen erhält man:

$$p > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} \tag{4.8}$$

Demnach haben Pion-, Kaon- und Protonschwelle in COMPASS etwa folgende Werte:

$$\begin{aligned} p_\pi^{Schwelle} &= \ 2.5\ GeV/c \\ p_K^{Schwelle} &= \ 10\ GeV/c \\ p_p^{Schwelle} &= \ 14\ GeV/c \end{aligned} \tag{4.9}$$

Die Bedingungen, unter denen ein Teilchen als Kaon identifiziert wird, sind in (4.10) zusammengefasst. Liegt der Impuls unter der Protonschwelle, wird die Protonhypothese verworfen und die χ^2-Werte nur für die Kaon- und Pionhypothese miteinander verglichen, liegt er über der Protonschwelle, werden alle drei χ^2-Werte miteinander verglichen.

$$\begin{array}{llll} \text{falls} & p_K^{Schwelle} < p < p_p^{Schwelle}: & \chi_K^2 < \chi_\pi^2 & \text{und} \quad \chi_K^2 < 5 \\ \text{falls} & p_p^{Schwelle} < p < 50\ GeV/c: & \chi_K^2 < \chi_\pi^2, \chi_p^2 & \text{und} \quad \chi_K^2 < 5 \end{array} \tag{4.10}$$

Da die Berechnung der χ^2-Werte nicht in jedem Fall zuverlässig funktioniert und auch negative χ^2-Werte vorkommen, wird zusätzlich verlangt, dass alle verwendeten χ^2-Werte positiv sind.

Die Wirkung dieser Schnitte soll exemplarisch demonstriert werden. Dazu werden 200000 Ereignisse aus dem Run 28400, Periode P1B, Jahr 2003 verwendet. Von den 200000 Ereignissen enthalten 131657 einen Primärvertex mit rekonstruiertem gestreuten Myon. 198994 Hadronspuren stammen aus einem Primärvertex. 77 % dieser Spuren haben einen rekonstruierten Impuls zwischen der Pionschwelle und 50 GeV/c, dem Bereich, in dem der RICH zwischen Pionen, Kaonen und Protonen unterscheiden kann. Für 92% dieser Spuren sind alle für die Kaonidentifikation notwendigen Daten aus dem RICH vorhanden, das entspricht 140865 Spuren. Im oberen Teil der Abbildung 4.5 sind für diese Spuren die gemessenen Winkel θ gegen den

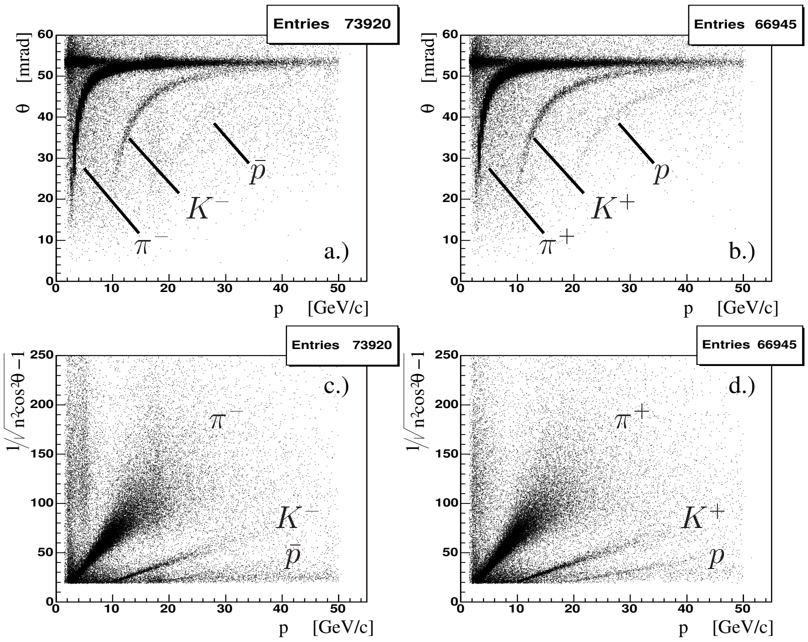

Abbildung 4.5: Teilchenidentifikation mit Rich. In den Bildern links sind die negativen, in den Bildern rechts die positiven Spuren eingetragen. In a.) und b) ist der Cherenkovwinkel θ gegen den Impuls p, in c.) und d.) die Größe $X = \frac{1}{\sqrt{n^2cos^2\theta-1}}$ gegen den Impuls aufgetragen. X ist proportional zum Kehrwert der Masse des Teilchens.

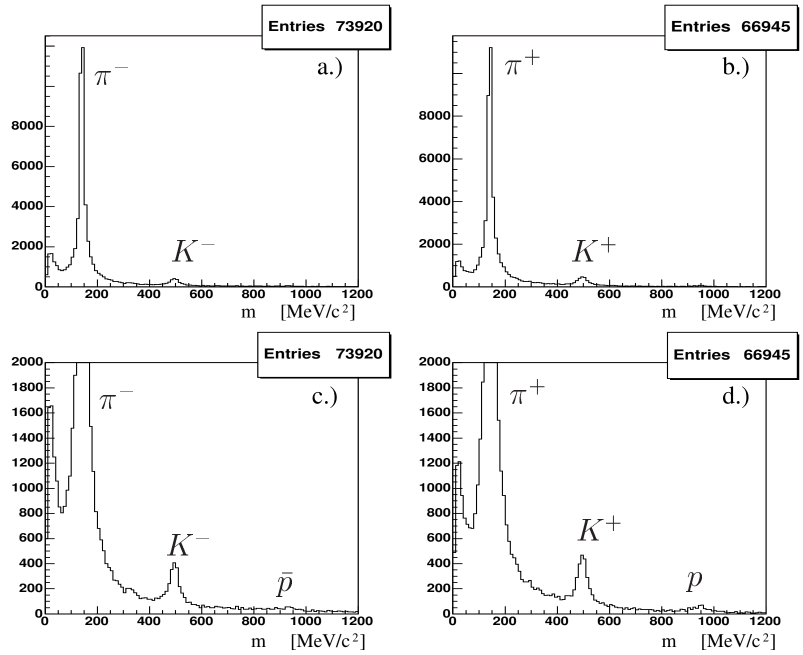

Abbildung 4.6: Teilchenidentifikation mit Rich. Aufgetragen ist die mit Gleichung 4.13 berechnete Teilchenmasse, in a.) für die negativen, in b.) für die positiven Teilchen. In c.) und d.) sind mit einer anderen vertikalen Skala dieselben Verteilungen gezeigt.

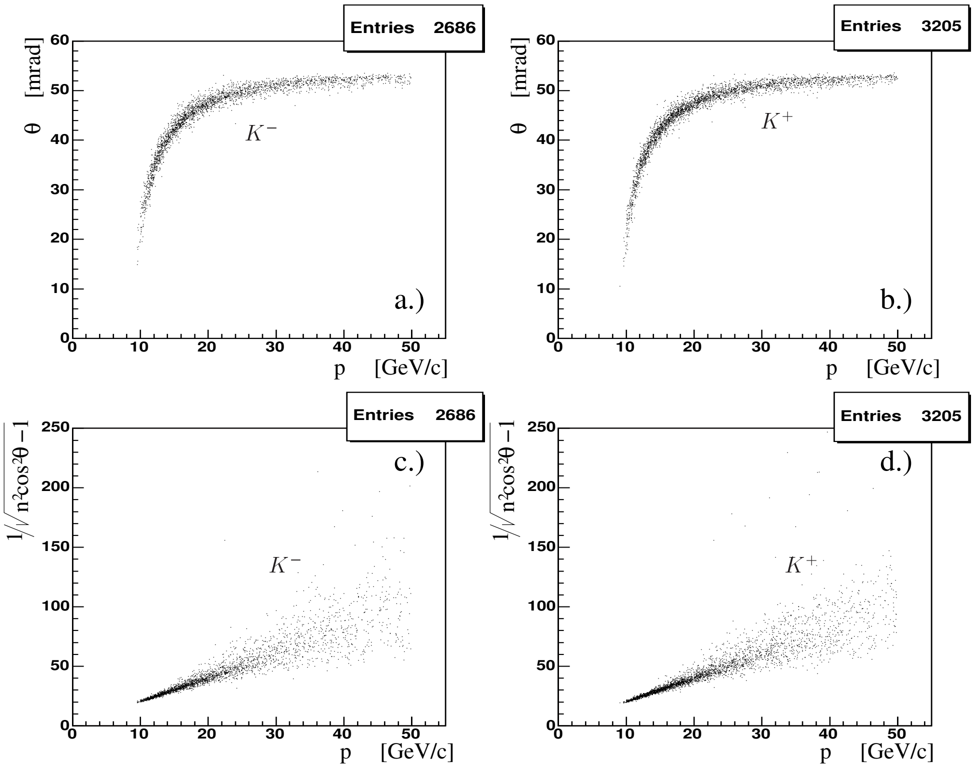

Abbildung 4.7: Kaonidentifikation mit Schnitten aus Gleichung 4.10. In den Bildern links sind die negativen, in den Bildern rechts die positiven Spuren eingetragen. In a.) und b) ist der Cherenkovwinkel θ gegen den Impuls p, in c.) und d.) die Größe $X = \frac{1}{\sqrt{n^2 cos^2\theta - 1}}$ gegen den Impuls aufgetragen. X ist proportional zum Kehrwert der Masse des Teilchens.

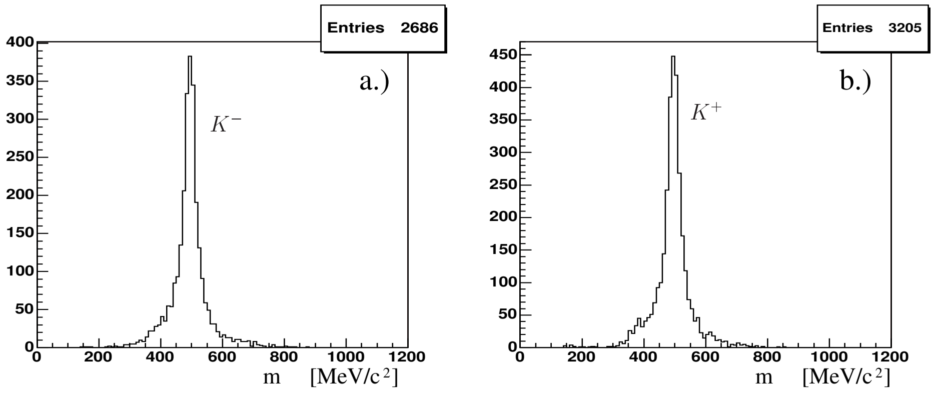

Abbildung 4.8: Kaonidentifikation mit Schnitten aus Gleichung 4.10. Aufgetragen ist die mit Gleichung 4.10 berechnete Teilchenmasse.

Impuls p aufgetragen, in a.) für die negativen Teilchen, in b.) für die positiven. Bei den positiv geladenen Spuren kann man deutlich drei Bänder unterscheiden, denen die Pion-, Kaon- und Protonmasse zugeordnet werden kann, während bei den negativ geladenen das Band der Antiprotonen nur erahnt werden kann. Das horizontale Band bei hohen Winkeln und kleinen Impulsen stammt von Elektronen bzw. Positronen. Im unteren Teil der Abbildung 4.5 werden dieselben Daten in einer anderen Darstellung betrachtet. Dort liegen Einträge, die von einer Teilchensorte stammen, um eine Gerade, deren Steigung der Kehrwert der Masse ist. Die Größe X, die gegen den Impuls aufgetragen ist, ist nämlich so definiert:

$$X = p/m \tag{4.11}$$

Nach Einsetzen von Gleichung 4.6 erhält man:

$$X = \frac{1}{\sqrt{n^2 cos^2\theta - 1}} \tag{4.12}$$

Man kann Gleichung 4.6 aber auch direkt nach der Masse auflösen.

$$m = p \cdot \sqrt{n^2 cos^2\theta - 1} \tag{4.13}$$

Die so erhaltenen Massenverteilungen sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Auch hier kann man Pionen, Kaonen und Protonen erkennen. Wenn man nun die in Gleichung 4.10 beschriebenen Schnitte zur Kaonidentifizierung anwendet, erhält man die Verteilungen in den Abbildungen 4.7 und 4.8. In allen drei Darstellungen sind die Einträge in dem für ein Kaon möglichen Bereich. Die Effizienz der Kaonidentifikation wurde mithilfe des Zerfalls von ϕ-Mesonen ermittelt. Das ϕ-Meson ist eine schmale Resonanz, die vorzugsweise in zwei geladene Kaonen zerfällt. Die geladenen Zerfallsteilchen eines rekonstruierten ϕ-Mesons können daher unabhängig vom RICH als Kaonen identifiziert werden. Aus dem Vergleich beider Methoden wurde die Effizienz der Kaonidentifikation mit dem RICH mit 2002 Daten zu 38 % bestimmt ([Bed]).

4.1.3 D^0- und D*-Rekonstruktion

Die in Abschnitt 4.1.1 selektierten Ereignisse enthalten jeweils mindestens einen D*-Kandidaten der Form (K$^-\pi^+$)π^+ bzw. (K$^+\pi^-$)π^-. Das in Klammern gesetzte $K\pi$-System ist ein D^0-Kandidat. In Abbildung 4.9 links ist für jeden D*-Kandidaten die Verteilung der invarianten Masse des $K\pi$-Systems in einem 800 MeV/c^2 breiten Fenster aufgetragen, das um die nominelle D^0-Masse zentriert ist. Die Anzahl der D*-Kandidaten ($6.0 \cdot 10^6$) ist größer als die Anzahl der selektierten Ereignisse ($3.4 \cdot 10^6$, vergleiche Tabelle 4.3). Es kommt beispielsweise oft vor, dass sich im Primärvertex neben einem D^0-Kandidaten ($K\pi$) mehrere zusätzliche Pionen befinden, so dass zu demselben D^0-Kandidaten mehrere D*-Kandidaten gehören. Über einem hohen Untergrund ist an der Stelle der D^0-Masse ein Signal zu sehen. Das entsprechende Signal im Massenspektrum des $K\pi\pi$-Systems befindet sich an der D*-Masse 2010.0 MeV/c^2 (in Abbildung 4.9 rechts).

Schnitt auf die Massendifferenz ΔM

Man kann die Tatsache ausnutzen, dass die D*-Masse kaum größer ist als die Massen seiner Zerfallsprodukte D^0 und π.

$$\begin{array}{ccccc} D^* & \rightarrow & D^0 & \pi & \\ 2010.0 & & 1864.5 & 139.57 & MeV/c^2 \end{array}$$

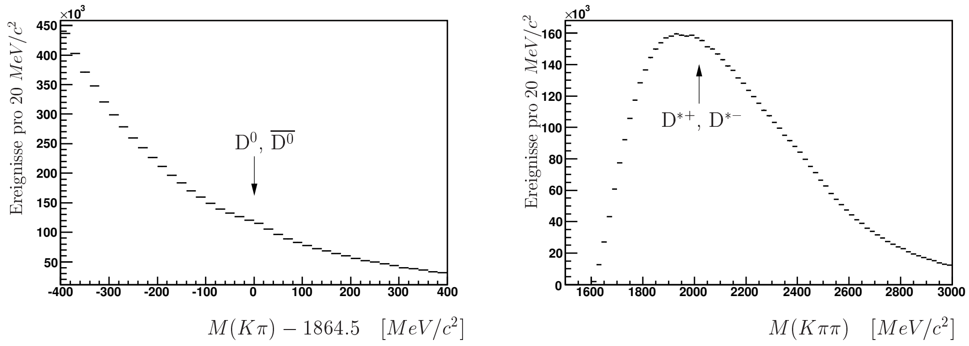

Abbildung 4.9: Links $K\pi$-Massenverteilung, rechts $K\pi\pi$-Massenverteilung der D*-Kandidaten für die 2002 und 2003 Daten.

Die Massendifferenz $M(\mathrm{D}^*) - [M(\mathrm{D}^0) + M(\pi)]$ beträgt nur 5.9 MeV/c^2. Daher ist im D*-Ruhesystem der Relativimpuls zwischen D^0 und π sehr klein und sie fliegen beide im Laborsystem fast parallel zur D*-Flugrichtung. Selbst nach Transformation ins Laborsystem beträgt der Pionimpuls nur einige GeV/c. Daher wird das Pion, das aus dem D*-Zerfall stammt, auch „soft“ genannt und wird mit einem „s“ indiziert: π_s.

Wegen des geringen zur Verfügung stehenden Phasenraums bei dem D*-Zerfall fällt selbst ein hoher Messfehler des Impulses des weichen Pions bei der Bestimmung der Masse des $K\pi\pi$-Systems nicht ins Gewicht. Die experimentellen Fehler bei der Massenbestimmung des $K\pi\pi$-Systems und des $K\pi$-Systems sind daher hochgradig korreliert und heben sich bei der Massendifferenz

$$\Delta M = M(K\pi\pi) - M(K\pi) - M(\pi) \tag{4.14}$$

weitgehend weg. Daher kann ΔM mit einer Präzision ($\sigma = 1.9$ MeV/c^2, siehe Abbildung 4.10) bestimmt werden, die die experimentelle Massenauflösung des COMPASS-Spektrometers für das D^0-Signal ($\sigma(\mathrm{D}^0) = 27 MeV/c^2$, siehe Abbildung 4.11) bei weitem übertrifft.

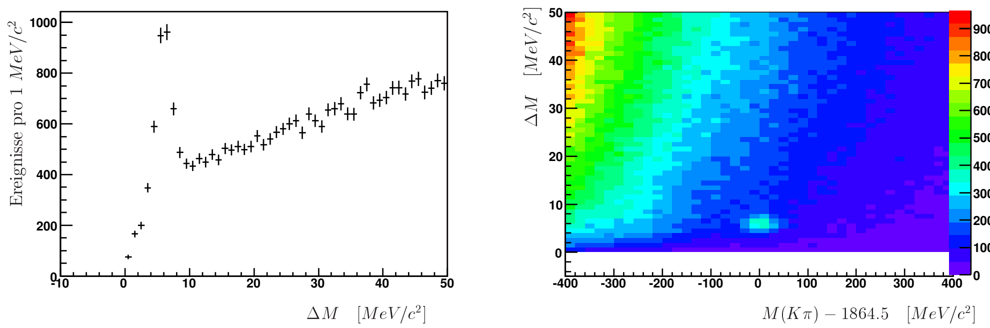

Abbildung 4.10: Links Verteilung der Massendifferenz ΔM (siehe Gleichung 4.14) für die D*-Kandidaten mit Schnitt auf die $K\pi$-Masse: $|M(K\pi) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$. Rechts zweidimensionale Darstellung ΔM gegen $K\pi$-Masse für alle D*-Kandidaten (in beiden Fällen 2002 und 2003 Daten)

In Abbildung 4.10 links ist ΔM mit einem Schnitt auf die Masse des $K\pi$-Systems ($|M(K\pi) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$) aufgetragen. Man erkennt ein schmales Signal, das um die Masse $6\,MeV/c^2$ zentriert ist. Im rechten Bild ist in einer zweidimensionalen Darstellung für alle D*-Kandidaten ΔM gegen die $K\pi$-Masse aufgetragen. Die D*-Zerfälle bilden eine Ansammlung von Ereignissen bei $M(K\pi) - 1864.5 \approx 0\,MeV/c^2$ und $\Delta M \approx 6\,MeV/c^2$.

Im ΔM-Spektrum hat man im Bereich

$$|\Delta M - 6.1| < 3\,MeV/c^2 \tag{4.15}$$

ein ideales Verhältnis von Signal zu Untergrund. Dieser Schnitt - im weiteren „ΔM-Schnitt“ genannt - wird auf das $K\pi$-Massenspektrum aus Abbildung 4.9 angewendet und man erhält die Spektren in Abbildung 4.11. In einem

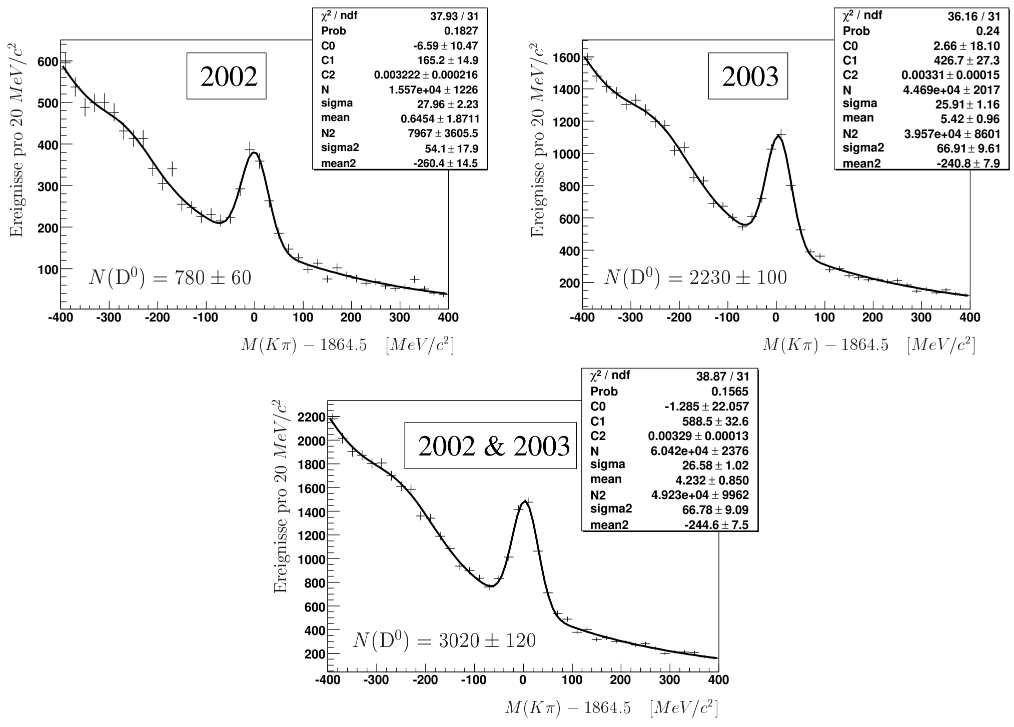

Abbildung 4.11: $K\pi$-Massenspektrum der D*-Kandidaten mit Schnitt auf ΔM (Gleichung 4.15) links oben für die 2002 Daten (aus dem Fit: 780 ± 60 rekonstruierte D^0-Mesonen), rechts oben für die 2003 Daten (aus dem Fit: 2230 ± 100 rekonstruierte D^0-Mesonen) und unten für die 2002 und 2003 Daten (aus dem Fit: 3020 ± 120 rekonstruierte D^0-Mesonen).

2σ-Bereich ist das integrale Signal etwa gleich stark wie der Untergrund.

Das Signal wurde mit einer Gaußfunktion, der Untergrund mit der Summe aus einer Exponentialfunktion $C_0 + C_1 \cdot e^{C_2 \cdot x}$ und einer Gaußfunktion angepasst, wobei die C_i anzupassende Parameter sind. Die Massenauflösung für das D^0-Signal beträgt $(27 \pm 1)\ MeV/c^2$. Der Mittelwert der Gaußfunktion stimmt bis auf $5\,MeV/c^2$ mit der nominellen D^0-Masse $1864.5\,MeV/c^2$ ([PDG]) überein. Insgesamt wurden in den 2002 und 2003 Daten 3020 ± 120 D^0-Mesonen (die aus dem Zerfall eines D* stammen) rekonstruiert.

Die Gaußfunktion in der Untergrundbeschreibung trägt einem weiteren Zerfallskanal des D^0 Rechnung:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \tag{4.16}$$

Bildet man nämlich für diesen Kanal die $K\pi$-Massenverteilung, ohne das π^0 zu berücksichtigen, entsteht ein verschobenes und verbreitertes Signal bei einer Masse von $M(K\pi) - 1864.5 \approx -250\,MeV/c^2$ ([Ho2], [CN10]), das in dem Spektrum in Abb. 4.11 deutlich zu erkennen ist.

Primärvertex im Target

Für die Messung von $\Delta G/G$ sind nur die Ereignisse interessant, deren Primärvertex in einer der beiden Targetzellen liegt. Die Verteilungen der Primärvertexpositionen in Z, bzw. X und Y sind in Abbildung 4.13 darge-

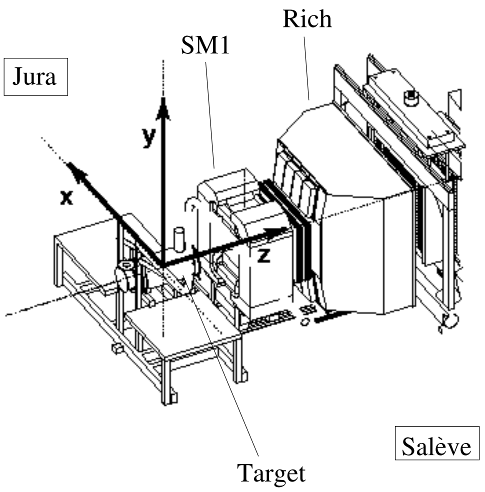

Abbildung 4.12: Definition des Koordinatensystem in COMPASS. Der Ursprung befindet sich in der Mitte der zweiten Targetzelle. Die Z-Achse zeigt horizontal in Flugrichtung des Strahls, die X-Achse horizontal von Salève nach Jura (das sind zwei Gebirgszüge in der Genfer Umgebung), die Y-Achse vertikal nach oben.

stellt. Die Definition des in COMPASS verwendeten Koordinatensystems ist in Abbildung 4.12 veranschaulicht. In Abb. 4.13 sind ebenfalls die Schnitte eingezeichnet, die beide Targetzellen beschreiben:

$$\begin{aligned} & -100 < Z < -40\ cm \quad \text{oder} \quad -30 < Z < 30\ cm \\ & \sqrt{X^2+Y^2} < 1.4\ cm \\ & Y < 1.0\,cm \end{aligned} \tag{4.17}$$

Der Schnitt auf die Y-Koordinate ist notwendig, da die Targetzellen nicht bis ganz oben mit dem polarisierbaren ^{6}LiD gefüllt sind.

Die Anzahl der Primärvertices zwischen beiden Targetzellen ($-40 < Z < -30\ cm$) fällt nicht auf Null ab, da das Targetmaterial von dem sie

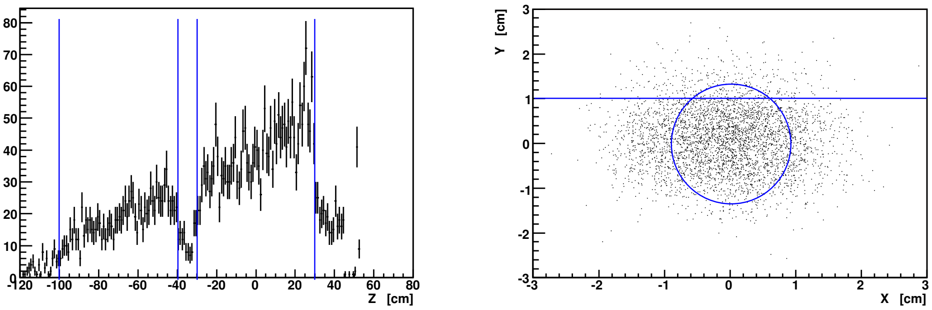

Abbildung 4.13: Verteilungen der Primärvertexpositionen links in der Z-Koordinate, rechts zweidimensional in den X- und Y-Koordinaten für D*-Ereignisse (ΔM-Schnitt und $|M(K\pi) - 1864.5| < 30\, MeV/c^2$).

kühlenden ^{3}He $-^4$ He-Gemisch umgeben ist. Auch das Targetaustrittsfenster bei $Z = 50\, cm$ ist als „Quelle“ von Primärvertices klar erkennbar.

Werden die Targetschnitte aus Gleichung 4.17 angewendet, verringert sich die Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen auf 2020 ± 100 (siehe Abb. 4.14 links). In Abb. 4.14 rechts befindet sich zum Vergleich das rekonstruierte $K\pi$-Massenspektrum von simulierten Monte-Carlo-Daten. Zur Produk-

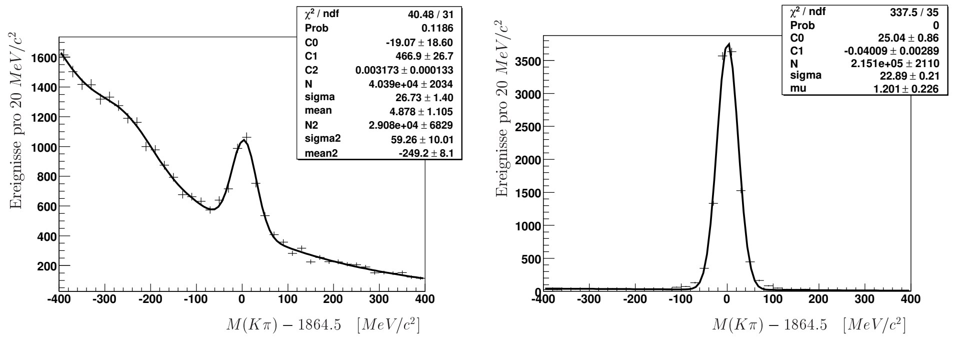

Abbildung 4.14: Links $K\pi$-Massenspektrum der D*-Kandidaten mit ΔM-Schnitt und Primärvertex im Target (Gleichung 4.17) für die 2002 und 2003 Daten. Rechts mit denselben Schnitten $K\pi$-Massenspektrum der rekonstruierten Monte-Carlo-Daten.

tion von Monte-Carlo-Daten, wurden mit dem Ereignisgenerator AROMA ([Ar]) Photon-Gluon-Fusions-Ereignisse erzeugt, in denen ein D^{*+} bzw. ein ein D^{*-} entsteht, das über den goldenen Kanal zerfällt. Die Wechselwirkungen der beteiligten Teilchen mit dem vollständig beschriebenen COMPASS-Detektor (inklusive Trigger) wurde mit dem auf GEANT3 ([Gea]) basierenden Programm COMGEANT ([Com]) simuliert. Schließlich wurden die so erhaltenen simulierten Rohdaten mit CORAL rekonstruiert und das Ergebnis im mDST-Format gespeichert.

Bei Anwendung derselben Selektionskriterien und Schnitte auf die Monte-Carlo-Daten wie auf die reellen Daten erhält man das $K\pi$-Massenspektrum in Abbildung 4.14 rechts. Es ist fast untergrundfrei, da die „klassische“ tiefinelastische Streuung (siehe Abb. 2.9) und andere Untergrundreaktionen nicht in diesen Monte-Carlo-mDST-Dateien enthalten sind. In den simulierten Daten beträgt die D^0-Massenauflösung $22.9 \pm 0.2\ MeV/c^2$. Das steht im Widerspruch zur Auflösung von $27 \pm 1\ MeV/c^2$ in den reellen Daten. Vermutlich wurden in der Detektorbeschreibung von COMGEANT einige Detektorauflösungen zu optimistisch angenommen.

D* **-Rekonstruktionseffizienz**

Mithilfe der in Abbildung 4.14 rechts schon verwendeten Monte-Carlo-Daten kann die D*-Rekonstruktionseffizienz bestimmt werden. In Abbildung 4.15

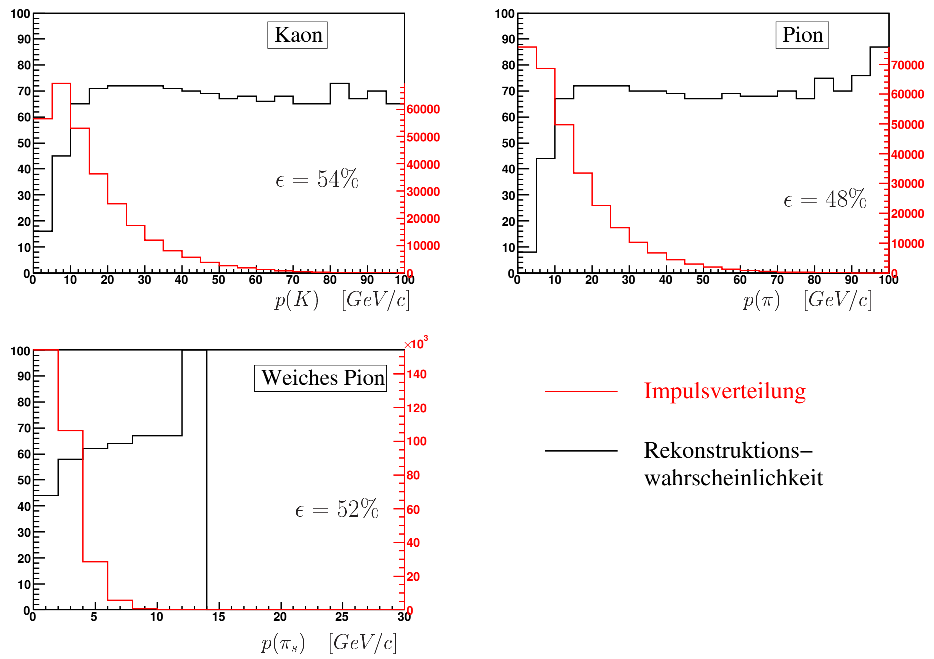

Abbildung 4.15: Aus Monte-Carlo-Daten: in schwarz Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der K-, π- und π_s-Spuren in Abhängigkeit von deren Impuls. In rot Impulsverteilungen der generierten K-, π- und π_s-Spuren. Die gemittelte Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ist als ϵ angegeben und beträgt etwa 50%.

ist (in schwarz) für jedes der drei Endzustandsteilchen des D* (K, π, π_s) in Abhängigkeit von seinem Impuls die Wahrscheinlichkeit aufgetragen, dass seine Spur rekonstruiert wird. Diese wird aus den Monte-Carlo-Daten gewonnen, indem die Anzahl der von CORAL rekonstruierten Spuren durch die Anzahl der generierten Spuren geteilt wird. Es wird dabei nicht zwischen den Ursachen unterschieden, die eine Rekonstruktion verhindern:

- Die Spur wurde nicht rekonstruiert, weil es Ineffizienzen der Detektoren und/oder des Rekonstruktionsalgorithmus gibt.
- Die Spur wurde nicht rekonstruiert, weil sie nicht in der geometrischen Akzeptanz des Spektrometers liegt.

