Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik

und

Deutsches Elektronen-Synchrotron
Hamburg und Zeuthen

Eine Studie zur Nachweisbarkeit von *open charm*–Ereignissen bei HERMES

Diplomarbeit
vorgelegt von

Markus Ehrenfried

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seitdem sich durch zunehmend präzisere Messungen der Spinstruktur des Nukleons immer deutlicher abzeichnete, daß sowohl die Valenzquarks als auch die Seequarks nur für einen verhältnismäßig geringen Anteil des Nukleonenspins von etwa 30 bis 50% verantwortlich sein können, richtet sich das Interesse vor allem auf den Beitrag ΔG der Gluonen zum Spin des Nukleons. Prinzipiell werden zwei Wege diskutiert [1], um Aufschluß über die Polarisation der Gluonen zu gewinnen: Einerseits kann man die Abweichungen der inklusiven Spinstrukturfunktionen g_1 und g_2 vom *Scaling*–Verhalten untersuchen, andererseits kann man versuchen, eine spinabhängige Asymmetrie bei *Photon Gluon Fusion*–Ereignissen zu messen.

Die zuerst genannte Methode wurde sehr erfolgreich zur Bestimmung der unpolarisierten Gluonenverteilungen aus den unpolarisierten Strukturfunktionen F_1 und F_2 in *Collider*–Experimenten eingesetzt. Über die polarisierten Strukturfunktionen g_1 und g_2 liegen bislang jedoch lediglich Daten aus *Fixed Target*–Experimenten vor; der hiervon abgedeckte kinematische Bereich ist momentan noch zu eingeschränkt, als daß eine Bestimmung der polarisierten Gluonenverteilungen möglich wäre. Allerdings gibt es Anzeichen dafür, daß das Integral über die polarisierten Gluonenverteilungen positiv ist.

Der zweite Weg zur Messung von ΔG, die Untersuchung der spinabhängigen Asymmetrie bei *Photon Gluon Fusion*–Ereignissen, kann experimentell durch den Nachweis von *open charm*–Ereignissen verfolgt werden; schwere Quarks entstehen bei tiefunelastischer Streuung dominant durch den *Photon Gluon Fusion*–Prozeß. In den vergangenen Jahren wurden mehrere Vorschläge zur Bestimmung der polarisierten Gluonenverteilung mittels der *open charm*-Produktion gemacht (COMPASS [2], STAR [3], PHENIX [4], SLAC [5] und HERMES [33]).

Das HERMES-Experiment am Deutschen Elektronen-Synchrotron arbeitet mit einem polarisierten Elektronenstrahl der Energie $E_B = 27.5$ GeV und einem polarisierbaren Gas-*Target*, das sich im Laborsystem in Ruhe befindet. Das entspricht im Schwerpunktsystem einer Energie von $\sqrt{s} \approx 7.3$ GeV. Diese Energie liegt knapp oberhalb der *charm*–Produktionsschwelle von $2m_{\text{charm}} \approx 3$ GeV. Daher sollte es im Prinzip möglich sein, bei HERMES eine Messung von ΔG mittels polarisierter tiefunelastischer Elektron-Nukleon-Streuung durchzuführen.

In der vorliegenden Diplomarbeit wird untersucht werden, ob HERMES in der Lage ist, eine ausreichende Anzahl von *open charm*–Ereignissen zu rekonstruieren, um daraus eine spinabhängige Asymmetrie und letztlich einen Wert für ΔG bestimmen zu können. Hierzu werden die hadronischen Zerfallskanäle $D^{\star +} \to D^0\pi^+$ und $D^0 \to K^-\pi^+$ (sowie die ladungskonjugierten Zerfälle der jeweiligen Antiteilchen) analysiert werden.

Kapitel 2

Vorbemerkungen zur physikalischen Motivation

2.1 Der rätselhafte Spin des Nukleons

Nach heutigem physikalischem Verständnis besteht die gesamte Materie aus Quarks und Leptonen. Die Wechselwirkungen (Kräfte) zwischen diesen Materieteilchen werden durch Austauschteilchen (sogenannte Feldquanten) vermittelt, die den vier Grundkräften (der elektromagnetischen Kraft, der schwachen Kernkraft, der starken Kernkraft sowie der Gravitationskraft) zugeordnet werden.

Es ist von grundlegender Bedeutung für das Verständnis des Aufbaus der Materie, daß ein direkter Zusammenhang zwischen dem Spin eines Teilchens und der Statistik, die sein Verhalten bestimmt, besteht. Die Grundbausteine der Materie besitzen halbzahligen Spin (in Einheiten von $\hbar = h/2\pi$, wobei h das PLANCKsche Wirkungsquantum ist) und unterliegen daher der FERMI-DIRAC-Statistik, die es nicht gestattet, daß sich mehrere solche Teilchen in exakt dem gleichen Quantenzustand befinden können – ein Ausschließungsprinzip, das für die Elektronen der Atomhülle 1925 von WOLFGANG PAULI formuliert wurde. Sowohl die Struktur der Atomhülle als auch die des Atomkerns sind eine direkte Folge des Spin-1/2-Charakters ihrer jeweiligen Bausteine, die durch das PAULI-Prinzip gezwungen werden, unterschiedliche – und damit auch immer höhere – Zustände zu besetzen.

Während jedoch die Elektronen der Atomhülle nach heutigem Kenntnisstand keine Substruktur besitzen, bestehen die Nukleonen[1] aus Quarks, zwischen denen Gluonen[2] die starke Wechselwirkung vermitteln.

In dem Mitte der sechziger Jahre von GELL-MANN und ZWEIG entwickelten statischen Quark-Modell der Hadronen wurde der Spin-1/2-Charakter der Nukleonen folgendermaßen erklärt:

- Proton und Neutron bestehen jeweils aus drei Quarks. Protonen bestehen aus zwei *up*-Quarks (mit der elektrischen Ladung von $+\frac{2}{3}e$ und einem Spin von $\frac{1}{2}\hbar$) und einem *down*-Quark (mit der elektrischen Ladung von $-\frac{1}{3}e$ und ebenfalls einem Spin von $\frac{1}{2}\hbar$). Neutronen bestehen aus einem *up*-Quark und zwei *down*-Quarks.

- Genau wie sich die elektrische Ladung des Nukleons als Summe der Quark-Ladungen ergibt, ergibt sich auch sein Gesamtspin durch (vektorielle) Addition der einzelnen Spins der Quarks, aus denen das Nukleon aufgebaut ist. Dabei sind die Spins zweier Quarks einander entgegengesetzt und heben sich gegenseitig auf; das verbleibende dritte Quark liefert den „von außen" erkennbaren Nukleonenspin.

Es stellte sich jedoch nach und nach heraus, daß der Aufbau der Nukleonen in Wirklichkeit wesentlich komplizierter ist. Nach der heutigen Vorstellung, die durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird, sorgen die Gluonen nicht nur für den Zusammenhalt zwischen den drei Valenzquarks (die das statische Quark-Modell bereits erfaßte), sondern fluktuieren außerdem andauernd in extrem kurzlebige Quark-Antiquark-Paare, die sogenannten „See-Quarks", sowie in weitere Gluonen. Diese permanent entstehenden und wieder verschwindenden See-Quarks bewegen sich innerhalb des Nukleons mit relativistischen Geschwindigkeiten[3].

[1] „Nukleonen" ist der Oberbegriff für die Bausteine des Atomkerns, also Protonen und Neutronen

[2] Gluonen sind die Feldquanten der starken Wechselwirkung. Der Name kommt von engl. *glue* = Leim. Sie haben Spin 1 (in Einheiten von $\hbar$).

[3] d. h. mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit, was eine Beschreibung mit Hilfe der Relativitätstheorie erforderlich macht.

Mitte der achtziger Jahre zeigten Messungen der European Muon Collaboration (EMC) am CERN, daß die Valenzquarks nur verhältnismäßig wenig (etwa 30%) zum Nukleonenspin beitragen [7]. Darüber hinaus entdeckte die EMC, daß die virtuellen *strange*-Quarks einen unerwartet großen Beitrag von ungefähr 10% zum Spin des Nukleons leisten – und das sogar noch in entgegengesetzter Orientierung. Die Frage *„Wo steckt der Rest des Protonenspins?“* führte damals zur sogenannten „Spin-Krise“[8].

Der Gesamtspin des Nukleons ergibt sich als vektorielle Summe aus den Spins aller beteiligten Valenzquarks, Seequarks und Gluonen sowie ihrer Bahndrehimpulse; seine z-Komponente $s_z^N = \frac{1}{2}\hbar$ kann (unter Verwendung der Konvention $\hbar = c = 1$) allgemein folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$s_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}(\Delta q_v + \Delta q_s) + \Delta G + L_z^q + L_z^G \tag{2.1}$$

wobei $\frac{1}{2}\Delta q_v$ der Beitrag der Valenzquarks und $\frac{1}{2}\Delta q_s$ der Beitrag der Seequarks zum Nukleonenspin ist. Vermutlich liefern insbesondere die Gluonen einen recht bedeutenden Beitrag ΔG zum Spin des Nukleons. Der Beitrag der Bahndrehimpulse der Quarks ist mit L_z^q, der der Gluonen mit L_z^G bezeichnet.

Es ist bisher noch nicht gelungen, die Größe der einzelnen Beiträge mit Hilfe der Quantenchromodynamik zu berechnen. Ebenso unbeantwortet ist die noch weitaus grundlegendere Frage, welcher Mechanismus dazu führt, daß sich die einzelnen Beiträge zu dem fest vorgegebenen Spin von 1/2 summieren.

Hauptmotivation für die in dieser Diplomarbeit vorgestellte Analyse ist es, zur experimentellen Bestimmung von ΔG beizutragen.

2.2 Tiefunelastische Elektron-Nukleon-Streuung

Fliegt ein Elektron in geringer Distanz an einem Nukleon vorbei, so üben die elektrischen Ladungen der Quarks im Inneren des Nukleons Kräfte auf das Elektron aus und umgekehrt. Feldtheoretisch beschreibt man diese Wechselwirkung durch den Austausch eines (virtuellen) Photons[4] $\gamma^\star$ zwischen dem Elektron und dem betreffenden Quark. Mit den ebenfalls im Inneren des Nukleons vorhandenen Gluonen hingegen kann das vorbeifliegende Elektron nicht unmittelbar[5] wechselwirken, da diese keine elektrische Ladung tragen. Der Austausch eines virtuellen Photons ist mit einem Energieübertrag vom Elektron auf das Quark verbunden. Eine Messung des Energieverlusts, den das Elektron erleidet, sowie des Winkels, unter dem es durch die Wechselwirkung von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt wird, kann Aufschluß darüber geben, wie sich Energie und Ladung des Nukleons auf die einzelnen Quarks in seinem Inneren verteilen.

Im folgenden soll angenommen werden, daß sich das *Target*–Nukleon im Laborsystem in Ruhe befindet. Das Projektil-Elektron kann bei einem solchen Streuprozeß dann maximal seine gesamte Energie auf das *Target*–Nukleon übertragen. Daher bestimmt die Energie des einfallenden Elektrons die Obergrenze für die Energie des bei der Wechselwirkung ausgetauschten virtuellen Photons $\gamma^\star$; mit steigender Elektronen-Energie werden auch die ausgetauschten virtuellen Photonen im Mittel immer energiereicher und damit kurzwelliger. Diese Wellenlänge bestimmt – genau wie bei einem Elektronenmikroskop – die Auflösung, die bei einem solchen Streuprozeß erzielt wird: bei niedrigen Elektronenenergien können die verhältnismäßig langwelligen virtuellen Photonen die Substruktur des Nukleons nicht auflösen und es erscheint als diffuse Kugel mit einem Durchmesser von etwa 2×10^{-15} m, an der die Elektronen elastisch abprallen.

Verwendet man jedoch sehr energiereiche Elektronen als Projektile, so kommt es zu unelastischen Streuprozessen. Dieser Effekt tritt auf, wenn die virtuellen Photonen so energiereich und damit so kurzwellig werden, daß sie in der Lage sind, die innere Struktur des Protons aufzulösen. Man bezeichnet einen Streuprozeß als unelastisch, wenn sich nicht nur Energie und Impuls der daran beteiligten Teilchen ändern, sondern wenn sich darüber hinaus die Anzahl und/oder Art der Teilchen im Endzustand von derjenigen im Ausgangszustand unterscheidet. Im Gegensatz zu einem elastischen Prozeß wurde dann bei der Streuung mindestens eines der im Ausgangszustand vorhandenen Teilchen gewissermaßen „aufgebrochen“.

[4] Der Austausch von virtuellen Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung ($W^\pm$, Z^0) ist für die bei HERMES-Energien auftretenden Prozesse irrelevant und kann vernachlässigt werden, da der Energieübertrag ν stets sehr klein im Vergleich zu den Massen der $W^\pm$– und Z^0–Bosonen ist. ($\nu \ll m_{W^\pm}, m_{Z^0}$)

[5] Hiermit ist gemeint, daß ein Photon und ein Gluon nicht an einen gemeinsamen Vertex ankoppeln können, da das Photon als Feldquant der elektromagnetischen Wechselwirkung keine starke Farbladung trägt und auch umgekehrt das Gluon als Feldquant der starken Wechselwirkung nicht über eine elektrische Ladung verfügt. In höheren Ordnungen der QCD-Störungsrechnung (*„higher order perturbative QCD“*) jedoch werden Wechselwirkungen unter Beteiligung von Quark-Antiquark-Paaren möglich [19]. Ein solcher Prozeß ist der sogenannte *Photon Gluon Fusion*-Prozeß, der in Abschnitt 2.4 besprochen wird.

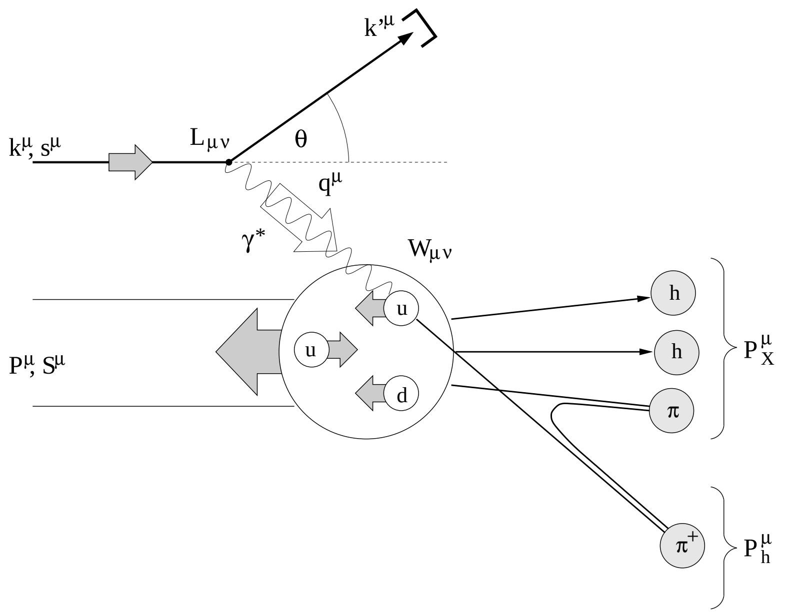


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines tiefunelastischen Elektron-Nukleon-Streuprozesses in der Ein-Photon-Näherung. Ein Elektron mit dem Viererimpuls $k^\mu = (E, \vec{k})$ emittiert ein virtuelles Photon γ^*, wird unter dem Winkel θ gestreut und hat anschließend den Viererimpuls k'^μ. Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann das virtuelle Photon nur von denjenigen Quarks innerhalb des Nukleons absorbiert werden, deren Spin zu dem des Projektil-Elektrons entgegengesetzt ausgerichtet ist; die Spins der beteiligten Teilchen sollen durch die schattierten Pfeile illustriert werden. (In diesem Beispiel sind der Spin des Elektrons und der Nukleonenspin antiparallel ($\overrightarrow{\Leftarrow}$) orientiert.) Die Bezeichnungen sind in Tabelle 2.1 erklärt. Diese Abbildung wurde aus [9] entnommen.

Von „tiefunelastischer Streuung" (*„deep inelastic scattering", DIS*) spricht man, wenn die Wellenlänge des virtuellen Photons so klein wird, daß die Quarks im Inneren des Nukleons als punktartige Bestandteile nachweisbar werden. Dieses Verfahren wird seit etlichen Jahren erfolgreich zur Untersuchung der inneren Struktur des Nukleons eingesetzt.

In Abbildung 2.1 ist schematisch der Grundprozeß der tiefunelastischen Elektron-Nukleon-Streuung dargestellt. Nähere Informationen zum Wirkungsquerschnitt und den Strukturfunktionen finden sich in Anhang A; die Variablen sind in Tabelle 2.1 erklärt.

Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann das Elektron nur mit jenen Quarks im Innern des Nukleons in Wechselwirkung treten, deren Spin entgegengesetzt zu seinem eigenen Spin ausgerichtet ist. (Die Orientierung der Spins soll durch die schattierten Pfeile in Abbildung 2.1 veranschaulicht werden.) Dies kann man gezielt zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons ausnutzen, indem man für das Experiment sowohl polarisierte Elektronen als auch polarisierte Nukleonen verwendet.

Durch Nachweis der im Endzustand auftretenden Hadronen (z. B. des π^+ in Abb. 2.1) kann man Rückschlüsse darauf ziehen, welches *Flavour* das „getroffene" Quark hatte.

Ein Vergleich der Zählraten an Hadronen des jeweiligen Typs, die bei antiparalleler ($\overrightarrow{\Leftarrow}$) bzw. paralleler ($\overrightarrow{\Rightarrow}$) Orientierung der Spins von Elektron und Nukleon auftreten, kann durch eine eventuell vorhandene Asymmetrie Aufschluß darüber geben, wie die Spins der Quarks bei einer bestimmten Orientierung des Nukleonenspins vorzugsweise ausgerichtet sind.

2.3 Ansätze zur Messung von ΔG

Um den Beitrag ΔG der Gluonen zum Spin des Nukleons experimentell zu bestimmen, werden hauptsächlich zwei Ansätze diskutiert:

- Einerseits kann man Abweichungen der polarisierten inklusiven Strukturfunktionen vom Skalierungsverhalten untersuchen (*„scaling violations"*), da diese auf die Anwesenheit der Gluonen im Nukleon zurückzuführen sind. In Anhang A wird hierauf näher eingegangen.

- Andererseits kann man versuchen, den *Photon Gluon Fusion* (*PGF*)–Prozeß zu isolieren. Hierfür gibt es zwei experimentelle Methoden:

$k^\mu = (E, \vec{k}),\ k'^\mu = (E', \vec{k}')$	Impuls-Vierervektor des Elektrons vor bzw. nach der Streuung
$s^\mu \overset{Lab.}{=} \frac{1}{m_e}(\lvert\vec{k}\rvert, \hat{\vec{k}}\, E)$, wobei $\hat{\vec{k}} \equiv \frac{\vec{k}}{\lvert\vec{k}\rvert}$	Spin-Vierervektor des Elektrons vor der Streuung im Laborsystem bei longitudinaler Polarisation
$L_{\mu\nu}$	Leptonischer Tensor (siehe Anhang A)
$\theta,\ \phi$	Ablenkwinkel des Elektrons im Laborsystem
$q^\mu = k^\mu - k'^\mu = (\nu, \vec{q})$	Vierervektor des Impulsübertrags auf das *Target*
$P^\mu \overset{Lab.}{=} (M, 0)$	Impuls-Vierervektor des Nukleons (welches sich im Laborsystem in Ruhe befindet); M ist die Ruhemasse des Nukleons
$S^\mu \overset{Lab.}{=} (0, \vec{S})$	Spin-Vierervektor des *Target*-Nukleons
$W_{\mu\nu}$	Hadronischer Tensor (siehe Anhang A)
P_h^μ	Impuls-Vierervektor eines Hadrons, das beim Streuprozeß entstanden ist (in Abb. 2.1 beispielsweise ein π^+)
$\nu = \frac{P_\mu q^\mu}{M} \overset{Lab.}{=} E - E'$	Energieübertrag vom Elektron auf das *Target*-Nukleon
$Q^2 \equiv -q^2 = -q_\mu q^\mu \overset{Lab.}{\cong} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$	Quadrat der invarianten Masse des virtuellen Photons
$W^2 = (P^\mu + q^\mu)^2 \overset{Lab.}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2$	Quadrat der invarianten Masse des Photon-Nukleon-Systems
$x = \frac{Q^2}{2P_\mu q^\mu} \overset{Lab.}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$	BJØRKEN-Skalenvariable; dimensionslos, $0 < x \leq 1$
$y = \frac{P_\mu q^\mu}{P_\mu k^\mu} \overset{Lab.}{=} \frac{\nu}{E}$	Verhältnis der Energie des virtuellen Photons zur Energie des Elektrons vor der Streuung (also zur Strahl-Energie); dimensionslos, $0 < y \leq 1$

Tabelle 2.1: Erklärung der Variablen, die bei der Beschreibung tiefunelastischer Streuprozesse verwendet werden; siehe auch Abbildung 2.1 sowie Anhang A.

(i) den Nachweis von *Jets*[6] mit großen transversalen Impulsen p_T, sowie

(ii) den Nachweis von Hadronen, die *charm*-Quarks enthalten.

2.4 Der *Photon Gluon Fusion*–Prozeß

Da Gluonen keine elektrische Ladung tragen, ist eine direkte Wechselwirkung zwischen einem Elektron und einem Gluon mittels eines virtuellen Photons $\gamma^\star$ nicht möglich. Indirekt jedoch können Elektron und Gluon unter Beteiligung eines virtuellen Quark-Antiquark– ($q\overline{q}$)–Paares in Wechselwirkung treten. Diesen Prozeß bezeichnet man als *Photon Gluon Fusion* (*PGF*). Abbildung 2.2 zeigt das *PGF*–Diagramm für den Fall der Charm-Leptoproduktion.