- Die Spur wurde nicht rekonstruiert, weil das Teilchen eine sekundäre Wechselwirkung im Target oder mit einer Detektorkomponente erfahren hat, in der es vernichtet wurde.

Die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit beträgt für alle drei Teilchen im Mittel rund 50%. Für Pion und Kaon aus dem D^0-Zerfall beträgt die Wahrscheinlichkeit für Impulse größer als 15 GeV/c rund 70%; für kleinere Impulse fällt die Wahrscheinlichkeit stark ab und beträgt für Impulse zwischen 0 und 5 GeV/c nur noch etwa 10%.

Die Werte für das weiche Pion passen nicht in dieses Bild. Es werden wesentlich mehr Spuren bei kleinen Impulsen rekonstruiert (etwa 50% bei Impulsen zwischen 0 und 5 GeV/c). Betrachtet man zusätzlich zum Impulsbetrag des Teilchens auch noch seinen Transversalimpuls, klärt sich die Situation. Der Transversalimpuls entspricht der Information über den Winkel der Spur. Es stellt sich heraus, dass Pion und Kaon aus dem D^0-Zerfall weit größere Transversalimpulse haben als das weiche Pion, das fast parallel zum D^* und zum Myonstrahl fliegt (siehe Abbildung 4.16 unten). Für

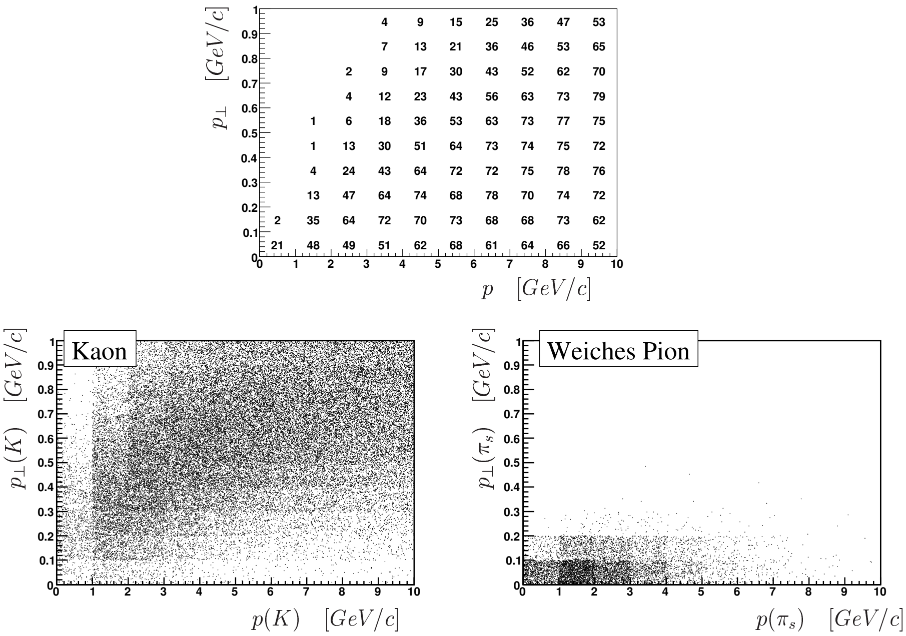

Abbildung 4.16: Oben ist für ein geladenes Teilchen die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit (in Prozent) in Abhängigkeit von Impuls und Transversalimpuls aufgetragen. Unten ist für Kaon und weiches Pion die zweidimensionale Verteilung von Impuls und Transversalimpuls zu sehen.

geladene Teilchen mit geringem Impulsbetrag und kleinem Transversalimpuls ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit größer als für Teilchen mit demselben Impulsbetrag und größerem Transversalimpuls (siehe Abbildung 4.16 oben). Das kann man so verstehen, dass Teilchen mit geringem Impuls im Feld des ersten Spektrometermagneten SM1 eine große Ablenkung erfahren. Hatte die Spur schon vor dem Magneten einen großen Winkel, wird sie dadurch endgültig aus der geometrischen Akzeptanz des COMPASS-Spektrometers gebogen (beispielsweise gegen die Wand des Magneten). Es liegt also an dem geringen Transversalimpuls des weichen Pions, dass es bei kleinen Impulsbeträgen eine höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit hat als die anderen Zerfallsteilchen.

Der im Spektrometer bestimmte Impuls der rekonstruierten Spuren p_{rek} stimmt in 90% der Fälle innerhalb der Grenzen

$$|p_{rek} - p_{gen}| < 0.5\,GeV/c + 0.1 \cdot p_{gen} \tag{4.18}$$

mit dem generierten Impuls p_{gen} überein (siehe Abbildung 4.17). Das entspricht für hohe Impulse einer Impulsbestimmung mit einem relativen Fehler kleiner als 10%, für niedrige Impulse mit einem absoluten Fehler kleiner als $0.5\,GeV/c$.

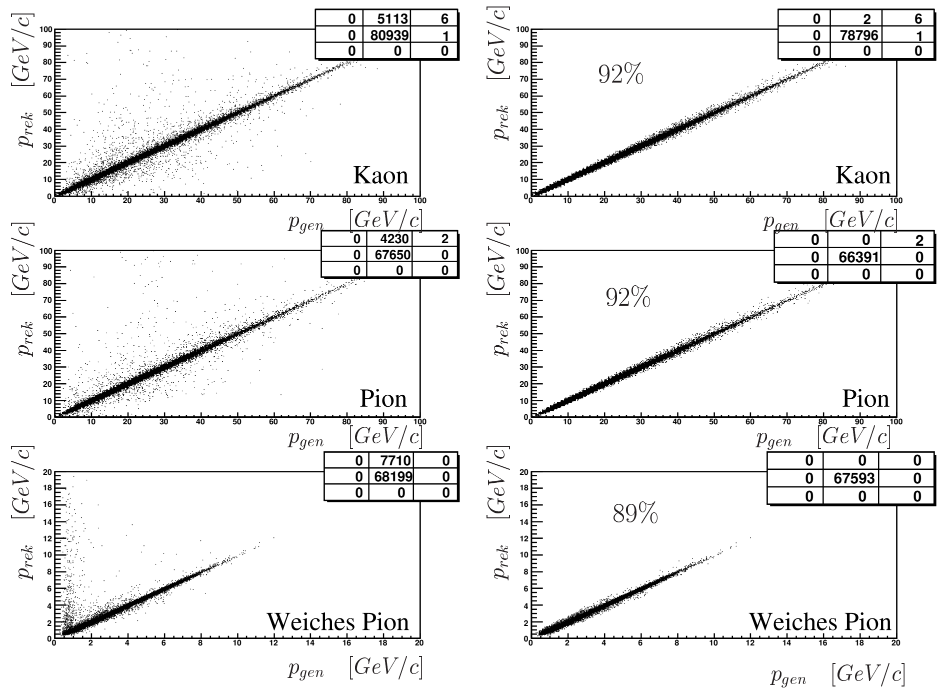

Abbildung 4.17: Links sind für Kaon, Pion und weiches Pion aus Monte-Carlo-Daten die rekonstruierten Impulse gegen die generierten Impulse aufgetragen. Rechts sind dieselben Verteilungen mit dem Schnitt aus Gleichung 4.18 zu sehen.

In Tabelle 4.4 findet man eine Zusammenfassung der gemittelten Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeiten. In der ersten Zeile liest man den Anteil der rekonstruierten Spuren ab, in der zweiten Zeile den Anteil der rekonstruierten Spuren mit Impuls im Impulskorridor von Gleichung 4.18. Die Wahrscheinlichkeit, dass Kaon und Pion beide rekonstruiert werden, liegt bei 22%, dass alle drei Teilchen rekonstruiert werden, bei 12%.

Zunächst werden eine positive und eine negative von den von CORAL rekonstruierten Spuren zu einem $K\pi$-Paar kombiniert. Dabei wird ohne Teilchenidentifikation angenommen, dass die eine Spur von einem Kaon stammt.

	K	π	π_s	K und π	K, π und π_s
Spur	54%	48%	52%	27%	17%
Spur + Impuls	50%	44%	46%	22%	12%

Tabelle 4.4: Gemittelte Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeiten in der ersten Zeile für alle Spuren, in der zweiten Zeile für Spuren, deren rekonstruierter Impuls die Bedingung aus Gleichung 4.18 erfüllt.

Zusätzlich wird - wie auch bei der Selektion in den reellen Daten - die Rekonstruktion eines dritten Hadrons (mit dem richtigen Vorzeichen) als möglichem weichen Pion gefordert. Jede $(K\pi)\pi$-Kombination wird D*-Kandidat

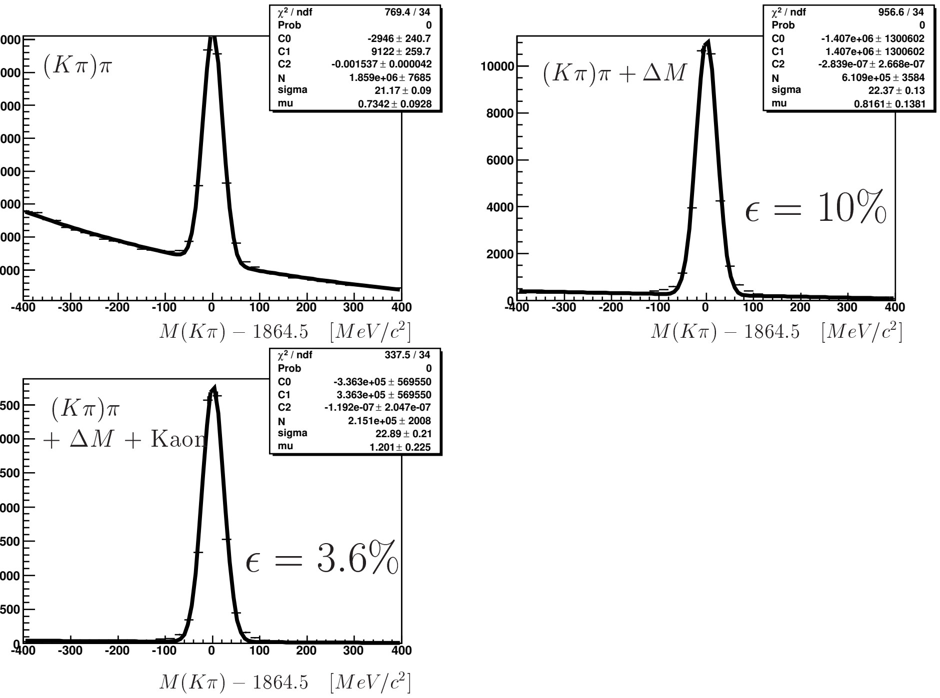

Abbildung 4.18: Aus Monte-Carlo-Daten: invariante Masse des $K\pi$-Systems für D*-Kandidaten ohne Kaonidentifikation (links oben), ohne Kaonidentifikation und mit ΔM-Schnitt (rechts oben), mit Kaonidentifikation und ΔM-Schnitt (links unten).

genannt. Das $K\pi$-Massenspektrum der so selektierten D*-Kandidaten ist in Abbildung 4.18 links oben zu sehen. Da ohne ΔM-Schnitt keine kinematische Selektion für das weiche Pion stattfindet, sind nur die Rekonstruktion von Kaon und Pion aus dem D^0-Zerfall notwendig, um zu dem D^0-Signal beizutragen. Deshalb erwartet man nach Tabelle 4.4 eine Rekonstruktionseffizienz von 22%. Da aber im Primärvertex jedes zusätzliche Teilchen mit dem richtigen Vorzeichen (ohne ΔM-Schnitt) als „weiches Pion“ in Frage kommt, kann dasselbe $K\pi$-Paar mit verschiedenen π_s-Kandidaten kombiniert und mehrfach gezählt werden. Dass viele der π_s-Kandidaten in Abbildung 4.18 links oben in Wahrheit keine weichen Pionen sind, lässt sich anhand der Impulsspektren der „weichen Pionen“ beobachten (siehe Abbildung 4.19).

Die ohne ΔM-Schnitt als weiche Pionen bezeichneten Teilchen haben zu

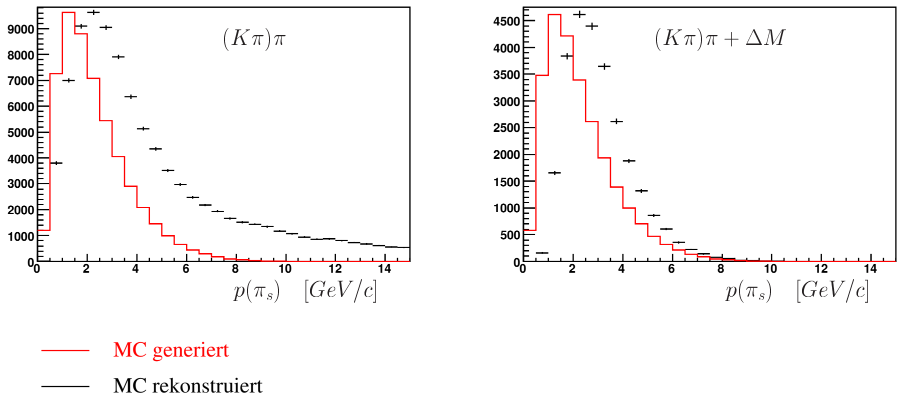

Abbildung 4.19: In schwarz aus rekonstruierten Monte-Carlo-Daten Impulsspektren des weichen Pions für D*-Kandidaten ohne ΔM-Schnitt (links) und mit ΔM-Schnitt (rechts). Es ist jeweils in rot das Impulsspektrum aller generierten weichen Pionen eingezeichnet.

einem großen Teil weit höhere Impulse als die generierten weichen Pionen, deren Verteilung in rot eingezeichnet ist. Es ist nicht verwunderlich, dass im untersuchten D^0-Signal (bei abgezogenem Untergrund) 31% der generierten D^0-Mesonen gezählt werden. Das entspricht nicht der Rekonstruktionseffizienz, sondern ist eine durch die Selektion künstlich aufgeblähte Größe.

Mit ΔM-Schnitt reduziert sich die Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen auf 10% (siehe Abbildung 4.18 rechts oben). Jetzt ist es notwendig, dass alle drei Teilchen rekonstruiert werden. Das stimmt gut mit dem Ergebnis aus Tabelle 4.4 überein. Dort liest man, dass alle drei Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit von 12% mit dem richtigen Impuls rekonstruiert werden. Außerdem muss berücksichtigt werden, dass in der Selektion zu Abbildung 4.18 nur D*-Kandidaten enthalten sind, für die sowohl das Strahlmyon als auch das gestreute Myon rekonstruiert wurden. Das trifft auf 90% der D*-Kandidaten zu. Daher erwartet man, dass sich in Abb. 4.18 rechts oben etwa 11% der generierten D*-Mesonen wiederfinden.

Schließlich werden 3.6% der D^0-Mesonen bei Anwendung von ΔM-Schnitt und Kaonidentifikation rekonstruiert (siehe Abbildung 4.18 links unten). Die Kaonidentifikation allein reduziert die Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen auf 36%. Das liegt zum großen Teil daran, dass die Kaonidentifikation nur für Teilchen mit Impulsen zwischen circa 10 und 50 GeV/c möglich ist, über die Hälfte der generierten Kaonen aber Impulse außerhalb dieses Bereiches haben (siehe Abbildung 4.21 links). Die mit Monte-Carlo-Daten ermittelte Effizienz der Kaonidentifikation stimmt gut mit der in [Bed] mit ϕ-Mesonenzerfällen ermittelten überein (38%, siehe Seite 96).

Kinematik der Reaktion

Es werden die Ereignisse in Abb. 4.14 links im Bereich $|M(K\pi) - 1864.5| < 30\ MeV/c^2$ betrachtet. Sie enthalten zu 55% ein rekonstruiertes D*(das ist

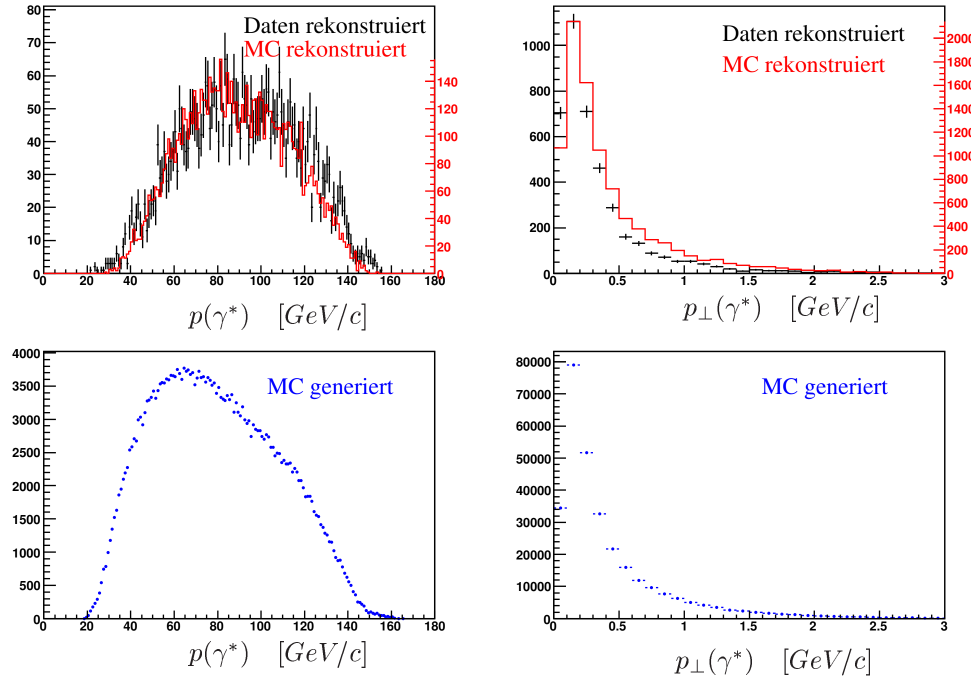

Abbildung 4.20: Gesamt- und Transversalimpuls des virtuellen Photons für die reellen Daten (in schwarz), rekonstruierte MC-Daten (in rot) und generierte MC-Daten (in blau).

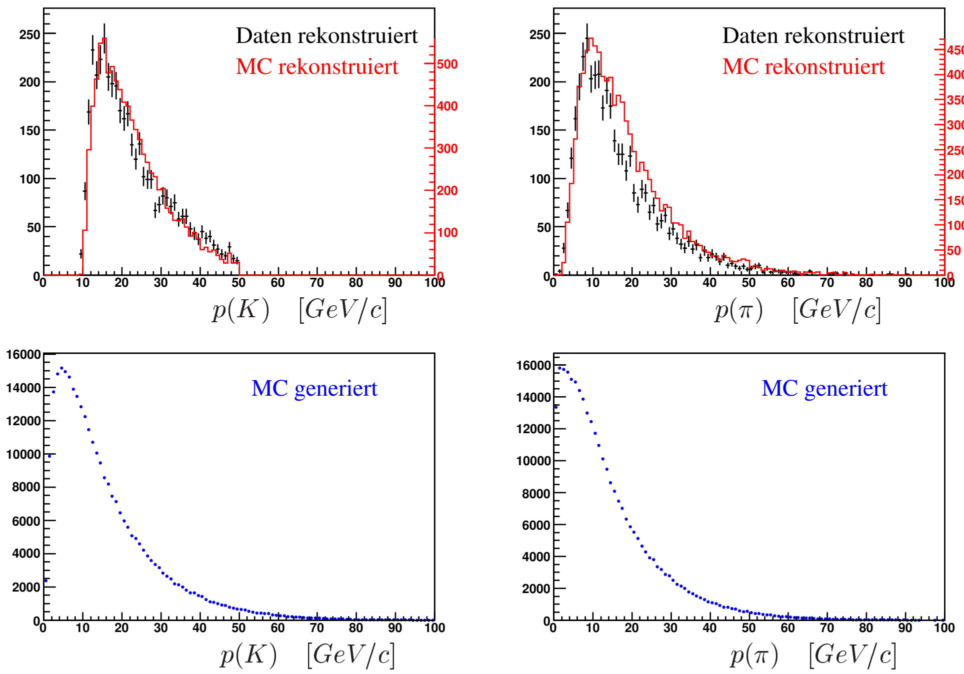

Abbildung 4.21: Impuls des Kaons und des Pions (aus dem D^0-Zerfall) für die reellen Daten (in schwarz), rekonstruierte MC-Daten (in rot) und generierte MC-Daten (in blau).

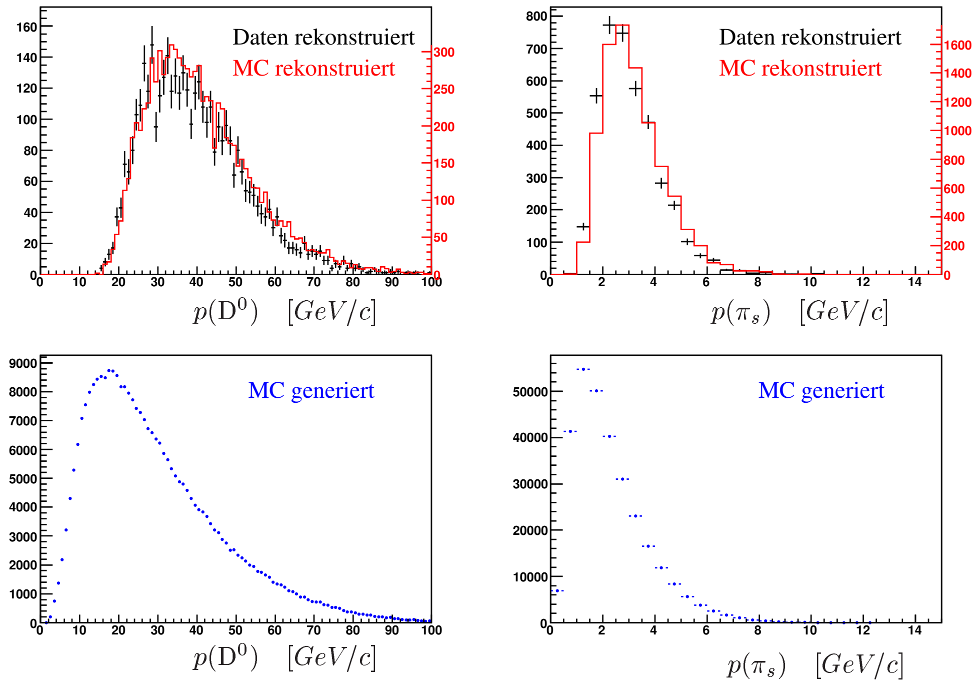

Abbildung 4.22: Impuls des D^0-Mesons und des weichen Pions π_s für die reellen Daten (in schwarz), rekonstruierte MC-Daten (in rot) und generierte MC-Daten (in blau).

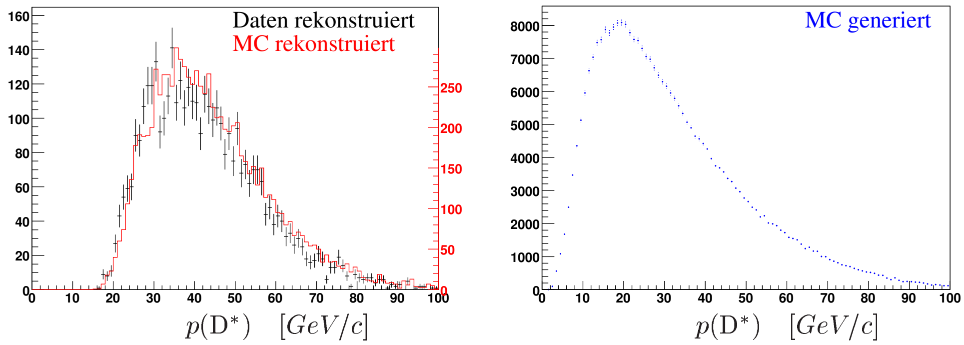

Abbildung 4.23: Impuls des D^*-Mesons für die reellen Daten (in schwarz), rekonstruierte MC-Daten (in rot) und generierte MC-Daten (in blau).

das Verhältnis von dem Signal zum Untergrund in diesem Bereich). Mit ihnen kann die Kinematik der Photon-Gluon-Fusion (PGF) und des D^*-Zerfalls untersucht werden. Für diese Ereignisse sind in Abbildung 4.20 in schwarz die Gesamtimpuls- und Transversalimpulsverteilung des in der PGF involvierten virtuellen Photons abgebildet. Zum Vergleich sind in rot die entsprechenden Verteilungen der rekonstruierten Ereignisse in den simulierten Daten überlagert (auch hier wurden nur Ereignisse mit dem Schnitt auf die $K\pi$-Masse $|M(K\pi) - 1864.5| < 30\, MeV/c^2$ verwendet).

Die Übereinstimmung zwischen reellen und rekonstruierten Monte-Carlo-Daten ist sehr gut, wenn man bedenkt dass in den reellen Daten 45% Untergrund enthalten ist.

Das virtuelle Photon hat einen sehr geringen Transversalimpuls. Es fliegt also fast parallel zum Strahl. Das liegt am differentiellen Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung (siehe Gleichung 2.7), der mit $1/Q^4$ abfällt. Weil Q^2 proportional zu $sin^2(\theta/2)$ ist (siehe Gleichung 2.2), werden kleine Myonstreuwinkel θ bevorzugt. Durch den Trigger werden Ereignisse ausgesiebt, in denen das Myon einen großen Energieverlust erfährt (siehe Abschnitt 3.5). Daher ist auch der Winkel des virtuellen Photons klein.

Die Impulsverteilungen werden zusätzlich mit den Verteilungen aller von AROMA generierten Ereignisse verglichen (in blau). So kann untersucht werden, welche kinematischen Bedingungen notwendig sind, um D*-Mesonen zu rekonstruieren. Es fällt auf, dass bevorzugt Ereignisse mit hohen Photonenimpulsen rekonstruiert werden ($p(\gamma^*) > 40\,GeV/c$).

In den Abbildungen 4.21 bis 4.23 sind die entsprechenden Impulsverteilungen des D* und seiner Zerfallsteilchen gezeigt. Kaonen können erst ab einem Impuls von etwa $10\,GeV/c$ im RICH identifiziert werden (siehe Gleichung 4.9). Aus Abb. 4.21 links ist ersichtlich, dass deswegen fast die Hälfte aller Kaonen nicht identifiziert werden kann. In den Pionenspektren (Abb. 4.21 rechts) sieht man, dass Pionen mit zu kleinen Impulsen (einige GeV/c) nur zu einem Bruchteil rekonstruiert werden. Die meisten liegen außerhalb der Akzeptanz. Auch für die weichen Pionen gilt diese Aussage, allerdings auf einer anderen Skala. Während für die Pionen aus dem D^0-Zerfall die Rekonstruktionseffizienz bei Impulsen kleiner als $10\,GeV/c$ einbricht, ist das für die weichen Pionen erst für Impulse kleiner $2\,GeV/c$ der Fall (vergleiche Abbildung 4.15). Der Unterschied liegt im Winkel der Spuren. Die weichen Pionen fliegen fast parallel zum Strahl und bleiben bei kleinen Impulsen trotz der starken Ablenkung im Magnetfeld von SM1 in der Spektrometerakzeptanz. Da Kaon, Pion und weiches Pion erst ab einem gewissen Mindestimpuls rekonstruiert werden, gilt dies auch für die aus ihnen rekonstruierten D^0-Mesonen, die ab einem Impuls von $15\,GeV/c$ rekonstruiert werden, und D*-Mesonen, die ab einem Impuls von $18\,GeV/c$ rekonstruiert werden.

4.1.4 Schnitte zur Untergrundreduzierung

Das Verhältnis von Signal S zu Untergrund B ist wesentlich für den Fehler der Messung von $\Delta G/G$. Um diesen zu minimieren, muss das „effektive Signal“

$$S_{eff} = \frac{S^2}{S + 2B} \tag{4.19}$$

maximiert werden (siehe Gleichung 2.86). In Tabelle 4.5 ist für das D^0-Signal im $K\pi$-Massenspektrum das effektive Signal bei Anwendung verschiedener Schnitte aufgelistet. Man sieht, dass die Forderung, der Primärvertex solle innerhalb der Targetzellen liegen, das effektive Signal um 40% reduziert. Der Wert von S_{eff} hängt empfindlich von der angepassten Breite des D^0-Signals ab. Um die Auswirkung eines Schnitts auf das effektive Signal besser vergleichen zu können, wurde die D^0-Breite auf $26.6 MeV/c^2$ festgesetzt. Das

Schnitte	Signal	S/B	S_{eff}
ΔM	3020 ± 120	1.05	946
ΔM, Target	2010 ± 80	0.92	577
ΔM, Target, $p_\perp^{Ereignis}$	2010 ± 80	0.97	596
ΔM, Target, $\lvert cos\theta^*\rvert$	2000 ± 80	0.98	599
ΔM, Target, z_D	2020 ± 80	0.94	588
ΔM, Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $\lvert cos\theta^*\rvert$, z_D	1990 ± 80	1.05	621

Tabelle 4.5: Die aus einem Fit der Daten erhaltene Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen ist für verschiedene Schnitte in der Spalte „Signal“ angegeben. In der Spalte „S/B“ ist für einen 90 MeV/c^2 großen, um die D^0-Masse zentrierten Bereich das Verhältnis von Signal zu Untergrund und in der letzten Spalte für denselben Bereich das effektive Signal (aus Gleichung 4.19) aufgelistet. Mit einer Breite von 90 MeV/c^2 wird das effektive Signal maximal. Die einzelnen Schnitte sind in folgenden Gleichungen beschrieben: ΔM (Gleichung 4.15), Target (Gleichung 4.17), $p_\perp^{Ereignis}$ (Gleichung 4.21), $|cos\theta^*|$ (Gleichung 4.22), z_D (Gleichung 4.24).

ist der Wert aus der Anpassung des $K\pi$-Massenspektrums aus Abbildung 4.11 (nur Schnitt auf ΔM).

Schnitt auf den Gesamttransversalimpuls des Ereignisses

Bei einer Photon-Gluon-Fusion wird im Mittel durch das virtuelle Photon ein Impuls von 80 GeV/c von dem Myon auf das Nukleon übertragen (siehe Abbildung 4.20). Es können D-Mesonen entstehen, die direkt oder sukzessiv

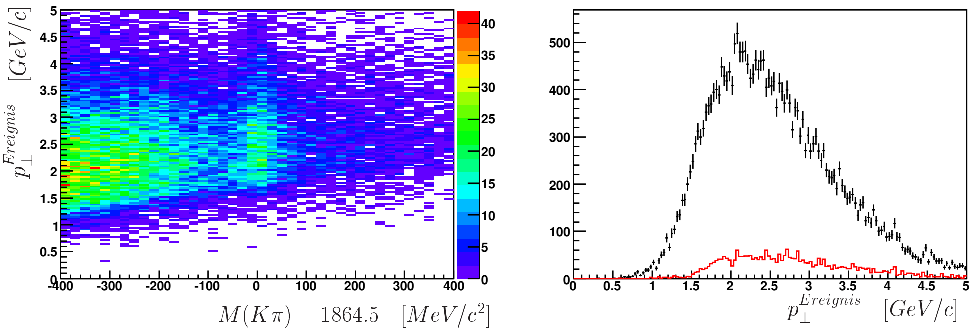

Abbildung 4.24: Links die zweidimensionale Verteilung von $p_\perp^{Ereignis}$ gegen die $K\pi$-Masse (mit ΔM- und Targetschnitt). Rechts in schwarz die $p_\perp^{Ereignis}$-Verteilung (mit ΔM- und Targetschnitt) und in rot dieselbe Verteilung mit zusätzlichem Schnitt auf die $K\pi$-Masse ($|M(K\pi) - 1864.5| < 30\ MeV/c^2$).

in langlebige leichte Mesonen (hauptsächlich Pionen und Kaonen) zerfallen. Die beim Zerfall frei werdende Energie führt zu einer zur Photonflugrichtung transversalen Impulskomponente der Zerfallsteilchen. Die Summe ihrer

Beträge hat einen umso höheren Wert je höher die Masse des zerfallenen Teilchens und damit die frei werdende Energie ist.

Ein hoher Wert des Gesamttransversalimpulses im Ereignis

$$p_{\perp}^{Ereignis} = \sum_{alle\,Teilchen} |p_{\perp}(\mathit{Teilchen})| \qquad (4.20)$$

liefert also einen Hinweis auf den Zerfall von schweren Teilchen, zum Beispiel von D-Mesonen. Mit einem Schnitt auf $p_{\perp}^{Ereignis}$ werden Ereignisse unterdrückt, die $K\pi$-Paare enthalten, die nicht aus einem D^0-Zerfall kommen, aber zufällig im Bereich der D^0-Masse liegen. Es hat sich herausgestellt, dass mit

$$p_{\perp}^{Ereignis} > 1.6\,GeV/c \qquad (4.21)$$

das effektive Signal maximal wird. In Abbildung 4.24 links ist $p_{\perp}^{Ereignis}$ zweidimensional gegen die invariante Masse des $K\pi$-Systems aufgetragen. Man erkennt bei der nominellen Masse eine Ansammlung von Ereignissen als D^0-Signal. Die Projektion der Ereignisse auf die $p_{\perp}^{Ereignis}$-Achse ist in Abbildung 4.24 rechts gezeigt. In rot ist die $p_{\perp}^{Ereignis}$-Verteilung mit Schnitt auf die D^0-Masse ($|M(K\pi) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$) eingezeichnet. Man sieht, dass der Schnitt aus Gleichung 4.21 nur wenige Ereignisse aus der Signalregion (rote Kurve) betrifft.

Schnitt auf cosθ^*

θ^* ist im D^0-Ruhesystem der Winkel zwischen der ursprünglichen Flugrichtung des D^0 und der Flugrichtung des aus dem Zerfall stammenden Kaons (siehe Abb. 4.25). Für D^0-Zerfälle ist $cos\theta^*$ gleichverteilt. Im Fall eines Un-

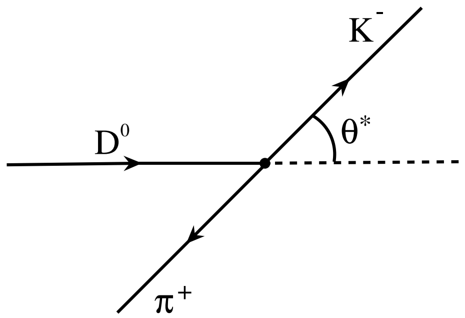

Abbildung 4.25: Ein D^0-Meson zerfällt in $K^-\pi^+$. Definition des Winkels θ^* im D^0-Ruhesystem.

tergrundereignisses, in dem die Masse des $K\pi$-Systems zufällig in der Nähe der D^0-Masse liegt, werden kleine Winkel bevorzugt. Die Flugrichtung von in der Primärreaktion enstandenen Teilchen weicht nur wenig von der Flugrichtung des virtuellen Photons ab. Diese wiederum ist fast parallel zum Strahl (siehe Seite 108). Beim Untergrundereignis fliegen Kaon und Pion im Laborsystem also fast parallel zueinander. Nach Transformation in das Schwerpunktsystem fliegt das eine Teilchen fast parallel, das andere fast antiparallel zum Schwerpunkt. Das entspricht $cos\theta^*$-Werten nahe +1 und −1.

Das effektive Signal wird mit

$$|cos\theta^*| < 0.75 \tag{4.22}$$

maximal. Der Wert verbessert sich um 4% (siehe Tabelle 4.5).

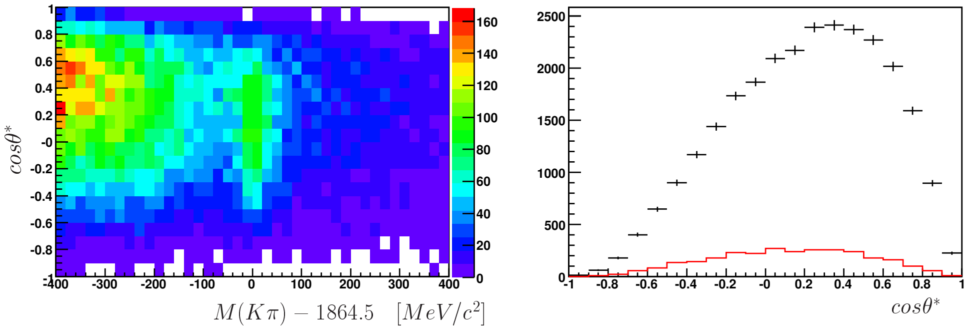

Abbildung 4.26: Links die zweidimensionale Verteilung von $cos\theta^*$ gegen die $K\pi$-Masse (mit ΔM- und Targetschnitt). Rechts in schwarz die $cos\theta^*$-Verteilung (mit ΔM- und Targetschnitt) und in rot dieselbe Verteilung mit zusätzlichem Schnitt auf die $K\pi$-Masse ($|M(K\pi) - 1864.5| < 30\ MeV/c^2$).

Schnitt auf z_D

Ein Schnitt auf das Verhältnis von Energie des $K\pi$-Systems zu Energie des virtuellen Photons

$$z_D = \frac{E_{\mathrm{D}^0}}{E_{\gamma^*}} \tag{4.23}$$

kann auch helfen, den Untergrund zu unterdrücken. Im COMPASS-Proposal wird empfohlen, nur Ereignisse mit $z_D > 0.25$ zuzulassen ([Pr]). Es stellt

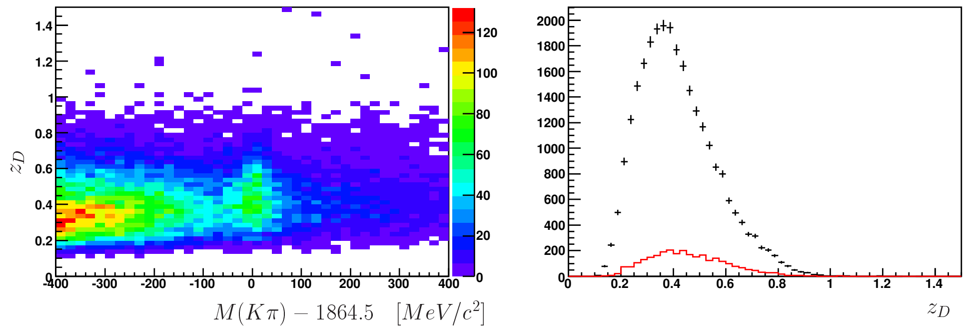

Abbildung 4.27: Links die zweidimensionale Verteilung von z_D gegen die $K\pi$-Masse (mit ΔM- und Targetschnitt). Rechts in schwarz die z_D-Verteilung (mit ΔM- und Targetschnitt) und in rot dieselbe Verteilung mit zusätzlichem Schnitt auf die $K\pi$-Masse ($|M(K\pi) - 1864.5| < 30\ MeV/c^2$).

sich aber heraus, dass das effektive Signal für den Schnitt

$$z_D > 0.2 \tag{4.24}$$

maximal wird und den Wert 588 erreicht (Tabelle 4.5).

4.1.5 Erwarteter statistischer Fehler von $\Delta G/G$

Werden die Schnitte auf $p_\perp^{Ereignis}$, $cos\theta^*$ und z_D gemeinsam angewendet, erhöht sich das effektive Signal auf $S_{eff} = 621$ (siehe Tabelle 4.5 letzte Zeile). Das zugehörige $K\pi$-Massenspektrum ist in Abbildung 4.28 gezeigt. Mit den Mittelwerten für die Strahlpolarisation $P_B = 0.75$ (siehe Gleichung

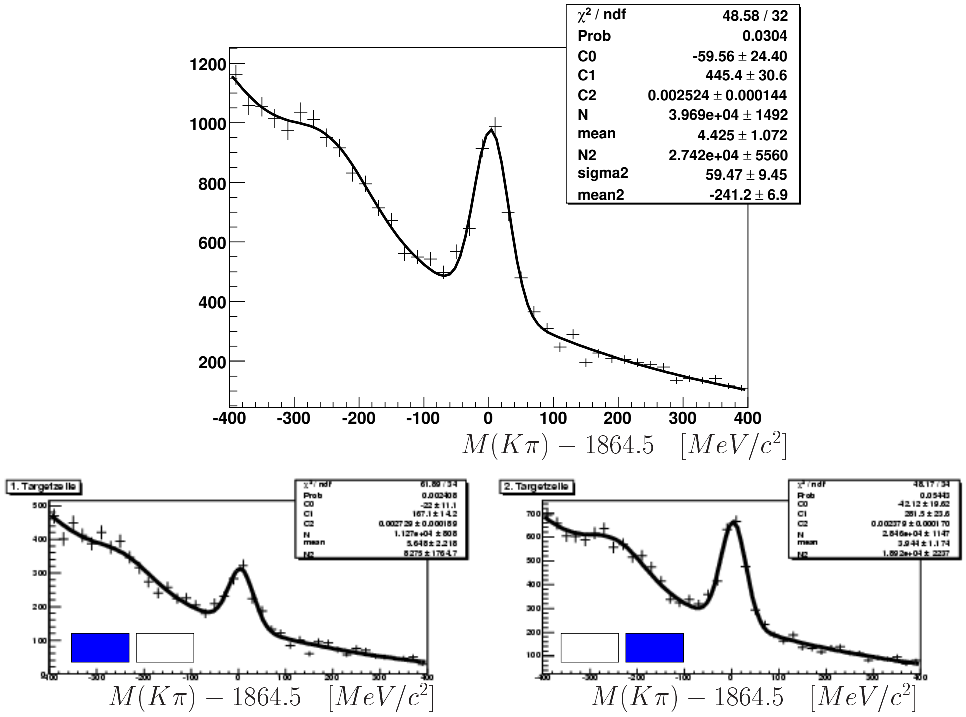

Abbildung 4.28: Oben $K\pi$-Massenspektrum mit Schnitt auf ΔM, Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $cos\theta^*$ und z_D. Unten links zusätzlicher Schnitt auf die erste Targetzelle, unten rechts auf die zweite. Man sieht, dass (wegen der größeren Akzeptanz) etwa 70% des D^0-Signals aus der zweiten Targetzelle stammt.

3.7), für die Targetpolarisation $P_T = 0.5$ ([Ber]), für den Verdünnungsfaktor $f = 0.4$ ([CN10]), für den Depolarisationsfaktor $\langle D\rangle = 0.66$ ([CN5]) und für die Partonasymmetrie $\hat{a}_{LL} = 0.24$ ([CN5]) kann der erwartete Fehler der Messung von $\Delta G/G$ mit den 2002 und 2003 Daten abgeschätzt werden (vergleiche Gleichung 2.86):

$$\begin{aligned}\delta(\Delta G/G) &= \frac{1}{P_B P_T f D\langle a_{LL}\rangle}\frac{1}{\sqrt{S_{eff}}} \\ &= \frac{1}{0.75\cdot 0.5\cdot 0.4\cdot 0.66\cdot 0.24}\frac{1}{\sqrt{621}} \\ &= 1.7\end{aligned} \tag{4.25}$$

Im folgenden wird untersucht, wie gut die Abschätzung des Fehlers von $\Delta G/G$ mit Gleichung 2.86 ist. Dazu wird eine vollständig durchgeführte Berechnung von $\Delta G/G$ herangezogen ([CN10]). Die D*-Mesonen wurden dort mit leicht unterschiedlichen Schnitten selektiert. Das effektive Signal $\tilde{S}_{eff}$, das in [CN10] aus dem D*-Signal in den 2002 und 2003 Daten erhalten wurde, beträgt etwa 700. Der mit diesen Daten berechnete Wert von $\Delta G/G$ beträgt:

$$\Delta G/G = -3.06 \pm 1.30 \tag{4.26}$$

Dem so erhaltenen Fehler von 1.30 kann nun der mit Gleichung 2.86 abgeschätzte gegenübergestellt werden: $\delta(\Delta G/G) = 1.60$. Die Abweichung liegt bei 18%, für eine Abschätzung ein akzeptabler Wert.

Anmerkung: Die Analyse in [CN10] wurde mit der vereinfachten (und möglicherweise falschen) Annahme durchgeführt, dass der Untergrund unter dem D^0-Signal selber nicht asymmetrisch ist und daher nur eine Verdünnung darstellt. In diesem Fall geht der Untergrund weniger stark in das effektive Signal ein ([CN4], [CN5]):

$$\tilde{S}_{eff} = \frac{S^2}{S+B} \tag{4.27}$$

Daher wird der Fehler in [CN10] unterschätzt.

4.2 D^0 -Mesonen im goldenen Kanal

Am häufigsten hadronisieren die in der PGF entstandenen Charmquarks nicht in ein D*, sondern in ein D^0-Meson (mit 60% Wahrscheinlichkeit, [Pr]). Die Selektion der Ereignisse unterscheidet sich von dem D*-Kanal nur in der Anzahl der Hadronen, die im Primärvertex gefordert werden.

4.2.1 Ereignisselektion

- Es wird in der Analyse angenommen, dass die D^0-Zerfallsprodukte direkt aus dem Primärvertex kommen (siehe Abschnitt 4.1.1 erster Punkt).

- Der Primärvertex muss sowohl das einlaufende als auch das gestreute Myon enthalten.

- Gibt es mehrere Primärvertexkandidaten, wird derjenige ausgesucht, der mehr auslaufende Teilchen besitzt. Falls die Anzahl der auslaufenden Teilchen gleich ist, wird der Vertex mit dem besseren χ^2 selektiert.

- Es werden nur Ereignisse betrachtet, deren Primärvertex mindestens zwei Hadronen gegensätzlicher Ladung enthält. Als Hadronen werden alle auslaufenden Teilchen betrachtet, die nicht als das gestreute Myon identifiziert wurden. Außerdem werden nur Spuren mit rekonstruiertem Impuls berücksichtigt.

- Eines der beiden Hadronen muss als Kaon identifiziert werden (siehe Abschnitt 4.1.2), das andere wird als Pion behandelt.

- Die Masse des $K\pi$-Systems soll in einem um die D^0-Masse zentrierten $800\,MeV/c^2$ breiten Fenster liegen.

Die Gesamtzahl der analysierten Ereignisse und die Zahl der nach jedem vorgenommenen Schnitt übriggebliebenen Ereignisse können in Tabelle 4.3 abgelesen werden (die letzten beiden Zeilen 9a und 9b betreffen nur die D^*-Selektion und sind für diesen Abschnitt unwichtig).

4.2.2 D^0-Rekonstruktion

Die in Abschnitt 4.2.1 selektierten Ereignisse enthalten jeweils mindestens einen D^0-Kandidaten der Form $K^-\pi^+$ oder $K^+\pi^-$. In Abbildung 4.29 ist für jeden D^0-Kandidaten die Verteilung der invarianten Masse des $K\pi$-Systems in einem $800\,MeV/c^2$ breiten Fenster aufgetragen, das um die nominelle D^0-Masse zentriert ist. Es ist an der erwarteten Stelle ein Signal zu erkennen. Allerdings ist der Untergrund sehr hoch. Die Anzahl der D^0-Kandidaten ($5.8\cdot10^6$) ist nur 5% größer als die Anzahl der selektierten Ereignisse ($5.5\cdot10^6$ vergleiche Tabelle 4.3). Das heißt, dass es im Mittel in 5% der Fälle in demselben Ereignis zwei D^0-Kandidaten gibt.

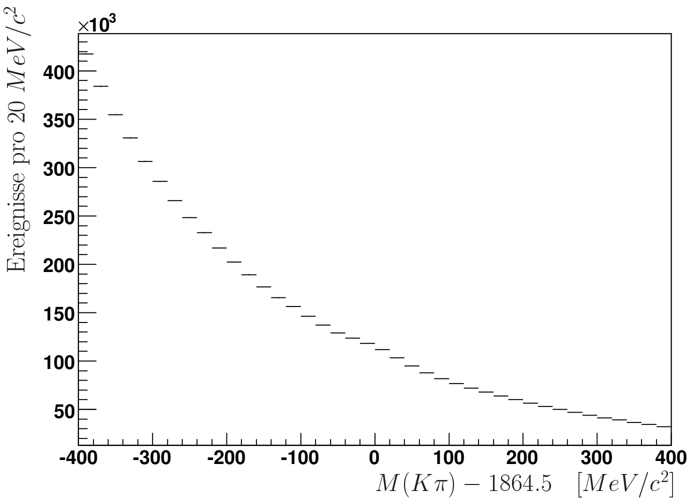

Abbildung 4.29: Invariante Masse des $K\pi$-Systems für alle D^0-Kandidaten.

Für die Bestimmung der Anzahl der D^0-Mesonen in diesem Kanal wird das Signal mit einer Gaußfunktion angepasst, deren Breite und Mittelwert fest sind. Es wurden die Werte der D^0-Mesonen übernommen, die aus einem D^*-Zerfall stammen: eine Breite von $27\,MeV/c^2$ und ein Mittelwert von $4\,MeV/c^2$. Der Untergrund stellt ein großes Problem dar. Eine Exponentialfunktion

$$C_0 + C_1 e^{C_2 x} \tag{4.28}$$

reicht nicht, um ihn zu beschreiben. In Abbildung 4.30 oben rechts ist das $K\pi$-Massenspektrum gezeigt, von dem der angepasste Untergrund abgezogen wurde. Als rote Balken am linken und rechten Ende der Verteilung sind jeweils die statistischen Fehler der ursprünglichen Verteilung (Abb. 4.30 oben links) eingezeichnet. Man sieht, dass die Abweichung von der Gaußkurve viel größer ist als der statistische Fehler. Zudem gehorchen sie nicht einer statistischen Verteilung um die Nulllinie, sondern weisen deutliche Strukturen auf.

Die Beschreibung des Untergrunds mit der Summe zweier Exponentialfunktionen

$$C_0 + C_1 e^{C_2 x} + C_3 e^{C_4 x} \tag{4.29}$$

ist wesentlich besser (Abbildung 4.30 rechts unten), aber nicht ganz zufriedenstellend. Eine korrekte Beschreibung des Untergrunds müsste eine Viel-

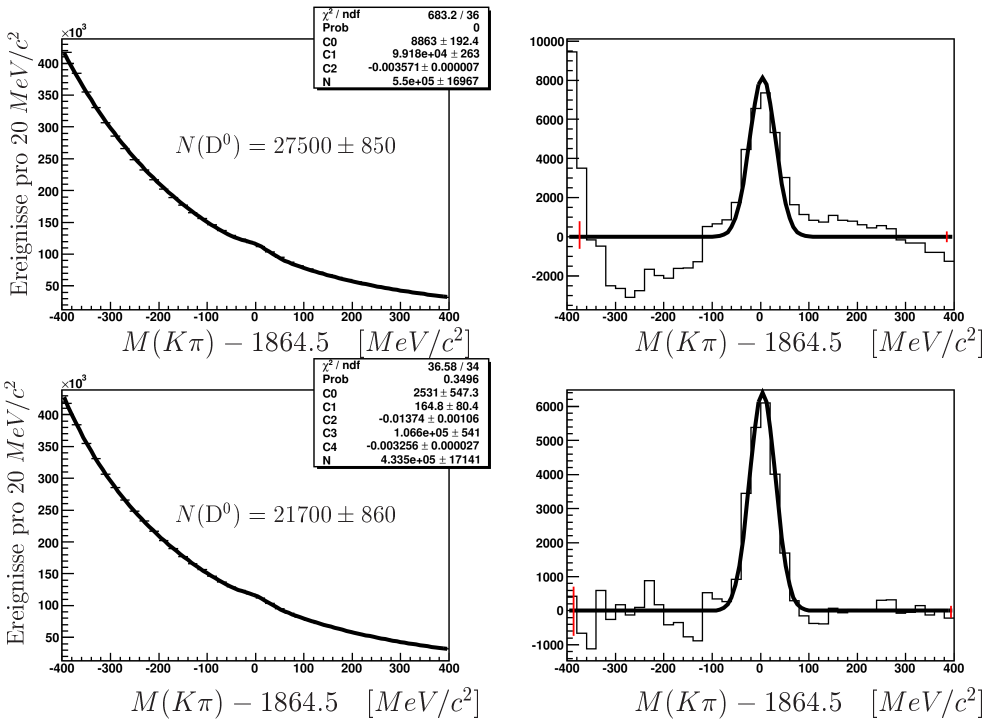

Abbildung 4.30: Links oben ist die invariante Masse des $K\pi$-Systems gezeigt. Der Untergrund wurde mit einer Exponentialfunktion angepasst (Gleichung 4.28), das Signal mit einer Gaußfunktion. Rechts oben ist dasselbe Spektrum mit abgezogenem Untergrund abgebildet. In den unteren Bildern wurde der Untergrund mit der Summe zweier Exponentialfunktionen angepast (Gleichung 4.29).

zahl von breiten K*-Resonanzen berücksichtigen, die in diesem Massenbereich liegen und einen Zerfallskanal in $K\pi$ haben. Die in Frage kommenden Resonanzen sind in Tabelle 4.6 aufgelistet.

In Tabelle 4.7 ist wie in Abschnitt 4.1.4 für verschiedene Schnitte die Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen und das effektive Signal aufgelistet. Der Untergrund wurde in allen Fällen mit zwei Exponentialfunktionen

Resonanz	Masse $[MeV/c^2]$	Breite $[MeV/c^2]$	BR
$K^*(1410)$	1414	232	6.6%
$K^*(1430)$	1412	294	93%
$K^*{}_2(1430)$	1432	109	49.9%
$K^*(1680)$	1717	322	38.7%
$K^*{}_3(1780)$	1776	159	16.8%
$K^*{}_4(2045)$	2045	198	9.9%

Tabelle 4.6: Tabelle mit K^*-Resonanzen, die zum Untergrund unter dem D^0-Signal beitragen können. In der letzten Spalte ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in $K\pi$ aufgelistet ([PDG]).

angepasst. Es werden etwa 7 mal mehr D^0-Mesonen als D^*-Mesonen (vgl. Tabelle 4.5) rekonstruiert. Das stimmt ganz gut mit der Vorhersage aus dem COMPASS Proposal ([Pr]) überein, dass etwa 30% der produzierten D^0-Mesonen aus einem D^*-Zerfall kommen. Man muss berücksichtigen, dass im D^*-Kanal eine Spur mehr zu rekonstruieren ist und die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit etwa 50% beträgt.

Werden die Targetschnitte (Gleichung 4.17) angewendet, reduziert sich das effektive Signal um 30 % und man erhält das Spektrum in Abbildung 4.31.

Da sich abhängig von den Schnitten die Qualität der Untergrundanpassung mit zwei Exponentialfunktionen ändert, ist es sehr schwierig, de-

Schnitte	Signal	S/B	S_{eff}
keine	21700 ± 900	0.043	395
Target	15400 ± 700	0.042	276
Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $\|cos\theta^*\|$, z_D (Fit1)	16800 ± 700	0.059	411
Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $\|cos\theta^*\|$, z_D (Fit2)	14700 ± 700	0.051	313
Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $\|cos\theta^*\|$, z_D (Fit3)	12600 ± 900	0.043	231

Tabelle 4.7: Die aus einem Fit der Daten erhaltene Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen ist für verschiedene Schnitte in der Spalte „Signal“ angegeben. In der Spalte „S/B“ ist für einen 80 MeV/c^2 großen um die D^0-Masse zentrierten Bereich das Verhältnis von Signal zu Untergrund und in der letzten Spalte für denselben Bereich das effektive Signal (aus Gleichung 4.19) aufgelistet. Wegen des hohen Untergrundes wird hier im Vergleich zum goldenen D^*-Kanal (Tabelle 4.5) das effektive Signal in einem kleineren Bereich maximal (80 MeV/c^2). Die einzelnen Schnitte sind in folgenden Gleichungen beschrieben: Target (Gleichung 4.17), $p_\perp^{Ereignis}$ (Gleichung 4.21), $|cos\theta^*|$ (Gleichung 4.22), z_D (Gleichung 4.24). In den letzten drei Zeilen wurde der Untergrund auf verschiedene Weisen angepasst. „Fit1“, „Fit2“ und „Fit3“ entsprechen jeweils den Anpassungen in Abbildung 4.33 oben, Mitte und unten.

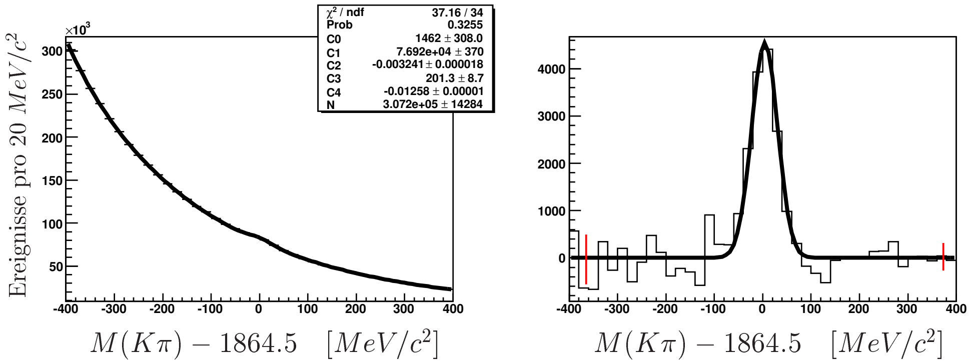

Abbildung 4.31: Invariante Masse des $K\pi$-Systems für D^0-Kandidaten mit Schnitt auf Targetzellen (Gleichung 4.17). Der Untergrund wurde mit der Summe zweier Exponentialfunktionen angepasst.

ren Auswirkung auf das effektive Signal zu beurteilen. Deshalb wurden alle Schnitte aus Abschnitt 4.1.4 übernommen. Die Verteilungen der einzelnen Größen ($p_\perp^{Ereignis}$, $cos\theta^*$, z_D) sind für alle D^0-Kandidaten in schwarz und für alle D^0-Kandidaten mit invarianter $K\pi$-Masse in der Nähe der nominellen D^0-Masse ($|M(K\pi) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$) in rot in Abbildung 4.32 zu sehen. Werden $p_\perp^{Ereignis}$- (Gleichung 4.21), $|cos\theta^*|$- (Gleichung 4.22) und z_D-

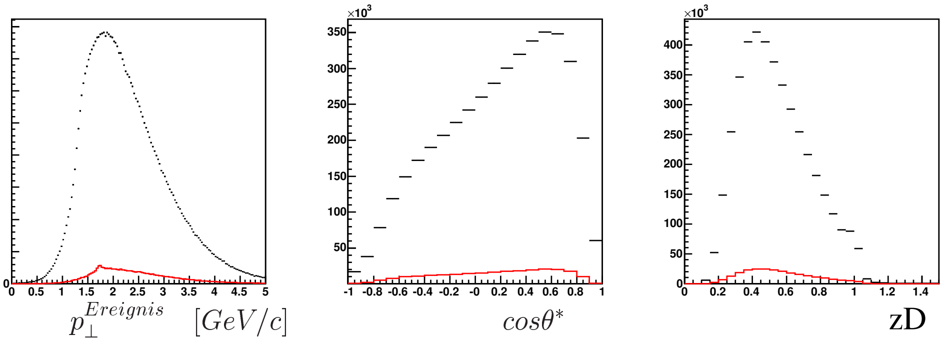

Abbildung 4.32: In schwarz $p_\perp^{Ereignis}$-, $cos\theta^*$- und z_D-Verteilungen für alle D^0-Kandidaten mit Targetschnitt. In rot die entsprechenden Verteilungen für D^0-Kandidaten mit Targetschnitt und $K\pi$-Masse in der Nähe der D^0-Masse ($|M(K\pi) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$).

Schnitt (Gleichung 4.24) angewendet, erhält man die $K\pi$-Massenverteilung in Abbildung 4.33. Gibt man wie bisher Breite und Mittelwert der Gaußverteilung bei der Anpassung an die Daten fest vor (Breite: $27\,MeV/c^2$, Mittelwert: $4\,MeV/c^2$), erhält man bei abgezogenem Untergrund die Verteilung in Abbildung 4.33 rechts oben. Außer dem D^0-Signal sind noch andere Strukturen zu erkennen, zum Beispiel eine Anhäufung von Ereignissen an der linken Flanke des D^0-Signals. Ein weiterer Hinweis auf die Unzulänglichkeit der Untergrundbeschreibung liefert die Tatsache, dass bei Anwendung der kinematischen Schnitte ($p_\perp^{Ereignis}$-, $|cos\theta^*|$- und z_D-Schnitt) das D^0-Signal stärker wird, obwohl es schwächer werden müsste.

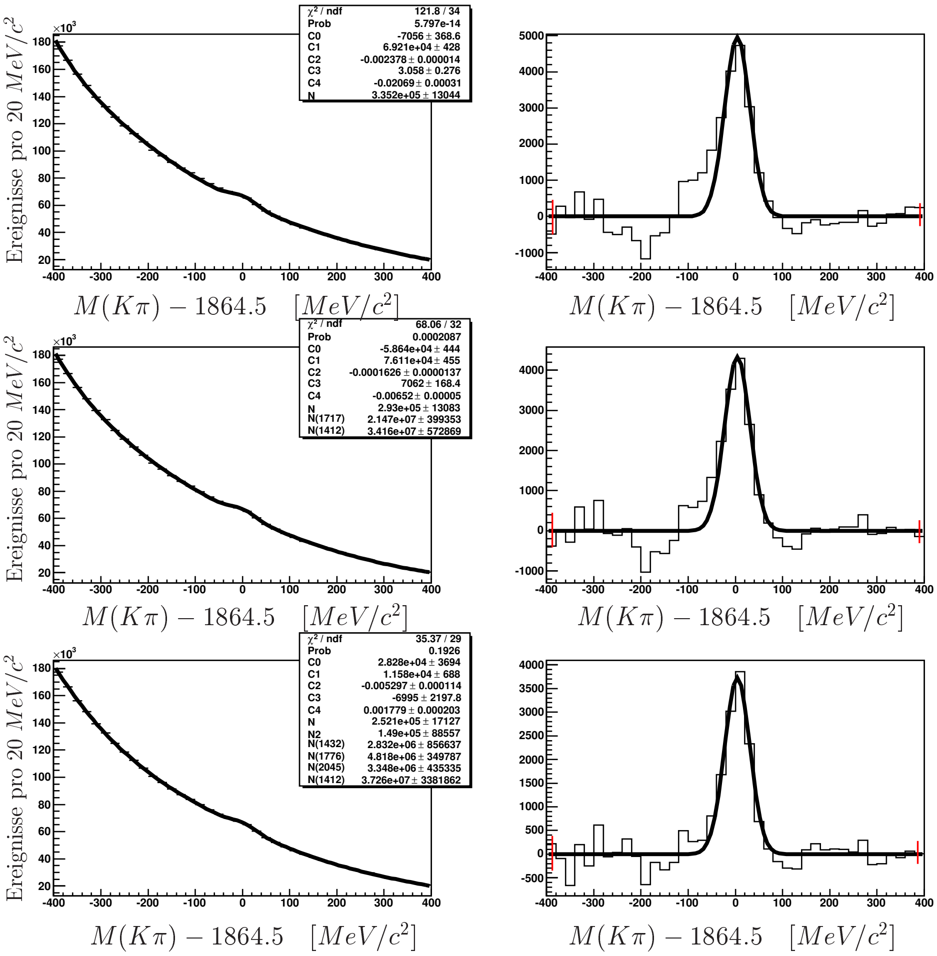

Abbildung 4.33: Links jeweils invariante $K\pi$-Verteilung für D^0-Kandidaten mit Schnitt auf Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $|cos\theta^*|$ und z_D. Der Untergrund wurde oben („Fit 1“) mit der Summe zweier Exponentialfunktionen angepasst, das Signal mit einer Gaußfunktion. In der Mitte („Fit 2“) und unten („Fit 3“) wurden verschiedene Resonanzen in die Untergrundbeschreibung einbezogen (siehe Tabelle 4.8). Rechts ist jeweils das Spektrum gezeigt, nachdem der Untergrund abgezogen wurde.

In Abbildung 4.33 Mitte wurden die K^*-Resonanzen mit Spin 1 in die Untergrundbeschreibung einbezogen: $K^*(1430)$ und $K^*(1680)$. Die Resonanzen mit höheren Drehimpulsen werden gewöhnlich in der Produktion unterdrückt. Für das verschobene Signal der D^0-Mesonen mit Zerfall in $K^-\pi^+\pi^0$ im $K\pi$-Massenspektrum ergibt die Anpassung einen negativen Beitrag. Daher wurde es aus der Untergrundbeschreibung weggelassen. Die Qualität der Anpassung hat sich zwar verbessert, die Strukturen im Spektrum mit abgezogenem Untergrund sind aber immer noch sichtbar.

In Abbildung 4.33 unten wurde versucht, alle K^*-Resonanzen und das verschobene D^0-Signal mit Zerfall in $K^-\pi^+\pi^0$ für die Anpassung des Spektrums heranzuziehen. Hier hat das verschobene D^0-Signal einen positiven Beitrag. Die $K^*(1680)$-Resonanz musste wegen ihres negativen Beitrags aus der Anpassung herausgenommen werden. Das Spektrum mit abgezogenem

Untergrund sieht jetzt sehr gut aus (Abb. 4.33 unten rechts). Es muss aber bedacht werden, dass der Untergrund mit 10 Parametern gefittet wurde und das gute Ergebnis allein aus der Anzahl der Parameter herrühren könnte. Masse, Breite und Stärke jeder der in den verschiedenen Anpassungen verwendeten Resonanzen sind in Tabelle 4.8 zusammengefasst. Zur Veranschaulichung sind die Beiträge der einzelnen Resonanzen, die in „Fit 2" und „Fit 3" verwendet wurden, in Abbildung 4.34 graphisch dargestellt.

	Resonanz	Masse $[MeV/c^2]$	Breite $[MeV/c^2]$	Stärke
Fit 1	$D^0 \to K\pi$	1869	27	16800 ± 700
Fit 2	$D^0 \to K\pi$	1869	27	14700 ± 700
	$K^*(1430)$	1412	294	$1.7 \cdot 10^6 \pm 2.9 \cdot 10^4$
	$K^*(1680)$	1717	322	$1.1 \cdot 10^6 \pm 2.0 \cdot 10^4$
Fit 3	$D^0 \to K\pi$	1869	27	12600 ± 900
	$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$	1615	60	7500 ± 4400
	$K^*(1430)$	1412	294	$1.9 \cdot 10^6 \pm 1.7 \cdot 10^5$
	$K^*{}_2(1430)$	1432	109	$1.4 \cdot 10^5 \pm 4.3 \cdot 10^4$
	$K^*{}_3(1780)$	1776	159	$2.4 \cdot 10^5 \pm 1.8 \cdot 10^4$
	$K^*{}_4(2045)$	2045	198	$1.7 \cdot 10^5 \pm 2.2 \cdot 10^4$

Tabelle 4.8: Das $K\pi$-Massenspektrum mit $p_\perp^{Ereignis}$-, $|cos\theta^*|$- und z_D-Schnitt wurde unter Einbeziehung verschiedener K^*-Resonanzen angepasst. Zusätzlich zu den Resonanzen wurde der Untergrund in allen drei Fällen mit zwei Exponentialfunktionen beschrieben (Gleichung 4.29). In der Anpassung „Fit 1" wurden keine zusätzlichen K^*-Resonanzen benutzt (Abb. 4.33 oben), in „Fit 2" (Abb. 4.33 Mitte) und „Fit 3" (Abb. 4.33 unten) die jeweils angegebenen Resonanzen. Für deren Masse und Breite wurden die Werte aus [PDG] übernommen. Lediglich die Stärken der Resonanzen wurden angepasst.