Fluktuiert ein Gluon in ein virtuelles Quark-Antiquark–Paar, so ist aus Drehimpulserhaltungsgründen die Ausrichtung der Quark-Spins mit der Orientierung des Gluonen-Spins korreliert. Mit diesen virtuellen Quarks kann nun ein Elektron interagieren. Ist der Energieübertrag durch das virtuelle Photon $\gamma^\star$ groß genug, können aus den virtuellen Quarks reelle Quarks werden, die in einen hadronischen Endzustand übergehen. Im Fall eines *Charm*-Anti*charm*– ($c\overline{c}$)–Paares wie in Abb. 2.2 muß dabei mindestens soviel Energie übertragen werden, wie der zweifachen Masse des

[6] Bei niedrigen Energien im Schwerpunktsystem, wie sie bei einem *Fixed Target*–Experiment wie HERMES vorliegen, treten statt *Jets* lediglich Hadronen-Paare auf.

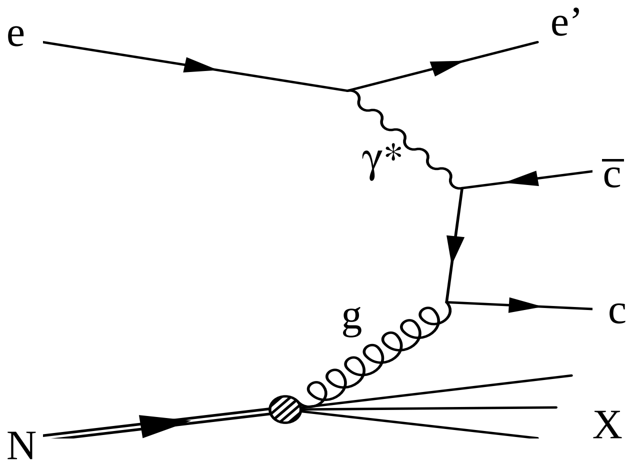


Abbildung 2.2: FEYNMAN–Diagramm des *Photon Gluon Fusion*– (*PGF*)–Prozesses für den Fall der Charm-Leptoproduktion. Ein Gluon g aus dem Nukleon N fluktuiert in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar. Das Elektron e tritt mittels des virtuellen Photons $\gamma^\star$ mit einem der Quarks in Wechselwirkung. Durch diesen Energieübertrag können sich die virtuellen Quarks in ein reelles Quark-Antiquark-Paar (in diesem Fall ein Charm-Anticharm– ($c\overline{c}$)–Paar) verwandeln. Das Nukleon geht nach der Wechselwirkung in den hadronischen Endzustand X über; das gestreute Elektron ist mit e' bezeichnet.

charm-Quarks entspricht ($m_{\text{charm}} = 1.15 - 1.35$ GeV [18])[7].

Gelänge es, aus *Photon Gluon Fusion*–Ereignissen die Wirkungsquerschnitte $\sigma^{\rightleftarrows}_{PGF}$ und $\sigma^{\rightrightarrows}_{PGF}$ für antiparallele bzw. parallele Ausrichtung von Elektronen– und Nukleonen–Spin zu ermitteln, so wäre eine eventuell vorhandene Asymmetrie $\mathcal{A}$

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma^{\rightleftarrows}_{PGF} - \sigma^{\rightrightarrows}_{PGF}}{\sigma^{\rightleftarrows}_{PGF} + \sigma^{\rightrightarrows}_{PGF}} \tag{2.2}$$

ein guter Ausgangspunkt, um zu untersuchen, wie die Spins der Gluonen bei einer bestimmten Ausrichtung des Nukleonenspins vorzugsweise orientiert sind und damit welchen Beitrag ΔG die Gluonen zum Gesamtspin des Nukleons liefern.

Woran aber kann man *PGF*–Ereignisse in einem Streuexperiment erkennen? Es zeigte sich, daß solche Ereignisse vor allem zwei charakteristische Eigenschaften aufweisen: (a) Das paarweise Auftreten von Hadronen (bzw. bei höheren Energien: von *Jets*) mit großen transversalen Impulsen p_T sowie (b) die Erzeugung von schweren Quarks.

Auf das unter (a) genannte Verfahren soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden; ausführliche Informationen hierzu finden sich in [16] und [17].

2.4.1 Die Produktion massereicher Quarks durch *Photon Gluon Fusion*

Schwere Quarks entstehen dominant durch den *PGF*–Prozeß. Hierbei scheint insbesondere der Nachweis von *charm*-Quarks ein aussichtsreicher Ansatz für die Bestimmung von ΔG zu sein.

Zwar entstehen auch *strange*-Quarks in großer Anzahl durch *PGF*, sie werden jedoch auch zahlreich im Hadronisierungsprozeß erzeugt. So kann man beispielsweise beim Nachweis eines positiven Kaons ($K^+ = u\overline{s}$) nicht sicher sein, ob es durch *Photon Gluon Fusion* unter Beteiligung eines von einem Gluon erzeugten $s\overline{s}$–Paares entstanden ist oder ob an einem u-Quark gestreut wurde und das $\overline{s}$-Quark lediglich bei der Hadronisierung aus dem Vakuum erzeugt wurde (und somit gar nichts mit der Gluonenverteilung im Innern des Nukleons zu tun hat). Obwohl also prinzipiell eine Analyse mit *strange*-Quarks möglich wäre, sind die Schwierigkeiten bei der Selektion von *PGF*-Prozessen nicht zu unterschätzen.

Bottom-Quarks hingegen befinden sich außerhalb des von HERMES abgedeckten Energiebereichs ($m_{\text{bottom}} = 4.0 - 4.4$ GeV [18]).

Der Nachweis von Teilchen, die *charm*-Quarks enthalten, erscheint hingegen sehr vielversprechend, da die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von *charm*-Quarks im Hadronisierungsprozeß

[7]Der *PGF*–Prozeß kann auch so beschrieben werden, daß das virtuelle Photon in ein Quark-Antiquark–Paar fluktuiert und das Gluon aus dem Nukleon dann an eines dieser Quarks ankoppelt. Vom theoretischen Standpunkt aus sind beide Beschreibungen gleichberechtigt und führen zu den selben Voraussagen über den Endzustand [19].

viel geringer ist als für die leichteren Quark-*Flavours*. Man kann daher beim Nachweis eines *charm*haltigen Mesons praktisch sicher sein, daß das *charm*-Quark durch *PGF* entstanden ist.

Es sei angemerkt, daß es gewisse Hinweise darauf gibt, daß dem Proton eine *charm*-Komponente „innewohnt" (*„intrinsic charm"*) [21]. Damit ist gemeint, daß in der FOCK-Raum-Darstellung der Wellenfunktion des Protons, $|p\rangle = \alpha|uud\rangle + \beta|uudc\overline{c}\rangle + ...$, eine geringe aber endliche Wahrscheinlichkeit β^2 für dem Proton innewohnende $c\overline{c}$-Paare enthalten ist. Dies hat den Charakter einer Quantenfluktuation des Proton-Zustandes. Man nimmt an, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten solcher Komponenten von schweren Quarks mit $1/m_Q^2$ abnimmt, wobei m_Q die Masse des betreffenden Quarks ist. Untersuchungen haben gezeigt, daß die *charm*-Komponente vermutlich deutlich weniger als 1% beträgt (0.3% ... 0.9%), aber definitiv nicht verschwindet [21]. Im Vergleich zur *charm*-Erzeugung durch *Photon Gluon Fusion* sollte dieser Effekt jedoch vernachlässigbar sein.

2.4.2 *Open Charm*–Produktion durch *Photon Gluon Fusion*

Man ordnet dem *charm*-Quark eine Quantenzahl C=+1 zu und dem *charm*-Antiquark eine Quantenzahl C=−1. Enthält ein Hadron gleich viele c- und $\overline{c}$-Quarks, so hat es insgesamt eine resultierende Charm-Quantenzahl von C=0; in diesem Fall spricht man von *hidden charm*. Ein Beispiel hierfür sind die J/ψ-Mesonen, die aus den Valenzquarks $c\overline{c}$ aufgebaut sind und daher in Analogie zum „Positronium-Atom" (e^+e^-) auch als „Charmonium" bezeichnet werden.

Mit *open charm* hingegen meint man, daß ein Hadron eine von Null verschiedene Charm-Quantenzahl besitzt. Beispiele hierfür sind etwa die D-Mesonen mit C=±1 (*„charmed mesons"*) oder die Λ_c-Baryonen (z. B. $\Lambda_c^+ = udc$ mit C=+1).

Die Produktion von *open charm* ist theoretisch wesentlich besser verstanden als die Produktion von *hidden charm*; bislang gibt es noch kein Modell, das alle Eigenschaften der Bildung eines gebundenen Zustandes aus einem $c\overline{c}$-Paar zufriedenstellend beschreibt [20]. Daher wird die Untersuchung von *open charm*-Ereignissen gegenwärtig als der aussichtsreichere Weg zur Messung von ΔG betrachtet.

Der Wirkungsquerschnitt für die *open charm*–Elektroproduktion ist durch

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mathrm{eN}\to\mathrm{c\overline{c}X}}}{\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}\nu} = \Gamma(E;Q^2,\nu)\sigma^{\gamma^\star N\to c\overline{c}X}(Q^2,\nu) \tag{2.3}$$

gegeben. $\Gamma(E;Q^2,\nu)$ bezeichnet hierbei den Fluß der virtuellen Photonen,

$$\Gamma(E;Q^2,\nu) = \frac{\alpha_e}{2\pi}\frac{2(1-y)+y^2+Q^2/2E^2}{Q^2\sqrt{Q^2+\nu^2}}, \tag{2.4}$$

wobei E die Energie des Elektrons, ν die Energie des Photons und $y = \nu/E$ ist. Zwischen dem Wirkungsquerschnitt für die *open charm*–Produktion durch ein virtuelles Photon, $\sigma^{\gamma^\star N\to c\overline{c}X}(Q^2,\nu)$, und dem *open charm*–Photoproduktions[8]-Wirkungsquerschnitt, $\sigma^{\gamma N\to c\overline{c}X}(\nu)$, besteht der Zusammenhang

$$\sigma^{\gamma^\star N\to c\overline{c}X}(Q^2,\nu) = \frac{\sigma^{\gamma N\to c\overline{c}X}(\nu)}{(1+Q^2/M_0^2)^2}; \tag{2.5}$$

M_0 bezeichnet hierbei einen Massen-Parameter, dessen Wert M_0 = 3.9 GeV aus experimentellen Daten bestimmt wurde [22]. Abbildung 2.3 zeigt den Verlauf des *open charm*–Photoproduktionswirkungsquerschnitts.

Aus der Asymmetrie $\mathcal{A}^{\mathrm{exp.}}$ der beobachteten *open charm*–Ereignisse in den beiden unterschiedlichen relativen Spin-Orientierungen kann auf die Spinasymmetrie $\mathcal{A}_{eN}^{c\overline{c}}(y)$ der *open charm*–Elektroproduktion geschlossen werden:

$$\mathcal{A}_{eN}^{c\overline{c}}(y) = \frac{1}{P_{\mathrm{Beam}}P_{\mathrm{Target}}}\cdot\mathcal{A}^{\mathrm{exp.}} = \frac{1}{P_{\mathrm{Beam}}P_{\mathrm{Target}}}\cdot\frac{N_{PGF}^{\overleftarrow{\rightarrow}} - N_{PGF}^{\overrightarrow{\rightarrow}}}{N_{PGF}^{\overleftarrow{\rightarrow}} + N_{PGF}^{\overrightarrow{\rightarrow}}} \tag{2.6}$$

P_{Beam} und P_{Target} bezeichnen hierbei die Polarisationen des Elektronenstrahls und des *Target*-Materials.

Es muß jedoch zusätzlich noch berücksichtigt werden, daß das vom Elektron emittierte virtuelle Photon $\gamma^\star$ mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit seine Spinausrichtung ändert und somit nicht mehr die Ausrichtung des Elektronenspins widerspiegelt; dies wird durch einen Depolarisationsfaktor D erfaßt, der durch

$$D = \frac{y[(1+\gamma^2 y/2)(2-y) - 2y^2m_e^2/Q^2]}{y^2(1-2m_e^2/Q^2)(1+\gamma^2)+2(1+R)(1-y-\gamma^2y^2/4)} \tag{2.7}$$

[8] Photoproduktion = durch ein reelles Photon γ erzeugt ($Q^2 = 0$)

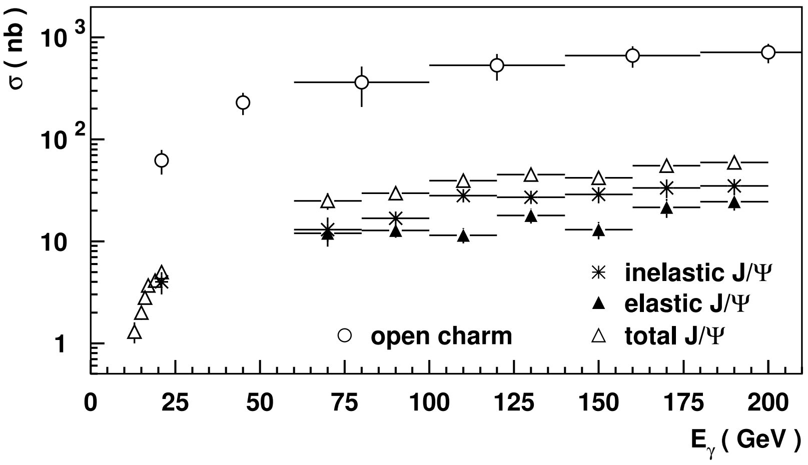


Abbildung 2.3: *Charm*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt σ, aufgetragen gegen die Photonen-Energie E_γ. Man sieht, daß der Wirkungsquerschnitt für die *open charm*–Produktion deutlich größer ist als der für die *hidden charm*– (J/ψ)–Produktion. Die Daten stammen von EMC, SLAC und PEC, das Diagramm wurde aus [35] entnommen.

gegeben ist [23], wobei $\gamma = \sqrt{Q^2}/\nu$ ist und $R = \sigma_L/\sigma_T$ das Verhältnis zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Unter Berücksichtigung dieses Depolarisationsfaktors kann zwischen der Asymmetrie $\mathcal{A}^{c\overline{c}}_{eN}(y)$ und der Asymmetrie $\mathcal{A}^{c\overline{c}}_{\gamma^\star N}(y)$ der *open charm*–Produktion durch ein virtuelles Photon $\gamma^\star$ folgender Zusammenhang angenommen werden:

$$\mathcal{A}^{c\overline{c}}_{eN}(y) = D(y)\mathcal{A}^{c\overline{c}}_{\gamma^\star N}(y) \tag{2.8}$$

Die Asymmetrie $\mathcal{A}^{c\overline{c}}_{\gamma^\star N}$ wird durch das Verhältnis des polarisierten *charm*–Photoproduktionswirkungsquerschnitts $\Delta\sigma^{\gamma N\rightarrow c\overline{c}X}$ zum unpolarisierten *charm*–Photoproduktionswirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma N\rightarrow c\overline{c}X}$ bestimmt. $\Delta\sigma^{\gamma N\rightarrow c\overline{c}X}$ und $\sigma^{\gamma N\rightarrow c\overline{c}X}$ können als Faltung der elementaren *PGF*–Wirkungsquerschnitte

$$\Delta\sigma(\hat{s}) = \frac{4}{9}\,\frac{2\pi\alpha_e\alpha_s(\hat{s})}{\hat{s}}\left(3\beta - \ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \qquad \text{und} \tag{2.9}$$

$$\sigma(\hat{s}) = \frac{4}{9}\,\frac{2\pi\alpha_e\alpha_s(\hat{s})}{\hat{s}}\left(-\beta(2-\beta^2) + \frac{1}{2}(3-\beta^4)\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \tag{2.10}$$

mit den Gluonenverteilungen ΔG und G ausgedrückt werden:

$$\mathcal{A}^{c\overline{c}}_{\gamma N}(E,y) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N\rightarrow c\overline{c}X}}{\sigma^{\gamma N\rightarrow c\overline{c}X}} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M_N E y} \mathrm{d}\hat{s}\,\Delta\sigma(\hat{s})\,\Delta G(\eta,\hat{s})}{\int_{4m_c^2}^{2M_N E y} \mathrm{d}\hat{s}\,\sigma(\hat{s})\,G(\eta,\hat{s})} \tag{2.11}$$

wobei $\hat{s} = (q+k)^2$ die invariante Masse des Photon-Gluon-Systems ist (q bezeichnet den Viererimpuls des Photons, k den Viererimpuls des Gluons), $\beta = \sqrt{1-4m_c^2/\hat{s}}$ ist die Geschwindigkeit des *charm*-Quarks im Schwerpunktsystem und $\eta = \hat{s}/2M_N E y$ ist der Anteil des Nukleonen-Impulses, den das betreffende Gluon trägt.

Über diesen Formalismus kann eine Zusammenhang zwischen einer im Experiment beobachteten spinabhängigen Asymmetrie $\mathcal{A}^{\mathrm{exp.}}$ der Zählraten und $\Delta G/G$ hergestellt werden, wobei der Anteil anderer Prozesse, die nichts mit *PGF* zu tun haben, an der gemessenen Asymmetrie zu beachten ist („Verdünnung“).

2.5 Eigenschaften der D-Mesonen

Mesonen, die **ein** *charm*–Quark oder –Antiquark enthalten, bezeichnet man als D-Mesonen. Die leichtesten D-Mesonen – D^0 und $D^\pm$ – sind pseudoskalar (Spin-Parität $J^P = 0^-$) und zerfallen schwach in nicht-*charm*haltige Mesonen, hauptsächlich in *strange*-Mesonen ($\Delta C = 1$) [32]. Aufgrund des schwachen Zerfalls haben diese Zustände verhältnismäßig lange Lebensdauern ($\tau_{D^0} \approx 0.4$ ps).

Die schwereren $D^\star$-Resonanzen zerfallen durch die starke Wechselwirkung in leichtere D-Mesonen. Die $D^\star$-Mesonen sind entweder Vektor- oder Tensor-Mesonen ($J^P = 1^-, 2^+$). Von den $D^\star$-Resonanzen ist für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse nur das $D^{\star}(2010)^{\pm}$–Meson relevant. Im Vergleich zu den höheren Resonanzen ist das $D^{\star}(2010)^{\pm}$–Meson[9] mit einer vollen Breite von $\Gamma < 0.131$ MeV eine sehr schmale Resonanz. (Zum Vergleich: das $D_2^{\star}(2460)^{\pm}$–Meson hat eine volle Breite von $\Gamma = 25^{+8}_{-7}$ MeV [18].)

In Tabelle 2.2 sind die in dieser Arbeit untersuchten D-Mesonen-Zerfälle aufgeführt.

	Masse	Valenzquarks	Zerfallskanal	*branching ratio*
D^0	1864.5 ± 0.5 MeV	$D^0 = c\overline{u}$	$D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$	$(3.83 \pm 0.09)\%$
$D^{\star\pm}$	2010.0 ± 0.5 MeV	$D^{\star+} = c\overline{d}$	$D^{\star+} \longrightarrow D^0\pi^+$	$(67.7 \pm 0.5)\%$

Tabelle 2.2: Zerfallskanäle der D-Mesonen, die für diese Arbeit relevant sind. Für $\overline{D^0}$– und $D^{\star-}$–Mesonen gelten die ladungskonjugierten Zerfälle. [18]

2.6 *Associated Charm Production*

Bei der Interpretation einer beobachteten Spinasymmetrie in der *open charm*–Produktion gibt es eine gewisse Komplikation: Der Prozeß kann nur dann mittels der QCD-Störungsrechnung klar interpretiert werden, wenn sich das $c\overline{c}$-Paar nach seiner Entstehung gewissermaßen „trennt“ und die Hadronisierung mit Quarks erfolgt, die aus dem Vakuum erzeugt werden. Dies ist zum Beispiel erfüllt, wenn das $c\overline{c}$-Paar zusammen mit einem aus dem Vakuum produzierten $u\overline{u}$-Paar zu einem D^0 ($c\overline{u}$) und einem $\overline{D^0}$ ($\overline{c}u$) hadronisiert. In diesem Fall kann die Hadronisierung als völlig separater Prozeß behandelt werden und die Gleichungen der QCD-Störungsrechnung faktorisieren.

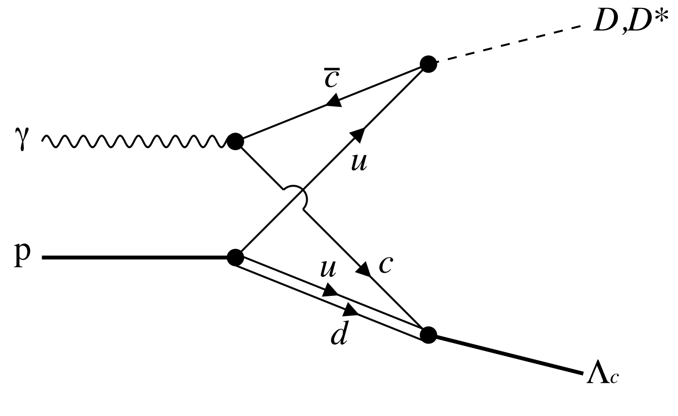


Abbildung 2.4: Veranschaulichung der *Associated Charm Production* eines D-Mesons zusammen mit einem Λ_c-Baryon. Diese Abbildung wurde aus [25] entnommen.