Aus dem Vergleich der verschiedenen Anpassungen in Abbildung 4.33 wird klar, dass der Untergund nicht richtig beschrieben werden kann, ohne die Produktionsstärken der K^*-Resonanzen zu kennen. Die erhaltene Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen hängt aber in erheblichem Maße von der Untergrundbeschreibung ab. Sie variiert bei den durchgeführten Anpassungen um etwa 25% (siehe Tabelle 4.8). Der Effekt auf die Asymmetrie wird nicht von derselben Größenordnung sein, da zu erwarten ist, dass die Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen für beide Spineinstellungen um einen ähnlich großen Betrag variiert. Doch ist die Unsicherheit zu groß, um die Asymmetrie mit einer Präzision in Höhe von 1% zu messen.

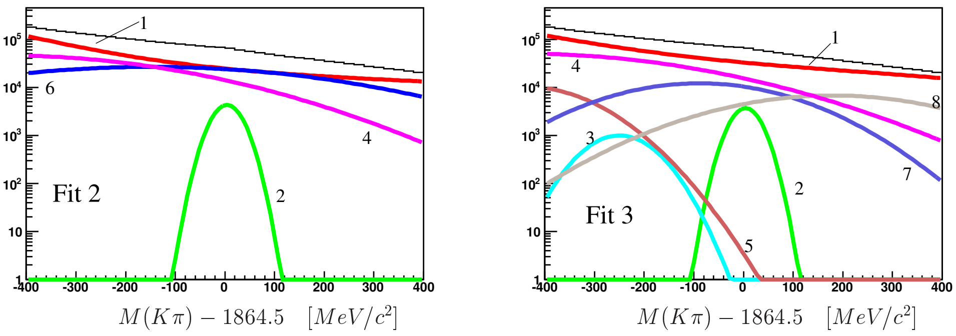

Abbildung 4.34: Invariante $K\pi$-Verteilung für D^0-Kandidaten mit Schnitt auf Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $|cos\theta^*|$ und z_D (in schwarz). Links werden die einzelnen Beiträge von „Fit 2", rechts von „Fit 3" gezeigt. Ziffer 1 bezeichnet den Beitrag der Exponentialfunktionen, Ziffer 2 das goldene D^0-Signal, Ziffer 3 das Signal vom D^0-Zerfall in $K^-\pi^+\pi^0$, Ziffer 4 das $K^*(1430)$, Ziffer 5 das $K^*{}_2(1430)$, Ziffer 6 das $K^*(1680)$, Ziffer 7 das $K^*{}_3(1780)$ und Ziffer 8 das $K^*{}_4(2045)$.

4.2.3 Fehler von $\Delta G/G$

Wenn auch klar ist, dass der Untergrund in diesem Kanal besser verstanden werden muss, kann dennoch eine Abschätzung des Beitrags dieses Kanals zur $\Delta G/G$-Messung gemacht werden. Dazu wird das effektive Signal von „Fit 3" (siehe Tabelle 4.7) als pessimistische Variante in Gleichung 2.86 eingesetzt und man erhält (vergleiche auch Gleichung 4.25):

$$\begin{aligned}
\delta(\Delta G/G) &= \frac{1}{P_B P_T f D \langle a_{LL}\rangle}\frac{1}{\sqrt{S_{eff}}} \\
&= \frac{1}{0.75\cdot 0.5\cdot 0.4\cdot 0.66\cdot 0.24}\frac{1}{\sqrt{231}} \\
&= 2.8
\end{aligned} \tag{4.30}$$

Man kann nun die Messung von $\Delta G/G$ in diesem Kanal mit der Messung im D^*-Kanal aus Kapitel 4.1 kombinineren, indem man das gewichtete Mittel bildet. Der Fehler des gewichteten Mittels verbessert sich auf:

$$\delta(\Delta G/G) = \sqrt{\frac{1}{1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_2^2}} = \sqrt{\frac{1}{1/1.7^2 + 1/2.8^2}} = 1.45 \tag{4.31}$$

4.3 Der Kanal $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K_S^0\pi^+\pi^-)\pi^+$

Im goldenen Kanal wurden in den 2002-Daten zunächst etwa 8 mal weniger D^0-Mesonen rekonstruiert als erwartet. Mittlerweile ist dieser Faktor weitgehend verstanden ([CN5]) und es wird an vielen Fronten an einer Verbesserung gearbeitet: Spurrekonstruktion, Alignment, Triggereffizienz, Teilchenidentifikation, etc. Es gab schon große Erfolge. Die Perioden P2A, P2D und P2G wurden mit besser kalibrierten Detektoren und einer verbesserten Rekonstruktionssoftware reproduziert. So konnte die Anzahl der in den 2002-Daten rekonstruierten D*-Mesonen im goldenen Kanal pro Strahlmyon von $230 \cdot 10^{-13}$ auf jetzt $450 \cdot 10^{-13}$ erhöht werden. Im Jahr 2003 erreicht man sogar $580 \cdot 10^{-13}$ rekonstruierte D*-Mesonen pro Strahlmyon.

Eine weitere Möglichkeit die Anzahl der rekonstruierten D-Mesonen zu erhöhen ist andere Zerfallskanäle als den goldenen zu betrachten. Die erfolgsversprechensten Zerfallskanäle sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Als aussichtsreichster Kandidat (ohne π^0 im Endzustand) wurde der 3-Körper-Kanal $\mathrm{D}^0 \to \overline{\mathrm{K}}^0\pi^+\pi^-$, bzw. $\overline{\mathrm{D}^0} \to \mathrm{K}^0\pi^+\pi^-$ in Angriff genommen.

K^0 bzw. $\overline{\mathrm{K}}^0$ sind Eigenzustände von Observablen, die nur in der starken Wechselwirkung erhalten sind. Sie werden aber über ihren schwachen Zerfall nachgewiesen, bei der die Seltsamkeitserhaltung verletzt wird. Die Masseneigenzustände $|\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\rangle$ und $|\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\rangle$ entsprechen bis auf einen hier vernachlässigbar kleinen CP-verletzenden Beitrag den CP-Eigenzuständen K^0_1 und K^0_2:

$$\begin{aligned} |\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\rangle \approx |K^0_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathrm{K}^0\rangle - |\overline{\mathrm{K}}^0\rangle) \\ |\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\rangle \approx |K^0_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathrm{K}^0\rangle + |\overline{\mathrm{K}}^0\rangle) \end{aligned} \tag{4.32}$$

oder umgekehrt:

$$\begin{aligned} |\mathrm{K}^0\rangle &\approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\rangle + |\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\rangle) \\ |\overline{\mathrm{K}}^0\rangle &\approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\rangle - |\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\rangle) \end{aligned} \tag{4.33}$$

Die Parität- bzw. C-Paritätsoperationen ergeben:

$$\begin{aligned} \hat{P}|\mathrm{K}^0\rangle = -|\mathrm{K}^0\rangle, &\quad \hat{C}|\mathrm{K}^0\rangle = |\overline{\mathrm{K}}^0\rangle \\ \hat{P}|\overline{\mathrm{K}}^0\rangle = -|\overline{\mathrm{K}}^0\rangle, &\quad \hat{C}|\overline{\mathrm{K}}^0\rangle = |\mathrm{K}^0\rangle \end{aligned} \tag{4.34}$$

daher sind die P-, C- und CP-Eigenwerte von K^0_1 und K^0_2:

$$\begin{aligned} P(K^0_1) = -1, \quad C(K^0_1) = -1, \quad CP(K^0_1) = +1 \\ P(K^0_2) = -1, \quad C(K^0_2) = +1, \quad CP(K^0_2) = -1 \end{aligned} \tag{4.35}$$

K^0_1 kann in zwei Pionen zerfallen, K^0_2 ohne CP-Verletzung jedoch nicht ([Pe]). Der beim Zerfall zur Verfügung stehende Phasenraum ist also für das K^0_2 wesentlich kleiner. Daher unterscheiden sich K^0_S und K^0_L durch ihre Lebensdauer. Die Zerfallsstrecken ([PDG])

$$\begin{aligned} \mathrm{K}^0_\mathrm{S}: &\quad c \cdot \tau = 2.7\,cm \\ \mathrm{K}^0_\mathrm{L}: &\quad c \cdot \tau = 15.5\,m \end{aligned} \tag{4.36}$$

zeigen, dass das K^0_S meistens innerhalb des COMPASS-Spektrometers zerfällt und über die Zerfallsteilchen nachgewiesen werden kann. Das K^0_L hingegen zerfällt meist außerhalb des Spektrometers und geht verloren. Etwa die

Hälfte der in diesem Kanal zerfallenden D^0-Mesonen können deshalb nicht rekonstruiert werden.

Interessanterweise kann wegen der in Gleichung 4.33 beschriebenen Mischung der Zustände ein $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\pi^+\pi^-$-Endzustand sowohl aus einem D^0- als auch aus einem $\overline{\mathrm{D}^0}$-Zerfall stammen.

4.3.1 Ereignisselektion

Die Ereignisselektion unterscheidet sich nur wenig von der Selektion für den goldenen Kanal. Die einzelnen Punkte werden nochmals aufgelistet:

- Es wird in der Analyse angenommen, dass die D^*- und D^0-Zerfallsprodukte direkt aus dem Primärvertex kommen.
- Der Primärvertex muss sowohl das einlaufende als auch das gestreute Myon enthalten.
- Gibt es für dasselbe Ereignis mehrere Primärvertexkandidaten, wird derjenige ausgesucht, der mehr auslaufende Teilchen besitzt. Falls die Anzahl der auslaufenden Teilchen gleich ist, wird der Vertex mit dem besseren χ^2 selektiert.
- Es werden nur Ereignisse betrachtet, deren Primärvertex mindestens ein K^0_S und drei weitere geladene Hadronen enthält, ein negatives und zwei positive oder ein positives und zwei negative. Als Hadronen werden alle auslaufenden Teilchen betrachtet, die nicht als das gestreute Myon identifiziert wurden. Außerdem werden nur Spuren mit rekonstruiertem Impuls berücksichtigt. Die geladenen Hadronen werden als Pionen behandelt: $(\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\pi^+\pi^-)\pi^+$ oder $(\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\pi^+\pi^-)\pi^-$. Das in Klammern gesetzte K^0_S und die zwei Pionen sind die Zerfallsprodukte des D^0; das D^0 und das vierte Pion sind die Zerfallsprodukte des D^*.
- Die Rekonstruktion des K^0_S wird in Abschnitt 4.3.2 genauer erläutert.
- Die Masse des $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\pi^+\pi^-$-Systems soll in einem um die D^0-Masse zentrierten $800\,MeV/c^2$ breiten Fenster sein.

Die Gesamtzahl der analysierten Ereignisse und die Zahl der nach jedem vorgenommenen Schnitt übriggebliebenen Ereignisse sind in Tabelle 4.9 zusammengestellt.

4.3.2 K^0_S-Rekonstruktion

Das K^0_S kann als neutrales Teilchen im Spektrometer nicht direkt rekonstruiert werden, wohl aber seine Zerfallsprodukte. Das K^0_S zerfällt fast ausschließlich in zwei Pionen ([PDG]):

$$\begin{aligned} BR(\mathrm{K}^0_\mathrm{S} \to \pi^+\pi^-) &= (68.60 \pm 0.27)\% \\ BR(\mathrm{K}^0_\mathrm{S} \to \pi^0\pi^0) &= (31.40 \pm 0.27)\% \end{aligned} \tag{4.37}$$

		Daten 2002	Daten 2003
1.	Runs	1122	1902
2.	Integrierter Myonfluss	$1.73 \cdot 10^{13}$	$3.85 \cdot 10^{13}$
3.	Alle Ereignisse	$0.78 \cdot 10^9$	$1.51 \cdot 10^9$
4.	Primärvertex	$0.65 \cdot 10^9$	$1.33 \cdot 10^9$
5.	μ und μ' im Vertex	$0.52 \cdot 10^9$	$1.02 \cdot 10^9$
6.	$\mathrm{K_S^0}$ im Vertex	$4.01 \cdot 10^6$	$8.40 \cdot 10^6$
7.	$\mathrm{K_S^0}h^+h^-$ im Vertex	$2.21 \cdot 10^6$	$4.78 \cdot 10^6$
8 .	$\lvert M(\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-) - M(\mathrm{D}^0)\rvert < 400\,MeV/c^2$	$1.10 \cdot 10^6$	$2.45 \cdot 10^6$
9 .	Wie 8 und zusätzl. h^+ oder h^-	$0.84 \cdot 10^6$	$1.92 \cdot 10^6$
9a.	Wie 8 und zusätzl. h^+	$0.64 \cdot 10^6$	$1.48 \cdot 10^6$
9b.	Wie 8 und zusätzl. h^-	$0.60 \cdot 10^6$	$1.39 \cdot 10^6$

Tabelle 4.9: Anzahl der nach jedem Schnitt übriggebliebenen Ereignisse. In Zeile 3 sind alle Ereignisse der verwendeten mDST-Dateien zusammengezählt, in Zeile 4 alle Ereignisse mit rekonstruiertem Primärvertex. In Zeile 5 wird zusätzlich verlangt, dass sowohl einlaufendes als auch gestreutes Myon rekonstruiert wurden, in Zeile 6, dass zusätzlich ein $\mathrm{K_S^0}$ im Primärvertex ist, in Zeile 7, dass sich neben dem $\mathrm{K_S^0}$ zwei geladene Hadronen im Primärvertex befinden. In Zeile 8 werden alle Ereignisse gezählt, in denen eine $\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-$-Kombination im angegebenen Massenfenster liegt, in Zeile 9 alle Ereignisse, in denen sich mindestens ein zusätzliches geladenes Hadron im Primärvertex befindet (Selektion für D*-Kandidaten).

Ohne elektromagnetisches Kalorimeter kann nur der Zerfall in geladene Pionen rekonstruiert werden:

$$\mathrm{K_S^0} \to \pi^+\pi^- \tag{4.38}$$

$\pi\pi$-Massenverteilung und Schnitte auf zdiff und doca

Zunächst wird auf einem Teil der Daten die $\mathrm{K_S^0}$-Rekonstruktion untersucht. Es werden alle Ereignisse der Perioden P2A und P2D aus 2002 selektiert, die einen Primärvertex mit einlaufendem und gestreutem Myon besitzen (das entspricht der Selektion in Zeile 5 der Tabelle 4.9). In diesen Ereignissen wird für alle Sekundärvertices ohne einlaufendes Teilchen und mit zwei auslaufenden, entgegengesetzt geladenen Hadronen die invariante Masse des 2-Pion-Systems in einem 90 MeV/c^2 breiten Fenster aufgetragen, das um die nominelle $\mathrm{K_S^0}$-Masse 497.7 MeV/c^2 zentriert ist (siehe Abbildung 4.35 links oben). Ein $\mathrm{K_S^0}$-Signal ist deutlich zu erkennen, es sitzt aber auf einem hohen Untergrund. Mit einem Schnitt auf den Abstand in Z zwischen Primärvertex und Sekundärvertex ($zdiff$ genannt, siehe Abbildung 4.36) kann der Untergrund massiv reduziert werden. In Abbildung 4.35 rechts oben ist das $\pi\pi$-Massenspektrum mit $zdiff > 20\,cm$ aufgetragen. Aus dem Fit des $\mathrm{K_S^0}$-Signals erkennt man, dass dadurch zwar 30% der $\mathrm{K_S^0}$-Mesonen verlorengehen. Andererseits verbessert sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund in einem 2 σ breiten Fenster von circa 0.1 auf circa 0.6. Durch diesen Schnitt werden nämlich Sekundärvertices in der Nähe des Primärver-

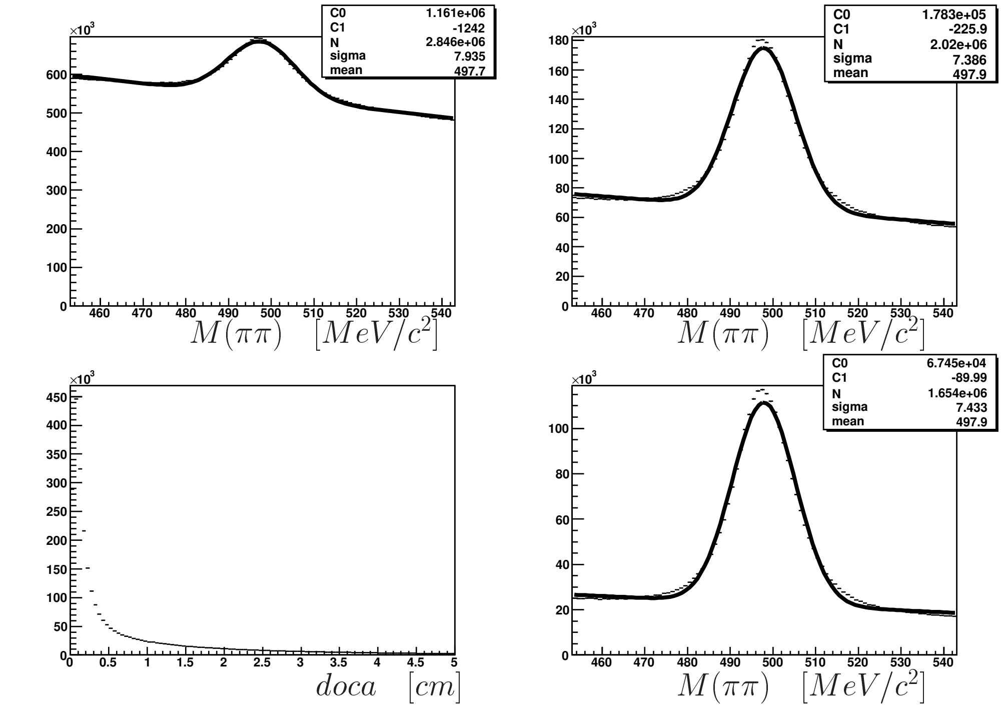

Abbildung 4.35: Links oben: invariante $\pi\pi$-Massenverteilung der K^0_S-Kandidaten. Rechts oben: invariante $\pi\pi$-Massenverteilung mit $zdiff > 20\,cm$. Links unten: *doca*-Verteilung der K^0_S-Kandidaten (mit $zdiff > 20\,cm$). Rechts unten: invariante $\pi\pi$-Massenverteilung mit $zdiff > 20\,cm$ und $doca < 0.5\,cm$.

tex ausgelassen. Viele dieser Sekundärvertices werden fälschlicherweise mit Teilchen gebildet, die in Wahrheit im Primärvertex entstanden sind und nicht aus einem K^0_S-Zerfall stammen können. Ein weiterer Grund für das schönere Signal liegt darin, dass der Anteil der K^0_S-Kandidaten höher wird, deren Zerfallsvertex außerhalb des Targets liegt. In diesem Fall erfahren die Zerfallspionen keine Vielfachstreuung im Target und die Vertexbestimmung wird präziser.

Ein weiterer wichtiger Schnitt unterdrückt K^0_S-Kandidaten, die nicht im rekonstruierten Primärvertex entstanden sein können. Dafür wird durch den Sekundärvertex eine Gerade in Richtung des Impulsvektors des K^0_S-Kandidaten gelegt und der Abstand dieser Geraden zum Primärvertex bestimmt (*doca*[4] genannt, siehe Abbildung 4.36). Hätten die Detektoren eine unendlich gute Ortsauflösung und gäbe es keine Vielfachstreuung, wäre der Abstand bei einem K^0_S, das im Primärvertex entstanden ist, immer Null. Die reale *doca*-Verteilung ist in Abbildung 4.35 links unten zu sehen. Sie hat ein Maximum bei etwa $0.1\,cm$. Mit einem Schnitt $doca < 0.5\,cm$ verringert sich die Zahl der rekonstruierten K^0_S nochmals um 15%, das Verhältnis von Signal zu Untergrund erhöht sich auf etwa 1.6.

[4]**d**istance **o**f **c**losest **a**pproach

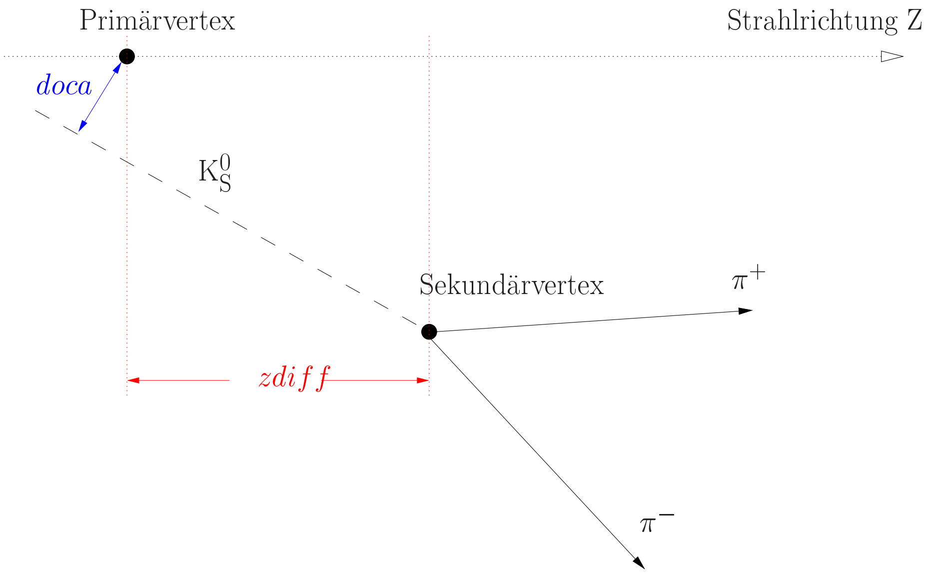

Abbildung 4.36: Zwei entgegengesetzt geladene Hadronen werden in einem Sekundärvertex rekonstruiert. Die gestrichelte Gerade ist die rückwärtige Verlängerung des Impulses des $\pi\pi$-Systems.

Lebensdauer der K^0_S

Durch eine Untersuchung des Zerfallslängenspektrums der als K^0_S selektierten Teilchen kann ein tieferes Verständnis der Spektrometerakzeptanz im Targetbereich gewonnen werden. Erst im Anschluss an diese Untersuchung wird die Lebensdauer der selektierten K^0_S-Kandidaten bestimmt werden und mit der bekannten K^0_S-Lebensdauer (Gleichung 4.36) identifiziert werden.

Das exponentielle Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau} \tag{4.39}$$

beschreibt die Anzahl der K^0_S-Mesonen $N(t)$ zur Zeit t, wobei zur Zeit $t = 0$ N_0 K^0_S-Mesonen vorhanden sind. Die Zerfallszeit t im Ruhesystem kann aus der im Labor gemessenen Zerfallslänge $(l)_{lab}$ bestimmt werden:

$$(l)_{lab} = (\beta ct)_{lab} = \gamma\beta ct = \frac{p}{m}t \tag{4.40}$$

Hier sind $\beta = v/c$, $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$, p der K^0_S-Impuls im Laborsystem und m die K^0_S-Ruhemasse. Gleichung 4.40 wird nach t aufgelöst und in Gleichung 4.39 eingesetzt. Man erhält:

$$N\left(\frac{(l)_{lab}}{p/m}\right) = N_0 \cdot e^{-\frac{(l)_{lab}}{p/m}\frac{1}{\tau}} \tag{4.41}$$

Die Zerfallskonstante $c \cdot \tau$ sollte aus der Verteilung der Zerfallslängen im K^0_S-Ruhesystem

$$(l)_{K^0_S} = vt \approx ct = \frac{(l)_{lab} \cdot c}{p/m} \tag{4.42}$$

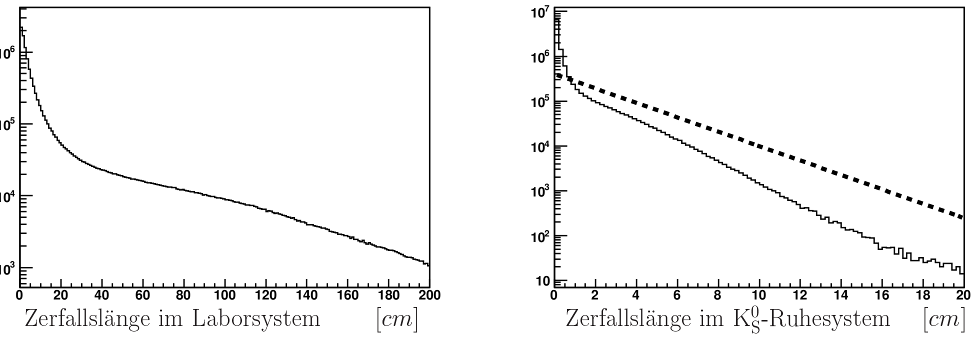

Abbildung 4.37: Links: Zerfallslänge im Laborsystem (Schnitte *doca* $< 0.5\ cm$ und $|M(\pi\pi) - 497.7| < 10\ MeV/c^2$). Rechts für dieselben Schnitte die Zerfallslänge im $\mathrm{K^0_S}$-Ruhesystem.

extrahiert werden können (Abbildung 4.37 rechts). Man erwartet in der logarithmischen Auftragung eine Gerade mit der Steigung $1/c\tau$ (als gestrichelte Linie eingezeichnet). Doch die Verteilung ist nicht exponentiell.

Eine mögliche Ursache für den nicht-exponentiellen Verlauf ist der Untergrund unter dem $\mathrm{K^0_S}$-Signal (Abb. 4.35). Der Untergrund kann abgezogen werden, indem die $\mathrm{K^0_S}$-Kandidaten je nach dem Wert ihrer Zerfallslänge in verschiedene Gruppen eingeteilt werden.

$$
\begin{aligned}
&\mathit{Gruppe}\,1: &\quad 0 < (l)_{\mathrm{K^0_S}} \leq 2\,mm\\
&\mathit{Gruppe}\,2: &\quad 2 < (l)_{\mathrm{K^0_S}} \leq 4\,mm\\
&\mathit{Gruppe}\,3: &\quad 4 < (l)_{\mathrm{K^0_S}} \leq 6\,mm\\
&\vdots &
\end{aligned}
$$

Für jede dieser Gruppen wird die invariante $\pi\pi$-Masse aufgetragen und mit einem Fit (lineare Funktion für den Untergrund, Gaußfunktion für das Signal) die Anzahl der $\mathrm{K^0_S}$-Mesonen bestimmt (siehe Abbildungen 4.38 und 4.39). Jetzt kennt man in $2\ mm$ Bins die Zerfallslängenverteilung $(l)_{\mathrm{K^0_S}}$ für echte $\mathrm{K^0_S}$-Ereignisse. Sie ist in Abbildung 4.40 aufgetragen. Wieder wurde gestrichelt eine Gerade mit der erwarteten Steigung eingezeichnet. Die Verteilung ist immer noch nicht exponentiell. Wie sich im weiteren herausstellen wird, tragen verschiedene Effekte dazu bei. Zum einen ist die Z-Position des Primärvertex im Target von großer Wichtigkeit. $\mathrm{K^0_S}$-Mesonen, die an verschiedenen Orten im Target entstanden sind, haben wegen der unterschiedlichen Abstände zur Targetmagnetöffnung und zu den Spurrekonstruktionsdetektoren hinter dem Target verschiedene Akzeptanzen. Der Entstehungsort bestimmt auch die Strecke und damit die Materialmenge, die das $\mathrm{K^0_S}$ im Target durchfliegt (die gesamte Targetlänge entspricht in etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge [Ale]). Die Akzeptanzen hängen aber nicht nur von der Position des Primärvertex ab, sondern auch von der Zerfallslänge im Laborsystem und damit vom $\mathrm{K^0_S}$-Impuls.

Damit sich verschiedene Effekte nicht überlagern, muss also die Verteilung der Zerfallslängen $(l)_{\mathrm{K^0_S}}$ für $\mathrm{K^0_S}$-Mesonen in einem engen Impulsbereich

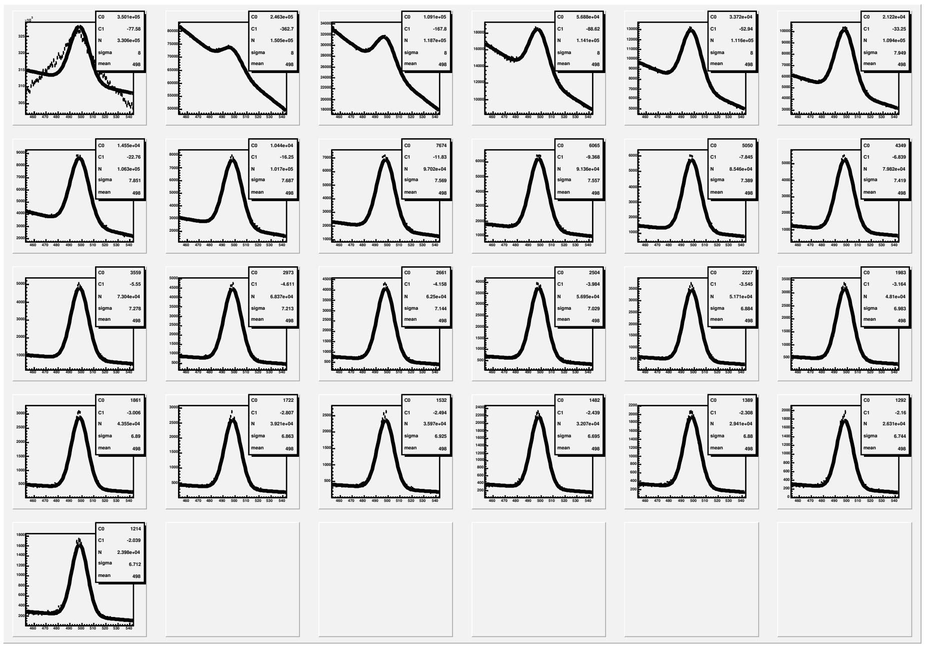

Abbildung 4.38: $\pi\pi$-Massenverteilung der K^0_S-Kandidaten nach Zerfallslängen in 2 mm-Bereiche unterteilt (Schnitt: $doca < 0.5\ cm$). Links oben Zerfallslänge im Bereich $0 < (l)_{lab} < 2\ mm$. Die Reihenfolge geht von links nach rechts und von oben nach unten. Im letzten Bild ist die Zerfallslänge im Bereich $48 < (l)_{lab} < 50\ mm$.

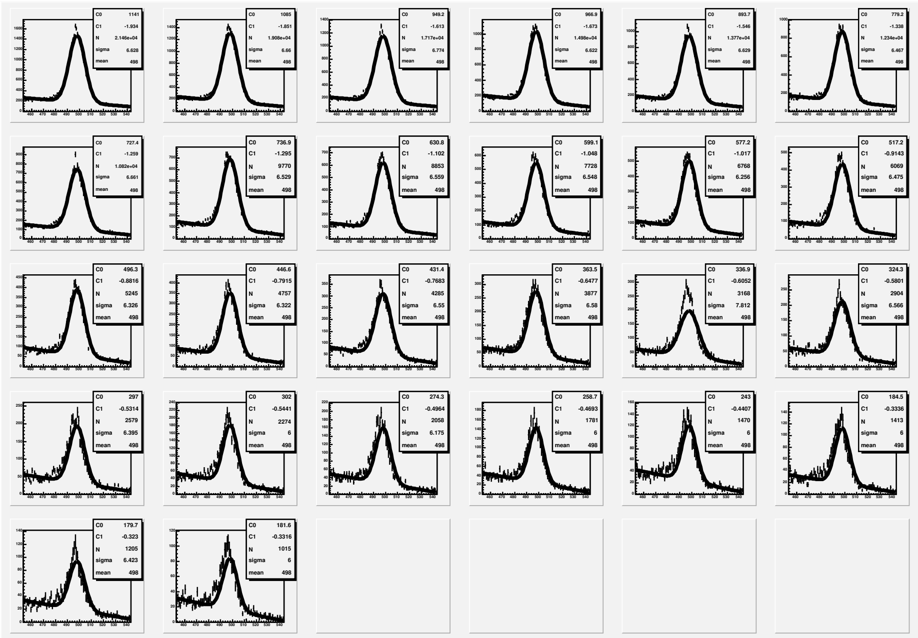

Abbildung 4.39: Fortsetzung der Verteilungen von Abb. 4.38. Im ersten Bild Zerfallslänge im Bereich $50 < (l)_{lab} < 52\ mm$, im letzten Bild im Bereich $100 < (l)_{lab} < 102\ mm$.

und einem engen Bereich der Primärvertex-Z-Position betrachtet werden. In Abbildung 4.41 ist links die Verteilung der Primärvertex-Z-Position und

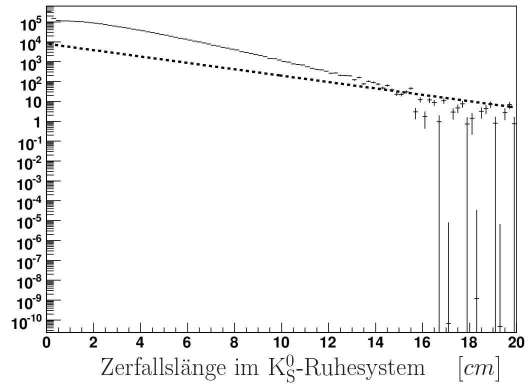

Abbildung 4.40: Zerfallslänge der K^0_S-Kandidaten im K^0_S-Ruhesystem (Schnitt: $doca < 0.5\,cm$) mit abgezogenem Untergrund.

rechts die Impulsverteilung gezeigt. Nun werden K^0_S-Kandidaten in den Bereichen

$$\begin{aligned} -30 < Zprim < -20\,cm \\ 10 < p < 13\,GeV/c \end{aligned} \tag{4.43}$$

selektiert, siehe farbige Bereiche in Abbildung 4.42 oben. Die Zerfallslängenverteilung für diese Selektion wird in Abb. 4.42 unten gezeigt. Die K^0_S-Mesonen durchqueren im Laborsystem eine Strecke von etwa 55 cm innerhalb des Targets, das entspricht im K^0_S-Ruhesystem 2.4 cm. Der erste Spurrekonstruktionsdetektor FI03 (ein Hodoskop aus szintillierenden Fasern, siehe Tabelle 3.1) ist im K^0_S-Ruhesystem 6.5 cm entfernt. Man sieht, dass K^0_S-Mesonen, die zwischen Targetende und FI03 zerfallen, eine exponentielle Zerfallslängenverteilung mit der K^0_S-Lebensdauer haben. Zerfallen sie erst hinter FI03, kann dieser Detektor (und möglicherweise andere Detektoren) nicht mehr zur Spurrekonstruktion beitragen und die Anzahl der rekonstruierten K^0_S-Mesonen sinkt schneller als nach dem exponentiellen Zerfallsgesetz. Auch die Anzahl der rekonstruierten K^0_S-Mesonen, die im

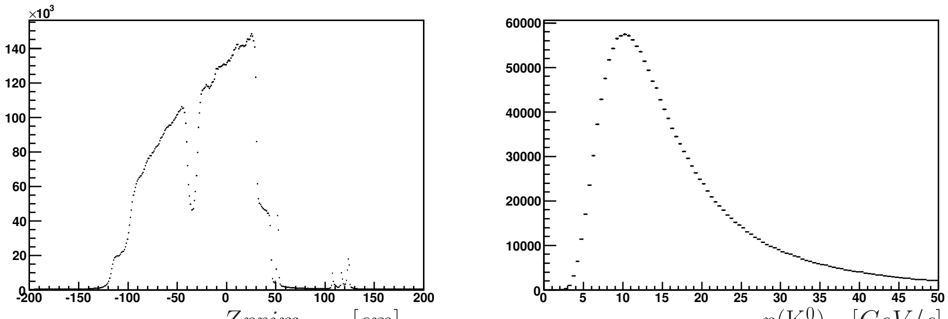

Abbildung 4.41: Links Verteilung der Z-Position des Primärvertex, rechts Impulsverteilung der K^0_S-Kandidaten mit $doca < 0.5\,cm$, $zdiff > 20\,cm$ und $|M(\pi\pi) - 497.7| < 10\,MeV/c^2$.

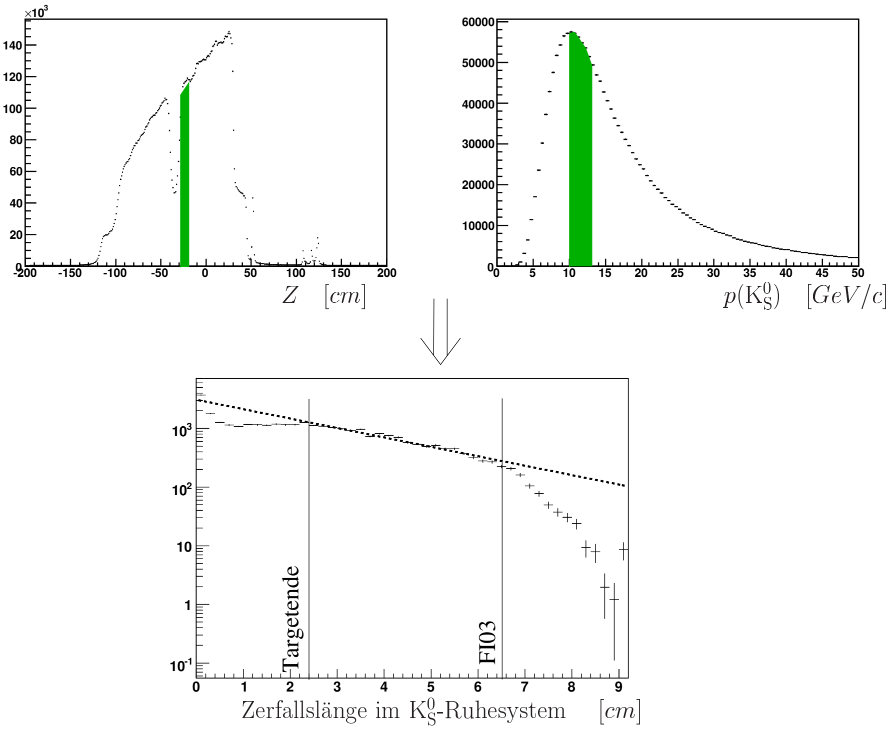

Abbildung 4.42: Oben die Verteilung der Primärvertex-Z-Position und die Impulsverteilung (wie in Abb. 4.41). In grün sind die selektierten Bereiche aus Gleichung 4.43 gekennzeichnet. Unten die Verteilung der Zerfallslängen im K^0_S-Ruhesystem für die selektierten K^0_S-Kandidaten (Untergrund abgezogen, siehe Seite 126).

Target zerfallen, liegt unterhalb der Erwartung (gestrichelte Linie in Abb. 4.42 unten). Viele der dort zerfallenen K^0_S-Mesonen können nicht rekonstruiert werden, weil mindestens eines der Zerfallspionen nicht in der Target- oder Spektrometerakzeptanz liegt oder eine Wechselwirkung mit dem Tar-

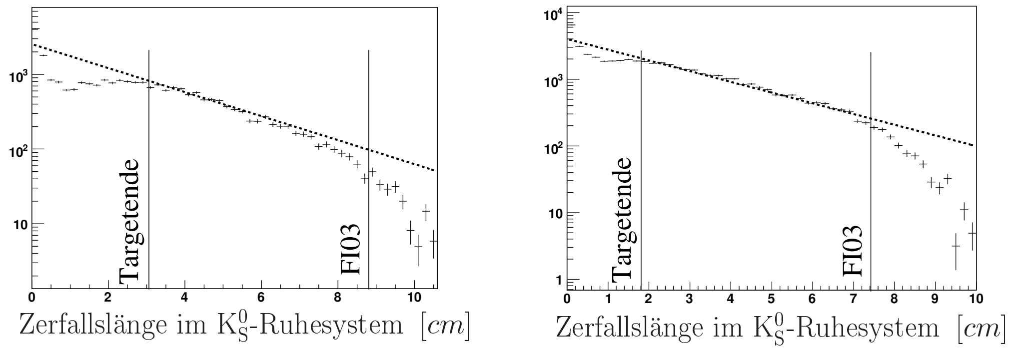

Abbildung 4.43: Zerfallslängenverteilung der K^0_S-Mesonen (Untergrund abgezogen). Links mit den Schnitten $-30 < Zprim < -20\,cm$ und $7 < p < 10\,GeV/c$, rechts mit den Schnitten $-5 < Zprim < -5\,cm$ und $7 < p < 10\,GeV/c$.

getmaterial stattgefunden hat.

In Abbildung 4.43 sind die Zerfallslängen für andere Impulsbereiche und Primärvertexpositionen gezeigt. Auch hier findet sich das Zerfallsgesetz für K^0_S-Mesonen bestätigt, die zwischen Targetende und FI03 zerfallen.

4.3.3 D*-Rekonstruktion

Als D*-Kandidat sei für alle selektierten Ereignisse aus Abschnitt 4.3.1 jede Kombination folgender Teilchen im Primärvertex bezeichnet: $(K^0_S\pi^+\pi^-)\pi^+$ oder $(K^0_S\pi^+\pi^-)\pi^-$. In Abbildung 4.44 links ist die invariante $\pi\pi$-Masse der verwendeten K^0_S-Kandidaten gezeigt. Nur die K^0_S im Bereich

$$|M(\pi\pi) - 497.7| < 10\,MeV/c^2 \tag{4.44}$$

werden für die Analyse verwendet. Dort beträgt das Verhältnis von Signal zu Untergrund circa 4.5. Die invariante Masse des $(K^0_S\pi^+\pi^-)$-Systems aller D*-Kandidaten ist in Abbildung 4.44 rechts gezeigt. Das Histogramm hat

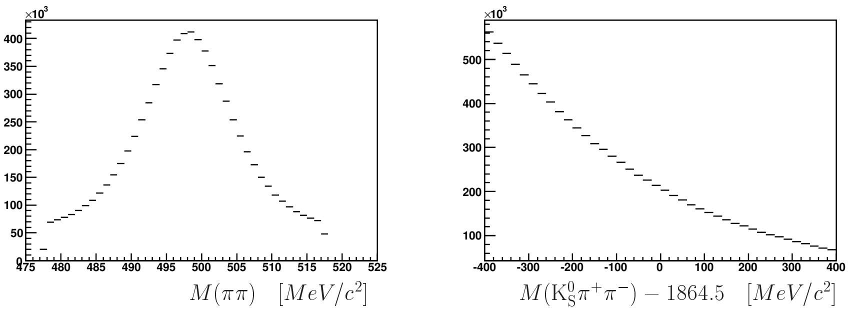

Abbildung 4.44: Links invariante $\pi\pi$-Masse der K^0_S-Kandidaten (Schnitte: $doca < 0.5\,cm$ und $zdiff > 20\,cm$). Rechts invariante $K^0_S\pi^+\pi^-$-Masse für alle D*-Kandidaten.

$9.8 \cdot 10^6$ Einträge. Damit kommen auf jedes selektierte Ereignis ($2.76 \cdot 10^6$ Ereignisse, siehe Tabelle 4.9) etwa 3.6 D*-Kandidaten. Das sind doppelt so viele wie im goldenen Kanal und bedeutet einen höheren Untergrund. Es ist kein D^0-Signal zu erkennen. Analog zum goldenen Kanal (siehe Gleichung 4.14) kann auch hier ein Schnitt auf die Massendifferenz

$$\Delta M = M(\underbrace{K^0_S\pi^+\pi^-\pi}_{D^*}) - M(\underbrace{K^0_S\pi^+\pi^-}_{D^0}) - M(\pi) \tag{4.45}$$

angewendet werden. Die ΔM-Verteilung ist in Abbildung 4.45 links zu sehen (mit Schnitt $|M(K^0_S\pi^+\pi^-) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$). Es hebt sich schwach bei $6\,MeV/c^2$ ein von den D*-Mesonen stammendes Signal vom Untergrund ab. Derselbe ΔM-Schnitt wie für den goldenen Kanal (vgl. Gleichung 4.15)

$$|\Delta M - 6.1| < 3\,MeV/c^2 \tag{4.46}$$

wird nun auf die $K^0_S\pi^+\pi^-$-Massenverteilung (aus Abb. 4.44 rechts) angewendet und man erhält das Spektrum in Abbildung 4.45 rechts. Jetzt ist über

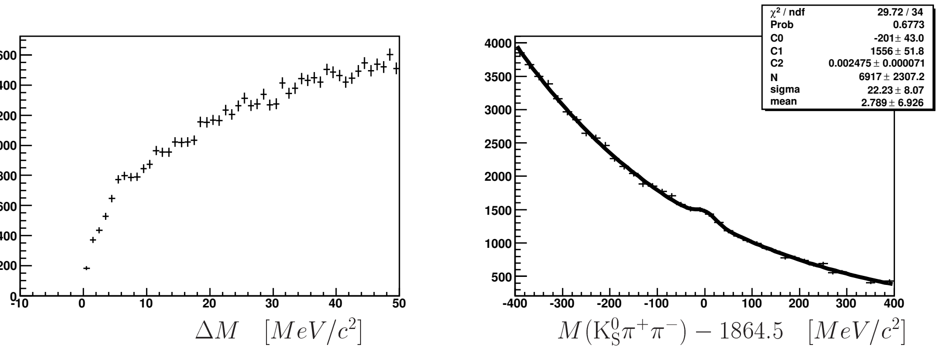

Abbildung 4.45: Links ΔM-Verteilung (siehe Gleichung 4.45) mit Schnitt $|M(\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$. Rechts $\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-$-Massenverteilung mit ΔM-Schnitt.

einem hohen Untergrund ein D^0-Signal erkennbar. Nach Anpassung einer Summe aus einer Exponentialfunktion für den Untergrund ($C_0 + C_1 \cdot e^{C_2 \cdot x}$) und einer Gaußfunktion für das Signal erhält man 350 ± 120 rekonstruierte D^*-Mesonen im Kanal $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi^+ \to (\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-)\pi^+$. In einem $100\,MeV/c^2$ breiten Bereich beträgt das Verhältnis von Signal zu Untergrund 0.06 und das effektive Signal 9.3, siehe Tabelle 4.10. Das entspricht etwa 10% der rekonstruierten D^*-Mesonen im goldenen Kanal und wegen des höheren Untergrunds nur 1% des effektiven Signals (vergleiche mit 1. Zeile der Tabelle 4.5).

Im nächsten Unterabschnitt „K^*-Zwischenresonanz" wird demonstriert wie mit einem weiteren Schnitt das effektive Signal substanziell verbessert werden kann. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird die D^*-Rekonstruktionseffizienz in diesem Kanal untersucht und mit der des goldenen Kanals verglichen. Es ist wichtig, die Rekonstruktionseffizienzen gut zu verstehen, damit auch für andere Zerfallskanäle abgeschätzt werden kann, wieviel sie zur Messung von $\Delta G/G$ beitragen können.

K^*-Zwischenresonanz

Ein Großteil der D^0-Zerfälle in $\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-$, nämlich 68%, geht über eine K^*-Zwischenresonanz. Aus [PDG] entnimmt man:

$$\begin{aligned} BR(\mathrm{D}^0 \to \overline{\mathrm{K}}^0\pi^+\pi^-) &= (5.92 \pm 0.35)\% \\ BR(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^{*-}\pi^+) \cdot BR(\mathrm{K}^{*-} \to \overline{\mathrm{K}}^0\pi^-) &= (4.0 \pm 0.4)\% \end{aligned} \tag{4.47}$$

Das K^* ist sehr kurzlebig. Daher ist sein Zerfallsvertex nicht vom Primärvertex zu unterscheiden. Der D^0-Zerfall geht über eine K^{*-}-Resonanz, der $\overline{\mathrm{D}^0}$-Zerfall über eine K^{*+}-Resonanz.

$$\begin{aligned} \mathrm{D}^{*+} &\to \mathrm{D}^0\pi^+ \to (\mathrm{K}^{*-}\pi^+)\pi^+ \to (\mathrm{K_S^0}\pi^-\pi^+)\pi^+ \\ \mathrm{D}^{*-} &\to \overline{\mathrm{D}^0}\pi^- \to (\mathrm{K}^{*+}\pi^-)\pi^- \to (\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-)\pi^- \end{aligned} \tag{4.48}$$

Obwohl ein $(\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-)$-Endzustand sowohl aus einem D^0- als auch aus einem $\overline{\mathrm{D}^0}$-Zerfall hervorgehen kann, bestehen zwei unabhängige Möglichkeiten,

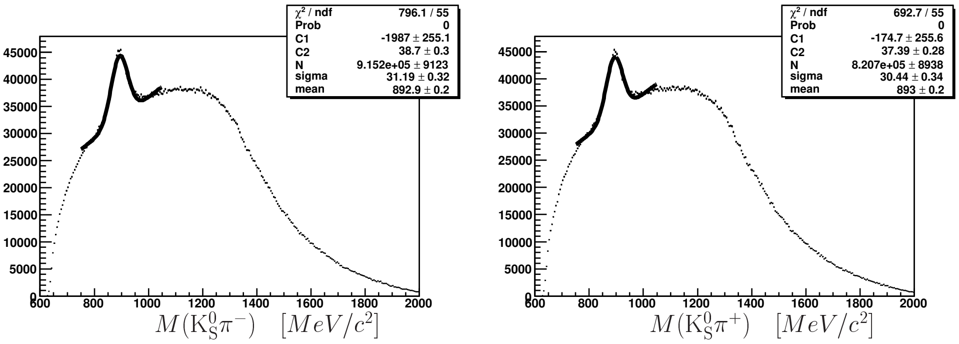

Abbildung 4.46: Links invariante $\mathrm{K^0_S}\pi^-$-Masse , rechts invariante $\mathrm{K^0_S}\pi^+$-Masse (ohne ΔM-Schnitt).

zwischen Teilchen und Antiteilchen zu unterscheiden: das D^*-Vorzeichen (oder äquivalent das Vorzeichen des weichen Pions) und das K^*-Vorzeichen.

Kombiniert man die $\mathrm{K^0_S}$-Kandidaten jeweils mit dem π^+- bzw. π^--Meson aus dem D^0-Zerfall, erhält man die Massenverteilungen aus Abbildung 4.46. In beiden Fällen ist bei einer Masse von 893 MeV/c^2 ein deutliches K^*-Signal mit einer Breite von etwa 30 MeV/c^2 zu erkennen. Setzt man einen Korridor auf die K^*-Masse

$$\begin{aligned} &|M(\mathrm{K^0_S}\pi^+) - 893| < 85\, MeV/c^2 && \text{für } \mathrm{D}^{*-}\text{-Kandidaten} \\ &|M(\mathrm{K^0_S}\pi^-) - 893| < 85\, MeV/c^2 && \text{für } \mathrm{D}^{*+}\text{-Kandidaten} \end{aligned} \quad (4.49)$$

reduziert sich die Anzahl der D^*-Kandidaten um etwa 80%. Das $\mathrm{K^0_S}\pi\pi$-Massenspektrum mit K^*-Schnitt (Gleichung 4.49) ist in Abbildung 4.47 und zusätzlich mit ΔM-Schnitt in Abbildung 4.48 gezeigt. Durch den K^*-Schnitt kann das effektive Signal um den Faktor 3 auf 27 verbessert werden (siehe Tabelle 4.10). Die Schnitte zur $\mathrm{K^0_S}$-Identifikation (siehe Abschnitt 4.3.2)

$$\begin{aligned} &zdiff > 20\, cm \\ &doca < 0.5\, cm \\ &|M(\pi\pi) - 497.7| < 10\, MeV/c^2 \end{aligned} \quad (4.50)$$

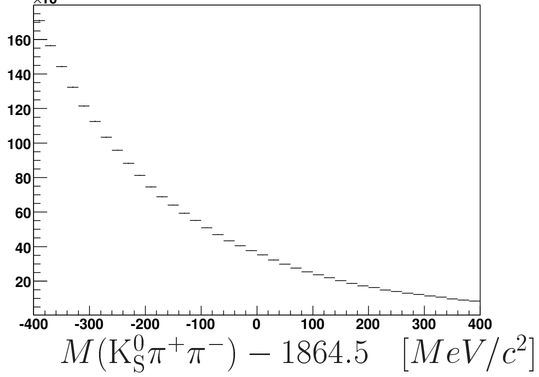

Abbildung 4.47: Invariante $\mathrm{K^0_S}\pi^+\pi^-$-Masse der D^*-Kandidaten mit K^*-Schnitt.

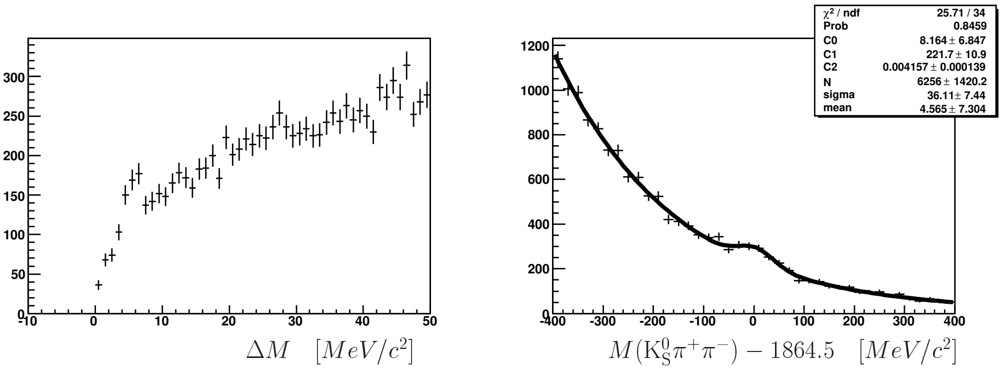

Abbildung 4.48: Links ΔM-Verteilung für D*-Kandidaten mit Schnitt auf K* und $|M(K^0_S\pi^+\pi^-) - 1864.5| < 30\ MeV/c^2$. Rechts $K^0_S\pi^+\pi^-$-Massenverteilung für D*-Kandidaten mit Schnitt auf ΔM und K*.

und der K*-Schnitt (Gleichung 4.49) wurden so gewählt, dass das effektive Signal maximal wird.

Über den K*-Kanal $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K^{*-}\pi^+)\pi^+ \to (K^0_S\pi^-\pi^+)\pi^+$ werden 313 ± 70 D^0-Mesonen rekonstruiert. Die Vorhersage, dass 68% der D^0-Mesonen mit Endzustand $K^0_S\pi^+\pi^-$ über eine K*-Zwischenresonanz gehen, (Gleichung 4.47) findet sich innerhalb der Fehlergrenzen bestätigt.

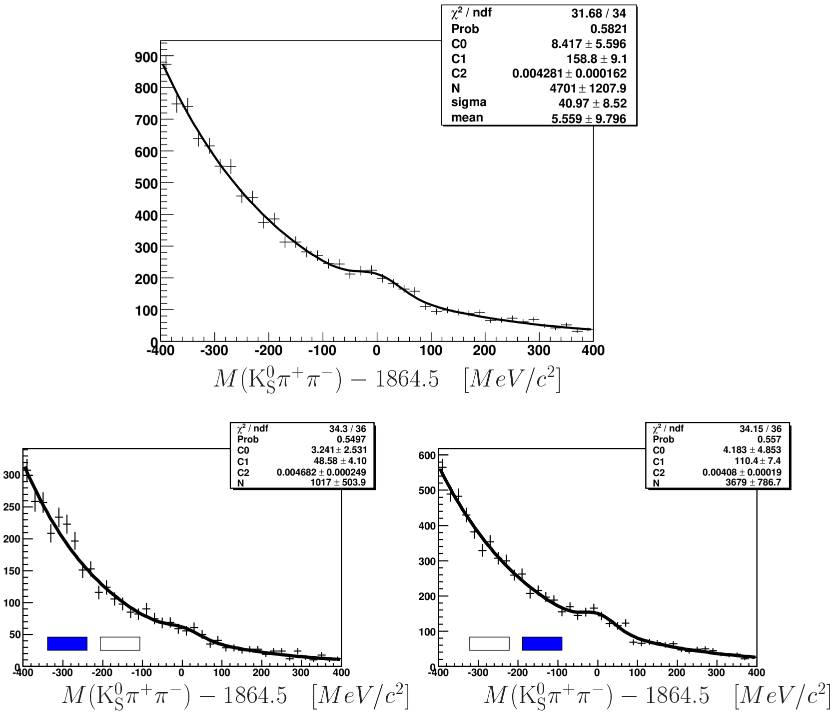

Abbildung 4.49: Oben invariante $K^0_S\pi^+\pi^-$-Massenverteilung mit Schnitt auf ΔM, K* und Target. Unten dieselbe Verteilung für D*-Kandidaten, deren Primärvertex in der vorderen (linkes Bild) bzw. in der hinteren Targetzelle (rechtes Bild) liegt. 78% der rekonstruieretn D*-Mesonen wurden in der hinteren Targetzelle produziert.

Schnitte	Signal	S/B	S_{eff}
ΔM	350 ± 120	0.05	8.2
ΔM, K*	313 ± 70	0.23	27
ΔM, K*, Target	240 ± 60	0.22	18

Tabelle 4.10: Die aus einem Fit der Daten erhaltene Anzahl der rekonstruierten D^0-Mesonen ist für verschiedene Schnitte in der Spalte „Signal" angegeben. In der Spalte „S/B" ist für einen $100\,MeV/c^2$ großen um die D^0-Masse zentrierten Bereich das Verhältnis von Signal zu Untergrund und in der letzten Spalte für denselben Bereich das effektive Signal (aus Gleichung 4.19) aufgelistet.

Wird zusätzlich verlangt, dass sich der Primärvertex der D*-Kandidaten in einer der beiden Targetzellen befindet (Schnitte aus Gleichung 4.17), verringert sich die Anzahl der rekonstruierten D*-Mesonen auf 240 ± 60 (siehe Abbildung 4.49) und das effektive Signal auf 18.

Kinematik

Wie für den goldenen Kanal werden für das virtuelle Photon sowie für das D* und seine Zerfallsprodukte die Impulsverteilungen aus den rekonstruierten Daten (in schwarz) gezeigt (Abbildungen 4.50 bis 4.55). Es werden folgende Schnitte vorgenommen: ΔM-Schnitt, $|M(\mathrm{K^0_S}\pi^+\pi^-) - 1864.5| < 30\,MeV/c^2$, K*-Schnitt. Damit stammen etwas mehr als 20% der Einträge aus echten D*-Ereignissen (das entspricht dem Verhältnis von Signal zu Untergrund in dem Bereich der oben angeführten Schnitte, siehe Abbildung 4.48 rechts). Als Vergleich werden (in blau) die generierten Impulsverteilungen aus Monte-Carlo-Daten gezeigt. In den Monte-Carlo-Daten befindet sich in jedem Ereignis ein D*-Meson, das im K*-Kanal (Gleichung 4.48) zerfällt.

Der Impulsbereich (etwa $18 - 80\,GeV/c$), in denen D*-Mesonen (Abb. 4.51) und D^0-Mesonen (Abb. 4.52 links) rekonstruiert werden, ähnelt sehr dem aus dem goldenen Kanal (siehe Abbildungen 4.23 und 4.22). Das liegt daran, dass der Zerfall eine ähnliche Struktur hat:

$$\begin{aligned} \mathrm{D}^* &\rightarrow \mathrm{D}^0\pi_s \rightarrow (K\pi)\pi_s \\ \mathrm{D}^* &\rightarrow \mathrm{D}^0\pi_s \rightarrow (\mathrm{K}^*\pi)\pi_s \end{aligned} \qquad (4.51)$$

und das K* im hier betrachteten Kanal in einem ähnlichen Impulsbereich rekonstruiert wird wie das Kaon im goldenen Kanal (etwa $10 - 50\,GeV/c$).

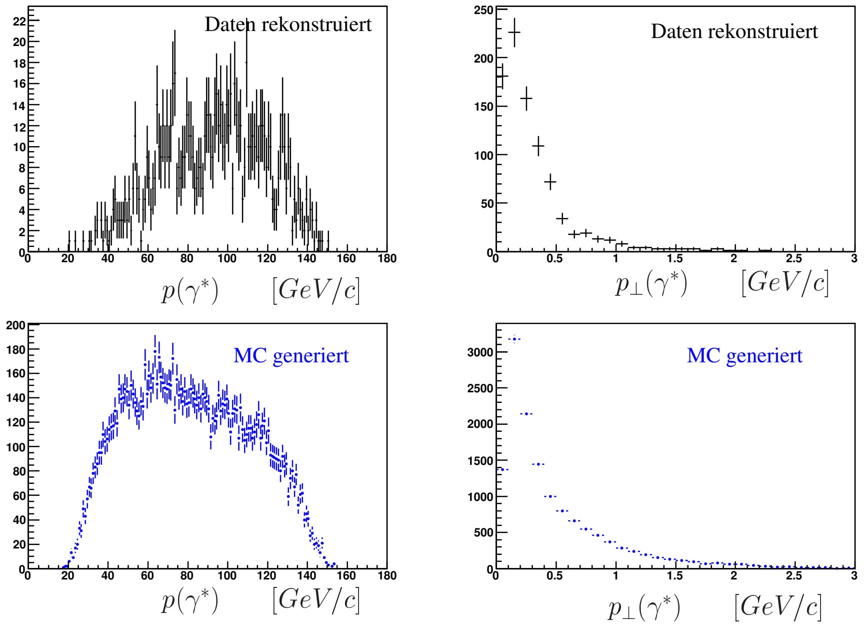

Abbildung 4.50: Links für rekonstruierte Daten in schwarz und generierte Monte-Carlo-Daten in blau die Impulsverteilung des virtuellen Photons. Rechts dessen transversale Impulsverteilung.

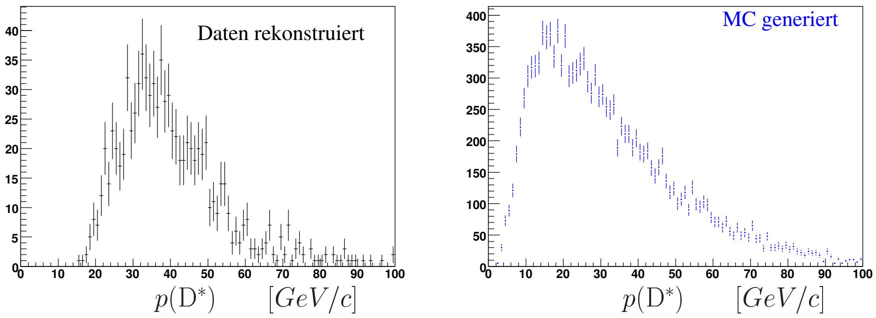

Abbildung 4.51: Die D^*-Impulsverteilung für rekonstruierte Daten (in schwarz) und für generierte Monte-Carlo-Daten (in blau).

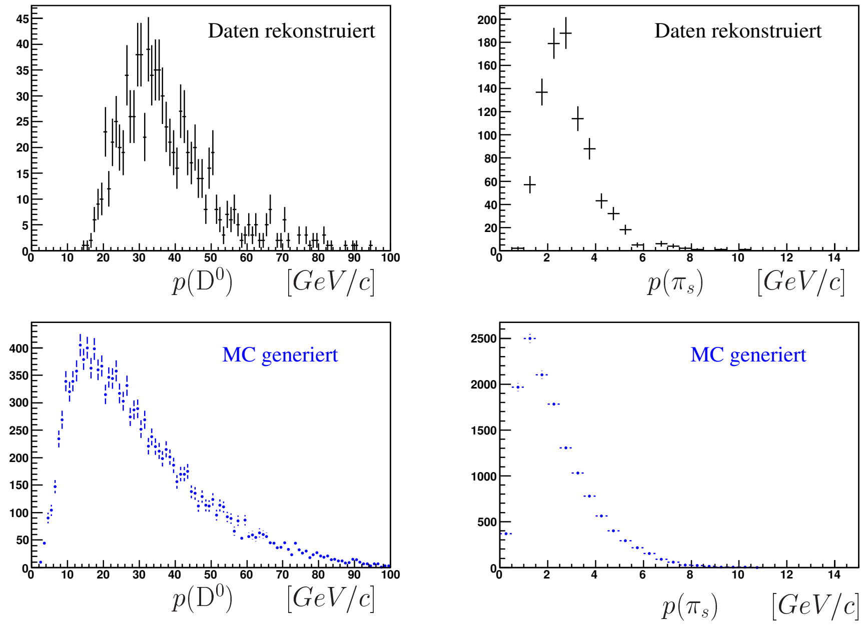

Abbildung 4.52: Impulsverteilungen der Zerfallsteilchen des D^*: links für das D^0, rechts für das weiche Pion.

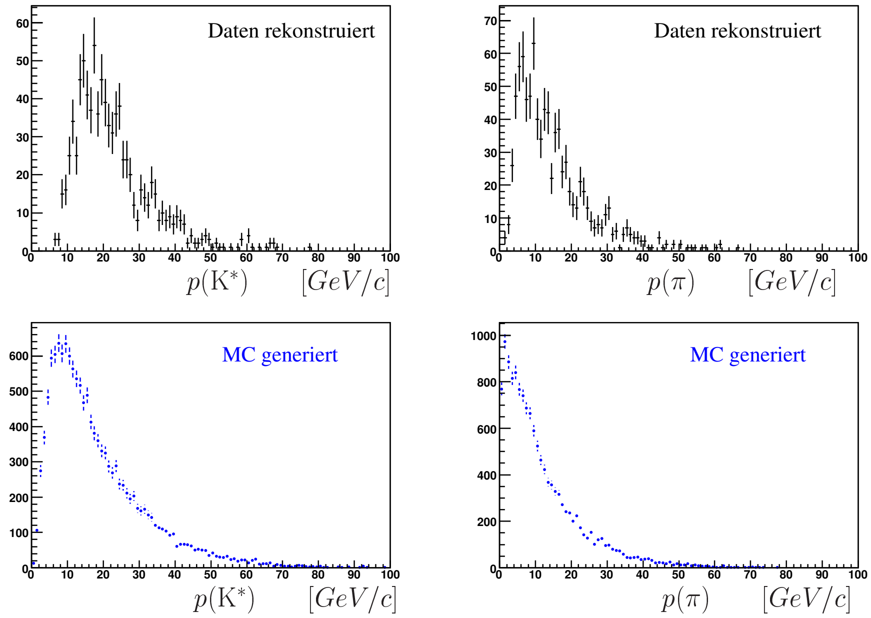

Abbildung 4.53: Impulsverteilungen der Zerfallsteilchen des D^0: links für das K^*, rechts für das Pion.

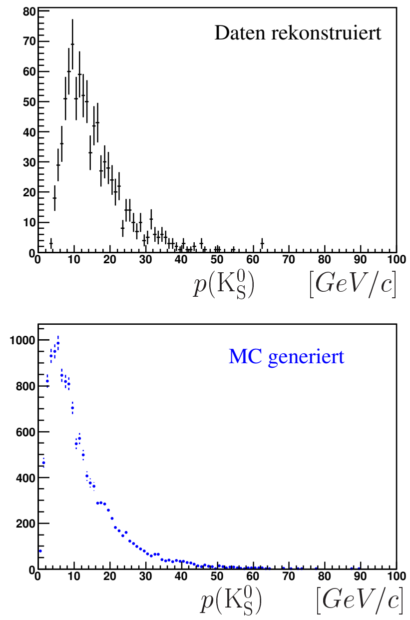

Abbildung 4.54: Impulsverteilungen der Zerfallsteilchen des K^*: links für das K^0_S, rechts für das Pion.