Nun besteht aber insbesondere bei niedrigen Energien E_γ des Photons eine große Wahrscheinlichkeit, daß eine Art „Quark-Substitution“ unter Beteiligung der Valenzquarks des Protons stattfindet: Das $\overline{c}$-Quark hadronisiert dann beispielsweise zusammen mit einem der u-Valenzquarks des Protons (uud) und bildet ein $\overline{D^0}$-Meson ($\overline{c}u$), während das c-Quark anstelle des u-Quarks in das Proton „eingebaut“ wird, wodurch ein Λ_c^+-Baryon (udc) entsteht (siehe Abbildung 2.4). Solche Prozesse faßt man unter dem Begriff *Associated Charm Production* zusammen. Das Diagramm in Abbildung 2.5 zeigt, daß gerade bei geringen Photonenergien E_γ – wie sie bei HERMES aufgrund der Elektronenstrahlenergie von 27.5 GeV und des ruhenden *Target*-Nukleons stets vorliegen – die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Λ_c-Baryonen stark ansteigt und die Produktionswahrscheinlichkeit für D^0–Mesonen deutlich absinkt. Mit zunehmender Photonen-Energie nähern sich die beiden Wahrscheinlichkeiten immer mehr einander an, so daß bei hohen Energien im Schwerpunktsystem praktisch gleich viele D^0– und $\overline{D^0}$–Mesonen erzeugt werden. Bei niedrigen Energien

[9]Nachfolgend soll das $D^{\star}(2010)^{\pm}$–Meson abkürzend mit $D^{\star\pm}$ bezeichnet werden.

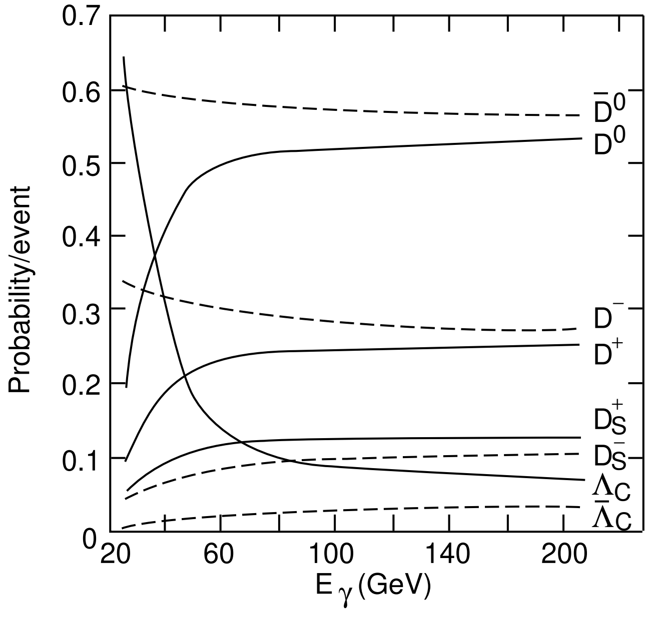


Abbildung 2.5: Wahrscheinlichkeiten für die Produktion *charm*haltiger Teilchen pro *open charm*–Ereignis, aufgetragen gegen die Photonenenergie E_γ. Das Diagramm beruht auf einer an Messungen angepaßten Monte-Carlo-Simulation der NA14/2 Collaboration [24]. Die Energien, bei denen HERMES arbeitet, liegen aufgrund der Elektronenstrahlenergie von 27.5 GeV und der Tatsache, daß ein stationäres *Target* verwendet wird, ganz am niederenergetischen Ende des hier dargestellten E_γ-Spektrums.

im Schwerpunktsystem beobachtet man jedoch ein starkes Ungleichgewicht zwischen der Anzahl der D^0– und $\overline{D^0}$–Mesonen; die Anzahl der $\overline{D^0}$–Mesonen überwiegt bei weitem.

Monte-Carlo-Studien, die im Rahmen dieser Diplomarbeit mit Hilfe des Generators AROMA [36] durchgeführt wurden, haben gezeigt, daß bei HERMES-Energien zu erwarten ist, daß etwa 52% der innerhalb der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers nachweisbaren $\overline{D^0}$–Mesonen zusammen mit einem Λ_c^+-Baryon erzeugt werden.

Da theoretisch nicht klar ist, wie der Einfluß der Hadronisierung mit Quarks aus dem *Target*-Nukleon zu behandeln ist, ist es sehr problematisch, mit Hilfe der QCD-Störungsrechnung eine Aussage über die Spinasymmetrie bei der *Associated Charm Production* abzuleiten [25], [26].

Aufgrund der Akzeptanz des Spektrometers ist es bei HERMES nicht möglich, Ereignisse mit *Associated Charm Production* zu erkennen, da es praktisch niemals möglich ist, ein Λ_c-Baryon **zusätzlich** zu einem D-Meson nachzuweisen. Auch im Fall der Erzeugung eines $D^0/\overline{D^0}$–Paares finden sich praktisch niemals beide D-Mesonen innerhalb der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers, ganz abgesehen davon, daß dann zudem auch noch beide D-Mesonen über einen Kanal zerfallen müßten, der eine vollständige und damit eindeutige Rekonstruktion des Ereignisses zuläßt. (Der Einfluß der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers wird nachfolgend noch ausführlich diskutiert werden.)

Kapitel 3

Das HERMES-Experiment

HERMES[1] ist eines der vier am HERA[2]-Speicherring des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg aufgebauten Experimente. Das vorrangige Ziel dieses Experiments ist es, zu klären, wie sich der Spin des Nukleons zusammensetzt. Messungen mit dem HERMES-Experiment basieren auf drei wesentlichen Komponenten: (i) einem polarisierten Elektronen-Strahl, (ii) einem polarisierbaren Gas-*Target* und (iii) dem HERMES-Spektrometer.

3.1 Der polarisierte Elektronen-Strahl

HERA verfügt über einen Protonen-Strahl mit einer Energie von 920 GeV und einen Elektronen-Strahl mit einer Energie von 27.5 GeV. Von diesen beiden, gegenläufig in zwei Strahlrohren zirkulierenden Strahlen verwendet HERMES lediglich den Elektronenstrahl; der Protonenstrahl wird nur durch das Spektrometer hindurchgeführt. Typischerweise verbleibt der Elektronenstrahl zwischen sechs und acht Stunden im Speicherring. Während dieser Zeit sinkt der Strahlstrom von seinem Anfangswert von ungefähr 35 mA exponentiell durch Reaktionen in den Experimenten, aber auch durch Streuprozesse im Strahlrohr selbst, ab und wird schließlich bei einem Wert von etwa 13 mA aus dem Speicherring entnommen und in einen *Beamdump* geleitet. HERA kann sowohl mit Elektronen als auch mit Positronen betrieben werden.

Durch den Sokolov-Ternov-Effekt [28] baut sich von selbst eine transversale Spin-Polarisation der Elektronen (Positronen) antiparallel (parallel) zum Feld der Dipol-Magneten auf, die die Krümmung des Strahls in den gebogenen Abschnitten des Speicherrings erzwingen. Die Ursache hierfür ist eine Asymmetrie in den Wahrscheinlichkeiten für ein Umklappen des Spins bei der Emission von Synchrotronstrahlung zwischen den beiden Orientierungszuständen der z-Komponente des Spins relativ zur Richtung des Magnetfelds. Bei den Bedingungen in HERA ergeben sich folgende Wahrscheinlichkeiten für das Umklappen des Spins [29]:

$$w^{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{38.5 \text{ min}} \qquad \text{und} \qquad w^{\downarrow\uparrow} = \frac{1}{16.2 \text{ std}}. \tag{3.1}$$

Man erkennt an diesem Zahlenbeispiel, daß das Umklappen des Spins bei der Emission eines Synchrotronstrahlungsquants ein äußerst seltener Prozeß ist – die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Synchrotronstrahlung ohne Umklappen des Spins ist 10^{10}-mal höher.

Sobald der Elektronen-Strahl in HERA injiziert und auf 27.5 GeV beschleunigt wurde, beginnt sich die Spin-Polarisation aufzubauen. Typischerweise werden Polarisationen von 50% bis 60% nach etwa 22 Minuten Anstiegszeit erreicht [30]. Da das Feld der Dipol-Magneten transversal zur Flugrichtung der Leptonen verläuft, ist auch die erzielte Polarisation transversal. Um mit einem longitudinal polarisiertem Elektronenstrahl experimentieren zu können, wird die Polarisationsrichtung vor HERMES durch Spin-Rotations-Magnete um 90° gekippt und anschließend, nachdem die Elektronen HERMES durchlaufen haben, durch eine zweite Anordnung von Spin-Rotations-Magneten wieder in den ursprünglichen transversalen Zustand zurückversetzt (Abb. 3.1). Sowohl die transversale als auch die longitudinale Polarisation werden permanent mit jeweils einem Polarimeter überwacht und verglichen.

[1] HERMES steht für *HERa MEasurement of Spin.*
[2] HERA = Hadronen-Elektronen-Ringanlage

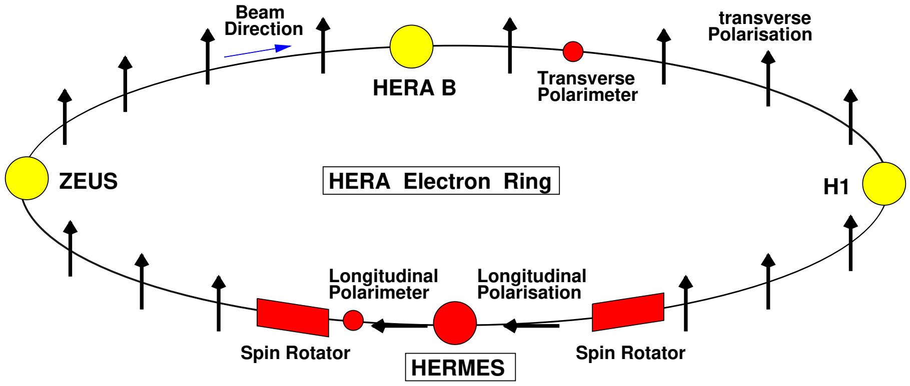


Abbildung 3.1: HERMES benutzt den polarisierten Elektronenstrahl des HERA-Speicherrings. Die Pfeile stellen den Erwartungswert der z-Komponente des Spins dar. Die transversale Polarisation der Elektronen im Ring wird durch Spinrotatoren für HERMES in eine longitudinale Polarisation umgewandelt und durch zwei Polarimeter überwacht.

3.2 Das Gas*target*

Der Elektronenstrahl wird durch Gas geschossen, das in eine *Target*zelle im Innern des HERA-Elektronen-Strahlrohrs injiziert wird. Die *Target*zelle hat die Gestalt eines elliptischen Röhrchens von nur wenigen Zentimetern Durchmesser und einer Länge von 40 cm und ist aus Aluminiumblech mit einer Dicke von 75 μm gefertigt. Da dieses Gas*target* ohne irgendwelche Eintritts- und Austrittsfenster im Inneren des Elektronenstrahlrohrs im Ultra-Hochvakuum installiert ist, muß das Gas an den Enden der *Target*zelle von einem Hochleistungspumpsystem abgesaugt werden, um nicht das Vakuum des Speicherrings zu gefährden.

Für Messungen mit einem longitudinal kernspinpolarisierten *Target* wird Gas aus einer Atomstrahlquelle (*Atomic Beam Source, ABS*) in die *Target*zelle geleitet. Die Atome erleiden während ihres Aufenthalts in der *Target*zelle durchschnittlich 300 Zusammenstöße mit der Oberfläche der Zelle, bevor sie abgesaugt werden; um eine Rekombination des atomaren Gases zu Molekülen bei diesen Stößen zu vermeiden, ist das Innere der Zelle mit einem Material namens *Drifilm* beschichtet. Normalerweise liegt der atomare Anteil des Gases bei etwa 92%. Durch ein von außen angelegtes Magnetfeld wird die Polarisation des Gases in der Zelle aufrechterhalten. Typischerweise liegt die Polarisation der Atomkerne des *Target*gases bei weit über 90%. Die Polarisation des *Target*gases wird überwacht, indem ständig eine kleine Menge Probegas aus der Zelle entnommen und mit einem Breit-Rabi-Polarimeter analysiert wird.

Um sowohl bei paralleler als auch bei antiparalleler Orientierung der Spins von *Target* und Elektronenstrahl Messungen durchführen zu können, wird die Ausrichtung des *Target*-Spins periodisch von einem Zufallsgenerator geändert. In den Jahren 1996 und 1997 wurde polarisierter Wasserstoff als *Target*gas verwendet, um die Spinstrukturfunktion g_1^p des Protons zu untersuchen. Seit 1998 wird polarisiertes Deuterium verwendet, um auch Daten über die Spinstrukturfunktion g_1^n des Neutrons sowie die Verteilung des Spins auf die unterschiedlichen Quark-*Flavours* zu gewinnen (*„Flavour Decomposition“*).

Die *Target*zelle kann alternativ auch mit unpolarisiertem Gas versorgt werden. Auf diese Weise wurden z. B. Daten an *Target*gasen wie Krypton, Helium und Stickstoff genommen. Da unpolarisiertes Gas in beliebiger Menge aus Gasflaschen entnommen werden kann, erzielt man bei dieser Betriebsart erheblich höhere *Target*dichten und damit höhere Ereignisraten, als dies mit Gas aus der *ABS* möglich wäre (*high density runs*). Mit polarisiertem Gas aus der *ABS* erreicht man *Target*dichten von maximal 10^{14} Nukleonen/cm^2, mit unpolarisiertem Gas liegen die *Target*dichten im Bereich von 10^{15} bis 10^{16} Nukleonen/cm^2.

3.3 Das HERMES-Spektrometer

Da HERMES ein feststehendes *Target* (*„fixed target“*) verwendet, ist das Spektrometer [27] darauf ausgelegt, Spuren nachzuweisen, die unter Streuwinkeln von 40 bis 220 mrad relativ zum einfallenden Elektronenstrahl die Targetzelle verlassen („Vorwärts-Spektrometer“). Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau des HERMES-Spektrometers schematisch. Das gesamte Spektrometer ist entlang der horizontalen Ebene, durch die die Strahlrohre für Elektronen und Protonen verlaufen, gespalten;

die obere und die untere Hälfte des Spektrometers sind völlig symmetrisch aufgebaut.

Hinter dem *Target* ist eine Reihe von Driftkammern mit insgesamt 57 Ebenen installiert, die die Spuren der Teilchen vor und hinter dem Magneten aufzeichnen; aus der Ablenkung im Magnetfeld werden anschließend Impuls und Ladung der Teilchen bestimmt. Die Genauigkeit der Impulsbestimmung $\delta p/p$ beträgt 0.7 - 1.3%, die Winkelauflösung liegt bei $\delta\theta \leq 0.6$ mrad. Zur Identifizierung der Teilchen (*particle identification, PID*) stehen ein elektromagnetisches Kalorimeter, ein Übergangsstrahlungsdetektor (*Transition Radiation Detector, TRD*), zwei Szintillator-Hodoskope (H1, H2) sowie ein Cherenkov-Detektor zur Verfügung.

Um Leptonen von Hadronen zu unterscheiden, werden hauptsächlich zwei dimensionslose *PID*-Kennzahlen verwendet. Aus den Signalen des Kalorimeters, des *Preshower*-Hodoskops H2 und des Cherenkov-Detektors wird eine Größe mit der Bezeichnung PID_3 errechnet. Unabhängig davon wird aus dem Signal des *TRD* die Kennzahl PID_5 bestimmt. Werte von PID_3 bzw. PID_5, die größer als null sind, deuten auf Elektronen (oder Positronen) hin, Werte, die kleiner als null sind, auf Hadronen. Je größer die Abweichung von null ist, desto sicherer wurde die betreffende Spur als Elektron/Positron bzw. Hadron identifiziert.

Ein Triggersystem entscheidet darüber, welche der nachgewiesenen Ereignisse für spätere Analysen aufgezeichnet werden. Für die in dieser Arbeit beschriebene Analyse sind in erster Linie zwei Trigger von Bedeutung:

- **Trigger 21** wird ausgelöst, wenn mindestens eine Spur in Koinzidenz mit einer bestimmten Mindest-Energiedeposition im Kalorimeter auftritt. Diese sog. „Kalorimeter-Schwelle“ liegt üblicherweise bei 1.4 GeV, wird aber bei der Datennahme mit hoher Targetdichte auf 3.5 GeV erhöht, um die Triggerrate zu reduzieren.

- **Trigger 28** löst aus, wenn mindestens zwei Spuren in unterschiedlichen Detektorhälften nachgewiesen werden. Es wird jedoch keine minimale Energiedeposition im Kalorimeter gefordert.

Das Datenerfassungssystem (*Data Acquisition, DAQ*) speichert die für spätere Analysen in Frage kommenden Ereignisse auf externen Datenträgern ab. Unabhängig hiervon werden regelmäßig umfangreiche Informationen über den Zustand aller Detektorkomponenten sowie des Elektronenstrahls und des *Targets*, die sogenannten *Slow Control*–Daten, aufgezeichnet.

Die rohen Detektorinformationen werden durch das Programm HRC (*HERMES Reconstruction Code*) weiterverarbeitet. Nach der Kalibrierung der Detektorsignale und der Spurrekonstruktion werden die *Event*-Informationen mit den *Slow Control*–Daten synchronisiert. Diese „Datenproduktionen“ werden im Format von μDST-Dateien (DST steht für *Data Summary Tape*) gespeichert und für die Analyse bereitgestellt. Datenproduktionen werden iterativ verbessert: Auf Basis der ersten μDST-Produktion, der sogenannten A-Produktion, wird die Datenqualität eingehend geprüft und die Detektorkalibrationen werden verfeinert, mit Hilfe dieser Verbesserungen wird anschließend eine neue Datenproduktion, die sogenannte B-Produktion, erstellt, u. s. w.

3.3.1 Der Schwellen-Cherenkov-Detektor

Bis einschließlich 1997 befand sich an der Stelle des RICH-Detektors ein Schwellen-Cherenkov-Zähler. Als Strahlungsmaterial wurde ein Gemisch aus 70% Stickstoff und 30% Perfluorbutan (C_4F_{10}) verwendet. Bei diesem Radiator-Material emittieren Pionen ab einem Impuls von 3.9 GeV, Kaonen ab 13.9 GeV und Protonen ab 26.4 GeV Cherenkov-Licht. (Eine Veränderung des Mischungsverhältnisses der beiden Gase führt zu einer Verschiebung dieser Schwellen.) Für die in dieser Arbeit beschriebene Analyse der Daten von 1997 wurde der Schwellen-Cherenkov-Detektor benutzt, um Pionen von anderen Hadronen zu unterscheiden. Obwohl Pionen ab Impulsen von 3.9 GeV Cherenkov-Strahlung auszusenden beginnen, ist die Effizienz des Pionennachweises aufgrund der zunächst recht geringen Anzahl von Cherenkov-Photonen nahe der Schwelle stark eingeschränkt. Daher wurde der Cherenkov-Detektor in der nachfolgend beschriebenen Analyse erst ab einem Impuls von 4.5 GeV verwendet.

3.3.2 Der *Ring Imaging* Cherenkov-Detektor

1998 wurde der Schwellen-Cherenkov-Detektor gegen einen *Ring Imaging* Cherenkov-Detektor (RICH) ausgetauscht. Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau der oberen Hälfte dieses Detektors. Im Gegensatz zu dem zuvor beschriebenen Schwellen-Cherenkov-Zähler verfügt der RICH-Detektor über zwei Radiator-Materialien. Einfallende Teilchen durchfliegen zuerst eine aus einzelnen Elementen aufgebaute Schicht aus Aerogel und treten dann in das mit C_4F_{10} gefüllte Innere des Detektors ein. Das entstehende Cherenkov-Licht wird über einen sphärischen Spiegel auf eine Matrix

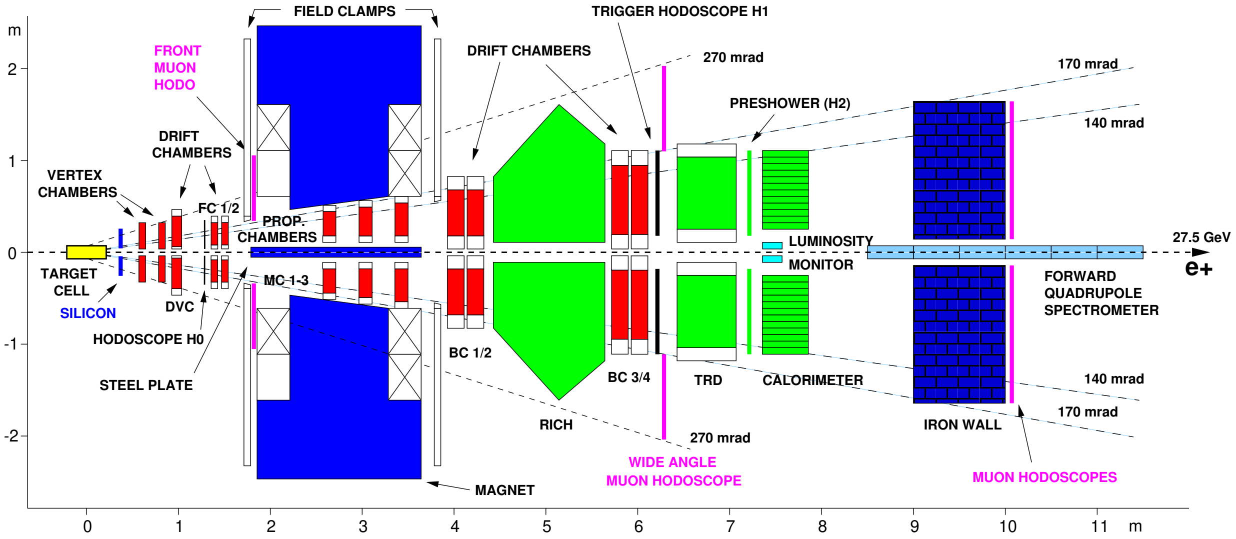


Abbildung 3.2: Dieser Längsschnitt zeigt schematisch den Aufbau des HERMES-Spektrometers in der 2000 benutzten Konfiguration. Der Elektronenstrahl verläuft in dieser Abbildung von links nach rechts durch das Spektrometer. Eine massive Septumplatte (in der obigen Abbildung mit *steel plate* bezeichnet) schirmt den Strahl gegen das Feld des Spektrometermagneten ab.

von 1934 *Photomultipliern* (PMTs) reflektiert, deren Signale von einem digitalen Auslesesystem weiterverarbeitet werden (Abb. 3.4). Die Radiator-Materialien wurden aufgrund ihrer Brechungsindizes so ausgewählt, daß die Impulsschwellen für die Emission von Cherenkov-Strahlung eine klare Unterscheidung von Kaonen, Pionen und Protonen fast im gesamten von HERMES abgedeckten Impulsbereich gestatten.