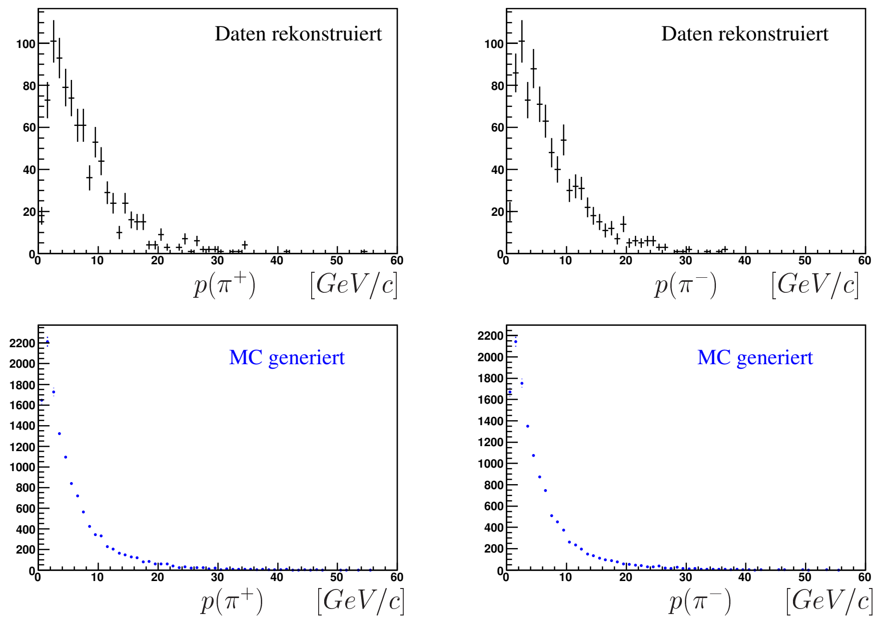

Abbildung 4.55: Impulsverteilungen der Zerfallsteilchen des K^0_S: links für das positive, rechts für das negative Pion.

Unterscheidbarkeit von D^0 und $\overline{D^0}$ durch die K^*-Zwischenresonanz

Um auszuschließen, dass versehentlich D^*-Mesonen mit dem falschen K^*-Schnitt untersucht wurden, wird die Gegenprobe gemacht. In Abbildung 4.56 werden dieselben Verteilungen gezeigt wie in Abbildung 4.48. Dieses

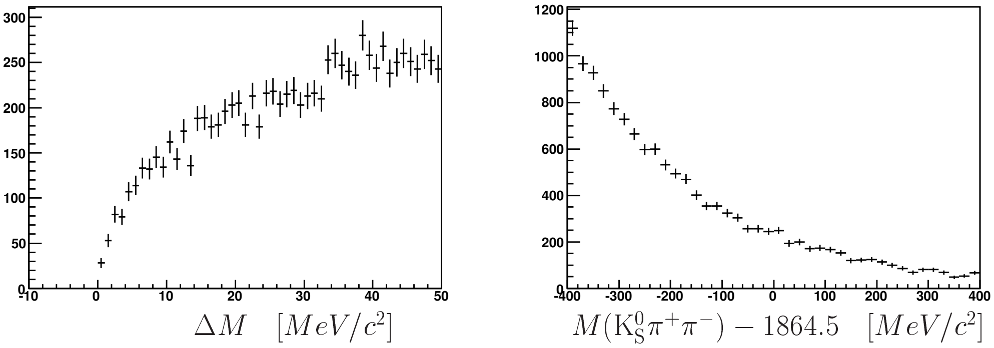

Abbildung 4.56: Links ΔM-Verteilung von D^*-Kandidaten mit Schnitt auf D^0-Masse ($|M(K^0_S\pi^+\pi^-) - 1864.5| < 30\ MeV/c^2$) und K^*-Schnitt (falsches Vorzeichen). Rechts $K^0_S\pi^+\pi^-$-Massenverteilung von D^*-Kandidaten mit Schnitt auf ΔM und K^*-Schnitt (falsches Vorzeichen).

Mal allerdings wird bei den D^{*+}-Kandidaten ein Schnitt auf die $K^0_S\pi^+$-Masse und bei den D^{*-}-Kandidaten ein Schnitt auf die $K^0_S\pi^-$-Masse gemacht. Wie erwartet verschwindet das Signal sowohl aus der ΔM-Verteilung als auch aus der $K^0_S\pi^+\pi^-$-Massenverteilung.

In einem weiteren Test werden die $K^0_S\pi$-Massenverteilungen für D^*-Ereignisse ohne K^*-Schnitt untersucht (mit dem richtigen und mit dem falschen Vorzeichen des zusätzlichen Pions). Dazu werden D^*-Ereignisse aus der D^0-Signalregion genommen (ΔM-Schnitt und $|M(K^0_S\pi^+\pi^-) - 1864.5| < 30 MeV/c^2$), siehe Abbildung 4.57 oben. Es erfüllen etwa 5200 D^*-Kandidaten die oben angeführten Bedingungen (schraffierter Bereich in Abb. 4.57 oben). Darunter befinden sich etwa 300 echte D^*-Ereignisse, von denen wiederum etwa 200 über eine K^*-Zwischenresonanz zerfallen sollten. In Abbildung 4.57 links unten ist für die D^*-Kandidaten die $K^0_S\pi$-Massenverteilung mit dem Vorzeichen der K^*-Resonanz in Gleichung 4.48 gezeigt. Bei der K^*-Masse ist ein Signal zu sehen, dessen Stärke (190 ± 40) im Einklang mit der Erwartung ist. Der Untergrund wurde mit einer Logarithmusfunktion angepasst ($C_0 + C_1 \cdot ln(x - C_2)$), das Signal mit einer Gaußfunktion.

Man kann auch hier die Gegenprobe machen und die $K^0_S\pi$-Massenverteilung mit dem falschen Vorzeichen betrachten (siehe Abbildung 4.57 rechts unten). Das K^*-Signal ist in diesem Fall nicht mehr deutlich erkennbar.

D^*-Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz für D^*-Mesonen aus dem K^*-Kanal

$$D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to (K^{*-}\pi^+)\pi_s^+ \to (K^0_S\pi^-\pi^+)\pi_s^+ \qquad (4.52)$$

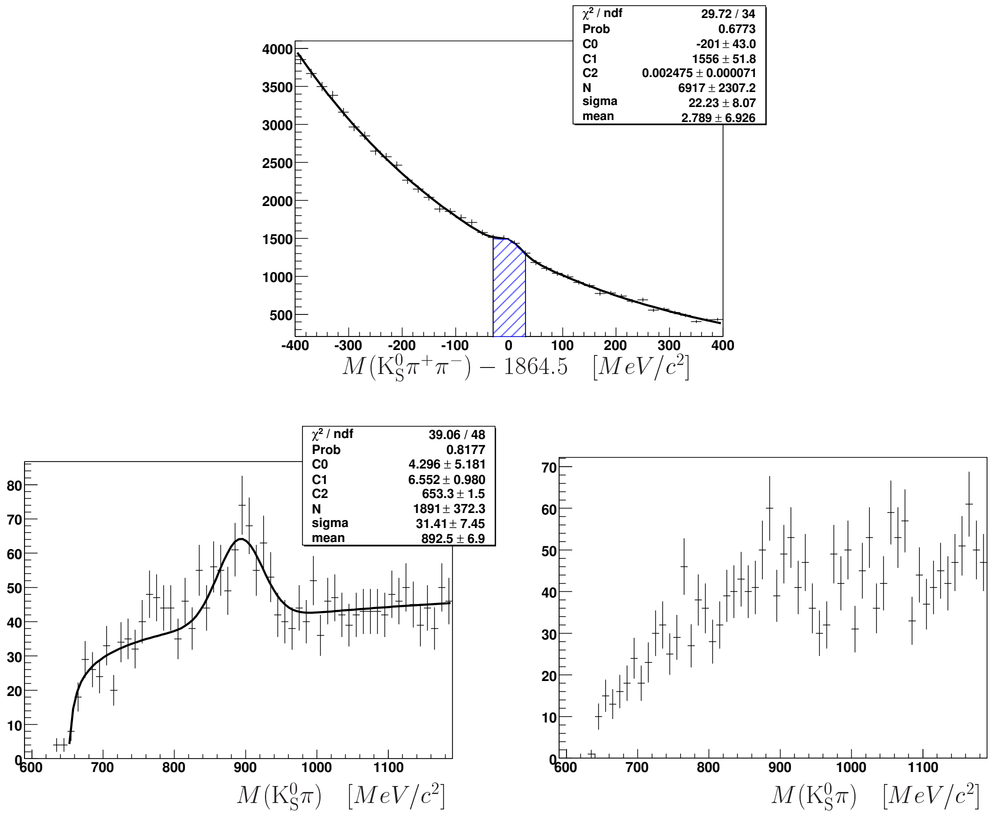

Abbildung 4.57: Oben $K^0_S\pi^+\pi^-$-Massenverteilung der D^*-Kandidaten mit ΔM-Schnitt (wie Abb. 4.45 rechts). Die $K^0_S\pi$-Massenverteilung in den unteren Bildern wird mit den Ereignissen aus dem schraffierten Bereich generiert. Links unten wurde das Vorzeichen des Pions wie im K^*-Schnitt gewählt (Gleichung 4.49), rechts unten entgegengesetzt. In der Verteilung links wurde der Untergrund mit einer Logarithmusfunktion angepasst $(C_0 + C_1 \cdot ln(x - C_2))$, das K^*-Signal mit einer Gaußfunktion.

wird mithilfe von Monte-Carlo-Daten untersucht. In Abbildung 4.58 ist für verschiedene Schnitte die rekonstruierte $K^0_S\pi^+\pi^-$-Massenverteilung der D^*-Kandidaten dargestellt. Links oben ist das Spektrum ohne Schnitte zur K^0_S-Identifikation und ohne sonstige Schnitte gezeigt. Es ist vom Untergrund dominiert, so dass das Signal kaum zu erkennen ist. Bei Anwendung der Schnitte zur K^0_S-Identifikation (siehe Abschnitt 4.3.2)

$$\begin{aligned} &zdiff > 20\,cm \\ &doca < 0.5\,cm \\ &|M(\pi\pi) - 497.7| < 10\,MeV/c^2 \end{aligned} \tag{4.53}$$

in Abbildung 4.58 rechts oben hebt sich das Signal aber deutlich vom Untergrund ab. Links unten werden K^0_S-Identifikation und ΔM-Schnitt, rechts unten zusätzlich der K^*-Schnitt angewendet. Die angegebenen Prozentwerte entsprechen jeweils dem Anteil der rekonstruierten an den generierten D^*-Mesonen.

Um die Rekonstruktionseffizienzen zu verstehen, soll zunächst die K^0_S-

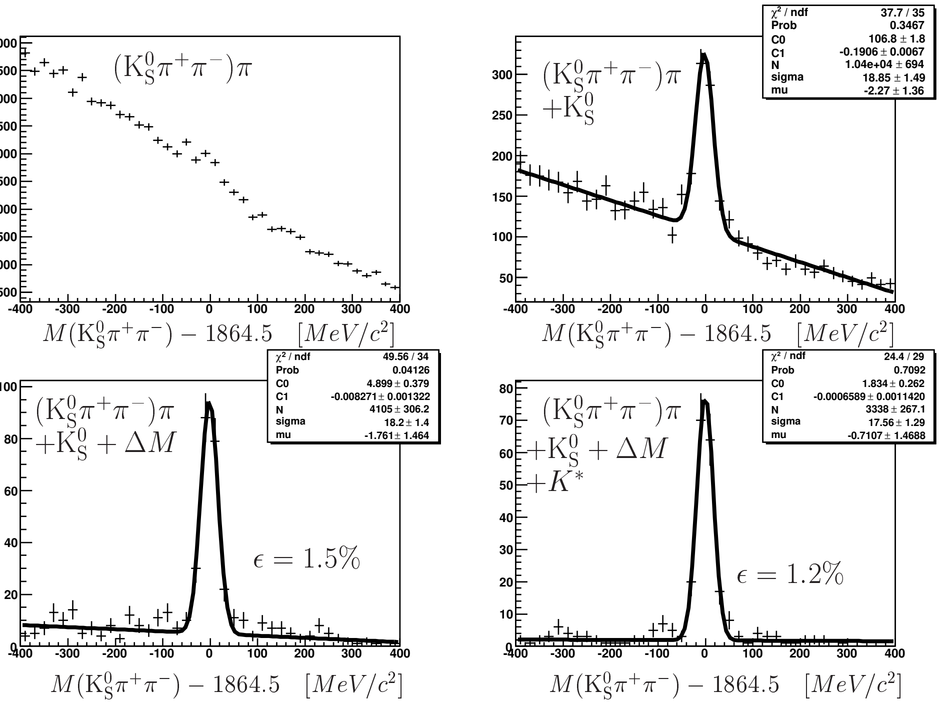

Abbildung 4.58: Aus Monte-Carlo-Daten: invariante Masse des $\mathrm{K_S^0}\pi^+\pi^-$-Systems für D*-Kandidaten ohne $\mathrm{K_S^0}$-Identifikation (links oben), mit $\mathrm{K_S^0}$-Identifikation (rechts oben), mit $\mathrm{K_S^0}$-Identifikation und ΔM-Schnitt (links unten) und mit $\mathrm{K_S^0}$-Identifikation, ΔM-Schnitt und K*-Schnitt (rechts unten).

Identifikationseffizienz abgeschätzt werden. Etwa 80% der $\mathrm{K_S^0}$ erfüllen die Bedingung „$zdiff > 20\ cm$“. Denn unter der Annahme, dass alle $\mathrm{K_S^0}$-Mesonen im Laborsystem den Impuls 17 GeV/c haben (mittlerer Impuls), ergibt sich für die Anzahl N der $\mathrm{K_S^0}$-Mesonen, die nach 20 cm noch nicht zerfallen sind

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{20\ cm}{c \cdot \tau \cdot \gamma}} = 0.8 \cdot N_0 \tag{4.54}$$

N_0 ist dabei die Anzahl der produzierten $\mathrm{K_S^0}$-Mesonen und $\gamma \approx \frac{|p|}{m} = 34$. Durch einen Vergleich des $\mathrm{K_S^0}$-Signals in der $\pi\pi$-Massenverteilung mit und ohne *doca*-Schnitt konnte festgestellt werden, dass 80% der $\mathrm{K_S^0}$-Mesonen den *doca*-Schnitt erfüllen. Weiterhin sind 87% der $\mathrm{K_S^0}$-Mesonen im Massenfenster $|M(\pi\pi) - 497.7| < 10\ MeV/c^2$ enthalten. Insgesamt ergibt sich für die $\mathrm{K_S^0}$-Identifikationseffizienz

$$\epsilon_{\mathrm{K_S^0}} = 0.8 \cdot 0.8 \cdot 0.87 = 0.56 \tag{4.55}$$

Für das Verständnis der D*-Rekonstruktionseffizienz muss berücksichtigt werden, dass jede Spur eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von etwa 50% hat (vergleiche Werte aus Tabelle 4.4). Da 5 Spuren rekonstruiert werden müssen

$$[\overbrace{\underbrace{(\pi^+\pi^-)}_{\mathrm{K_S^0}}\pi^-}^{\mathrm{K}^{*-}}\pi^+]\pi \tag{4.56}$$

muss noch der Faktor 0.5^5 in die D*-Rekonstruktionseffizienz einberechnet werden:

$$\epsilon_{D^*} = 0.5^5 \cdot 0.56 = 1.8\% \tag{4.57}$$

Das ist mit den 1.5% gut verträglich, die bei K^0_S-Identifikation und ΔM-Schnitt erhalten werden (Abbildung 4.58 links unten). Wie im goldenen Kanal erfüllt der ΔM-Schnitt eine selektive Funktion auf das weiche Pion. Ohne diese Selektion kommt als weiches Pion jedes zusätzliche Teilchen im Primärvertex in Frage und viele $K^0_S\pi^+\pi^-$-Kombinationen werden mehrfach gezählt. Nur deshalb zählt man im D^0-Signal in Abb. 4.58 rechts oben (ohne ΔM-Schnitt) 3.8% der generierten D*-Mesonen. Die Bedingung auf die K*-Masse

$$|M(K^0_S\pi) - 893| < 85\, MeV/c^2 \tag{4.58}$$

verringert die Rekonstruktionseffizienz nur geringfügig auf 1.2%.

Vergleich beider Kanäle

Im goldenen Kanal

$$D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to (K^-\pi^+)\pi_s^+ \tag{4.59}$$

wurden bei Anwendung der in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Kaonidentifikation und des ΔM-Schnitts (Gleichung 4.15) 3020 ± 120 D*-Mesonen rekonstruiert (Tabelle 4.5). Es soll geprüft werden, ob die Anzahl der rekonstruierten D*-Mesonen (310 ± 70) im K*-Kanal (Gleichung 4.52) mit den Erwartungen übereinstimmt. Dazu müssen die unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisse und die unterschiedlichen Rekonstruktionseffizienzen berücksichtigt werden.

Ein D*-Meson zerfällt mit 67.7% Wahrscheinlichkeit in $D^0\pi^+$, das D^0 wiederum mit 3.8% Wahrscheinlichkeit in $K^-\pi^+$. Das D* wird im goldenen Kanal mit 3.6% Effizienz rekonstruiert (siehe Abbildung 4.18):

$$\underset{D^*\to D^0\pi}{67.7\%} \cdot \underset{D^0\to K\pi}{3.8\%} \cdot \underset{\epsilon_{D^*}}{3.6\%} = 0.926 \cdot 10^{-3}$$

Ein D^0-Meson zerfällt mit 4.0% Wahrscheinlichkeit über eine K*-Zwischenresonanz in $\overline{K}^0\pi^+\pi^-$, das $\overline{K}^0$ zerfällt in 50% der Fälle als K^0_S, das K^0_S zerfällt mit 68.6% Wahrscheinlichkeit in zwei geladene Pionen. Die Rekonstruktionseffizienz im K*-Kanal beträgt 1.2%:

$$\underset{D^*\to D^0\pi}{67.7\%} \cdot \underset{D^0\to K^{*-}\pi^+}{4.0\%} \cdot \underset{\overline{K}^0\to K^0_S}{50\%} \cdot \underset{K^0_S\to\pi^+\pi^-}{68.6\%} \cdot \underset{\epsilon_{D^*}}{1.2\%} = 0.111 \cdot 10^{-3}$$

Bei 3020 ± 120 rekonstruierten D*-Mesonen im goldenen Kanal erwartet man also im K*-Kanal 362 rekonstruierte D*-Mesonen. Das ist konsistent mit dem Ergebnis der Rekonstruktion im K*-Kanal: 310 ± 70.

Erwarteter Fehler von ΔG/G

Entgegen der ursprünglichen Hoffnung kann der neu untersuchte K*-Kanal nicht wesentlich zur Messung von $\Delta G/G$ beitragen. Das effektive Signal im

K*-Kanal beträgt 18. Das sind nur 3% des effektiven Signals im goldenen D*-Kanal (vgl. Tabelle 4.5).

Wird $\Delta G/G$ mit dem Signal aus dem K*-Kanal bestimmt, beträgt der Fehler (vergleiche auch Gleichung 4.25):

$$\begin{aligned}\delta(\Delta G/G) &= \frac{1}{P_B P_T f D\langle a_{LL}\rangle}\frac{1}{\sqrt{S_{eff}}} \\ &= \frac{1}{0.75\cdot 0.5\cdot 0.4\cdot 0.66\cdot 0.24}\frac{1}{\sqrt{18}} \\ &= 10.0 \end{aligned} \tag{4.60}$$

Man kann nun die Messung von $\Delta G/G$ im K*-Kanal mit den Messungen im goldenen Kanal kombinineren, indem man das gewichtete Mittel bildet. Der Fehler des gewichteten Mittels beträgt:

$$\delta(\Delta G/G) = \sqrt{\frac{1}{1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_2^2 + 1/\sigma_3^2}} = \sqrt{\frac{1}{1/1.7^2 + 1/2.8^2 + 1/10.0^2}} = 1.44 \tag{4.61}$$

Die Verbesserung des Fehlers im Vergleich zur Bestimmung von $\Delta G/G$ ausschließlich mit den Daten des goldenen Kanals ist leider minimal (vergleiche Gleichung 4.31). Andererseits ist die Einbeziehung des K*-Kanals in die Analyse gleichbedeutend mit einer zusätzlichen Datennahme, die 3% der bisherigen Strahlzeit beträgt (da das effektive Signal um 3% erhöht werden konnte) - und Strahlzeit ist in Zeiten knapper finanzieller Mittel ein kostbares Gut.

Die Analyse des K*-Kanals hat viel zum Verständnis der Rekonstruktionseffizienzen beigetragen. Im Vergleich dieses Kanals mit dem goldenen konnte die absolute D*-Rekonstruktionseffizienz verifiziert werden. Mit dem erlangten Wissen über Spurrekonstruktionseffizienz, Identifikationseffizienz geladener Kaonen, Rekonstruktionseffizienz von K^0_S-Mesonen kann nun abgeschätzt werden, welche Zerfallskanäle von D-Mesonen einen Beitrag zur Messung von $\Delta G/G$ leisten können (siehe Zusammenfassung in Abschnitt 5).

4.4 Paarproduktion von D-Mesonen

Wegen der Charmerhaltung in der starken Wechselwirkung wird in einer Photon-Gluon-Fusion ein Charmquark immer zusammen mit einem Anticharmquark produziert. Beide fragmentieren in D-Mesonen. Als wichtiger Konsistenztest kann die Anzahl der rekonstruierten D-Mesonen-Paare mit der Vorhersage verglichen werden, die sich aus den in den Abschnitten 4.1.3 und 4.3.3 ermittelten Rekonstruktionseffizienzen ableiten lassen.

Als Ausgangspunkt für die Untersuchung werden rekonstruierte D*- und D^0-Mesonen im goldenen Kanal genommen (schraffierter Bereich in den Abbildungen 4.59 und 4.65). Die Suche wird auf neutrale und geladene D-Mesonen (D^0, $\overline{D^0}$, D^+, D^-) als Partner beschränkt, da Charmquarks am häufigsten in diese D-Mesonen fragmentieren. Außerdem zerfallen die ebenfalls als Partner in Betracht kommenden angeregten D-Mesonen ($D^*(2007)^0$, $D^*(2010)^+$, $D_1(2420)^0$, $D^*{}_2(2460)^0$, $D^*{}_2(2460)^+$) alle über eine D^0- oder D^+-Zwischenresonanz. Lediglich die D-Mesonen mit einem seltsamen Valenzquark werden nicht erfasst.

Die untersuchten Kanäle sind in Tabelle 4.11 zusammengefasst.

	mit Partner
D^{*+} (D^{*-})	$\overline{D^0} \to K^+\pi^-$ ($D^0 \to K^-\pi^+$)
	$D^- \to K^+\pi^-\pi^-$ ($D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$)
	$D^{*-} \to (K^+\pi^-)\pi_s^-$ ($D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$)
D^0 ($\overline{D^0}$)	$\overline{D^0} \to K^+\pi^-$ ($D^0 \to K^-\pi^+$)
	$D^- \to K^+\pi^-\pi^-$ ($D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$)
	$D^{*-} \to (K^+\pi^-)\pi_s^-$ ($D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$)

Tabelle 4.11: Jeweils als Partner zum D^* und zum D^0 werden $\overline{D^0}$, D^- und D^{*-} in den angegebenen Zerfallskanälen gesucht.

4.4.1 Selektion der D*-Kandidaten

Da die D^*-Rekonstruktionseffizienz mit 3.6% sehr niedrig ist (siehe Abbildung 4.18), ist es sinnvoll eine möglichst große Anzahl von D^*-Kandidaten als Ausgangspunkt für die Suche nach einem weiteren D-Meson zu nehmen. Deshalb wurden die gerade fertigproduzierten 2004 Daten mit longitudinaler Targetpolarisation einbezogen (siehe Tabelle 4.12). So konnte die Anzahl der rekonstruierten D-Mesonen mehr als verdoppelt werden. Zusätzlich zur Selektion, die in Abschnitt 4.1.1 beschrieben ist, wird der ΔM-Schnitt (Gleichung 4.15) angewendet und man erhält für die 2002-2004 Daten das $K\pi$-Massenspektrum in Abbildung 4.59 (analog zu den Massenspektren ohne die 2004 Daten in Abbildung 4.11). Weitere Schnitte (Target, $p_\perp^{Ereignis}$, $|cos\theta^*|$, z_D) werden nicht angewendet, um die Anzahl der rekonstruierten D^*-Mesonen nicht zu reduzieren. Von diesen D^*-Kandidaten werden im folgenden nur diejenigen weiterverwendet, die im Massenbereich

$$M|(K\pi) - 1864.5| < 60\ MeV/c^2 \tag{4.62}$$

liegen (schraffierter Bereich in Abbildung 4.59). Die Breite des Signals beträgt 27 MeV/c^2. Daher befinden sich im ausgewählten Bereich über 96% der rekonstruierten D^*-Mesonen (nämlich 6400 ± 170). Da das Verhältnis von Signal zu Untergrund im schraffierten Bereich 0.84 beträgt, stammen etwa 46% der ausgewählten D^*-Kandidaten von wirklichen D^*-Mesonen, der Rest ist Untergrund.

In Abbildung 4.60 kann man ablesen, wieviel geladene Kaonen sich zusätzlich zum Kaon aus dem D^*-Zerfall im Primärvertex der selektierten D^*-Kandidaten befinden. Die Kaonen werden mit den Standardschnit-

Periode	Jahr	Zeitraum	Version	integr. Myonfluss	Anzahl der mDST
W22	2004	25.05. - 02.06.	2-7	$15.5 \cdot 10^{12}$	501
W23	2004	02.06. - 07.06.	3-7	$10.5 \cdot 10^{12}$	336
W26	2004	26.06. - 01.07.	2-7	$11.2 \cdot 10^{12}$	325
W27	2004	02.07. - 05.07.	2-7	$6.2 \cdot 10^{12}$	188
W28	2004	07.07. - 14.07.	2-7	$3.9 \cdot 10^{12}$	263
W29	2004	14.07. - 19.07.	1-7	$3.8 \cdot 10^{12}$	218
W30	2004	24.07. - 28.07.	2-7	$8.6 \cdot 10^{12}$	278
W31	2004	28.07. - 01.08.	2-7	$8.2 \cdot 10^{12}$	249
W32	2004	04.08. - 11.08.	2-7	$11.4 \cdot 10^{12}$	366
W37	2004	07.09. - 15.09.	3-7	$13.7 \cdot 10^{12}$	398
W38	2004	15.09. - 24.09.	2-7	$15.8 \cdot 10^{12}$	492
W39	2004	25.09. - 29.09.	2-7	$9.7 \cdot 10^{12}$	269
W40	2004	29.09. - 03.10.	3-7	$6.8 \cdot 10^{12}$	207

Tabelle 4.12: Für die Suche nach D-Paaren wurden zusätzlich zu den Perioden aus Tabelle 4.1 die hier aufgelisteten Perioden aus der Strahlzeit 2004 verwendet, in denen das Target longitudinal polarisiert war.

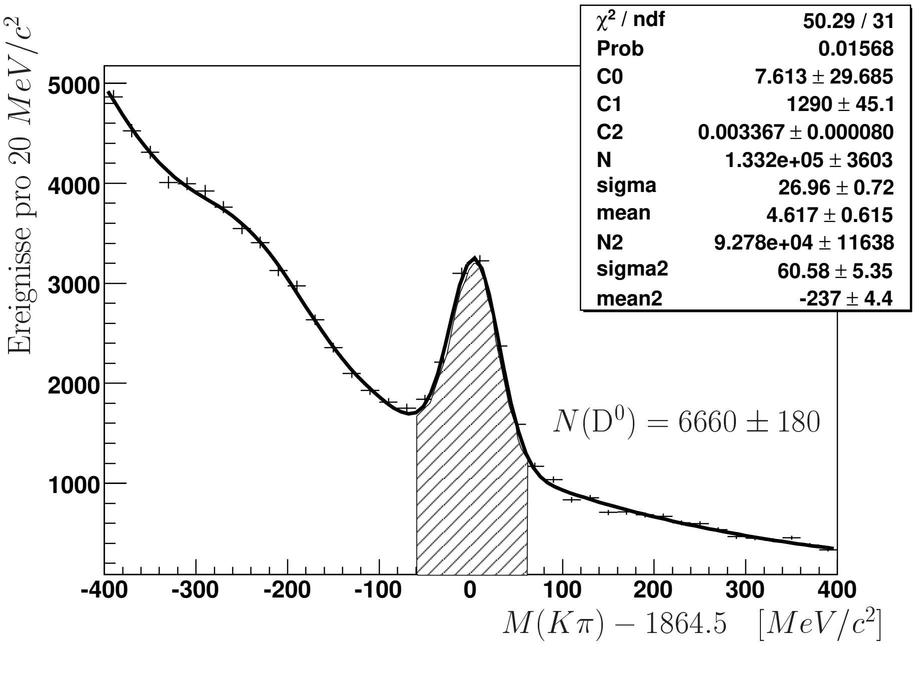

Abbildung 4.59: $K\pi$-Massenspektrum der D*-Kandidaten mit Schnitt auf ΔM (Gleichung 4.15) für die 2002-2004 Daten (aus dem Fit: 6660 ± 180 rekonstruierte D^0-Mesonen).

ten aus Gleichung 4.10 identifiziert. Etwa 93% der 14344 selektierten D*-Kandidaten besitzen kein zusätzliches identifiziertes Kaon. 5.1% besitzen genau ein zusätzliches Kaon mit derselben Ladung wie das D*, während 1.7% genau ein zusätzliches Kaon mit entgegengesetzter Ladung besitzen. In den restlichen 0.2% werden mehrere zusätzliche Kaonen im Primärvertex

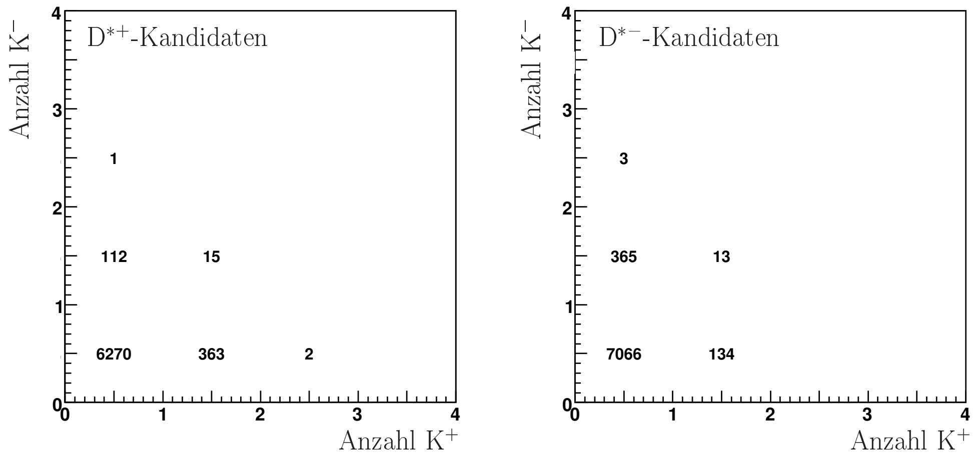

Abbildung 4.60: Links ist die Verteilung der D^{*+}-Kandidaten mit ΔM-Schnitt und Schnitt auf die $K\pi$-Masse (Gleichung 4.62) in Abhängigkeit von der Anzahl der positiven und negativen Kaonen im Primärvertex aufgetragen. Das negative Kaon aus dem D^*-Zerfall wurde nicht mitgezählt. Rechts ist die entsprechende Verteilung der D^{*-}-Kandidaten.

identifiziert.

Für die Suche nach D-Mesonen-Paaren sind die D^*-Kandidaten mit mindestens einem zusätzlichen Kaon gleichnamiger Ladung relevant (siehe Tabelle 4.11). Für diese insgesamt 761 D^*-Kandidaten ist in Abbildung 4.61 als zweidimensionale Verteilung die Anzahl der zu den D^*-Zerfallsteilchen zusätzlichen negativen gegen die Anzahl der zusätzlichen positiven Hadronen im Primärvertex abgebildet. Es finden sich keine D^{*+}-Kandidaten ohne zusätzliches positives Hadron (bzw. keine D^{*-}-Kandidaten ohne zusätzliches negatives Hadron), da sie so gewählt wurden, dass sich mindestens ein zusätzliches positives (bzw. negatives) Kaon im Primärvertex befindet.

Für die Suche nach $D^{*+}\overline{D^0}$ muss laut Tabelle 4.11 mindestens ein weiteres negatives Pion im Primärvertex sein und entsprechend für die Suche nach $D^{*-}D^0$ mindestens ein weiteres positives Pion. Das ist für 639 Ereignisse der Fall. Für 410 Ereignisse befinden sich mindestens 1 K^+ und 2 negative Hadronen (bzw. 1 K^- und 2 negative Hadronen) zusätzlich im Primärvertex. Sie erfüllen die Bedingung einer Suche nach einem D^- oder einem D^{*-} (bzw. D^+ oder D^{*+}) als Partner für ein selektiertes D^{*+} (bzw. D^{*-}).

4.4.2 Suche nach $D^{*+}\overline{D^0}$ und $D^{*-}D^0$

639 D^*-Kandidaten erfüllen die Bedingungen für eine Suche nach einem $\overline{D^0}$ mit Zerfall in $K^+\pi^-$ als Partner für ein D^{*+} bzw. nach einem D^0 mit Zerfall in $K^-\pi^+$ als Partner für ein D^{*-} (siehe Abschnitt 4.4.1). Es soll die Selektion dieser D^*-Kandidaten nochmals kurz zusammengefasst werden.

- Es werden D^*-Kandidaten nach den Kriterien selektiert, die in Abschnitt 4.1.1 erläutert sind.

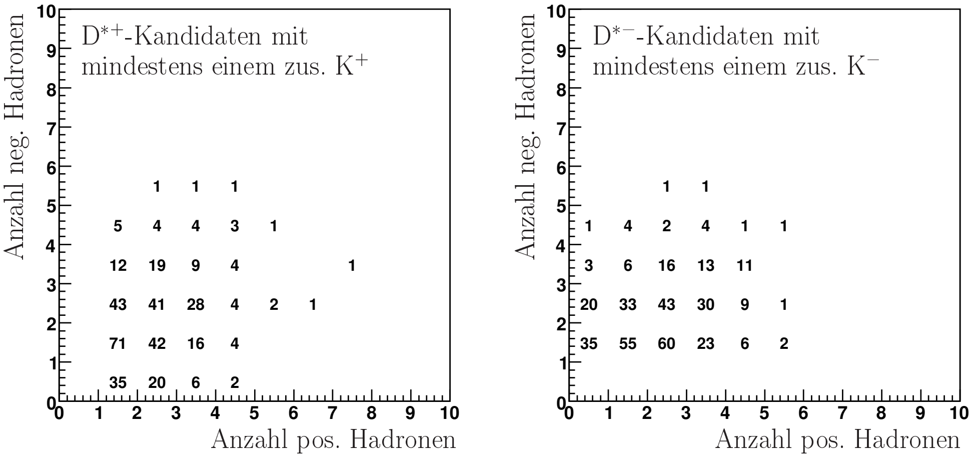

Abbildung 4.61: Links ist die Verteilung der D^{*+}-Kandidaten mit ΔM-Schnitt, Schnitt auf die $K\pi$-Masse (Gleichung 4.62) und mindestens einem zusätzlichen positiven Kaon im Primärvertex in Abhängigkeit von der Anzahl der positiven und negativen Hadronen im Primärvertex aufgetragen. Die drei Zerfallsteilchen des D* wurden nicht mitgezählt. Rechts ist die entsprechende Verteilung der D^{*-}-Kandidaten.

- Auf die D*-Kandidaten wird der ΔM-Schnitt (Gleichung 4.15) und der Schnitt auf die $K\pi$-Masse (Gleichung 4.62) angewendet.

- Es werden nur D^{*+}-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den D*-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes positives Kaon und ein negatives Hadron befinden. Das negative Hadron wird als π^- behandelt.

- Es werden nur D^{*-}-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den D*-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes negatives Kaon und ein positives Hadron befinden. Das positive Hadron wird als π^+ behandelt.

In Abbildung 4.62 ist für alle möglichen Kombinationen von zusätzlichen K$^+\pi^-$- bzw. K$^-\pi^+$-Paaren die invariante Masse aufgetragen. Das Histogramm hat 1283 Einträge. Das bedeutet, dass es im Mittel für jeden selektierten D*-Kandidaten 2.0 mögliche $K\pi$-Kombinationen gibt. Man erkennt ein deutliches K*-Signal bei der nominellen Masse von 892 MeV/c^2. Der Fit ergibt 84$\pm$17 rekonstruierte K*-Mesonen. Auch bei der D^0-Masse ist ein Signal zu sehen, dessen Stärke 9 ± 4 beträgt. Breite und Masse wurden nicht angepasst, sondern die Werte aus der Anpassung des $K\pi$-Spektrums in Abbildung 4.59 genommen (Breite 27 MeV/c^2 und Masse 1869 MeV/c^2). Bei etwa 1650 MeV/c^2 ist ebenfalls eine Anhäufung von Ereignissen zu erkennen. Das könnte das D^0-Signal aus dem Zerfallskanal D^0 $\rightarrow$ K$^-\pi^+\pi^0$ sein, in dem das π^0 nicht rekonstruiert wurde (siehe auch Seite 99). Der Untergrund in Abbildung 4.62 wurde mit einer Exponentialfunktion angepasst ($C_0 + C_1 * e^{C_2 \cdot x}$).

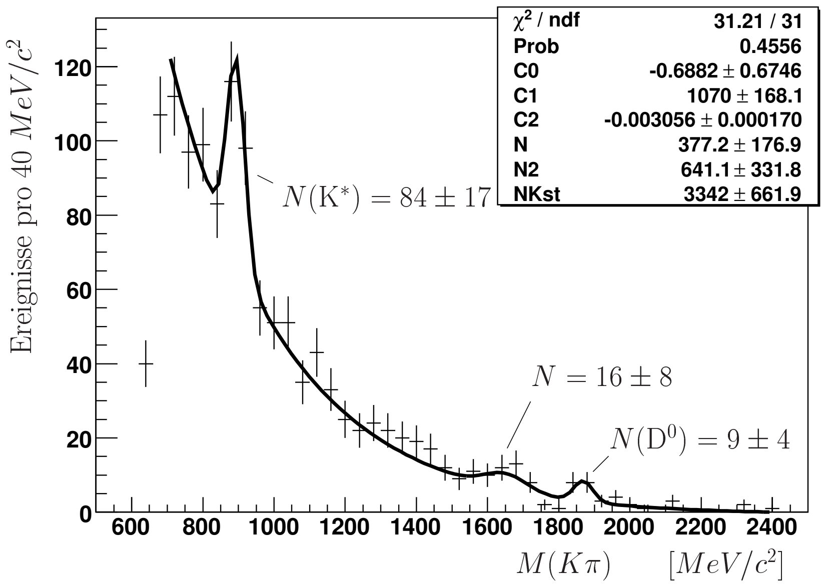

Abbildung 4.62: Invariante $K\pi$-Masse für $K\pi$-Paare, die sich zusätzlich zu den Zerfallsteilchen eines D*-Mesons im Primärvertex befinden. Die Ladung der Teilchen ist entsprechend der auf Seite 146 beschriebenen Selektion gewählt.

Um zu ermitteln, wieviele rekonstruierte $\mathrm{D}^*\mathrm{D}^0$-Paare erwartet werden, wird zunächst in Monte-Carlo-Daten die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit untersucht. In 136 von 3889 generierten Ereignissen mit einem $\mathrm{D}^{*-}\mathrm{D}^0$-Paar im Primärvertex werden alle 5 Spuren rekonstruiert:

$$\underbrace{\mathrm{K}^+\pi^-\pi^-}_{\mathrm{D}^{*-}}\underbrace{\mathrm{K}^-\pi^+}_{\mathrm{D}^0} \qquad (4.63)$$

Der rekonstruierte Impuls befindet sich dabei im Korridor von Gleichung 4.18. Das sind 3.5% der Ereignisse und entspricht einer mittleren Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit von 50%. Das stimmt gut mit den früheren Ergebnissen aus Tabelle 4.4 überein.

Nun kann abgeschätzt werden, wieviele rekonstruierte $\mathrm{D}^{*+}\overline{\mathrm{D}^0}$- und $\mathrm{D}^{*-}\mathrm{D}^0$-Paare erwartet werden.

$$\text{Anzahl } \mathrm{D}^*\mathrm{D}^0\text{-Paare} = 6400 \cdot \alpha \cdot 0.038 \cdot 0.5^2 \cdot 0.36 \qquad (4.64)$$

Ausgangspunkt sind die in der Selektion (schraffierter Bereich in Abb. 4.59) rekonstruierten 6400 D*-Mesonen. α ist der (unbekannte) Anteil der D*-Mesonen, die ein D^0 als Partner haben. Von den vorhandenen D^0-Mesonen zerfallen 3.8% in $K\pi$. Die beiden Spuren werden jeweils mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% rekonstruiert. Schließlich wird das Kaon mit 36% Wahrscheinlichkeit als solches identifiziert (siehe Seite 96).

Es werden höchstens 22 rekonstruierte D-Paare erwartet (Annahme $\alpha = 1$). Das ist verträglich mit der aus der Anpassung an die Daten erhaltenen Anzahl der rekonstruierten D-Paare (9 ± 4). Setzt man diese der erwarteten

Anzahl gleich (Gleichung 4.64), kann α berechnet werden.

$$\alpha = 0.41 \pm 0.20 \tag{4.65}$$

Der Fehler von α ist sehr groß. Er ist dominiert von dem Fehler der Anzahl der rekonstruierten D-Paare. Für die Spurrekonstruktions- und Kaonidentifikationseffizienz wurde ein relativer Fehler von 20% angenommen (Abschätzung aus dem Vergleich der D^*-Signalstärken im goldenen Kanal und im K^*-Kanal auf Seite 141).

4.4.3 Suche nach $D^{*+}D^-$ und $D^{*-}D^+$

410 D^*-Kandidaten erfüllen die Bedingungen für eine Suche nach einem D^- mit Zerfall in $K^+\pi^-\pi^-$ als Partner für ein D^{*+} bzw. nach einem D^+ mit Zerfall in $K^-\pi^+\pi^+$ als Partner für ein D^{*-} (siehe Abschnitt 4.4.1). Es soll die Selektion dieser D^*-Kandidaten nochmals kurz zusammengefasst werden.

- Es werden D^*-Kandidaten nach den Kriterien selektiert, die in Abschnitt 4.1.1 erläutert sind.

- Auf die D^*-Kandidaten wird der ΔM-Schnitt (Gleichung 4.15) und der Schnitt auf die $K\pi$-Masse (Gleichung 4.62) angewendet.

- Es werden nur D^{*+}-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den D^*-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes positives Kaon und zwei negative Hadronen befinden. Die negativen Hadronen werden als π^- behandelt.

- Es werden nur D^{*-}-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den D^*-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes negatives Kaon und zwei positive Hadronen befinden. Die positiven Hadronen werden als π^+ behandelt.

In Abbildung 4.63 ist für alle möglichen $K\pi\pi$-Kombinationen die invariante Masse aufgetragen (Vorzeichen des Kaons und der Pionen wie oben erklärt).

Das Histogramm hat 933 Einträge. Das bedeutet, dass es im Mittel für jeden selektierten D^*-Kandidaten 2.3 mögliche $K\pi\pi$-Kombinationen gibt. Es sind keine eindeutigen Strukturen zu erkennen. An der Stelle der $D^\pm$-Masse ($1869.4 \pm 0.5\ MeV/c^2$, [PDG]) ist zwar eine Anhebung, aber der Untergrund ist 3 bis 4 mal höher als im $K\pi$-Spektrum in Abbildung 4.62. Passt man den Untergrund mit einer Exponentialfunktion an ($C_0+C_1*e^{C_2\cdot x}$) und das $D^\pm$-Signal mit einer Gaußfunktion, deren Position mit $1869\,MeV/c^2$ und Breite mit $27\ MeV/c^2$ fest gewählt wurden, erhält man für die Stärke des Signals 11 ± 7.

Nun kann ermittelt werden, wieviele rekonstruierte D-Paare erwartet werden:

$$\text{Anzahl } D\text{-Paare} = 6400 \cdot \beta \cdot 0.091 \cdot 0.5^3 \cdot 0.36 \tag{4.66}$$

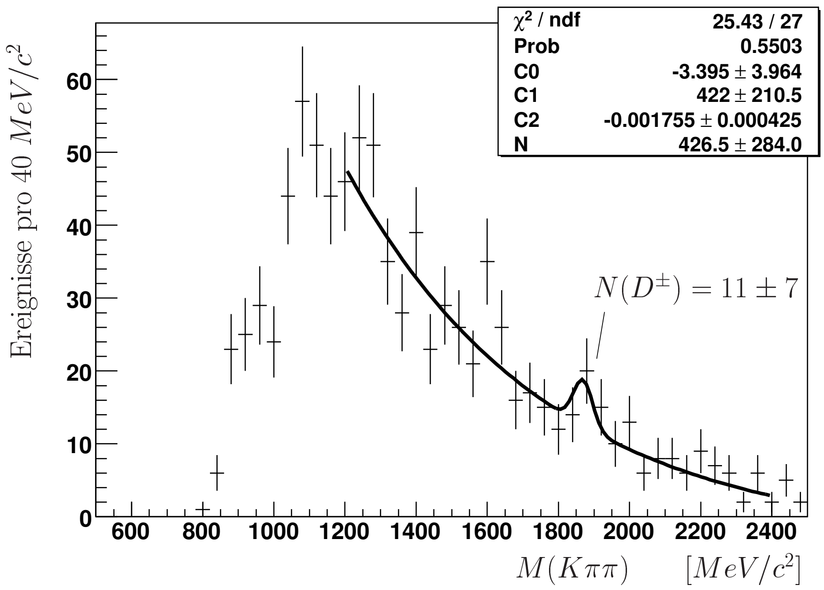

Abbildung 4.63: Invariante $K\pi\pi$-Masse für $K\pi\pi$-Kombinationen, die sich zusätzlich zu den Zerfallsteilchen eines D*-Mesons im Primärvertex befinden. Die Ladung der Teilchen ist entsprechend der auf Seite 148 beschriebenen Selektion gewählt.

Ausgangspunkt sind wieder die in der Selektion nachgewiesenen 6400 D*-Mesonen. β ist der Anteil der D*-Mesonen, die ein D$^{\pm}$ als Partner haben. Von den vorhandenen D$^{\pm}$-Mesonen zerfallen 9.1% in $K\pi\pi$. Die drei Spuren werden jeweils mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% rekonstruiert. Schließlich wird das Kaon mit 36% Wahrscheinlichkeit als solches identifiziert (siehe Seite 96). Es werden also maximal 26 rekonstruierte D-Paare erwartet (Annahme $\beta = 1$).

Setzt man Gleichung 4.66 der aus der Anpassung an die Daten erhaltenen Anzahl der rekonstruierten D-Paare gleich, nämlich 11 ± 7, kann β berechnet werden.

$$\beta = 0.42 \pm 0.28 \tag{4.67}$$

Auch hier ist der Fehler von β dominiert von dem Fehler der Anzahl der rekonstruierten D-Paare.

Wie in der Einleitung zu Abschnitt 4.4 erläutert wurde, wird erwartet, dass sich fast immer ein D^0- oder D$^{\pm}$-Meson als Partner zu einem weiteren D-Meson im Primärvertex befindet. Daher müssen sich α und β fast zu 1 addieren. Das ist innerhalb der (großen) Fehler auch der Fall.

4.4.4 Suche nach D^{*+}D^{*-}

Als nächstes wird nach Paaren von geladenen D*-Mesonen gesucht, die beide über den goldenen Kanal zerfallen. Wie im vorherigen Abschnitt erfüllen auch hier 410 D*-Kandidaten die notwendigen Bedingungen, nämlich das Vorhandensein eines zusätzlichen Kaons und zwei zusätzlicher Pionen im

Primärvertex. Die Selektion ist identisch mit der in Abschnitt 4.4.3.

Jede $K\pi\pi$-Kombination aus zusätzlichen Hadronen im Primärvertex besteht aus zwei Pionen gleicher Ladung π_1 und π_2 und einem Kaon. Stammen diese Teilchen aus einem zusätzlichen D*-Meson, kann das Pion π_1 entweder aus dem D^0-Zerfall oder direkt aus dem D*-Zerfall kommen (entsprechend für das π_2):

$$\underbrace{(K\pi_1)}_{D^0}\pi_2 \quad \text{oder} \quad \underbrace{(K\pi_2)}_{D^0}\pi_1 \tag{4.68}$$

Beide Möglichkeiten müssen in Betracht gezogen werden. Mit einem ΔM-Schnitt (Gleichungen 4.70 und 4.71) wird eine strenge kinematische Bedingung gesetzt, die im Fall eines sukzessiven Zerfalls des zusätzlichen D* in ein D^0 und ein Pion und des D^0 in ein Kaon und ein Pion erfüllt ist (vergleiche Gleichung 4.15).

$$D^* \to D^0\pi \to (K\pi)\pi \tag{4.69}$$

Für alle $K\pi_1$-Kombinationen mit dem ΔM_1-Schnitt

$$|M(K\pi_1\pi_2) - M(K\pi_1) - M(\pi) - 6.1| < 3\ MeV/c^2 \tag{4.70}$$

und alle $K\pi_2$-Kombinationen mit dem ΔM_2-Schnitt

$$|M(K\pi_2\pi_1) - M(K\pi_2) - M(\pi) - 6.1| < 3\ MeV/c^2 \tag{4.71}$$

ist in Abbildung 4.64 die invariante Masse aufgetragen. Es hat sich herausgestellt, dass höchstens eine beider Möglichkeiten aus Gleichung 4.68 mit einem ΔM-Schnitt vereinbar ist. Das Histogramm hat 33 Einträge. Die meisten $K\pi\pi$-Kombinationen werden durch den ΔM-Schnitt verworfen. Von den 33 Einträgen befinden sich 4 im richtigen $K\pi$-Massenfenster (D^0-Masse: $1864.5 \pm 0.5\ MeV/c^2$). Es werden 3 ± 2 $D^{*+}D^{*-}$-Paare rekonstruiert.

Erwartet werden:

$$\text{Anzahl D*-Paare} = 6400 \cdot \gamma \cdot 0.677 \cdot 0.038 \cdot 0.5^3 \cdot 0.36 \tag{4.72}$$

Ausgangspunkt sind wieder die 6400 rekonstruierten D*-Mesonen aus Abbildung 4.59. γ ist der Anteil der D*-Mesonen, die ein D* als Partner haben. Von den vorhandenen D*-Mesonen zerfallen 67.7% in $D^0\pi$ und von den D^0-Mesonen wiederum 3.8% in $K\pi$. Die drei Spuren werden jeweils mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% rekonstruiert. Schließlich wird das Kaon mit 36% Wahrscheinlichkeit als solches identifiziert.

Setzt man Gleichung 4.72 der Anzahl der rekonstruierten D*-Paare gleich, erhält man für γ:

$$\gamma = 0.41 \pm 0.29 \tag{4.73}$$

4.4.5 Selektion der D^0-Kandidaten

Auch nach Partnern zu D^0-Mesonen (die nicht zwingend aus einem D*-Zerfall kommen) kann gesucht werden. Die in Abschnitt 4.2.1 beschriebene Selektion wurde auf die 2002-2004 Daten angewendet (siehe Tabellen 4.1

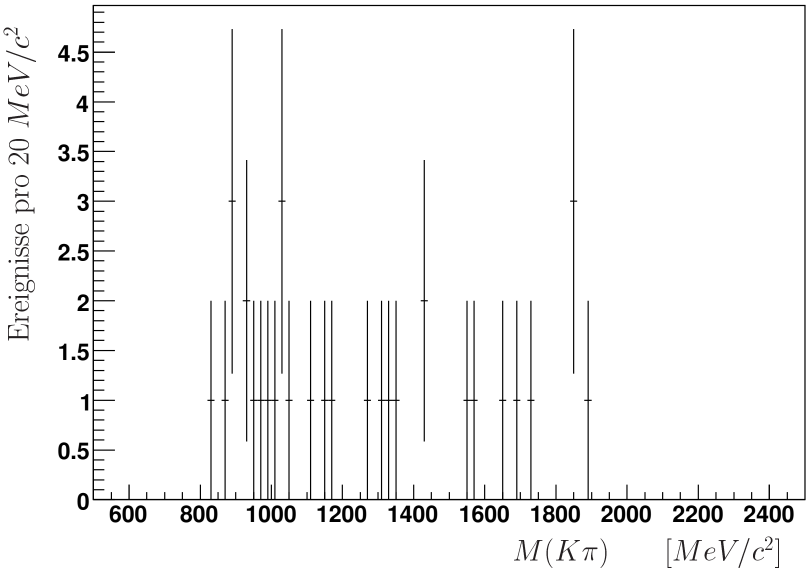

Abbildung 4.64: Invariante $K\pi$-Masse für $(K\pi)\pi$-Kombinationen mit ΔM-Schnitt, die sich zusätzlich zu den Zerfallsteilchen eines D*-Mesons im Primärvertex befinden. Die Ladung der Teilchen ist entsprechend der auf Seite 148 beschriebenen Selektion gewählt.

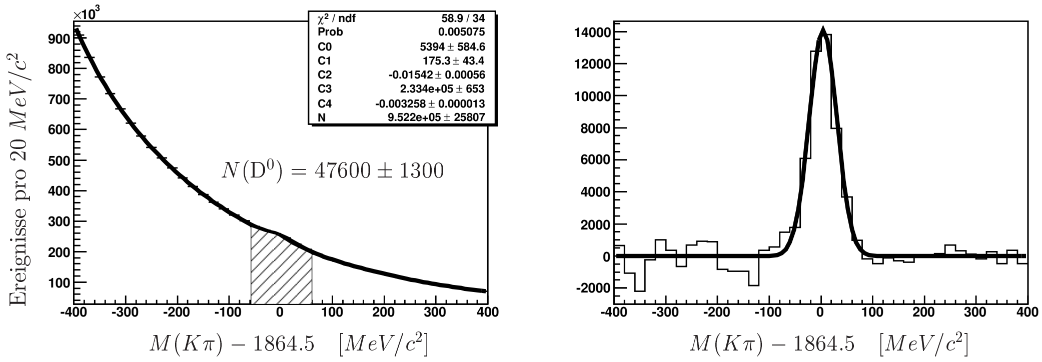

Abbildung 4.65: Links das $K\pi$-Massenspektrum der D^0-Kandidaten für die 2002-2004 Daten (aus dem Fit: 47600 ± 1300 rekonstruierte D^0-Mesonen). Der Untergrund wurde mit zwei Exponentialfunktionen angepasst. Rechts dasselbe Spektrum, von dem der Untergrund abgezogen wurde.

und 4.12). Die invariante $K\pi$-Massenverteilung ist für alle D^0-Kandidaten in Abbildung 4.65 zu sehen. Es wurden keine kinematischen Schnitte angewendet, um die Anzahl der D^0-Mesonen nicht zu verringern. Von diesen D^0-Kandidaten werden im weiteren nur diejenigen weiterverwendet, die im Massenbereich

$$|M(K\pi) - 1864.5| < 60\ MeV/c^2 \tag{4.74}$$

liegen (schraffierter Bereich in Abb. 4.65). Im selektierten Bereich befinden sich fast $1.5 \cdot 10^6$ D^0-Kandidaten. Davon stammen 3.1% von echten D^0-Mesonen (46400 ± 1270).

Der Großteil des in Abbildung 4.65 dominierenden Untergrundes wird durch die Bedingung eliminiert werden, ein zweites D-Meson müsse sich im Primärvertex befinden. Schon die für die Suche nach D-Paaren notwendige Forderung, zusätzlich zu einem rekonstruierten D^0-Meson mindestens ein K^+ (bzw. zusätzlich zu einem rekonstruierten $\overline{D^0}$-Meson mindestens ein K^-) im Primärvertex zu haben, reduziert die Anzahl der selektierten D^0-Kandidaten um 95% auf 76403 (siehe Abbildung 4.66).

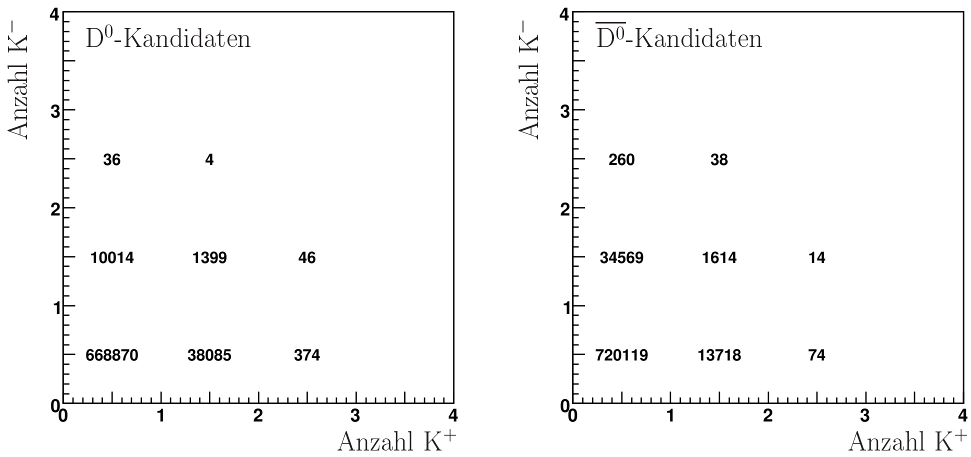

Abbildung 4.66: Links ist die Verteilung der D^0-Kandidaten mit Schnitt auf die $K\pi$-Masse (Gleichung 4.74) in Abhängigkeit von der Anzahl der positiven und negativen Kaonen im Primärvertex aufgetragen. Das negative Kaon aus dem D^0-Zerfall wurde nicht mitgezählt. Rechts ist die entsprechende Verteilung der $\overline{D^0}$-Kandidaten.

In Abbildung 4.67 ist die zweidimensionale Verteilung dieser D^0-Kandidaten in Abhängigkeit der Anzahl der negativen und der positiven Hadronen im Primärvertex (ausgenommen das Kaon und das Pion aus dem D^0-Zerfall) gezeigt. Aus Abbildung 4.67 entnimmt man, dass 76071 D^0-Kandidaten bleiben, in denen nach einem D^0-Meson mit Zerfall in $K\pi$ als Partner gesucht werden kann, und 26171 D^0-Kandidaten, in denen nach einem $D^\pm$-Meson mit Zerfall in $K\pi\pi$ als Partner gesucht werden kann.

4.4.6 Suche nach $D^0\overline{D^0}$

76071 D^0-Kandidaten (bzw. $\overline{D^0}$-Kandidaten) eignen sich für eine Suche nach einem zusätzlichen $\overline{D^0}$ mit Zerfall in $K^+\pi^-$ (bzw. D^0 mit Zerfall in $K^-\pi^+$) im Primärvertex (siehe Abschnitt 4.4.5). Es soll die Selektion dieser D^0-Kandidaten nochmals kurz zusammengefasst werden.

- Es werden D^0-Kandidaten nach den Kriterien selektiert, die in Abschnitt 4.2.1 erläutert sind.

- Auf die D^0-Kandidaten wird der Schnitt auf die $K\pi$ -Masse (Gleichung 4.74) angewendet.

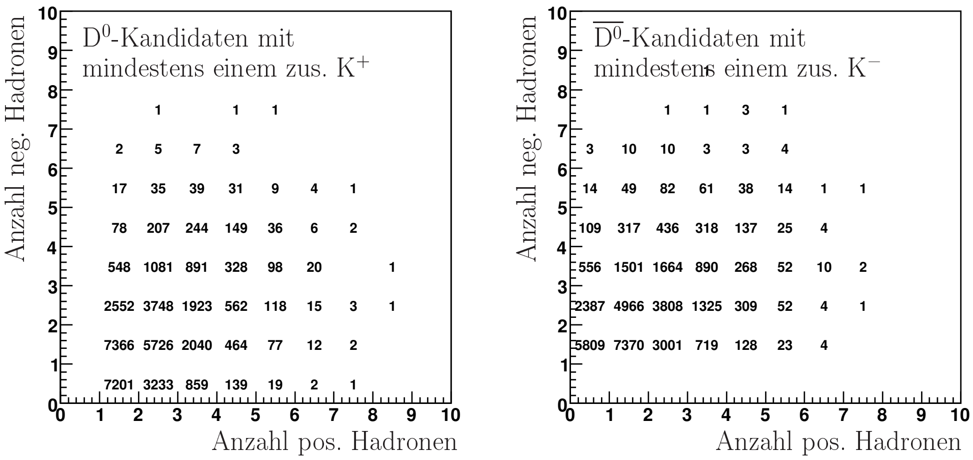

Abbildung 4.67: Links ist die Verteilung der D^0-Kandidaten mit Schnitt auf die $K\pi$-Masse (Gleichung 4.74) und mindestens einem zusätzlichen positiven Kaon im Primärvertex in Abhängigkeit von der Anzahl der positiven und negativen Hadronen im Primärvertex aufgetragen. Die Zerfallsteilchen des D^0 wurden nicht mitgezählt. Rechts ist die entsprechende Verteilung der $\overline{D^0}$-Kandidaten.

- Es werden nur D^0-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den D^0-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes positives Kaon und ein negatives Hadron befinden. Das negative Hadron wird als π^- behandelt.

- Es werden nur $\overline{D^0}$-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den $\overline{D^0}$-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes negatives Kaon und ein positives Hadron befinden. Das positive Hadron wird als π^+ behandelt.

In Abbildung 4.68 ist für alle möglichen Kombinationen von zusätzlichen $K^+\pi^-$- bzw. $K^-\pi^+$-Paaren die invariante Masse aufgetragen. Das Histogramm hat 93951 Einträge. Damit kommen auf einen selektierten D^0-Kandidaten 1.2 Kombinationen von zusätzlichen $K\pi$-Paaren. Es treten deutlich zwei Resonanzen hervor: das K^* bei 892 MeV/c^2 und das D^0 bei 1865 MeV/c^2. Die Stärke des D^0-Signals beträgt 100 ± 30. Der Untergrund wurde mit einer Exponentialfunktion angepasst ($C_0 + C_1 \cdot e^{C_2 \cdot x}$) und das D^0-Signal mit einer Gaußfunktion mit fester Breite (27 MeV/c^2) und Masse (1869 MeV/c^2). Durch die Forderung neben dem D^0 müsse auch dessen $\overline{D^0}$-Partner rekonstruiert werden, verbessert sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund um den Faktor 3.2 ($S/B = 0.033$ in Abb. 4.65 links, $S/B = 0.107$ in Abb. 4.68 jeweils in einem ± 60 MeV/c^2 breiten Bereich).

Nun soll die Anzahl der rekonstruierten D^0-Paare (100 ± 30) mit der Erwartung verglichen werden:

$$\text{Anzahl } D^0\text{-Paare} = 46400 \cdot \delta \cdot 0.038 \cdot 0.5^2 \cdot 0.36 \qquad (4.75)$$

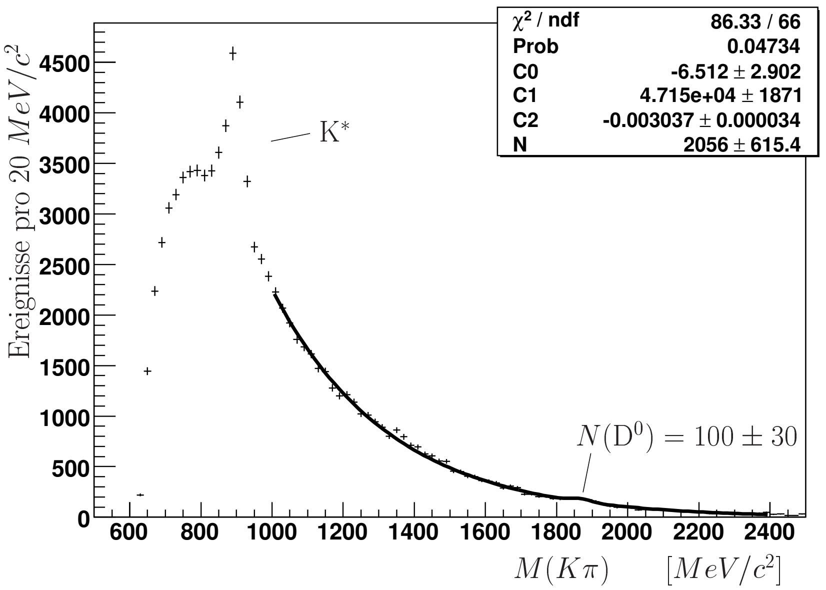

Abbildung 4.68: Invariante Masse für $K\pi$-Paare, die sich zusätzlich zu den Zerfallsteilchen eines D^0-Mesons im Primärvertex befinden. Die Ladung der Teilchen ist entsprechend der auf Seite 153 beschriebenen Selektion gewählt.

In der Selektion (schraffierter Bereich in Abbildung 4.65) sind 46400 rekonstruierte D^0-Mesonen enthalten. δ ist der Anteil der D^0-Mesonen, die ein $\overline{\mathrm{D}^0}$ als Partner haben. 3.8% der D^0-Mesonen zerfallen in $K\pi$. Jede Spur wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% rekonstruiert. Das Kaon wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 36% als solches identifiziert. Es werden also maximal 159 rekonstruierte D^0-Paare erwartet (Annahme $\delta = 1$).

Setzt man Gleichung 4.75 der aus der Anpassung an die Daten erhaltenen Anzahl der rekonstruierten D^0-Paare gleich, kann δ ermittelt werden (für Spurrekonstruktions- und Kaonidentifikationseffizienz wurde global ein relativer Fehler von 20% angenommen, siehe Abschnitt 4.4.2):

$$\delta = 0.63 \pm 0.23 \tag{4.76}$$

4.4.7 Suche nach $\mathrm{D}^0\mathrm{D}^-$ und $\overline{\mathrm{D}^0}\mathrm{D}^+$

26171 D^0-Kandidaten (bzw. $\overline{\mathrm{D}^0}$-Kandidaten) eignen sich für eine Suche nach einem zusätzlichen D^- mit Zerfall in $\mathrm{K}^+\pi^-\pi^-$ (bzw. D^+ mit Zerfall in $\mathrm{K}^-\pi^+\pi^+$) im Primärvertex (siehe Abschnitt 4.4.5). Es soll die Selektion dieser D^0-Kandidaten nochmals kurz zusammengefasst werden.

- Es werden D^0-Kandidaten nach den Kriterien selektiert, die in Abschnitt 4.2.1 erläutert sind.

- Auf die D^0-Kandidaten wird der Schnitt auf die $K\pi$ -Masse (Gleichung 4.74) angewendet.

- Es werden nur D^0-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den D^0-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes positives Kaon und zwei negative Hadronen befinden. Die negativen Hadronen werden als π^- behandelt.

- Es werden nur $\overline{D^0}$-Kandidaten zugelassen, in deren Primärvertex sich zusätzlich zu den $\overline{D^0}$-Zerfallsteilchen mindestens ein identifiziertes negatives Kaon und zwei positive Hadronen befinden. Die positiven Hadronen werden als π^+ behandelt.