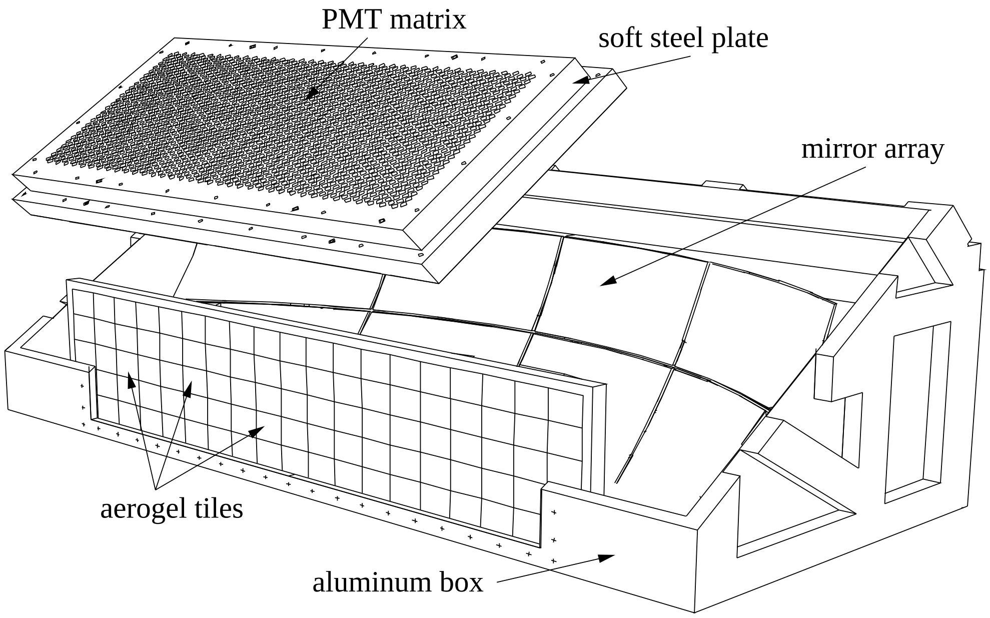


Abbildung 3.3: Aufbau des RICH-Detektors

Cherenkov-Strahlung tritt auf, wenn sich ein geladenes Teilchen schneller als Licht durch ein Medium bewegt. Die Strahlung wird unter dem Winkel $\Theta_c = arccos(1/\beta n)$ relativ zur Flugbahn des Teilchens abgestrahlt, wobei $\beta = v/c$ das Verhältnis der Geschwindigkeit des Teilchens zur Vakuumlichtgeschwindigkeit ist und n für den Brechungsindex des Materials steht. Die entlang der Flugbahn des Teilchens emittierten Cherenkov-Photonen liegen daher auf einer Folge von Kegeln mit dem Öffnungswinkel Θ_c und den Kegelspitzen an den jeweiligen Emissionsorten der Photonen. Aufgrund der Abbildungseigenschaften des **sphärischen** Spiegels wird der Schnitt durch diese Kegel in Gestalt elliptischer Ringe auf die **flache** PMT-Nachweisebene projiziert. Zur Identifizierung des Hadrons werden die bei dem gemessenen Impuls zu erwartenden Öffnungswinkel Θ_c für die Massenhypothesen eines Pions, Kaons und Protons berechnet. Ein Vergleich mit der tatsächlich unter diesen Winkeln beobachteten Anzahl von Cherenkov-Photonen liefert Wahrscheinlichkeiten dafür, daß man ein Hadron des jeweiligen Typs nachgewiesen hat. Um zu bewerten, wie „sicher“ das Hadron identifiziert wurde, wird ein RICH-Qualitäts-Parameter (RQP) berechnet, der als $RQP \equiv \log_{10}(p_1/p_2)$ definiert ist, wobei p_1 und p_2 die errechneten Wahrscheinlichkeiten für den Hadronentyp mit der höchsten bzw. zweithöchsten Wahrscheinlichkeit sind. Ein *Cut* von $RQP > 0$ bei späteren Analysen stellt sicher, daß nicht zwei Hadronen-Hypothesen gleich wahrscheinlich waren und somit die Zuordnung eines Hadronen-Typs willkürlich erfolgte.

Abbildung 3.5 zeigt den theoretischen Verlauf des Öffnungswinkels Θ_c des Cherenkov-Lichtkegels in Abhängigkeit des Impulses für Pionen, Kaonen und Protonen.

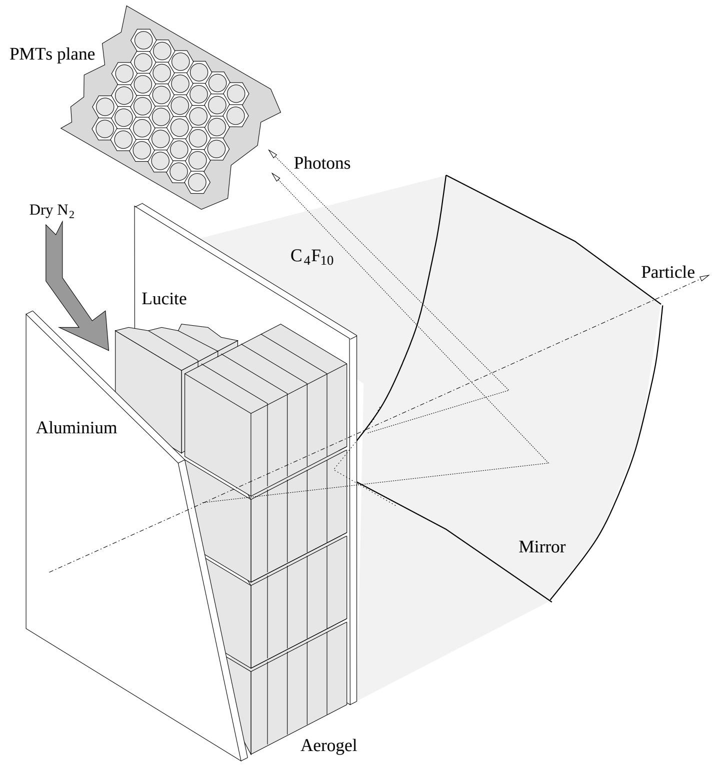


Abbildung 3.4: Strahlengang im RICH-Detektor. Ein geladenes Teilchen durchfliegt zunächst einen Radiator aus mehreren Schichten von Aerogel mit einem mittleren Brechungsindex $n_{\mathrm{Aerogel}} = 1.0304$, danach ein Gasvolumen aus Perfluorbutan mit einem Brechungsindex von $n_{\mathrm{C_4F_{10}}} = 1.0014$. Entstehendes Cherenkovlicht wird mittels eines **sphärischen** Spiegels auf eine **ebene** PMT-Nachweisfläche reflektiert.

3.3.3 Datenqualitätsanalyse für den RICH-Detektor

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Programm zur Überwachung der Datenqualität des RICH-Detektors erstellt, das seither für die zuvor beschriebene iterative Verbesserung der μDST-Datenproduktionen bei HERMES eingesetzt wird. Hierfür wird aus jedem *Run* ein *Sample* von Elektronen ausgewählt, die von den anderen *PID*-Detektoren eindeutig identifiziert wurden. Elektronen bewegen sich innerhalb des gesamten Impulsbereiches, den der RICH-Detektor abdeckt, hochrelativistisch und strahlen daher sowohl im Aerogel als auch im Gas Cherenkov-Licht ab. Da in sehr guter Näherung β=1 gilt, folgt für die Cherenkov-Winkel:

$$\cos(\Theta_c) = \frac{1}{\beta n} \overset{\beta=1}{=} \frac{1}{n} \tag{3.2}$$

$$\Theta_{c,\mathrm{Aerogel}} = \arccos\left(\frac{1}{n_{\mathrm{Aerogel}}}\right) = \arccos\left(\frac{1}{1.0304}\right) = 243.5 \text{ mrad} \tag{3.3}$$

$$\Theta_{c,\mathrm{C_4F_{10}}} = \arccos\left(\frac{1}{n_{\mathrm{C_4F_{10}}}}\right) = \arccos\left(\frac{1}{1.0014}\right) = 52.9 \text{ mrad} \tag{3.4}$$

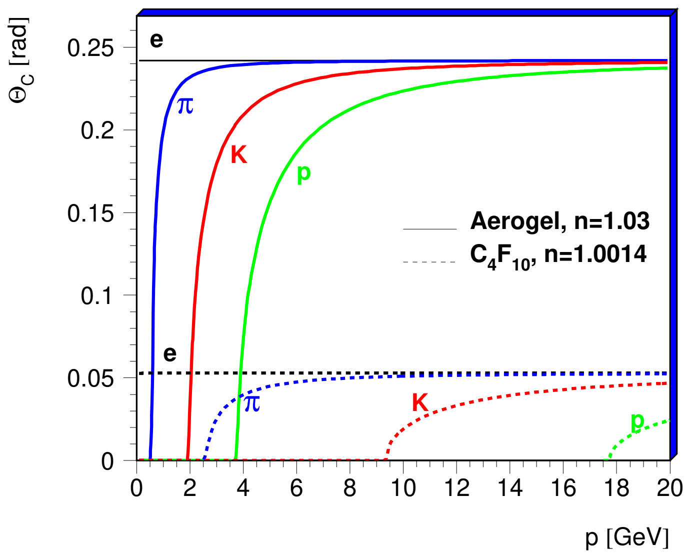


Abbildung 3.5: Theoretischer Verlauf des zu erwartenden Cherenkov-Winkels Θ_c für Pionen, Kaonen und Protonen, aufgetragen gegen den Impuls des jeweiligen Hadrons. Die durchgezogenen Kurven beziehen sich auf Cherenkov-Photonen die im Aerogel emittiert werden, die gestrichelten Kurven auf Cherenkov-Photonen aus dem Gas-Radiator (C_4F_{10}).

Das Datenqualitätsprogramm überwacht, daß der Mittelwert der Aerogel– bzw. Gas–Ringe innerhalb der statistischen Streuung mit diesen Werten verträglich ist; treten zu große Abweichungen von den Soll-Werten auf, werden die RICH-Informationen in den betreffenden Daten als fehlerhaft gekennzeichnet. Die mittlere Anzahl von Cherenkov-Photonen pro Elektron wird ebenfalls überwacht. Auch andere kurzzeitige Störungen, z. B. aufgrund einer erneuten Initialisierung des Auslesesystems, führen dazu, daß die RICH-Daten in dem betreffenden *Run* als nicht verwertbar markiert werden.

Insgesamt zeigte sich, daß der RICH-Detektor seit seiner Inbetriebnahme außerordentlich stabil und nahezu fehlerfrei arbeitete. Nur ein verschwindend geringer Teil der Daten mußte aufgrund von Datenqualitätsproblemen des RICH-Detektors verworfen werden.

Daher sollen exemplarisch nur zwei Beobachtungen erwähnt werden, die mit Hilfe dieses Datenqualitätsprogramms gemacht wurden:

- Innerhalb der ersten Monate nach Installation des RICH-Detektors konnte man eine stetige, systematische Verschiebung des mittleren Aerogelwinkels zu kleineren Werten hin beobachten (Abb. 3.6). Dies ist auf ein geringfügiges Absinken des Aerogel-Brechungsindex zurückzuführen. Die wahrscheinlichste Erklärung für diesen Effekt ist, daß Alkohol, der bei der Herstellung des Aerogels als Lösungsmittel eingesetzt wurde, langsam aus dem Material „ausgaste". (Nähere Informationen zur Herstellung des Aerogels findet man in [31].) Nach etwa eineinhalb Jahren erreichte der Brechungsindex einen seither stabilen Wert.

  Weitere Alterungserscheinungen oder Strahlenschäden konnten nicht beobachtet werden; auch die mittlere Anzahl der nachgewiesenen Cherenkov-Photonen veränderte sich nicht. Dies ist insofern von Interesse, da der bei HERMES installierte RICH-Detektor der weltweit erste „duale[3]" RICH-Detektor ist, in dem Aerogel als Radiator-Material eingesetzt wurde.

- Es konnte ein direkter Zusammenhang zwischen dem mittleren Gaswinkel und dem Wetter in Hamburg beobachtet werden, wie ein Vergleich des Gaswinkels und der Luftdruckkurve (Abb. 3.7) zeigt. Diese Schwankungen sind allerdings so gering, daß keine Korrektur erforderlich ist.

[3] d. h. mit zwei Radiator-Materialien ausgestattete

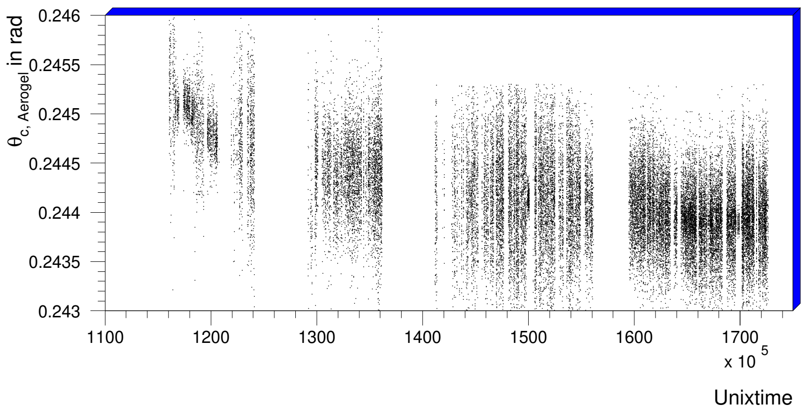


Abbildung 3.6: Mittlerer Aerogel-Winkel aufgetragen gegen die Zeit (*Unixtime*). Nach etwa eineinhalb Jahren wurde ein „Plateau“ erreicht. Die Punkte sind jeweils die Mittelwerte der Aerogel-Winkel der Elektronen eines einzelnen *Runs*; typischerweise findet man in einem *Run* einige hundert sicher von den anderen *PID*-Detektoren identifizierte Elektronen. Die „Lücken“ können Zeitperioden zugeordnet werden, in denen HERMES keine Daten genommen hat (z. B. *Shutdown*-Phasen).

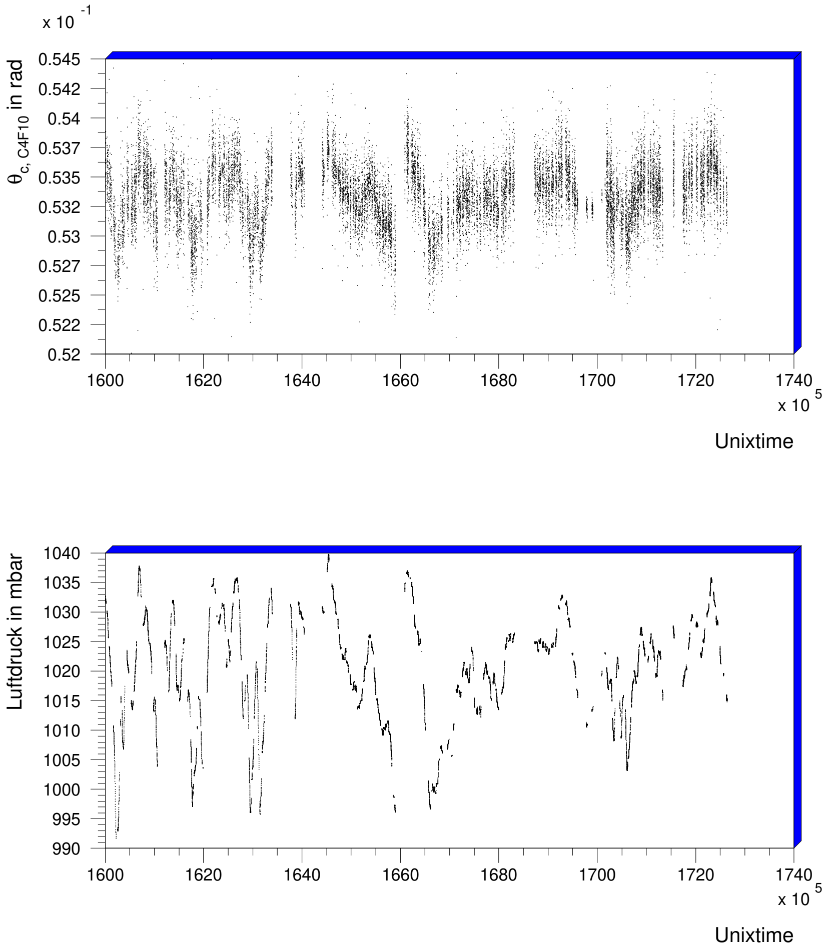


Abbildung 3.7: Zusammenhang zwischen dem mittleren Gaswinkel $\Theta_{c,C_4F_{10}}$ und Luftdruckschwankungen. Durch die Kopplung des RICH-Gassystems an den Außenluftdruck führen Luftdruckschwankungen zu Änderungen der Gasdichte im RICH-Detektor. Mit steigender Gasdichte erhöht sich der Brechungsindex und damit auch der mittlere Gaswinkel.

Kapitel 4

Überblick über bisherige *open charm*-Analysen bei HERMES

Im Februar 1997 unterbreitete die HERMES-Kollaboration dem DESY Physics Review Commitee (PRC) den Vorschlag [33], *charm*-Ereignisse mit Hilfe des HERMES-Spektrometers zu untersuchen, da die Messung der Doppelspinasymmetrie bei der Charm-Leptoproduktion als erfolgversprechender Weg zur Messung von $\Delta G/G$ angesehen wurde. Hierbei wurde der *open charm*-Leptoproduktion besondere Bedeutung beigemessen, da sie – im Gegensatz zur J/ψ-Produktion – als theoretisch gut verstanden galt. Weiterhin ging man davon aus, daß der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von *open charm* bei den Energien, bei denen HERMES mißt, ungefähr fünfmal größer sei als der für *hidden charm* (vgl. Abb. 2.3).

Von vornherein war klar, daß der Nachweis von *open charm*–Ereignissen keine einfache Aufgabe werden würde. Eines der größten Probleme ist, daß D-Mesonen über viele verschiedene Zerfallskanäle mit typischerweise sehr geringen *Branching Ratios* zerfallen. Je höher die Multiplizität des betrachteten Zerfallskanals ist, desto unvorteilhafter ist er normalerweise, da mit zunehmender Multiplizität die Wahrscheinlichkeit abnimmt, daß man alle Zerfallsprodukte in der Akzeptanz findet, was eine vollständige Rekonstruktion des Zerfalls immer schwieriger werden läßt. Außerdem weisen die Zerfallsprodukte der D-Mesonen typischerweise geringe Energien auf und liegen damit in einem kinematischen Bereich, in dem man einen großen Fluß von *Background*-Hadronen vorfindet.

Es gibt nur einen einzigen Zerfallskanal für $D^0/\overline{D^0}$-Mesonen mit einem nennenswerten *Branching Ratio*, bei dem im Endzustand lediglich zwei Zerfallsprodukte vorliegen, die darüber hinaus beide direkt nachweisbar sind: den Zerfallskanal $D^0/\overline{D^0} \longrightarrow K^\mp\pi^\pm$ mit einem *Branching Ratio* von $(3.83 \pm 0.09)\%$. Eine Nachweis von $D^0/\overline{D^0}$-Mesonen über die Zerfälle $D^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ (*Branching Ratio:* $(1.52 \pm 0.09) \times 10^{-3}$) und $D^0 \longrightarrow K^+K^-$ (*Branching Ratio:* $(4.25 \pm 0.16) \times 10^{-3}$) erscheint als wenig aussichtsreich.

Als einzige weitere Möglichkeit zur Untersuchung von *open charm* bei HERMES wurde in [33] der semileptonische Zerfallskanal $D \longrightarrow K\mu X$ eingeschätzt; allerdings ist es aufgrund des erforderlichen μ-Nachweises und der unvollständigen Kinematik wesentlich komplizierter, diesen Zerfall zu rekonstruieren. Bisher existiert hierzu bei HERMES noch keine Analyse.

Vor der in dieser Arbeit beschriebenen Analyse wurden bereits zwei voneinander unabhängige Analysen bei HERMES durchgeführt, bei denen nach *open charm*-Zerfällen im Zerfallskanal $D^{\star+} \longrightarrow D^0\pi_s^+ \longrightarrow K^-\pi^+\pi_s^+$ bzw. $D^{\star-} \longrightarrow \overline{D^0}\pi_s^- \longrightarrow K^+\pi^-\pi_s^-$ gesucht wurde[1]. Der Vorteil dieser Kette von zwei Zerfällen besteht darin, daß die Forderung nach dem *Tagging Particle* π_s den kombinatorischen *Background* sehr stark unterdrückt und damit die Chance eröffnet, ein klares Signal knapp oberhalb der Pionen-Ruhemasse von 139.57 MeV zu finden, wenn man die Differenz der invarianten Massen des $K\pi\pi_s$- und des $K\pi$–Systems betrachtet.

Die erste dieser Analysen wurde 1998 von Stephan Brons auf Basis der 1996 und 1997 bei HERMES genommenen Daten durchgeführt und ist in [34] beschrieben. Dabei konnte ein $D^{\star-}$-Signal von 12 *Events* rekonstruiert werden (siehe Abbildung 4.1). Ein $D^{\star+}$ konnte hingegen nicht rekonstruiert werden, was jedoch durchaus den Erwartungen entsprach, da die Produktion von $D^{\star-}$-Mesonen aufgrund der Möglichkeit der *Associated Charm Produktion* gegenüber der Produktion von $D^{\star+}$-Mesonen begünstigt sein sollte (siehe Abschnitt 2.6).

Aus diesen Daten wurde in [34] ein Wirkungsquerschnitt von

[1] Das aus dem $D^\star$-Zerfall stammende Pion wurde mit π_s bezeichnet, um die beiden Pionen im Endzustand voneinander unterscheiden zu können; 's' steht für 'slow', da dieses Pion wegen der geringen Massendifferenz zwischen $D^\star$ und D^0 typischerweise einen sehr geringen Impuls hat, der, wie in Abschnitt 6.1 gezeigt werden wird, 2 GeV nicht übersteigt.

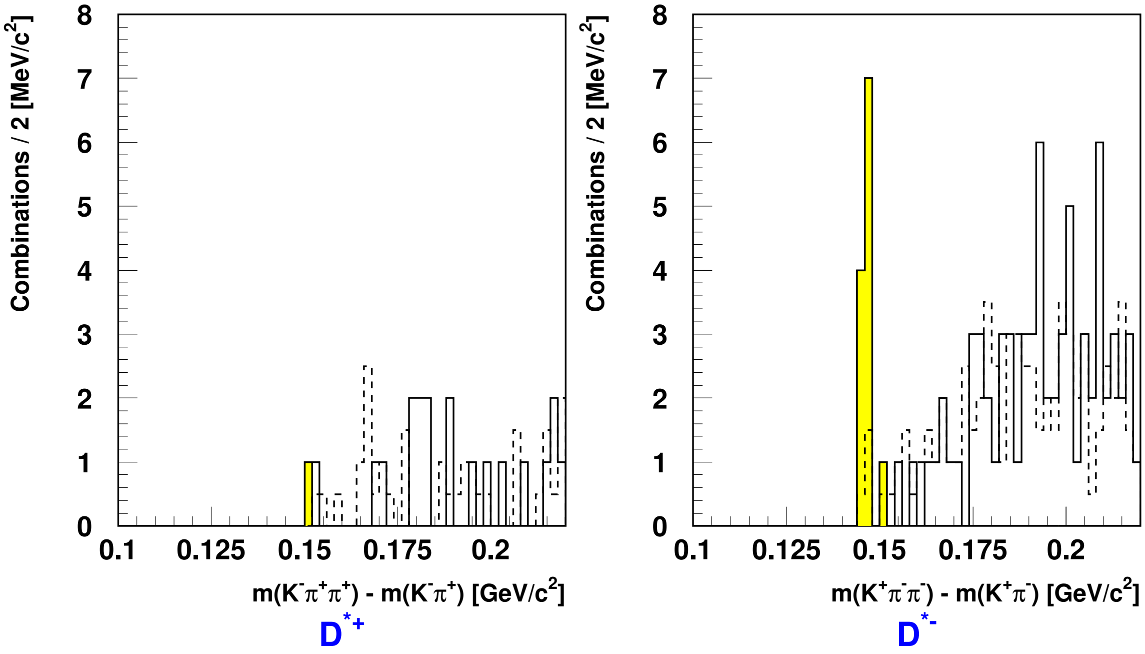


Abbildung 4.1: $D^{\star+}$- (links) und $D^{\star-}$- (rechts) Signal aus den HERMES-Daten von 1996 und 1997. Aufgetragen ist die Differenz der invarianten Massen des aus $K\pi\pi_s$ rekonstruierten $D^\star$ und des aus $K\pi$ rekonstruierten D^0. Für das $D^{\star-}$ sieht man ein Signal oberhalb von 0.14 GeV/c^2 (schattiert dargestellt). Eine mit Hilfe der *Sideband*-Methode ermittelte *Background*-Abschätzung ist gestrichelt eingezeichnet. Diese Abbildung wurde aus [34] entnommen.

$$\sigma_{D^{\star\pm}} = 667 \pm 294(stat.)^{+449}_{-214} \text{ pb}$$

für die $D^{\star\pm}$-Leptoproduktion ermittelt, woraus mit Hilfe des Monte Carlo-Programms Aroma [36] ein *open charm*-Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma^{\text{AROMA}}_{\text{HERMES}}(ep \to c\bar{c}) = 2.4^{+2.0}_{-1.3} \text{ nb}$$

abgeleitet wurde.

Die zweite Analyse wurde 1999/2000 von Erik Volk ebenfalls auf Basis der Daten aus dem Jahr 1997 durchgeführt [35]. In diesen Daten wurden 11 Kandidaten für $D^{\star-}$-Zerfälle gefunden, jedoch nur ein Kandidat für einen $D^{\star+}$-Zerfall, was gut mit der zuvor erwähnten Analyse [34] übereinstimmt (siehe Abbildung 4.2). Nach Subtraktion des *Backgrounds* blieben von den 11 $D^{\star-}$–Kandidaten noch 9.5 Ereignisse übrig.

In [35] wurde ein Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion von $D^{\star\pm}$-Mesonen bei einer Elektronen-Strahlenergie von 27.5 GeV ermittelt:

$$\sigma^{ep\to D^{\star\pm}X} = (0.96^{+0.45}_{-0.35}{}_{stat} \pm 0.09_{syst/exp} \pm 0.10_{syst/frag}) \text{ nb}$$

(Die Unsicherheit $syst/frag$ bezieht sich dabei auf das im Monte Carlo verwendete Fragmentationsmodell.) Aus diesem Wirkungsquerschnitt wurde ein totaler Wirkungsquerschnitt für die *open charm*-Leptoproduktion von

$$\sigma^{ep\to c\bar{c}X} = (2.29^{+1.06}_{-0.83}{}_{stat} \pm 0.21_{syst/exp} \pm 0.46_{syst/frag}) \text{ nb}$$

abgeleitet.

In die beiden vorstehend kurz umrissenen Analysen [34] und [35] wurden lediglich Daten der Jahre 1996 und 1997 einbezogen. Zu dieser Zeit verfügte das HERMES-Spektrometer über einen Schwellen-Cherenkov-Detektor, der nur eine positive Identifizierung der Pionen im Impulsbereich von ca. 4.5 bis 13.5 GeV erlaubte. Die zur Rekonstruktion der D-Zerfälle ebenfalls benötigten Kaonen konnten hingegen nur negativ (durch das Fehlen eines Signals im Cherenkov-Detektor) identifiziert werden und waren daher nicht von Protonen, die bei diesen Energien ebenfalls kein Cherenkov-Licht abstrahlen, zu unterscheiden.

Im Frühjahr 1998 wurde der Schwellen-Cherenkov-Detektor gegen einen *Ring Imaging* Cherenkov–Detektor (RICH) ausgetauscht, wodurch in den ab 1998 genommenen Daten nun auch eine positive Identifizierung der Kaonen möglich wurde. Mit Hilfe des RICH-Detektors konnte einerseits

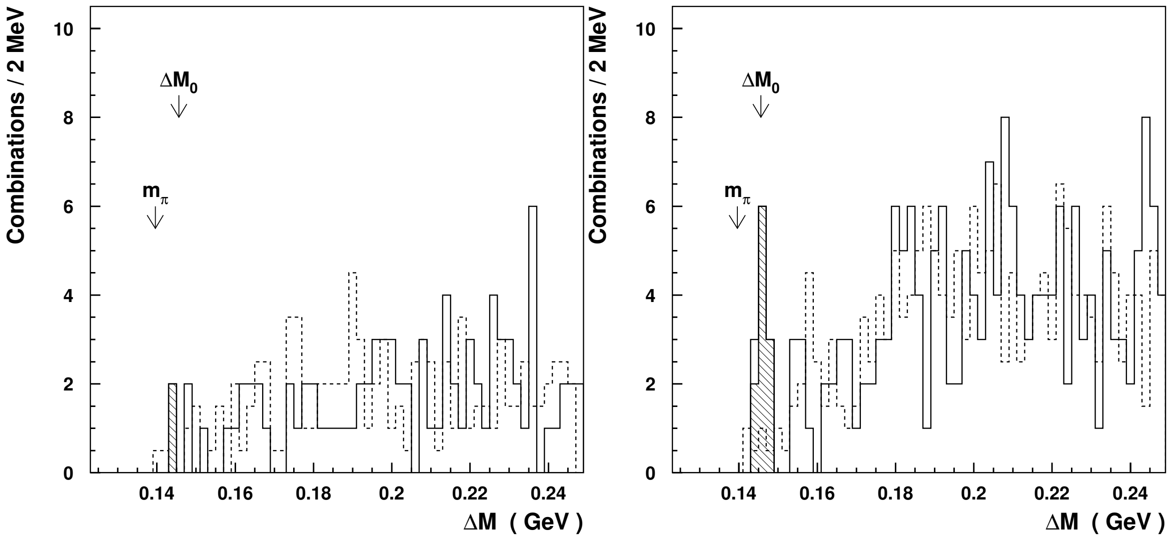


Abbildung 4.2: $D^{\star+}$- (links) und $D^{\star-}$-Kandidaten (rechts) aus den HERMES-Daten von 1997. Aufgetragen ist die Differenz ΔM der invarianten Massen des aus $K\pi\pi_s$ rekonstruierten $D^\star$ und des aus $K\pi$ rekonstruierten D^0. m_π ist die Pionen-Ruhemasse, bei ΔM_0 erwartet man ein Signal. Eine mit Hilfe der *Sideband*-Methode ermittelte *Background*-Abschätzung ist gestrichelt eingezeichnet. Diese Abbildung wurde aus [35] entnommen.

der kinematische Bereich erweitert werden (Pionen können nun in einem Impulsbereich von 1 bis 15 GeV, Kaonen im Bereich von 2 bis 15 GeV identifiziert werden), andererseits kann der Beitrag des kombinatorischen *Backgrounds*, der durch Pion-Proton-Paare zustande kommt, durch eine nun ebenfalls positive Identifizierung der Kaonen wirksam unterdrückt werden.

In [33] wurde prognostiziert, daß sich der kombinatorische *Background* mit Hilfe des RICH-Detektors um einen Faktor 15 reduzieren sollte und es wurde vorhergesagt, daß sich das $\overline{D^0} \to K^+\pi^-$–Signal nunmehr direkt im invarianten Massen-Spektrum nachweisen lassen sollte. Für eine integrierte Luminosität von 80 pb^{-1} wurde eine Signifikanz von 4,3 σ abgeschätzt. Mit den von 1998 bis 2000 genommenen Daten steht nun mit einer effektiven integrierten Luminosität von 478 pb^{-1} etwa die sechsfache Statistik zur Verfügung. Nachfolgend wird versucht werden, Zerfälle von D-Mesonen in diesen Daten zu rekonstruieren.

Kapitel 5

Suche nach $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$ –Zerfällen

Bisher wurde bei HERMES noch keine Analyse durchgeführt, bei der das D^0- bzw. $\overline{D^0}$-Meson überzeugend im Spektrum der invarianten Masse nachgewiesen werden konnte. Monte-Carlo-Studien zeigen jedoch, daß man bei der in den Daten von 1997 in den Analysen [34] und [35] gefundenen Anzahl von $D^{\star -}$-Kandidaten eine nicht unbeträchtliche Anzahl von $\overline{D^0}$-Mesonen erwarten darf. Aus dem AROMA Monte-Carlo [36] konnten die folgenden quantitativen Vorhersagen für die Anzahl der zu erwartenden $D^0/\overline{D^0}$-Mesonen abgeleitet werden, wie nachfolgend in Abschnitt 5.1.3 besprochen werden wird:

- Man erwartet innerhalb der HERMES-Akzeptanz 2.7-mal so viele $D^0/\overline{D^0}$-Mesonen aus $D^{\star\pm}$-Zerfällen, wie man $D^{\star\pm}$-Mesonen findet. Dieser Faktor ergibt sich daraus, daß man rund 63% der *Events* aus Akzeptanzgründen verliert, wenn man den Nachweis des niederenergetischen Pions π_s als *Tagging Particle* fordert.
- Berücksichtigt man nicht nur die $D^0/\overline{D^0}$, die aus $D^{\star\pm}$-Zerfällen stammen, sondern *alle* $D^0/\overline{D^0}$, unabhängig davon, wie sie entstanden sind, so erwartet man sogar dreizehnmal so viele $D^0/\overline{D^0}$ wie $D^{\star\pm}$ innerhalb der HERMES-Akzeptanz.

Der Nachweis einer mit der Anzahl beobachteter $D^{\star -}$-Kandidaten konsistenten Anzahl von $\overline{D^0}$-Kandidaten sollte daher ein geeignetes Kriterium sein, um einzuschätzen, ob es sich bei den $D^{\star -}$-Kandidaten um echte $D^{\star -}$-Zerfälle handelt oder nicht.

5.1 Monte-Carlo-Studien

Um die kinematischen Eigenschaften von $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$-Zerfällen[1] im HERMES-Detektor zu untersuchen, wurden mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators AROMA [36] *Photon-Gluon-Fusion-Events* simuliert, an denen massereiche Quarks beteiligt sind. AROMA wurde dazu im *heavy quark generation mode* betrieben, wobei als schwerstes Quark das *charm*-Quark zugelassen wurde. Für die Fragmentation wurde JETSET [37] mit einem Satz von Parametern verwendet, der für die Simulation der semiinklusiven HERMES-Daten optimiert wurde. Zur Anpassung des Verhältnisses von *open charm*– zu *hidden charm*–Ereignissen an die Weltdaten wurden *soft colour interactions* unterdrückt.

Um detektorspezifische Akzeptanz- und *Smearing*-Effekte zu berücksichtigen, wurde das HERMES-Spektrometer mit GEANT [38] simuliert. Anschließend wurden die *Events* einer vollständigen Spurrekonstruktion („*tracking*“) durch die HERMES-Rekonstruktions-Software HRC unterzogen und schließlich mittels des gleichen Analysealgorithmus rekonstruiert, der später auch auf die echten HERMES-Daten angewandt wurde.

5.1.1 Kinematik des $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$–Zerfalls

Der erste Schritt in der Rekonstruktion eines D^0-Zerfalls besteht darin, ein Kaon und ein Pion mit entgegengesetzter elektrischer Ladung zu selektieren. Anschließend rekonstruiert man die invariante Masse des $K^\mp\pi^\pm$-Paares und überprüft, ob sie mit der Masse des D^0-Mesons verträglich ist.

[1] Nachfolgend ist, sofern nicht ausdrücklich anders erwähnt, stets auch der ladungskonjugierte Zerfall $\overline{D^0} \longrightarrow K^+\pi^-$ gemeint.

Abbildung 5.1 zeigt das Massenspektrum von $K^\mp\pi^\pm$-Paaren, die aus D^0-Zerfällen stammen. Im linken Teilbild sieht man, daß die niederenergetische Grenze des Phasenraums bei etwa 630 MeV liegt, was der Summe der Ruhemassen von Kaon und Pion entspricht. Bei der D^0-Masse erkennt man einen scharfen *Peak*, der durch den direkten Zerfall $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$ zustande kommt; nur in diesem Zerfallskanal läßt sich aus Kaon und Pion die volle D^0-Masse rekonstruieren. Bei niedrigeren invarianten Massen findet man eine große Anzahl unvollständig rekonstruierter D^0-Mesonen aus Zerfällen der Form $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+X$, bei denen aus dem $K^\mp\pi^\pm$-Paar allein nicht die gesamte Masse des D^0-Mesons rekonstruiert werden kann. Das rechte Diagramm in Abbildung 5.1 zeigt den *Peak* um die D^0-Buchmasse. Es sei darauf hingewiesen, daß das Monte-Carlo keine nennenswerte Verschiebung der rekonstruierten invarianten Masse im Vergleich zur D^0-Buchmasse von 1864.5 ± 0.5 MeV [18] vorhersagt. Ein *Fit* mit einer GAUSS-Kurve ergibt ein σ von 14 MeV für die Breite des rekonstruierten D^0-*Peaks*.

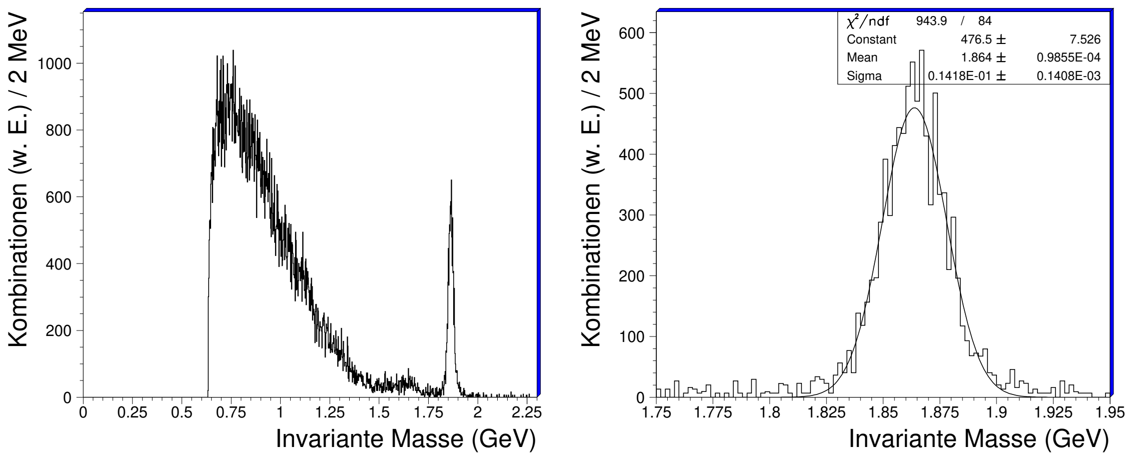


Abbildung 5.1: Spektrum der invarianten Masse rekonstruierter $K^\mp\pi^\pm$-Paare aus D^0-Zerfällen. Das linke Diagramm zeigt das volle invariante Massenspektrum. Im rechten Diagramm ist der Bereich um die D^0-Buchmasse von 1.864 GeV vergrößert dargestellt. Der *Peak* um den Buchmassenwert kommt durch $K^\mp\pi^\pm$-Paare zustande, die sich zur vollen D^0-Masse rekonstruieren lassen und daher aus Zerfällen stammen, bei denen das D^0 ausschließlich in ein Kaon und ein Pion zerfallen ist. (Monte-Carlo-Daten. Die Ordinaten sind in willkürlichen Einheiten (w. E.) skaliert. Daher ist nur die Gestalt der Verteilung aussagekräftig, nicht jedoch ihre absolute Höhe.)

Die Impulsverteilung der Kaonen und Pionen aus dem $D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm$-Zerfall ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Während der bis 1997 verwendete Schwellen-Cherenkov-Detektor Pionen und Kaonen nur in einem Impulsbereich von 4.5 bis 13.5 GeV unterscheiden konnte, ist der ab 1998 verwendete RICH-Detektor in der Lage, Pionen im Bereich von 1 bis 15 GeV und Kaonen im Bereich von 2 bis 15 GeV zu identifizieren. Dadurch kann der RICH-Detektor innerhalb seiner Impulsakzeptanz 41% mehr Events als der Schwellen-Cherenkov-Detektor nachweisen.

Rekonstruiert man aus den Zerfallsprodukten den Impuls des D^0-Mesons, so erhält man die in Abbildung 5.3 (links) dargestellte Verteilung. Erwartungsgemäß hat der Impuls des D^0-Mesons Einfluß auf den LORENTZ-*Boost* der Zerfallsprodukte und damit auf den Öffungswinkel zwischen Kaon und Pion im Laborsystem. Diesen Zusammenhang zeigt das rechte Diagramm in Abbildung 5.3. Die Flugrichtung der rekonstruierbaren D^0-Mesonen selbst verläuft typischerweise unter recht kleinen Winkeln θ relativ zur Strahlachse, wie Abbildung 5.4 zeigt. Es sei darauf hingewiesen, daß diese Winkelverteilung in komplizierter Weise von der Akzeptanz für die Zerfallsprodukte abhängt, da das D^0 nur unter der Bedingung rekonstruiert werden kann, daß man sowohl das Kaon als auch das Pion in der Akzeptanz nachweist. Übersteigt der Öffnungswinkel des $K^\mp\pi^\pm$-Paares $\sim$400 mrad, so kann der Zerfall des D-Mesons nicht mehr rekonstruiert werden, da dann mindestens eines der Zerfallsprodukte nicht mehr in der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers liegt. Aber auch bei kleinen Öffnungswinkeln verliert man *Events*, wenn eines der Zerfallsprodukte durch die Septumplatte aufgehalten wird, mit der der Elektronen- und der Protonenstrahl von HERA gegen das Feld des Spektrometermagneten abgeschirmt werden. (Siehe auch Abbildung 3.2.)