In Abbildung 4.69 ist für alle $K\pi\pi$-Kombinationen die invariante Masse aufgetragen. Das Histogramm hat 50897 Einträge. Damit kommen auf jeden

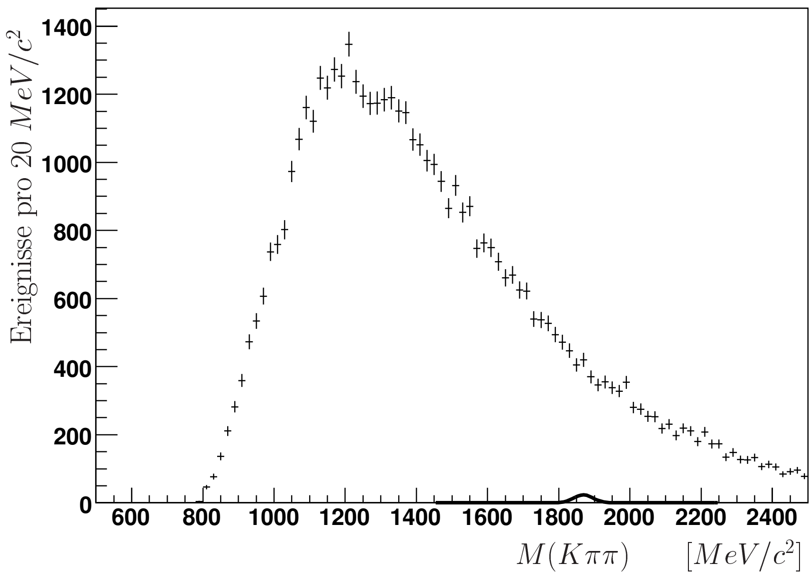

Abbildung 4.69: Invariante Masse für $K\pi\pi$-Kombinationen von Hadronen, die sich zusätzlich zu den Zerfallsteilchen eines D^0-Mesons im Primärvertex befinden. Die Ladung der Teilchen ist entsprechend der auf Seite 155 beschriebenen Selektion gewählt.

selektierten D^0-Kandidaten 1.9 $K\pi\pi$-Kombinationen. Es ist an keiner Stelle das eindeutige Signal einer Resonanz zu erkennen, auch nicht bei der $D^\pm$-Masse (1869 MeV/c^2).

Zunächst soll ermittelt werden, wieviel rekonstruierte $D^\pm$-Mesonen als Partner eines rekonstruierten D^0-Mesons erwartet werden.

$$\text{Anzahl } D\text{-Paare} = 46400 \cdot \zeta \cdot 0.091 \cdot 0.5^3 \cdot 0.36 \tag{4.77}$$

Ausgangspunkt sind die 46400 rekonstruierten D^0-Mesonen im schraffierten Bereich von Abbildung 4.65. ζ ist der Anteil der D^0-Mesonen, die ein $D^\pm$ als Partner haben. 9.1% der $D^\pm$-Mesonen zerfallen in $K\pi\pi$. Jede Spur wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% rekonstruiert. Das Kaon wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 36% als solches identifiziert.

Unter der Annahme, dass $\zeta = 50\%$ ist, werden 95 ± 20 D-Paare erwartet. Eine Gaußkurve dieser Stärke ist in Abbildung 4.69 bei der $\mathrm{D}^{\pm}$-Masse eingezeichnet. Es wird mehr Statistik benötigt, um bei diesem Untergrund feststellen zu können, ob ein Signal dieser Stärke vorhanden ist oder nicht.

4.4.8 Suche nach $\mathrm{D}^0\mathrm{D}^{*-}$ und $\overline{\mathrm{D}^0}\mathrm{D}^{*+}$

In Abschnitt 4.4.2 wurde für die rekonstruierten D^*-Mesonen in Abbildung 4.59 nach D^0-Partnern gesucht. Jetzt soll als Konsistenztest für die D^0-Mesonen in Abbildung 4.65 nach D^*-Partnern gesucht werden. Erwartet wird, dass dieselbe Anzahl von D-Partnern wie in Abschnitt 4.4.2 rekonstruiert wird.

26171 D^0-Kandidaten besitzen mindestens ein zusätzliches Kaon und zwei zusätzliche Pionen im Primärvertex und eignen sich für die Suche nach zusätzlichen D^*-Mesonen mit Zerfall in $K\pi\pi$. Die Selektion ist identisch mit der in Abschnitt 4.4.7.

Jede $K\pi\pi$-Kombination aus zusätzlichen Hadronen im Primärvertex besteht aus zwei Pionen gleicher Ladung π_1 und π_2 und einem Kaon. Stammen diese Teilchen aus einem D^*-Meson, kann das Pion π_1 entweder aus dem D^0-Zerfall oder direkt aus dem D^*-Zerfall kommen (entsprechend für das π_2):

$$\underbrace{(K\pi_1)}_{\mathrm{D}^0}\pi_2 \quad \text{oder} \quad \underbrace{(K\pi_2)}_{\mathrm{D}^0}\pi_1 \tag{4.78}$$

Beide Möglichkeiten müssen in Betracht gezogen werden. Mit einem ΔM-Schnitt (Gleichungen 4.80 und 4.81) wird eine strenge kinematische Bedingung gesetzt, die im Fall eines sukzessiven Zerfalls des D^* in ein D^0 und ein Pion und des D^0 in ein Kaon und ein Pion erfüllt ist (vergleiche Gleichung 4.15).

$$\mathrm{D}^* \to \mathrm{D}^0\pi \to (K\pi)\pi \tag{4.79}$$

Für alle $K\pi_1$-Kombinationen mit dem ΔM_1-Schnitt

$$|M(K\pi_1\pi_2) - M(K\pi_1) - M(\pi) - 6.1| < 3\, MeV/c^2 \tag{4.80}$$

und alle $K\pi_2$-Kombinationen mit dem ΔM_2-Schnitt

$$|M(K\pi_2\pi_1) - M(K\pi_2) - M(\pi) - 6.1| < 3\, MeV/c^2 \tag{4.81}$$

ist in Abbildung 4.70 die invariante Masse aufgetragen. Das Histogramm hat 505 Einträge. Die meisten $K\pi\pi$-Kombinationen werden durch den ΔM-Schnitt verworfen. Bei der D^0-Masse hebt sich deutlich ein Signal ab. Analog zu dem Histogramm in Abbildung 4.62 wird ein weiteres Signal bei der Masse $1600\, MeV/c^2$ angenommen, das von dem D^0-Zerfallskanal $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+\pi^0$ stammt (ohne rekonstruiertes π^0). Man erhält für das D^0-Signal mit Zerfall in $K\pi$ eine Stärke von 12 ± 4. Das ist mit der Stärke des Signals aus Abbildung 4.62 absolut kompatibel (9 ± 4).

Auch hier wird die erhaltene Signalstärke mit der erwarteten verglichen.

$$\text{Anzahl } D\text{-Paare} = 46400 \cdot \theta \cdot 0.677 \cdot 0.038 \cdot 0.5^3 \cdot 0.36 \tag{4.82}$$

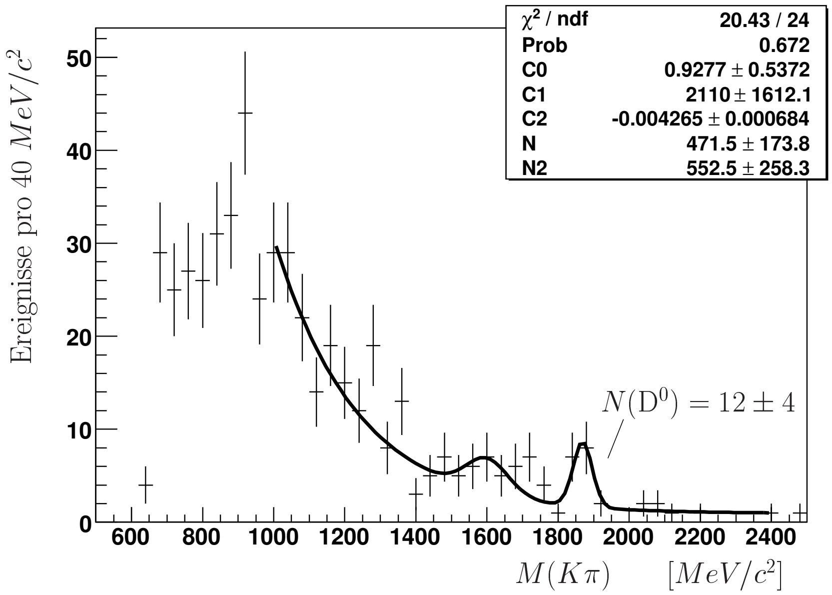

Abbildung 4.70: Invariante Masse für $K\pi$-Paare, die sich zusätzlich zu den Zerfallsteilchen eines D^0-Mesons im Primärvertex befinden. Die Ladung der Teilchen ist entsprechend der auf Seite 155 beschriebenen Selektion gewählt.

Ausgangspunkt sind wieder die 46400 rekonstruierten D^0-Mesonen im schraffierten Bereich von Abbbildung 4.65. θ ist der Anteil der D^0-Mesonen, die ein D^* als Partner haben. 67.7% der D^*-Mesonen zerfallen in $\mathrm{D}^0\pi$. 3.8% der D^0-Mesonen zerfallen in $K\pi$. Jede Spur wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% rekonstruiert. Das Kaon wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 36% als solches identifiziert. Es werden maximal 54 rekonstruierte D-Paare erwartet (Annahme $\theta = 1$).

Setzt man Gleichung 4.82 der Anzahl der rekonstruierten D-Paare gleich, kann θ ermittelt werden (für Spurrekonstruktions- und Kaonidentifikationseffizienz wurde global ein relativer Fehler von 20% angenommen, siehe Abschnitt 4.4.2):

$$\theta = 0.22 \pm 0.09 \tag{4.83}$$

$\mathrm{D}^0\mathrm{D}^*$-Paare sind eine Untermenge der in Abschnitt 4.4.6 untersuchten $\mathrm{D}^0\overline{\mathrm{D}^0}$-Paare, da die D^*-Mesonen über eine D^0-Zwischenresonanz zerfallen. Der Anteil der D^0-Mesonen, die ein D^* als Partner haben (Gleichung 4.83) beträgt etwa ein Drittel des Anteils der D^0-Mesonen, die ein $\overline{\mathrm{D}^0}$ als Partner haben (Gleichung 4.76). Das entspricht dem Bruchteil der rekonstuierten D^0-Mesonen, die aus einem D^*-Zerfall kommen (siehe Seite 116).

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Es wurden in dieser Arbeit D-Mesonen in verschiedenen Zerfallskanälen mit dem Ziel rekonstruiert, ihren potentiellen Beitrag zu einer Messung der Gluonpolarisation im Nukleon zu ermitteln und diesen mit geeigneten Schnitten zu maximieren. Den größten Beitrag können die D*-Mesonen im „goldenen“ Kanal

$$\begin{aligned} \mathrm{D}^{*+} &\rightarrow \mathrm{D}^0\pi_s^+ \rightarrow (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_s^+ \\ \mathrm{D}^{*-} &\rightarrow \overline{\mathrm{D}^0}\pi_s^- \rightarrow (\mathrm{K}^+\pi^-)\pi_s^- \end{aligned}$$

leisten. In den 2002 und 2003 Daten wurden 2010 ± 80 für die $\Delta G/G$-Messung geeignete D*-Mesonen nachgewiesen. Eine wichtigere Größe als die absolute Zahl der rekonstruierten D*-Mesonen stellt das effektive Signal dar, in das auch der Untergrund B unter dem Signal S eingeht:

$$S_{eff} = \frac{S^2}{S + 2B} \tag{5.1}$$

Die Wurzel aus dem Kehrwert von S_{eff} ist direkt proportional zum Fehler von $\Delta G/G$ (siehe Gleichung 2.86). Schnitte auf kinematische Variablen, die in [Pr] vorgeschlagen sind ($cos\theta^*$, z_D), wurden bezüglich S_{eff} optimiert. Mit einem zusätzlichen Schnitt auf die neu eingeführte Variable $p_\perp^{Ereignis}$ konnte das effektive Signal um insgesamt 8% verbessert werden (siehe Tabelle 4.5). Das ist mit einem Gewinn an Statistik durch eine um 8% längere Datennahme gleichbedeutend. Der zu erwartende Fehler von dem mit dem D*-Signal im goldenen Kanal berechneten $\Delta G/G$ beträgt

$$\delta(\Delta G/G) = 1.7 \qquad (\mathrm{D}^* \text{ „goldener“ Kanal}) \tag{5.2}$$

Auch die D^0-Mesonen im „goldenen“ Kanal, die nicht zwingend aus einem D*-Zerfall kommen

$$\begin{aligned} \mathrm{D}^0 &\rightarrow \mathrm{K}^-\pi^+ \\ \overline{\mathrm{D}^0} &\rightarrow \mathrm{K}^+\pi^- \end{aligned}$$

können einen substanziellen Beitrag leisten:

$$\delta(\Delta G/G) = 2.8 \qquad (\mathrm{D}^0 \text{ „goldener“ Kanal}) \tag{5.3}$$

Das gewichtete Mittel ergibt:

$$\delta(\Delta G/G) = 1.45 \qquad (\mathrm{D}^*,\ \mathrm{D}^0 \text{ „goldener“ Kanal}) \tag{5.4}$$

Der D^0-Kanal besitzt allerdings einen viel höheren Untergrund als der D^*-Kanal. In dem $K\pi$-Massenspektrum werden mehrere breite K^*-Resonanzen erwartet. Ihre Stärke ist jedoch unbekannt und bei dem hohen Untergrund nicht eindeutig zu ermitteln. Abhängig von der Anzahl der K^*-Resonanzen, die bei der Anpassung des $K\pi$-Massenspektrums berücksichtigt werden, kann die Stärke des erhaltenen D^0-Signals um bis zu 25% variieren. Die Auswirkung auf die Asymmetrie dürfte zwar wesentlich kleiner ausfallen, muss aber dennoch zu einem hohen systematischen Fehler führen.

Die Eröffnung eines weiteren Zerfallskanals („K^*-Kanal“) der D^*-Mesonen

$$\begin{aligned} \mathrm{D}^{*+} &\rightarrow \mathrm{D}^0\pi_s^+ \rightarrow (\mathrm{K}^{*-}\pi^+)\pi_s^+ \rightarrow (\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\pi^-\pi^+)\pi_s^+ \\ \mathrm{D}^{*-} &\rightarrow \overline{\mathrm{D}^0}\pi_s^- \rightarrow (\mathrm{K}^{*+}\pi^-)\pi_s^- \rightarrow (\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\pi^+\pi^-)\pi_s^- \end{aligned}$$

bringt entgegen der ursprüglichen Hoffnung nur eine minimale Verbesserung der $\Delta G/G$-Messung. Das effektive Signal beträgt hier etwa 3% des effektiven Signals im goldenen D^*-Kanal.

Bei der Analyse des K^*-Kanals wurden nichtsdestoweniger für das COMPASS-Experiment wichtige Erkenntnisse erzielt. Die Schnitte bei der K_S^0-Rekonstruktion aus 2 geladenen Pionen wurden optimiert. Außerdem trug die Verifizierung der Lebensdauer der rekonstruierten K_S^0-Mesonen zu einem tieferen Verständnis des COMPASS-Spektrometers bei. Dazu musste nämlich das in erheblichem Maße durch den experimentellen Aufbau vorgegebene Zerfallslängenspektrum analysiert werden (Abschnitt 4.3.2).

Es war ein wichtiges Anliegen, das Verhältnis der Signalstärken des goldenen D^*-Kanals und des K^*-Kanals zu verstehen. Im Zuge dieser Untersuchung wurde mithilfe von Monte-Carlo-Daten die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit einer geladenen Spur in Abhängigkeit von ihrem Gesamt- und Transversalimpuls ermittelt. Ebenso wurden die K_S^0-Rekonstuktionseffizienz und die Identifikationseffizienz geladener Kaonen mit dem RICH erhalten. Schließlich wurden die Gesamtrekonstruktionseffizienzen der D^*-Mesonen in beiden Kanälen bestimmt und die Konsistenz mit der Signalstärke in den reellen Daten überprüft. Damit wurde nachgewiesen, dass das COMPASS-Spektrometer korrekt simuliert wurde.

Die Verlässlichkeit der Monte-Carlo-Simulation wurde auch durch die Rekonstruktion von D-Paaren gestützt:

$$\mathrm{D}^{*+}\overline{\mathrm{D}^0},\, \mathrm{D}^{*-}\mathrm{D}^0,\, \mathrm{D}^{*+}\mathrm{D}^-,\, \mathrm{D}^{*-}\mathrm{D}^+,\, \mathrm{D}^{*+}\mathrm{D}^{*-},\, \mathrm{D}^0\overline{\mathrm{D}^0},\, \mathrm{D}^0\mathrm{D}^-,\, \overline{\mathrm{D}^0}\mathrm{D}^+$$

In keinem Fall stand die Anzahl der rekonstruierten D-Paare im Widerspruch zur Vorhersage, in die neben den Verzweigungsverhältnissen auch die verschiedenen mit Monte-Carlo-Daten ermittelten Effizienzen eingehen.

Außerdem konnte ein erster Blick in die Produktionsdynamik gewonnen werden. Die Wahrscheinlichkeiten, mit denen ein D^*- oder ein D^0-Meson mit einem D^*- , D^0- oder $D^\pm$-Meson produziert wird, wurde ermittelt. Allerdings sind die Fehler aufgrund der geringen Statistik sehr groß.

Mithilfe der nun bekannten Rekonstruktionseffizienzen kann abgeschätzt werden, in welchem Maße andere Zerfallskanäle zur $\Delta G/G$-Messung beitragen können. Für die drei aussichtsreichsten Kanäle

$$\begin{array}{rl} D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+ & \text{Kanal 1} \\ D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+ & \text{Kanal 2} \\ D^{*+} \to D^+\pi^0 \to (K^-\pi^+\pi^+)\pi^0 & \text{Kanal 3} \end{array} \tag{5.5}$$

ist in Tabelle 5.1 die zu erwartende Stärke des rekonstruierten Signals angegeben. Sie beträgt in allen drei Fällen knapp die Hälfte der Stärke des goldenen D^*-Kanals. Zur Berechnung wurden die Verzweigungsverhältnisse aus Tabelle 4.2 benutzt und für jedes geladene Teilchen eine Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit von 50% und für jedes geladene Kaon eine Identifikationseffizienz von 36% angenommen (siehe Abschnitt 4.1.3). Die Rekonstruktionseffizienz der π^0-Mesonen wurde einer Monte-Carlo-Untersuchung des Kanals $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ entnommen ([Za]). Sie beträgt aufgrund unterschiedlicher Schnitte auf die Clusterenergie im elektromagnetischen Kalorimeter 13% im Kanal 1 und 40% im Kanal 3. In Kanal 1 wird der Schnitt strenger gesetzt ($E_{cluster} \geq 4\,GeV/c^2$). So kann der Untergrund unter dem π^0-Signal effektiv unterdrückt werden ($S/B = 2/1$). In Kanal 3 stammen die π^0-Mesonen aus dem D^*-Zerfall und tragen nur einen geringen Impuls (im Mittel etwa $3.5\,GeV/c$, vgl. das Impulsspektrum der weichen Pionen in Abbildung 4.22). Um diese π^0-Mesonen rekonstruieren zu können, muss der Schnitt auf $E_{cluster} \geq 1\,GeV/c^2$ gelockert werden. Dadurch erhöht sich die Rekonstruktionseffizienz auf etwa 40%. Allerdings verschlechtert sich das Verhältnis von π^0-Signal zu Untergrund auf 1 : 3.

Kanal	Signal	S_{eff} (2-facher Untergrund)	S_{eff} (4-facher Untergrund)	S_{eff} (8-facher Untergrund)
Kanal 1	45%	26%	15%	8%
Kanal 2	49%	28%	16%	8%
Kanal 3	43%	25%	14%	7%

Tabelle 5.1: Für die in Gleichung 5.5 beschriebenen Zerfallskanäle ist die zu erwartende Signalstärke relativ zur Signalstärke des goldenene D^*-Kanals angegeben. Auch das effektive Signal ist relativ zum effektiven Signal im goldenen D^*-Kanal angegeben. Dabei werden verschiedene Annahmen über den Untergrund gemacht: im Vergleich zum goldenen D^*-Kanal 2-facher, 4-facher und 8-facher Untergrund in der Signalregion.

Neben der Stärke des D-Signals fließt auch die Stärke des Untergrundes in der Signalregion in den statistischen Fehler von $\Delta G/G$ ein. Je nach Stärke des Untergrundes kann für jeden der drei behandelten Kanäle ein effektives Signal zwischen 7% und 28% erwartet werden.

Literaturverzeichnis

[Ab] A. Abragam, M. Goldman: Principles of dynamic nuclear polarisation. In: *Rep. Prog. Phys.* **41** (1978) 395

[Ada] D. Adams *et al.*: Measurement of the SMC muon beam polarisation using the asymmetry in the elastic scattering of polarised electrons. In: *Nucl. Instr. Meth.* **A 443** (2000) 1

[Ade] B. Adeva *et al.*: Measurement of the polarisation of a high energy muon beam. In: *Nucl. Instr. Meth.* **A 343** (1994) 363

[AEL] M. Anselmino, A. Efremov, E. Leader: The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering. In: *Phys. Rep.* **261** (1995) 1

[Ai] I. J. R. Aitchison, A. J. G. Hey: Gauge Theories in Particle Physics. IOP Publishing, Bristol (1989)

[Alb] E. Albrecht *et al.*: COMPASS-RICH-1. In: *Nucl. Instr. Meth.* **A 504** (2003) 354

[Ale] V. Alexakhine: persönliche Mitteilung.

[Alt] G. Altarelli: Partons in quantum chromodynamics. In: *Phys. Rep.* **81** (1982) 1

[AP] G. Altarelli, G. Parisi: Asymptotic freedom in parton language. In: *Nucl. Phys.* **B 126** (1977) 298

[Ar] Aroma Webseite: http://www3.tsl.uu.se/thep/aroma

[Bed] Y. Bedfer: Homepage.
http://y.home.cern.ch/y/ybedfer/www/RD2002/index.html

[Ber] C. Bernet: Caractérisation des Micromégas et mesure de la polarisation des gluons sur COMPASS. Dissertation, Université Paris 7 (2004)

[Bj] B. D. Bjorken, E. A. Paschos: Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and the structure of the nucleon. In: *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975

[Bl] W. Blum, L. Rolandi: Particle detection with drift chambers. Springer, Berlin (1993)

[Bo] M. Bosteels: persönliche Mitteilung.

[Br] R. Brun, F. Rademakers: ROOT-An object oriented data analysis framework. In: *Nucl. Inst. Meth.* **A 389** (1997) 81

[BS] I. Bojak, M. Stratmann: Next-to-leading order QCD corrections to the polarized photoproduction of heavy flavors. In: *Phys. Lett.* **B 433** (1998) 411

[BS2] I. Bojak, M. Stratmann: Photoproduction of heavy quarks in next-to-leading order QCD with longitudinally polarised initial states. In: *Nucl. Phys.* **540** (1999) 345

[By] V. N. Bychkov *et al.*: Construction and manufacture of large size straw-chambers of the COMPASS spectrometer tracking system. In: *Part. Nucl. Lett.* **2** (2002) 64

[CG] C. G. Callan, D. G. Gross: High energy electroproduction and the constitution of the electric current. In: *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 156

[Ch] H.-Y. Cheng: Status of the proton spin problem. In: hep-ph/9607254

[CN1] V. Alexakhine: Investigation of the straw chambers inclination angle. Compass Note 1999-10

[CN2] J.Marzec, K.Zaremba, Z.Pawlowski, B.Konarzewski: Tests of the ASD8 chips - methods and results. Compass Note 2000-10

[CN3] P.Schiavon: Particle identification in COMPASS RICH-1, progress report. Compass Note 2000-15

[CN4] J.-M. Le Goff: Evaluation of D^0 and D^* channels for the measurement of $\Delta g/g$. Compass Note 2002-02

[CN5] J.-M. Le Goff, A. Magnon, G. Mallot, J. Pretz: Global performances for the open cham channel. Compass Note 2004-02

[CN6] J.-M. Le Goff: Asymmetry extraction. Compass Note 2004-3

[CN7] J.-M. Le Goff, J. Pretz: Statistical errors and correlations for semi-inclusive asymmetries. Compass Note 2004-4

[CN8] J. Pretz: A new method for asymmetry extraction. Compass Note 2004-11

[CN9] C.Bernet, S. Hedicke, J. Pretz, S. Procureur: Measurement of high p_T asymmetries on 2002 and 2003 data and a first evaluation of $\Delta G/G$ for $Q^2 > 1(GeV^2/c^4)$. Compass Note 2004-16

[CN10] M. v. Hodenberg, S. Koblitz: Measurement of $\Delta G/G$ via open charm on 2002 and 2003 data. Compass Note in Bearbeitung (2005)

[Co] Compass collaboration, E.S. Ageev, *et al.*: Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region. In: *Phys. Lett.* **B 612** (2005) 154

[Com] Comgeant Webseite: http://valexakh.home.cern.ch/valexakh/wwwcomg/index.html

[Da] S. Dalla Torre: The COMPASS spectrometer: status and performance. In: Proceedings of the Workshop on future physics @ COMPASS (2004) CERN-2004-011.

[Dob] N. Doble *et al.*: The upgraded muon beam at the SPS. In: *Nucl. Instr. Meth.* **A 328** (1994) 351

[Dok] Y. L. Dokshitzer: *Sov. Phys.* JETP **46** (1977) 641

[E80-1] M. Alguard *et al.*: Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized protons. In: *Phys. Rev. Lett* **37** (1976) 1261

[E80-2] M. Alguard *et al.*: Deep inelastic e-p asymmetry measurements and comparison with the Bjorken sum rule and models of proton spin structure. In: *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 70

[E130] G. Baum *et al.*: New measurement of deep-inelastic e-p asymmetries. In: *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1135

[E142] P. L. Anthony *et al.*: Determination of the neutron spin structure function. In: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 959

[E143] K. Abe *et al.*: Precision measurement of the proton spin structure function g_1^p. In: *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 346

[E155] P. L. Anthony *et al.*: Measurement of the deuteron spin structure function $g_1^d(x)$ for $1\,(GeV^2/c^4) < Q^2 < 40\,(GeV^2/c^4)$. In: *Phys. Lett.* **B 463** (1999) 339

[EJ] J. Ellis, R. Jaffe: Sum rule for deep inelastic electroproductions from polarized protons. In: *Phys. Rev.* **D 9** (1974) 5

[EMC1] J. Ashman *et al.*: A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering. In: *Phys. Lett.* **B 206** (1988) 364

[EMC2] J. Ashman *et al.*: An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons. In: *Nucl. Phys.* **B 328** (1989) 1

[EMC3] J. J. Aubert *et al.*: D^0 production in deep inelastic muon scattering on hydrogen and deuterium. In: *Phys. Lett.* **B 167** (1986) 127

[Fa] P. Fauland: The COMPASS experiment and the RICH-1 detector. Dissertation, Universität Bielefeld (2004).

[Fe] R. P. Feynman: Very high-energy collisions of hadrons. In: *Phys. Rev. Lett* **23** (1969) 1415

[Fr] H. Frauenfelder, E. M. Henley: Teilchen und Kerne. Oldenbourg, München (1999).

[Ga] L. Gatignon: User guide for the M2 beam. In: http://gatignon.home.cern.ch/gatignon/M2manual.html

[Ge] M. Gell-Mann: A schematic model of baryons and mesons. In: *Phys. Lett.* $\underset{\sim}{8}$ (1964) 214

[Gea] Geant3 Webseite: http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html

[GL] V. N. Gribov, L. N. Lipatov: *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438

[Ha] R. Hagedorn: Relativistic kinematics. Benjamin, New York (1964).

[Her1] A. Airapetian *et al.*: Measurement of the spin asymmetry in the photoproduction of pairs of high-p_T hadrons at HERMES. In: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2584

[Her2] A. Airapetian *et al.*: Flavor decomposition of the sea-quark helicity distributions in the nucleon from semiinclusive deep inelastic scattering. In: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 012005

[Ho1] M. v. Hodenberg: A first reconstruction of COMPASS data. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg (2002).

[Ho2] M. v. Hodenberg: News on open charm analysis. Compass analysis meeting, 16. Dezember 2004.

[Hu] E. W. Hughes: Spin structure functions. In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49** (1999) 303

[Il] C. Ilgner: Fertigung und Inbetriebnahme einer Strohdriftkammerstation für das COMPASS-Experiment. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2003).

[Ke] H. W. Kendall: Deep inelastic scattering: experiments on the proton and the observation of scaling. In: *Rev. of Mod. Phys.* **63** (1991) 597

[Ko1] J. Kodaira *et al.*: Quantum-chromodynamic effects in polarized electroproduction. In: *Phys. Rev.* **D 20** (1979) 627

[Ko2] J. Kodaira: QCD higher-order effects in polarized electroproduction : flavour singlet coefficient functions. In: *Nucl. Phys.* **B 165** (1980) 129

[Kon] K. Kondo *et al.*: Polarization measurement in the COMPASS polarized target. In: *Nucl. Instr. Meth.* **A 526** (2004) 70

[Le] M. Leberig: Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrags ΔG zum Protonspin. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2002).

[LL] J. Lichtenstadt, H. J. Lipkin: Spin contents of the nucleon with SU(3) breaking. In: *Phys. Lett.* **B 353** (1995) 119

[Lo] O. V. Lounasmaa: Experimental principles and methods below 1 K. Academic Press (1974).

[LR] B. Lampe, E. Reya: Spin physics and polarized structure functions. In: *Phys. Rep.* **332** (2000) 1

[LV] S. Larin, J. Vermaseren: The α_s^3 corrections to the Bjorken sum rule for polarized electroproduction and to the Gross-Llewellyn Smith sum rule. In: *Phys. Lett.* **B 259** (1991) 345

[Mag] A. Magnon: Prospects for the COMPASS muon programme. In: Proceedings of the Workshop on future physics @ COMPASS (2004) CERN-2004-011.

[Mal] G. Mallot: The spin structure of the nucleon from the SMC experiments. Habilitationsschrift, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1996).

[MCG] Z. Merebashvili, A.P. Contogouris, G. Grispos: Next-to-leading order corrections to heavy flavor production in longitudinally polarized photon-nucleon collisions. In: *Phys. Rev.* **D 62** (2000) 114509

[MCG2] Z. Merebashvili, A.P. Contogouris, G. Grispos: Erratum: Next-to-leading order corrections to heavy flavor production in longitudinally polarized photon-nucleon collisions. In: *Phys. Rev.* **D 69** (2004) 019901(E)

[MN] R. Mertig, W. L. van Neerven: The calculation of the two-loop spin splitting functions $P_{ij}^{(1)}(x)$. In: *Z. Phys.* **C 70** (1996) 637

[MRS] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, R. S. Thorne: Parton distributions: a new global analysis. In: *Eur. Phys. J.* **C 4** (1998) 463

[NA14] M. P. Alvarez *et al.*: Study of charm photoproduction mechanisms. In: *Z. Phys.* **C 60** (1993) 53

[No] M. Noll: Bau und Inbetriebnahme von Driftrohren für das COMPASS-Experiment am CERN. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (1999).

[Pa] W.Panofsky: High-energy inelastic e-p scattering at 6 and 10. In: *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930

[PDG] S. Eidelman *et al.*: Review of particle physics. In: *Phys. Lett.* **B 592** (2004) 1

[Pe] D. H. Perkins: Introduction to high energy physics. Cambridge University Press (2000).

[Pl] K. Platzer: Ein Röntgen-CCD Apparat zur Eichung großflächiger Driftkammern. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2004).

[Po] F. Pobell: Matter and methods at low temperatures. Springer, Berlin (1996).

[Pr] COMPASS Proposal. CERN/SPSLC 96-14.

[Pu] J. Pumplin *et al.*: New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. In: hep-ph/0201195

[Ro] ROOT Webseite: http://root.cern.ch

[San] M. Sans: Development of drift chambers and physics simulations for the COMPASS experiment. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2001).

[SaPe] A. Peisert, F. Sauli: Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation. CERN 84-08

[Straw] V. N. Bychkov et al.: The large size straw drift chambers of the COMPASS experiment. To be published.

[Sau] F. Sauli: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN 77-09

[Sc] T. Schmidt: A common readout driver for the COMPASS experiment. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg (2002).

[Si] F. Simon: Commissioning of the GEM detectors in the COMPASS experiment. Diplomarbeit, Technische Universität München (2001).

[SMC1] B. Adeva *et al.*: Next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function g_1. In: *Phys. Rev.* **D 58** (1998) 112002

[SMC2] D. Adams *et al.*: A new measurement of the spin-dependent structure function $g_1(x)$ of the deuteron. In: *Phys. Lett.* **B 357** (1995) 248

[SMC3] B. Adeva *et al.*: Spin asymmetries for events with high p_t hadrons in DIS and an evaluation of the gluon polarization. In: *Phys. Rev.* **D 70** (2004) 012002

[Su] Vermessungsprotokoll der COMPASS-Detektoren: https://edms.cern.ch/document/462507

[Ta] N. Takabayashi: Polarized target for the measurement of the gluon contribution to the nucleon spin in the COMPASS experiment. Dissertation, Nagoya University (2002).

[Te] A. Teufel: Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2003).

[TW] A. W. Thomas, W. Weise: The structure of the nucleon. Wiley-VCH, Berlin (2001).

[We] Q. Weitzel: Triple GEM detectors in COMPASS: a performance study. Diplomarbeit, Technische Universität München (2003).

[Wi] M. Wiesmann: A silicon microstrip detector for COMPASS and a first measurement of the transverse polarization of Λ^0-hyperons from quasi-real photo-production. Dissertation, Technische Universität München (2004).

[Za] J. Zhao: Updates on study of $D^0 \to K\pi\pi^0$ decay. Compass analysis meeting, 28. Juli 2005.

[Zw] G. Zweig: CERN-8182/Th.401 (1964)