Je größer der Impuls eines D^0-Mesons ist, desto höher ist grundsätzlich auch die Chance, seinen Zerfall innerhalb der HERMES-Akzeptanz rekonstruieren zu können. Abbildung 5.5 zeigt

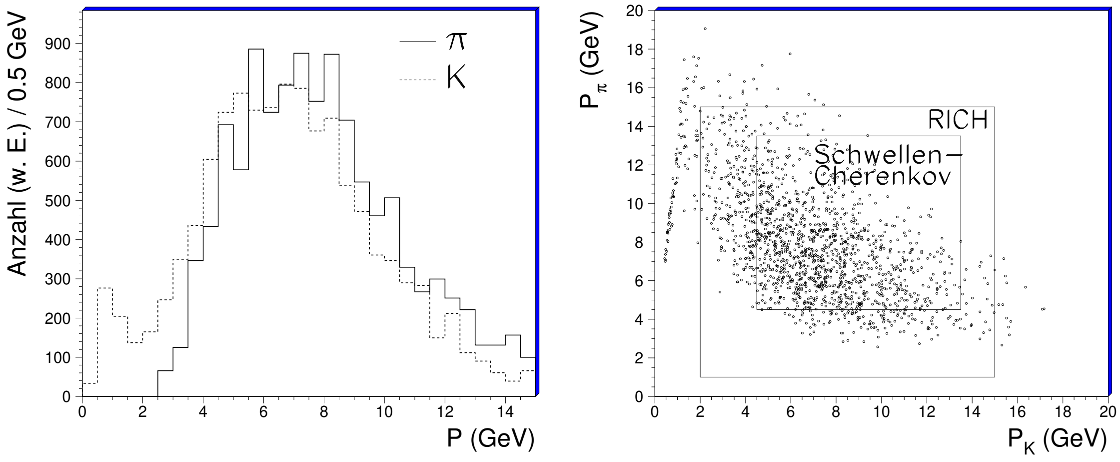


Abbildung 5.2: Impulsverteilung der Kaonen und Pionen aus $D^0 \to K\pi$-Zerfällen. Das linke Diagramm zeigt das Impulsspektrum der Pionen (durchgezogene Linie) und Kaonen (gestrichelte Linie). Im rechten Teilbild ist für die $K^{\mp}\pi^{\pm}$-Paare der Impuls des Pions gegen den des Kaons aufgetragen. Das innere Rechteck umgrenzt den Impulsbereich, in dem mit Hilfe des Schwellen-Cherenkov-Detektors Pionen und Kaonen unterschieden werden konnten, das äußere Rechteck markiert den Impulsbereich, den der RICH-Detektor abdeckt. (Monte-Carlo-Daten; die Ordinate des linken Histogramms ist in willkürlichen Einheiten (w. E.) skaliert.)

den Zusammenhang zwischen der Rekonstruktionseffizienz

$$\text{Rekonstruktionseffizienz} = \frac{\text{Anzahl der in der Akzeptanz rekonstruierbaren Zerfälle}}{\text{Anzahl der Zerfälle im vollen Raumwinkel von } 4\pi} \tag{5.1}$$

und dem D^0-Impuls.

Bedauerlicherweise findet man in dem Impulsbereich, in dem die besten Rekonstruktionseffizienzen erreicht werden, nur noch sehr wenige *Events*, wie ein Vergleich mit Abbildung 5.3 (links) zeigt. Aufgrund der geringen Energie im Schwerpunktsystem in Kombination mit der eingeschränkten Akzeptanz eines Vorwärts-Spektrometers wird so insgesamt nur eine Rekonstruktionseffizienz von 5.9% erreicht.

Wie aufgrund der Öffnungswinkelverteilung zu erwarten ist, treten nur bei einem geringen Anteil der $K^{\mp}\pi^{\pm}$-Paare Kaon und Pion in der gleichen Detektorhälfte auf: In 89.4% der Fälle liegen Kaon und Pion in unterschiedlichen Detektorhälften, nur bei 10.6% der Zerfälle findet man beide Spuren in der gleichen Detektorhälfte. Dies ist für die Identifizierung der Hadronen mit dem RICH-Detektor sehr vorteilhaft, da so in der Regel keine Probleme mit der Überlappung von Ringen auftreten sollten. (Bei früheren Analysen hatte sich gezeigt, daß die Identifizierung des Hadronentyps durch den RICH-Detektor deutlich ineffizienter ist, wenn sich Ringe, die durch mehrere Teilchen verursacht wurden, gegenseitig überlappen, da hierbei Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung von Cherenkov-Photonen-*Hits* zu den einzelnen Spuren auftreten.)

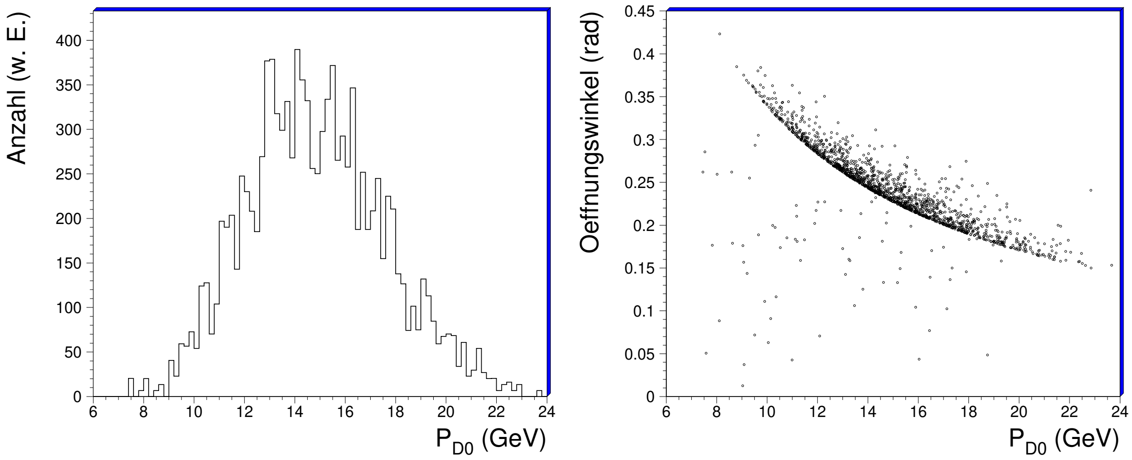


Abbildung 5.3: Impulsverteilung der aus den Zerfallsprodukten $K^\mp$ und $\pi^\pm$ rekonstruierten D^0-Mesonen (linkes Teilbild). Im rechten Teilbild ist der Einfluß des mit steigendem D^0-Impuls zunehmenden LORENTZ-*Boost*s auf den Öffnungswinkel zwischen Kaon und Pion im Laborsystem dargestellt. Die vereinzelten Punkte im linken/unteren Teil des Diagramms sind auf *Events* zurückzuführen, bei denen mindestens eine Spur von der HERMES-*Trackingsoftware* fehlerhaft rekonstruiert wurde. (Monte-Carlo-Daten; die Ordinate des linken Histogramms ist in willkürlichen Einheiten (w. E.) skaliert.)

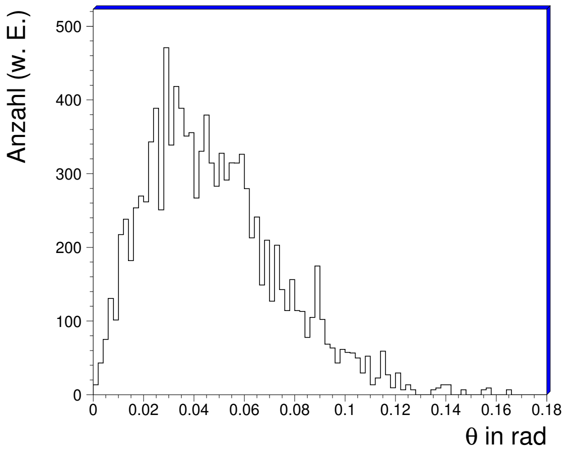


Abbildung 5.4: Winkel θ der rekonstruierten D^0-Mesonen relativ zur Strahlachse. (Monte-Carlo-Daten; die Ordinate des Histogramms ist in willkürlichen Einheiten (w. E.) skaliert.)

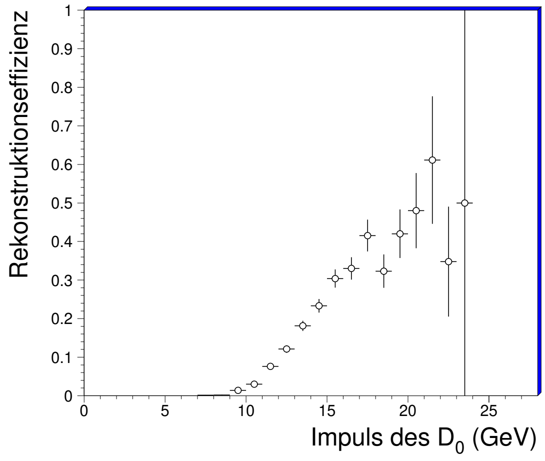


Abbildung 5.5: Rekonstruktionseffizienz für D^0-Mesonen, ausgedrückt durch das Verhältnis der in der HERMES-Akzeptanz rekonstruierbaren Zerfälle zur Gesamtanzahl der Zerfälle im vollen Raumwinkel von 4π (Gleichung 5.1). (Monte-Carlo-Daten)

5.1.2 Suche nach einem *Cut* zur Unterdrückung des *Backgrounds*

Eine Möglichkeit zur Unterdrückung des kombinatorischen *Backgrounds* beruht darauf, daß echte $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$–Zerfälle[2] eine andere Winkelverteilung aufweisen als der kombinatorische *Background*. Diese Methode ist im *Proposal* der COMPASS-Kollaboration [2] eingehend beschrieben.

Im folgenden soll der Winkel zwischen der Flugrichtung des Kaons im D^0-Ruhesystem und der rekonstruierten D^0-Flugrichtung im Laborsystem mit $\theta^\star$ bezeichnet werden (siehe Abb. 5.6). Im Ruhesystem des D^0-Mesons fliegen die beiden Zerfallsprodukte (Kaon und Pion) mit entgegengesetzten, betragsmäßig gleichen Impulsen (*back to back*) auseinander. Dabei ist jede räumliche Orientierung der Achse, entlang der sich die Zerfallsprodukte bewegen, gleich wahrscheinlich. Unterzieht man also die $K\pi$-Paare einer LORENTZ-Transformation, die vom Laborsystem zurück ins D^0-Ruhesystem führt, so erwartet man, daß der Winkel $\theta^\star$ zwischen der Achse durch die Flugbahn der Zerfallsprodukte im D^0-Ruhesystem und der rekonstruierten Flugrichtung des D^0-Mesons im Laborsystem statistisch gleichverteilt ist. Für *Background-Events* hingegen stellt man eine deutliche Häufung bei Winkeln von 0° und 180° fest, d. h. kombinatorischer *Background* täuscht in den meisten Fällen die Kinematik eines ko-linearen Zerfalls vor. (Auf dieses Verhalten des kombinatorischen *Backgrounds* kann an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden; es hängt von den kinematischen Eigenschaften einer Vielzahl unterschiedlicher Prozesse ab, in deren Endzustand Kaonen und Pionen vorliegen.)

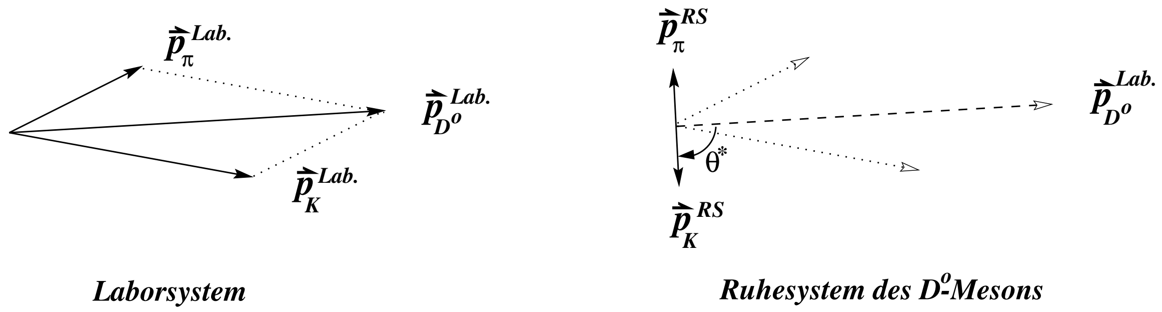


Abbildung 5.6: Zur Definition des Winkels $\theta^\star$: Aus den Dreierimpulsen $\vec{p}_K^{\,Lab.}$ und $\vec{p}_\pi^{\,Lab.}$ des Kaons und des Pions im Laborsystem wird der Dreierimpulsvektor des D^0-Mesons, $\vec{p}_{D^0}^{\,Lab.}$, rekonstruiert. Transformiert man die Vektoren ins Ruhesystem (RS) des D^0-Mesons, so haben Kaon und Pion entgegengesetzt gleiche Impulse, $\vec{p}_K^{\,RS} = -\vec{p}_\pi^{\,RS}$. Der Winkel zwischen $\vec{p}_{D^0}^{\,Lab.}$ und $\vec{p}_K^{\,RS}$ soll mit $\theta^\star$ bezeichnet werden.

Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung von $cos(\theta^\star)$ für verschiedene Energien und Akzeptanzen. In der linken Spalte ist jeweils die Verteilung für D^0-Zerfälle aus einer AROMA-Simulation [36] dargestellt, rechts daneben sieht man das Verhalten des kombinatorischen $K^\mp\pi^\pm$-*Backgrounds*, der mit dem Monte-Carlo-Programm PYTHIA [37] simuliert wurde.

In den beiden oberen Diagrammen in Abbildung 5.8 ist $cos(\theta^\star)$ für die Energie und Akzeptanz des COMPASS-Experiments aufgetragen[3] Die deutlich unterschiedliche Verteilung für D^0-Signal und *Background* ermöglicht es, einen *Cut* zu finden, der den *Background* wesentlich stärker unterdrückt als die echten D^0-Zerfälle. Für die Energie und Akzeptanz von COMPASS erzielt man laut [2] mit einem *Cut* bei $|cos(\theta^\star)| \leq 0.5$ den bestmöglichen Kompromiß zwischen Signalverlust und *Background*-Unterdrückung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eingehend untersucht, ob mit der gleichen Methode auch bei HERMES eine wirksame Verbesserung des Signal-zu-*Background*-Verhältnisses bei der Rekonstruktion von D^0-Zerfällen erzielt werden kann. Die beiden mittleren Diagramme in Abbildung 5.8 zeigen die Verteilung von $cos(\theta^\star)$ bei einer Strahlenergie von 27.5 GeV, jedoch ohne Berücksichtigung der HERMES-Akzeptanz. Auch hier beobachtet man ein deutlich unterschiedliches Verhalten der echten D^0-Zerfälle im Vergleich zum kombinatorischen $K^\mp\pi^\pm$-*Background*. Verlangt man nun jedoch zusätzlich, daß beide Zerfallsprodukte des D^0-Mesons in der Akzeptanz des HERMES-Detektors liegen, so ändern sich die beiden Verteilungen drastisch, wie die beiden unteren Diagramme in Abbildung 5.8 zeigen. Die Gestalt der $cos(\theta^\star)$-Verteilung von Signal und *Background* ist innerhalb der HERMES-Akzeptanz derart ähnlich, daß eine wirksame Unterdrückung des *Backgrounds*

[2] wiederum ist stets auch der Zerfall des Anti-Teilchens $\overline{D^0} \longrightarrow K^+\pi^-$ gemeint

[3] COMPASS arbeitet mit einem Muonen-Strahl von 200 GeV, die Akzeptanz beträgt $\theta \leq 200$ mrad.

nicht erreicht werden kann, ohne gleichzeitig auch das Signal zu unterdrücken. (Abbildung 5.7 zeigt zum Vergleich die $cos(\theta^\star)$–Verteilung, die man in den echten HERMES-Daten vorfindet. Das Monte-Carlo beschreibt die Situation offensichtlich recht gut.)

Die Ursache für die stark unterschiedliche Verteilung von $cos(\theta^\star)$ bei COMPASS und HERMES trotz vergleichbarer Winkelakzeptanz besteht darin, daß der LORENTZ-*Boost* bei HERMES wesentlich geringer als bei COMPASS ist. Dies wird klar, wenn man sich den Öffnungswinkel der $K^\mp\pi^\pm$-Paare, aufgetragen gegen den rekonstruierten D^0-Impuls ansieht (siehe Abbildung 5.9). Die beiden oberen Diagramme zeigen diesen Zusammenhang für COMPASS-Energien in der COMPASS-Akzeptanz. Bei einer Winkelakzeptanz von $\theta \leq 200$ mrad können Zerfälle rekonstruiert werden, bei denen der Öffnungswinkel zwischen Kaon und Pion maximal 400 mrad beträgt. Innerhalb dieser Akzeptanz unterscheidet sich die Verteilung von $K^\mp\pi^\pm$-Paaren aus echten D^0-Zerfällen deutlich von derjenigen, die man bei unkorrelierten $K^\mp\pi^\pm$-Paaren beobachtet.

Bei HERMES-Energien beobachtet man qualitativ das gleiche Verhalten, wie die beiden mittleren Diagramme in Abbildung 5.9 zeigen. Allerdings ist hier aufgrund des fast um eine Größenordnung niedrigeren D^0-Impulses der LORENTZ-*Boost* so gering, daß die Öffnungswinkel im Extremfall bis zu 3 rad betragen können. Somit fällt nur ein sehr geringer Anteil der $K^\mp\pi^\pm$-Paare auch in die Akzeptanz des HERMES-Spektrometers, wie bereits zuvor diskutiert. Der Bereich des Phasenraums, den HERMES abdeckt, ist in den beiden unteren Diagrammen von Abbildung 5.9 dargestellt. Zerfälle mit einem Öffnungswinkel von mehr als 400 mrad können nicht mehr rekonstruiert werden, da dann mindestens eines der Zerfallsprodukte nicht mehr in der Akzeptanz liegt. Aber auch bei sehr kleinen Winkeln der Zerfallsprodukte relativ zur Strahl-Achse des Experiments verliert man durch die Zweiteilung des HERMES-Spektrometers *Events*.

In der Tat findet man für *Background* und Signal innerhalb der HERMES-Akzeptanz die gleiche Verteilung vor, was zur Folge hat, daß dieser *Cut* bei HERMES nicht funktioniert.

Trotz intensiver Bemühungen konnte auch kein anderer *Cut* gefunden werden, der es erlauben würde, $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$–Zerfälle innerhalb der – für diese Art von Physik sehr begrenzten – Akzeptanz des HERMES-Spektrometers von $K\pi$–*Background-Events* zu trennen.

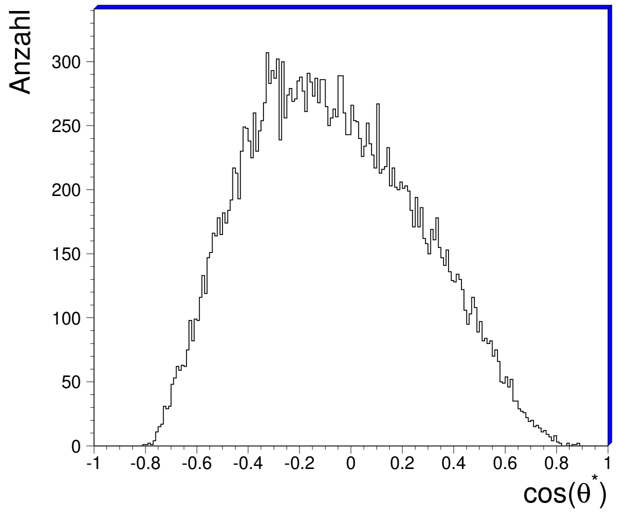


Abbildung 5.7: $cos(\theta^\star)$ in echten HERMES-Daten.

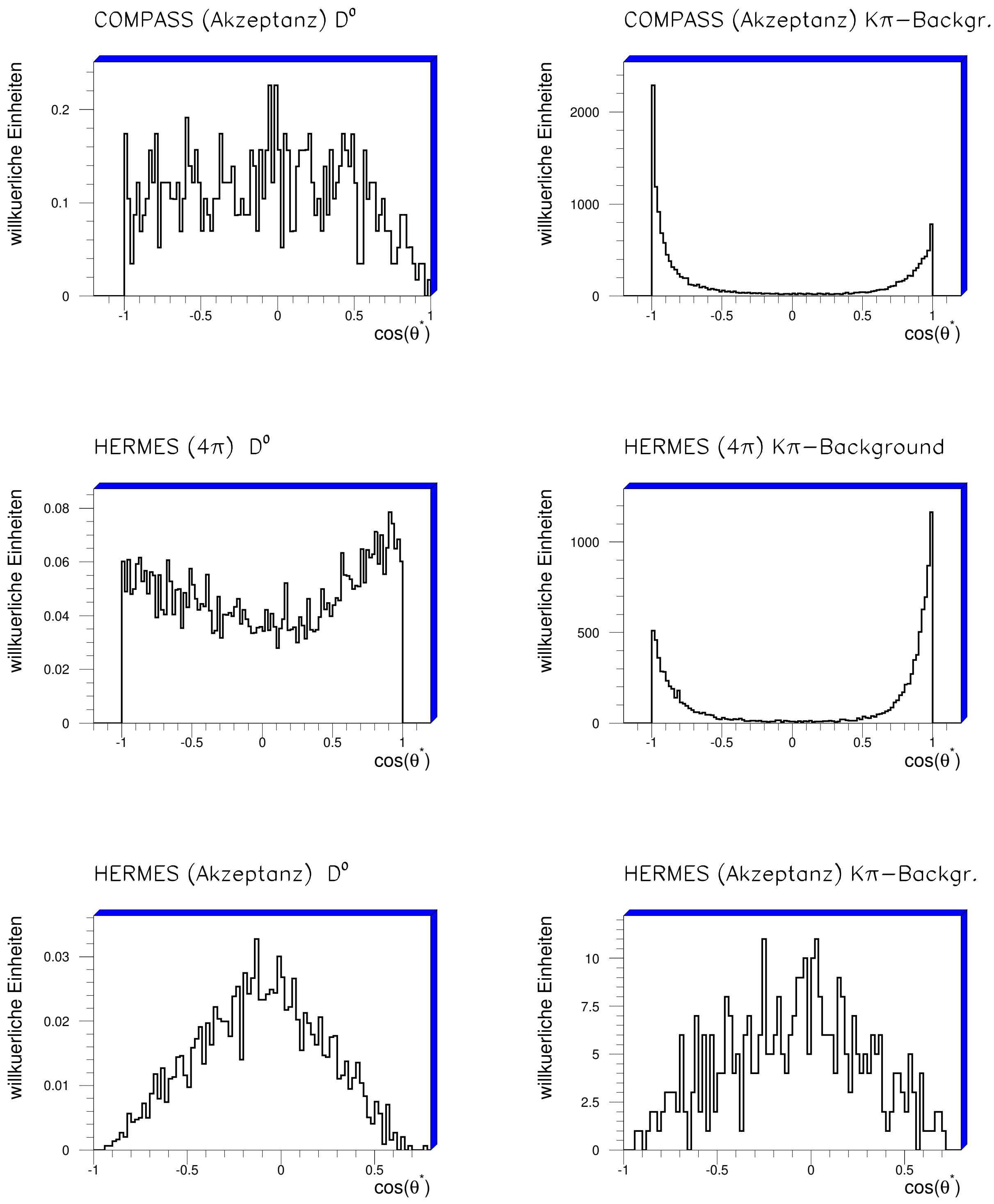


Abbildung 5.8: $cos(\theta^{\star})$ für COMPASS und HERMES. Lediglich die Form der Verteilungen ist aussagekräftig. Die Ordinaten der Histogramme sind in willkürlichen Einheiten skaliert und untereinander nicht normalisiert; ein Vergleich der absoluten Höhe der Verteilungen macht daher keinen Sinn. (Monte-Carlo-Daten)

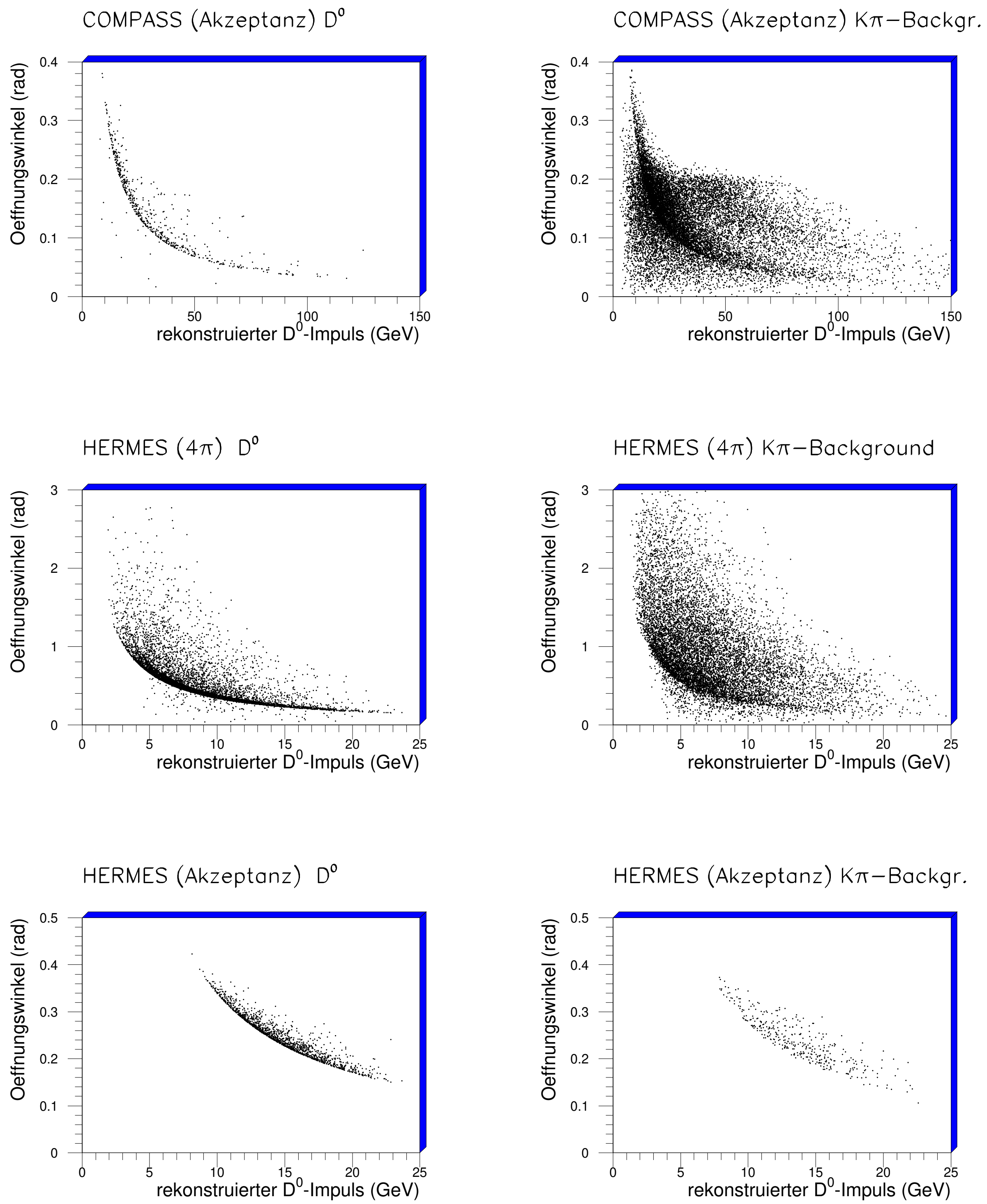


Abbildung 5.9: Öffnungswinkel zwischen Kaon und Pion, aufgetragen gegen den rekonstruierten D^0-Impuls. (Monte-Carlo-Daten)

5.1.3 Erwartete Anzahl von $\overline{D^0}$-Zerfällen

Mit Hilfe der AROMA-Monte-Carlo-Daten konnte auch eine Voraussage über die Anzahl der zu erwartenden $\overline{D^0}$-*Events* — bezogen auf die in den Daten von 1997 gefundenen $D^{\star -}$-Kandidaten — abgeleitet werden. Nur etwa 5.9% der im vollen Raumwinkel von 4π auftretenden $D^0 \to K\pi$-Zerfälle, bei denen das D^0 von einem $D^\star$ stammt, liegen innerhalb der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers. Verlangt man zusätzlich noch den Nachweis des langsamen Pions π_s aus dem $D^{\star\pm}$-Zerfall (um ein $D^{\star\pm}$ rekonstruieren zu können), so finden sich nur noch 2% dieser *Events* in der Akzeptanz. Man erwartet also 2.7-mal so viele rekonstruierbare $\overline{D^0}$-Mesonen aus $D^{\star -}$-Zerfällen in der Akzeptanz wie man $D^{\star -}$ findet. Verzichtet man auf die Einschränkung, daß das $\overline{D^0}$ aus einem $D^{\star -}$-Zerfall stammt, so findet man 13-mal so viele $\overline{D^0}$ wie $D^{\star -}$. In Tabelle 5.1 sind diese Zahlen zusammengefaßt. In der ersten Spalte ist lediglich die geometrische Akzeptanz für die Zerfallsprodukte berücksichtigt, nicht aber, ob diese auch mit Hilfe des Cherenkov-Detektors voneinander unterschieden werden können. In den beiden nachfolgenden Spalten ist die Anzahl der mit dem Schwellen-Cherenkov-Zähler bzw. dem RICH-Detektor identifizierbaren *Events* aufgeführt. Wiederum sieht man, daß es mit Hilfe des RICH-Detektors möglich ist, etwa 41% mehr *Events* zu rekonstruieren, da ein größerer Impulsbereich abgedeckt wird als mit dem Schwellen-Cherenkov-Detektor.

	geometrische Akzeptanz	Schwellen-Cherenkov	RICH
$D^{\star -}$	14	9.5	13
$\overline{D^0}$ aus $D^{\star -}$-Zerfällen	39	26	37
alle $\overline{D^0}$	186	124	175

Tabelle 5.1: Monte-Carlo-Vorhersage über die Anzahl der zu erwartenden $\overline{D^0}$-*Events*, normalisiert auf die (nach *Background*subtraktion) 9.5 $D^{\star -}$-Ereignisse, die in den Daten von 1997 in der Analyse [35] nachgewiesen wurden.

5.2 Analyse der Daten von 1997 bis 2000

5.2.1 Selektions-Kriterien

Um Kandidaten für D^0-Zerfälle aus den HERMES-Daten herauszufiltern wurden zunächst Kaon-Pion-Paare mit unterschiedlicher elektrischer Ladung selektiert. Falsch rekonstruierte Spuren wurden dadurch ausgeschlossen, daß nur Ereignisse zugelassen wurden, bei denen beide Spuren von einem Vertex innerhalb der Targetzelle stammen und bei denen die Summe der Impulse aller rekonstruierten Spuren innerhalb eines *Events* nicht größer als die Elektronen-Strahl-Energie von 27.5 GeV ist. Zur Identifizierung der Kaonen und Pionen wurde für die Daten von 1997 der Schwellen-Cherenkov-Detektor und für die Daten ab 1998 der RICH-Detektor verwendet, wobei sowohl von der Kaonen-Spur als auch von der Pionen-Spur verlangt wurde, daß sie in einem Impulsbereich liegen, in dem der jeweilige Cherenkov-Detektor Kaonen[4] und Pionen unterscheiden kann. Tabelle 5.2 faßt die bei der Auswahl der Kandidaten für D^0-Zerfälle verwendeten *Cuts* zusammen.

Anschließend wurde die invariante Masse $M_{K^\mp\pi^\pm}$ der mit diesen Filter-Kriterien gefundenen $K^\mp\pi^\pm$-Paare berechnet. Kaon-Pion-Kombinationen, deren invariante Masse in einem Bereich von ± 0.3 GeV mit der D^0-Buchmasse verträglich war, wurden für die nachfolgend beschriebene Analyse verwendet.

Die Funktionsfähigkeit dieses Filteralogrithmus wurde durch Rekonstruktion des $K^\star(892)$-Signals im Zerfallskanal $K^\star \to K\pi$ überprüft. Auch die Zerfälle $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ und $\Lambda^0 \to p\pi^-$ wurden mit den jeweils angepaßten Massenhypothesen eines $\pi^+\pi^-$– bzw. eines $p\pi^-$–Paares im Endzustand untersucht. All diese Zerfälle konnten problemlos rekonstruiert werden und stimmten sowohl in ihrer Lage im Massenspektrum als auch in ihrer Breite unter Berücksichtigung der Auflösung des HERMES-Spektrometers mit den Literaturwerten überein.

[4] Kaonen konnten mit Hilfe des Schwellen-Cherenkov-Detektors lediglich indirekt nachgewiesen werden. Das Fehlen eines Signals im Schwellen-Cherenkov-Detektor läßt in Kombination mit der Hadronen-*PID* den Schluß zu, daß es sich bei dem betreffenden Teilchen um ein Hadron handelte, das kein Pion war. In Abschnitt 5.2.7 wird gezeigt werden, daß das so selektierte *Sample* typischerweise jeweils zur Hälfte aus Kaonen und Protonen besteht.

Variable	*cut*	Einheit
Vertex-Position in z-Richtung	$-18 \leq z_{Vertex} \leq 18$	cm
transversale Vertex-Position	$t_{Vertex} \leq 0.75$	cm
Gesamtimpuls des *Events*	$P_{total} \leq 27.5$	GeV
elektrische Ladung	$K^-\pi^+$ für D^0-Kandidaten $K^+\pi^-$ für $\overline{D^0}$-Kandidaten	
PID für Kaon bzw. Pion	$PID_3 + PID_5 < -2$	
Nachweis des Pions durch den Schwellen-Cherenkov-Detektor	$4.5 \leq P_K \leq 13.5$ und $PulsCer > 0.6$	GeV
Nachweis des Pions durch den RICH-Detektor	$1 \leq P_K \leq 15$ RQP > 0	GeV
indirekter Nachweis des Kaons durch den Schwellen-Cherenkov-Detektor	$4.5 \leq P_K \leq 13.5$ und $PulsCer < 0.35$	GeV
Nachweis des Kaons durch den RICH-Detektor	$2 \leq P_K \leq 15$ RQP > 0	GeV
Invariante Masse $M_{K^\mp\pi^\pm}$	$M_{D^0} - 2\sigma \leq M_{K^\mp\pi^\pm} \leq M_{D^0} + 2\sigma$	$\sigma = 14$ MeV

Tabelle 5.2: Kriterien für die Selektion möglicher D^0-Zerfallskandidaten

5.2.2 Datenqualität

Um zu vermeiden, daß fehlerhafte Daten oder Daten mit unvollständigen Detektorinformationen in die Analyse einbezogen werden, wurde eine Reihe von *Data Quality Cuts* angewendet, die auch bei anderen Analysen der HERMES-Daten gebräuchlich sind. Bei der Datennahme werden alle zehn Sekunden detaillierte Informationen über den Zustand des *Beams*, des *Targets*, der verschiedenen Detektorkomponenten und des Datennahmesystems (*Data Acquisition, DAQ*) ausgelesen und abgespeichert. Später werden diese sogenannten *Slowcontrol*-Informationen mit den während dieser Zeit aufgezeichneten *Events* synchronisiert und zu sog. *Bursts*[5] zusammengefaßt.

Für diese Analyse wurden nur Daten verwendet, bei denen alle relevanten Komponenten des Experiments einwandfrei gearbeitet haben. Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die verwendeten *Data Quality Cuts*, die nachfolgend erklärt werden.

Zunächst wurden Daten aus Zeiträumen, für die offenkundige Probleme im Logbuch des Experiments vermerkt sind, von der Analyse ausgeschlossen.

Um zu gewährleisten, daß alle Informationen, die für eine korrekte Rekonstruktion der Spuren (das sogenannte *tracking*) erforderlich sind, zur Verfügung stehen, ist es notwendig, daß die für die Spurrekonstruktion notwendigen Detektoren fehlerfrei gearbeitet haben. Wird in den Driftkammern der maximal zulässige Strom überschritten, kommt es zu einem sogenannten *high voltage trip*. Die Strombegrenzung wird ausgelöst, es kommt zu einer kurzzeitigen Unterbrechung der Spannungsversorgung, anschließend wird die Spannung wieder auf ihren Soll-Wert eingestellt. Während dieser Zeit ist die Effizienz der betroffenen Kammer stark eingeschränkt und es ist sehr wahrscheinlich, daß für die währenddessen aufgezeichneten *Events* keine zufriedenstellende Spurrekonstruktion möglich ist. Daher wurden alle Daten, bei denen *high voltage trips* auftraten, nicht analysiert.

Auch Perioden, in denen Luminositätsmonitor, *Pre-Shower*-Detektor, Kalorimeter oder TRD nicht voll funktionsfähig waren, wurden für diese Analyse nicht verwendet.

Eine effiziente Kaonen/Pionen-Identifizierung ist entscheidend für die Rekonstruktion der Zerfälle von D-Mesonen. Deshalb kommt der uneingeschränkten Funktionsfähigkeit des jeweils verwendeten Cherenkov-Detektors eine besondere Bedeutung zu. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Programm zur Überprüfung der Datenqualität des RICH-Detektors entwickelt, das in Abschnitt 3.3.3 beschrieben ist.

Da für diese Analyse Daten aus Perioden mit polarisiertem und unpolarisiertem *Target* gleichermaßen verwendet wurden, waren keinerlei Anforderungen an *Target*- und *Beam*-Polarisation notwendig. Es wurde lediglich verlangt, daß das Target ordnungsgemäß arbeitete und die Stromstärke des Elektronen-Strahls in einem plausiblen Bereich lag, um offensichtliche Fehlmessungen auszuschließen.

Eine kritische Größe bei der Aufzeichnung der Daten durch die *DAQ* ist die sogenannte Totzeit. Das Datennahmesystem kann nur eine begrenzte Anzahl von *Events* pro Zeiteinheit auslesen und

[5] Da HERA einen kontinuierlichen Elektronenstrahl liefert, gibt es keine wirklichen *Bursts* bei HERMES. Die Bezeichnung hat lediglich historische Gründe und kommt daher, daß der Aufbau des Datenerfassungssystems an ein CERN-Experiment angelehnt ist, bei dem der Strahl in 10-Sekunden-*Bursts* unterteilt war.

Komponente	*Data Quality Cut*
allgemeine Datenqualität	Keine Probleme im Logbuch erwähnt
Spurkammern	Keine kurzzeitigen Spannungsschwankungen (sog. *high voltage trips*)
Luminositätsmonitor	keine ausgefallenen Blöcke
Pre-Shower-Hodoskop H2	keine ausgefallenen Blöcke
Kalorimeter	keine ausgefallenen Blöcke
Übergangsstrahlungsdetektor TRD	beide Detektorhälften voll funktionsfähig
Schwellen-Cherenkov bzw. RICH	beide Detektorhälften voll funktionsfähig
Target	keine Probleme aufgetreten
Elektronen-Strahl	Strom zwischen 5 mA und 50 mA
Trigger-Totzeit	< 0.5 (weniger als 50%)
Datenproduktion	- keine Probleme bei der Synchronisation der *Events* mit den *Slowcontrol*-Informationen; - die ersten Bursts eines jeden *Runs* verwerfen; - die letzten Bursts einer jeden HERA-Füllung verwerfen; - Dauer eines jeden *Bursts* zwischen 0 und 11 Sekunden

Tabelle 5.3: *Data Quality Cuts*

abspeichern. Wird ein Trigger ausgelöst, während das vorhergehende *Event* noch nicht vollständig aufgenommen wurde, so kann dieser Trigger nicht akzeptiert werden. Man definiert daher die Totzeit als

$$\text{Totzeit} = 1 - \frac{T_{\text{akzeptiert}}}{T_{\text{generiert}}}, \tag{5.2}$$

wobei $T_{\text{generiert}}$ die Anzahl der ausgelösten Trigger und $T_{\text{akzeptiert}}$ die Anzahl der tatsächlich verarbeiteten Trigger bezeichnet. Mit steigender Triggerrate nimmt daher typischerweise die Totzeit zu. Die Triggerrate ihrerseits hängt beispielsweise vom Strahlstrom, den *Background*bedingungen im Experiment und der Targetdichte ab. Steigt die Totzeit zu sehr an, so gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten, um die *DAQ* wieder soweit zu entlasten, daß sie arbeitsfähig bleibt:

- Einzelne Trigger, die man als weniger wichtig im Vergleich zu anderen Triggern einschätzt, können herunterskaliert werden. Dies bezeichnet man als *Prescaling*. Ein *Prescaling* um einen Faktor 1000 für einen bestimmten Trigger bedeutet, daß von vornherein nur jeder tausendste ausgelöste Trigger akzeptiert wird.

- Die Schwelle, bei der ein Trigger auslöst, kann verändert werden. Beispielsweise kann die Mindestenergie im Kalorimeter, die zum Auslösen des Triggers erforderlich ist, die sogenannte Kalorimeter-Schwelle, auf einen höheren Wert festgelegt werden. Dadurch sinkt die Rate der generierten Trigger, da Events unterhalb der Kalorimeter-Schwelle den Trigger nicht auslösen können.

Im Datennahmezeitraum 2000 wurden jeweils am Ende der Positronen-Füllungen in HERA von HERMES Daten mit etwa achtzigfach erhöhter Targetdichte genommen. Um die bei diesen *high density runs* auftretenden sehr hohen Triggerraten verarbeiten zu können, wurde die Kalorimeterschwelle des Triggers 21 von 1.4 GeV auf 3.5 GeV angehoben und zusätzlich wurde der *Prescaling*-Faktor für Trigger 28 auf 1000 gesetzt[6]. Nachfolgend wird klar werden, daß diese beiden Maßnahmen die Chancen für den Nachweis von D-Mesonen in den *high density runs* verringert haben.

Um Probleme bei der Datenproduktion auszuschließen, wurden Daten verworfen, bei denen Synchronisationsprobleme zwischen *Event*-Daten und *Slowcontrol*-Informationen auftraten, z. B. Sprünge in den *Burst*- und *Event*-Nummern, Mehrdeutigkeiten, etc.

Da einige Detektoren sich zu Beginn eines jeden *Runs* initialisieren, wurden die ersten *Bursts* jedes *Runs* von der Analyse ausgeschlossen. Ebenso kann der letzte *Burst* einer HERA-Füllung nicht verwendet werden, da beim Anhalten der Datennahme die *Slowcontrol*-Informationen dieses *Bursts* verloren gehen. Die Dauer eines *Bursts* liegt typischerweise zwischen (fast) null und zehn

[6] siehe hierzu auch Abschnitt 3.3, Seite 13

Datennahme-zeitraum	μDST-Daten-Produktion	Anzahl der *DIS-Events*	integrierte Luminosität	effektive integrierte Luminosität
1997	97B4, 97C1	8.1 Millionen	178 pb^{-1}	158 pb^{-1}
	- davon mit polarisiertem *Target*	2.0 Millionen	44 pb^{-1}	44 pb^{-1}
	- davon mit unpolarisiertem *Target*	6.1 Millionen	134 pb^{-1}	114 pb^{-1}
1998	98B4 (pol. und unpol.)	3.2 Millionen	70 pb^{-1}	70 pb^{-1}
1999	99B2 (pol. und unpol.)	3.1 Millionen	69 pb^{-1}	69 pb^{-1}
2000	00A0 (pol. und unpol.)	17.2 Millionen	378 pb^{-1}	
	$\sim$ 2/3 von 00A0	11.2 Millionen	246 pb^{-1}	
2000	$\sim$ 2/3 von 00B1	14.5 Millionen	319 pb^{-1}	181 pb^{-1}
	- davon *low density*-Daten	5.4 Millionen	119 pb^{-1}	119 pb^{-1}
	- davon *high density*-Daten	9.1 Millionen	200 pb^{-1}	62 pb^{-1}

Tabelle 5.4: Statistischer Umfang der für die D^0-Analyse verwendeten Daten. In der letzten Spalte ist die effektive integrierte Luminosität für die in dieser Analyse untersuchten *Open Charm Events* aufgeführt. Hierdurch wird berücksichtigt, daß aufgrund veränderter Triggereinstellungen der Anteil der nachweisbaren Kandidaten für hadronische D-Mesonen-Zerfälle in den Daten, die mit unpolarisiertem *Target* und erhöhter *Target*dichte genommen wurden, geringer ist (siehe auch Seite 33). Die Luminosität der unpolarisierten *high density*-Daten des Jahres 2000 wurde mit dem Faktor 0.31 gewichtet, die Luminosität der unpolarisierten Daten von 1997 mit einem Faktor von 0.85. Beide Faktoren wurden errechnet, indem die Anzahl der D^0-Kandidaten pro 1 Million *DIS-Events* in den unpolarisierten Daten mit der entsprechenden Anzahl in den polarisierten Daten verglichen wurde.

Sekunden. Findet man einen *Burst* von deutlich mehr als zehn Sekunden Dauer, so deutet dies auf einen Fehler in der Datennahme hin. Überlange *Bursts* wurden daher ebenfalls verworfen.

5.2.3 Der analysierte Datenbestand

Für die in dieser Diplomarbeit beschriebene Analyse wurden die HERMES-Daten aus den Jahren 1997 bis 2000 verwendet. Dabei kommt den im Jahr 2000 aufgezeichneten Daten aufgrund ihres statistischen Umfangs eine besondere Bedeutung zu. In Tabelle 5.4 ist die zur Verfügung stehende Statistik aufgeführt.

Zum Zeitpunkt dieser Analyse stand die A-Produktion (00A0) der Daten aus dem Jahr 2000 vollständig zur Verfügung. Von der besser kalibrierten B-Produktion (00B1) waren aus technischen Gründen erst etwa 2/3 der vollen Statistik verfügbar. Daher wurden beide Versionen der Daten des Jahres 2000 separat analysiert.

Da die Statistik der Jahre 1998 und 1999 nicht für eine eigenständige Analyse ausreicht, gingen diese Daten lediglich in eine Analyse des gesamten Datenbestandes 1997 – 2000 ein.

Die Daten von 1997 nehmen in gewisser Hinsicht eine Sonderstellung ein. Einerseits stand hier – im Gegensatz zu den Daten der nachfolgenden Jahre – noch nicht der RICH-Detektor zur Verfügung, andererseits hat man aufgrund der auf diesen Daten basierenden $D^{*\pm}$–Analysen [34] und [35] in Verbindung mit den in dieser Arbeit beschriebenen Monte-Carlo-Studien eine verhältnismäßig genaue Vorstellung von der Anzahl der zu erwartenden D^0-Zerfälle.

5.2.4 Analyse der Daten aus dem Jahr 2000

5.2.4.1 Die 00A0-Datenproduktion

Die A-Produktion der HERMES-Daten des Jahres 2000 ist der zum Zeitpunkt dieser Analyse statistisch umfangreichste Datenbestand einer einzelnen Datennahme-Periode seit Beginn des HERMES-Experiments. Allerdings sind die Detektoren in A-Produktionen noch nicht endgültig kalibriert, weshalb bei einer Analyse verhältnismäßig harte *Cuts* auf die Signale der *PID*-Detektoren erforderlich sind. Dies reduziert die Statistik der für die Analyse verwertbaren Daten stärker, als dies bei einer B-Produktion der gleichen Daten der Fall wäre. Darüber hinaus ist die Effizienz der Spurrekonstruktion bei einer B-Produktion höher, so daß in der B-Produktion insgesamt eine gesteigerte integrierte Luminosität erwartet werden darf.

Da jedoch die B-Produktion der Daten von 2000 noch nicht beendet ist, erscheint es sinnvoll, mit einer Analyse der Daten der A-Produktion zu beginnen.

Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung der invarianten Masse für die Kombinationen $K^-\pi^+$ (linkes Diagramm) und $K^+\pi^-$ (rechtes Diagramm). Aufgrund der in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Monte-Carlo-Studie erwartet man für echte $D^0 \to K\pi$–Zerfälle eine Häufung um den D^0-Buchmassenwert herum. Das Monte-Carlo sagt eine Verbreiterung des D^0-*Peaks* durch *Smearing* von $\sigma = 14$ MeV voraus (vgl. Abb. 5.1 auf Seite 22). Die beiden Linien rechts und links des Pfeils in den Diagrammen in Abbildung 5.10 markieren diesen Bereich von $\pm 1\sigma$.

Im Massenspektrum der $K^-\pi^+$–Kombinationen beobachtet man keinerlei signifikante Häufung in dem Bereich, in dem man ein D^0-Signal erwarten würde. Hingegen findet man bei der umgekehrten Kombination $K^+\pi^-$, die aus $\overline{D^0}$-Zerfällen stammen kann, etwa 10 MeV unterhalb der D^0-Buchmasse einen *Peak*, der ca. 60 $\overline{D^0}$-Kandidaten enthält. Dies ist konsistent mit der Annahme, daß man mehr $\overline{D^0}$-Mesonen als D^0-Mesonen erwartet, da das $\overline{D^0}$ zusammen mit einem Λ_c produziert werden kann (*Associated Charm Production*), das D^0 jedoch nicht. (Siehe hierzu auch Abschnitt 2.6.)

Berechnet man die Signifikanz

$$S = \frac{N_{sign}}{\sqrt{N_{sign} + N_{backg}}} \tag{5.3}$$

dieses Signals, wobei $N_{sign} = 60$ die Anzahl der *Events* im *Peak* ist und $N_{backg} = 220$ die Anzahl der *Background-Events* unter dem *Peak*, so ergibt sich eine Signifikanz von $S = 3.6$.

Im Jahr 2000 wurden jeweils am Ende der Elektronen-Füllungen in HERA von HERMES Daten mit erhöhter *Target*-Dichte, sogenannte *high density runs*, genommen. Hierfür wurde kein polarisiertes Gas aus der Atomstrahlquelle verwendet, sondern unpolarisiertes Gas, das aus einer Gasflasche direkt in die *Target*-Zelle geleitet wurde. Da in diesem Betriebszustand die Trigger-Raten aufgrund der um bis zu zwei Größenordnungen höheren *Target*-Dichte stark ansteigen, wird schnell die Kapazitätsgrenze des Datennahmesystems erreicht, was sich durch hohe Totzeiten bemerkbar macht. Um die Trigger-Raten soweit zu senken, daß die Totzeit 10% nicht übersteigt, wurde die Auslöse-Schwelle des Triggers 21 erhöht, indem die zum Auslösen des Triggers erforderliche minimale Energiedeposition im Kalorimeter von 1.4 GeV auf 3.5 GeV angehoben wurde. Eine zweite Maßnahme bestand darin, den Trigger Nr. 28, der auf ein Paar von Spuren in unterschiedlichen Detektorhälften anspricht, mit einem *Prescaling*-Faktor von 1000 zu unterdrücken.

Beide Maßnahmen machen das HERMES-Spektrometer unempfindlich für den Nachweis von $D^0 \to K\pi$–Zerfällen, da der größte Teil der Zerfallsprodukte keinen Trigger auslösen kann. Kaonen und Pionen verhalten sich in diesem Impulsbereich nahezu minimal ionisierend, so daß nur ein geringer Anteil der Kaonen und Pionen mehr als 3.5 GeV im Kalorimeter deponiert. Zudem werden Ereignisse mit zwei Spuren in unterschiedlichen Detektorhälften durch das *Prescaling* des Triggers 28 häufig verworfen – wie jedoch in Abschnitt 5.1 gezeigt wurde, liegen Kaon und Pion bei 89% der $D^0 \to K\pi$–Zerfälle in unterschiedlichen Detektorhälften. Aus diesem Grund erwartet man von den *high density*-Daten nur einen geringen Beitrag an D–Zerfällen. Durch Anwendung der beschriebenen Trigger-*Cuts* auf die polarisierten *low density*-Daten konnte gezeigt werden, daß man durch diese Einstellungen etwa 69% der Kandidaten für hadronische D-Mesonen-Zerfälle verliert.

Berücksichtigt man nur die *low density*-Daten mit polarisiertem *Target*, so findet man die in Abbildung 5.11 dargestellten Verteilungen der invarianten Masse für die Kombinationen $K^-\pi^+$ (linkes Diagramm) und $K^+\pi^-$ (rechtes Diagramm).

Um eine *Background*-Subtraktion vornehmen zu können, wurde die Verteilung der invarianten Masse der falsch geladenen Teilchenkombinationen $K^+\pi^+$ und $K^-\pi^-$, die nicht von einem D^0 bzw. $\overline{D^0}$ stammen können, ermittelt. In den Diagrammen in Abbildung 5.11 sind diese Verteilungen gestrichelt eingetragen. Anschließend wurde der *Background* mit falscher Ladungskombination außerhalb der 2σ-Region um die D^0-Buchmasse auf das Niveau der richtigen Ladungskombination normalisiert und abgezogen - das Ergebnis zeigt Abbildung 5.12. Im D^0-Kanal (linkes Diagramm in Abb. 5.12) findet man in dem Bereich, in dem man eine Häufung von *Events* aufgrund von D^0-Zerfällen erwartet, lediglich eine Fluktuation um null herum; hingegen beobachtet man im $\overline{D^0}$-Kanal (rechtes Diagramm in Abb. 5.12) im gleichen Bereich des Massenspektrums zwei benachbarte *Bins* deutlich oberhalb der Null-Linie, was man als Hinweis auf ein $\overline{D^0}$-Signal interpretieren könnte.

Obgleich die Lage des *Peaks* im $K^+\pi^-$-Massenspektrum innerhalb von 1σ mit der Monte-Carlo-Vorhersage übereinstimmt, fällt es schwer, eine Erklärung für die im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation deutlich zu geringe Breite des *Peaks* zu finden. Um den Verdacht auszuschließen, die 10 MeV-Verschiebung hin zu niedrigeren invarianten Massen sei durch eine ungenügende Kalibrierung des HERMES-Spektrometers bedingt, wurden mit dem gleichen Analysecode K_s, Λ^0 und $K^\star(892)$ rekonstruiert. Die Mittelwerte der jeweiligen *Fits* ergaben keinen Hinweis auf eine Fehlkalibrierung, die zu einer 10 MeV-Verschiebung des $\overline{D^0}$-*Peaks* führen könnte. Andererseits muß man immer berücksichtigen, daß die von der PARTICLE DATA GROUP [18] veröffentlichte „Buchmasse“ lediglich ein Mittelwert ist — sieht man sich die einzelnen Messungen an, die in diesen Mittelwert eingegangen sind, so findet man durchaus eine Reihe von Messwerten, die im Rahmen ihrer Fehlergrenzen mit dem hier beobachteten Wert verträglich sind.

Da die Verschiebung lediglich 10 MeV beträgt, kann es sich auch nicht um unvollständig rekonstruierte Ereignisse aus einem anderen $\overline{D^0}$-Zerfallskanal handeln. Der nächstmögliche Zerfallskanal, an dem ein Kaon und ein Pion beteiligt sind, ist der Dreikörperzerfall $\overline{D^0} \to K^+\pi^-\pi^0$; der Phasenraum für solche, unvollständig aus $K^+\pi^-$-Paaren rekonstruierte Zerfälle beginnt jedoch erst bei invarianten Massen, die geringer als $m_{D^0} - m_{\pi^0} = 1.7295$ GeV sind.

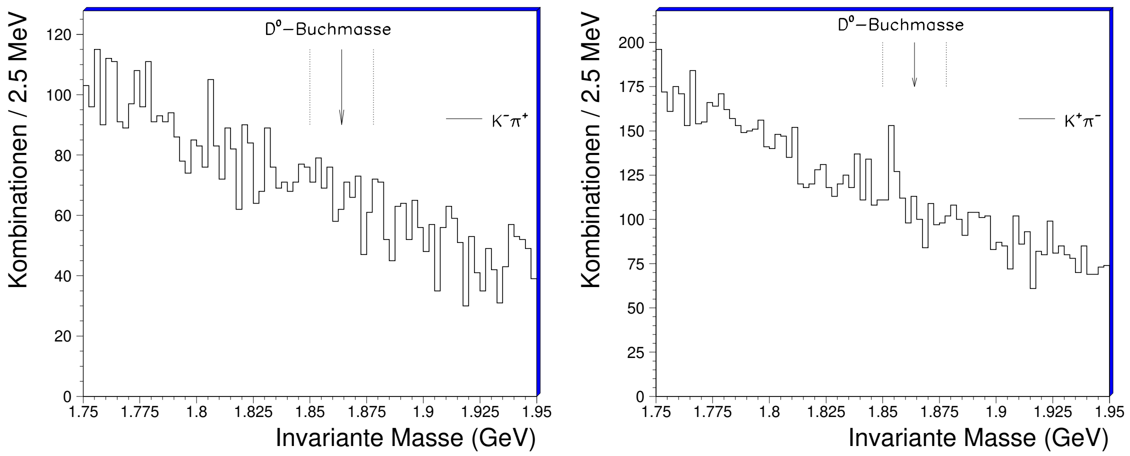


Abbildung 5.10: Spektrum der invarianten Masse für D^0-Kandidaten (linkes Diagramm) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechtes Diagramm) in der 00A0-Datenproduktion. Der Pfeil markiert die D^0-Buchmasse $m_{D^0} = 1.8645$ GeV. Die beiden Linien links und rechts des Pfeils umgrenzen die 1σ-Breite des Monte-Carlo-D^0-*Peaks* von ± 14 MeV.

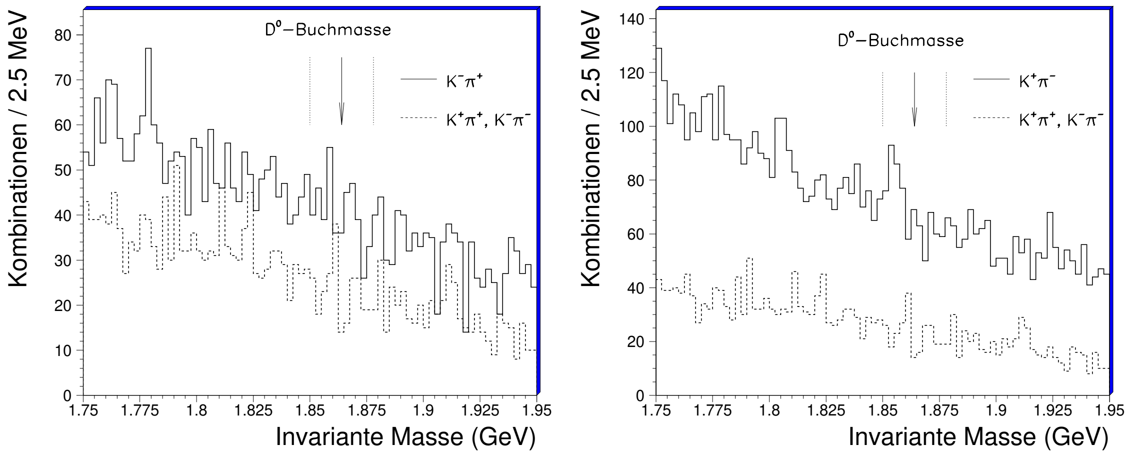


Abbildung 5.11: Spektrum der invarianten Masse für D^0-Kandidaten (linkes Diagramm) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechtes Diagramm) in den Daten mit polarisiertem *Target* der 00A0-Datenproduktion. In beide Diagramme wurde die Verteilung der falschen Ladungskombinationen $K^+\pi^+$ und $K^-\pi^-$ eingezeichnet. Der Pfeil markiert die D^0-Buchmasse $m_{D^0} = 1.8645$ GeV. Die beiden Linien links und rechts des Pfeils umgrenzen die 1σ-Breite des Monte-Carlo-D^0-*Peaks* von ± 14 MeV.

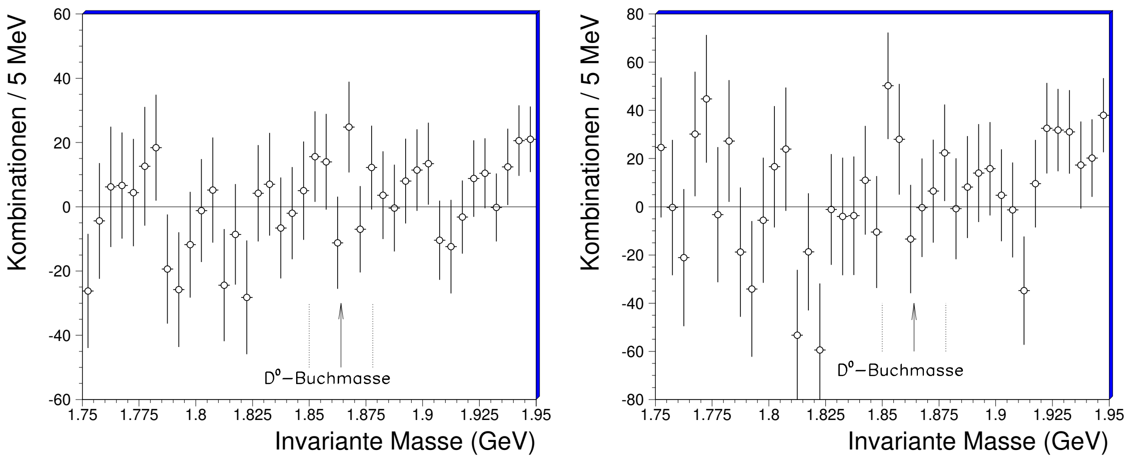
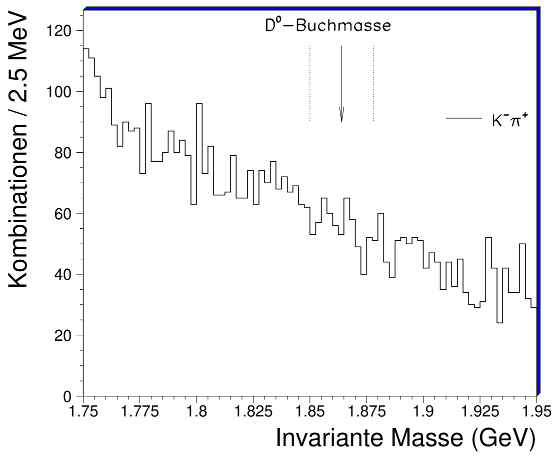


Abbildung 5.12: Verteilung der invarianten Masse für D^0-Kandidaten (links) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechts) aus den Daten mit polarisiertem *Target* der 00A0-Datenproduktion nach Subtraktion eines *Background-Samples*. Das *Background-Sample* wurde aus den falschen Ladungskombinationen $K^+\pi^+$ und $K^-\pi^-$ ermittelt (vgl. Abb. 5.11) und auf das Niveau der richtigen Ladungskombinationen normalisiert.

5.2.4.2 Die 00B1-Datenproduktion

Eine Analyse der ersten 20.000 *Runs* der B-Produktion der Daten des Jahres 2000 (dies entspricht $\sim$2/3 der Gesamtstatistik) konnte die in der A-Produktion beobachtete Häufung im Spektrum der invarianten Masse nahe der D^0-Buchmasse für die Ladungskombination $K^+\pi^-$ nicht bestätigen. (Siehe Abbildung 5.13.) Auch nach Subtraktion eines *Background-Samples* findet man weder für das $K^-\pi^+$– noch für das $K^+\pi^-$–*Sample* einen Hinweis auf beobachtete Zerfälle von D-Mesonen, wie Abbildung 5.14 zeigt.



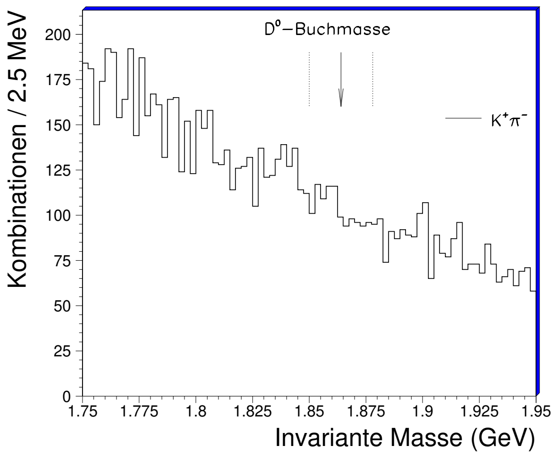
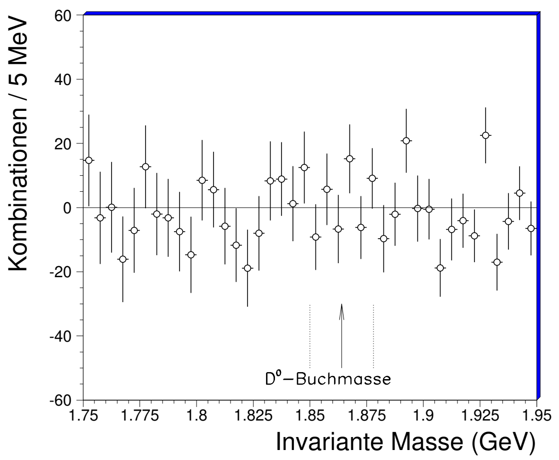


Abbildung 5.13: Spektrum der invarianten Masse für D^0-Kandidaten (linkes Diagramm) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechtes Diagramm) in der 00B1-Datenproduktion. Der Pfeil markiert die D^0-Buchmasse $m_{D^0} = 1.8645$ GeV. Die beiden Linien links und rechts des Pfeils umgrenzen die 1σ-Breite des Monte-Carlo-D^0-*Peaks* von ±14 MeV.



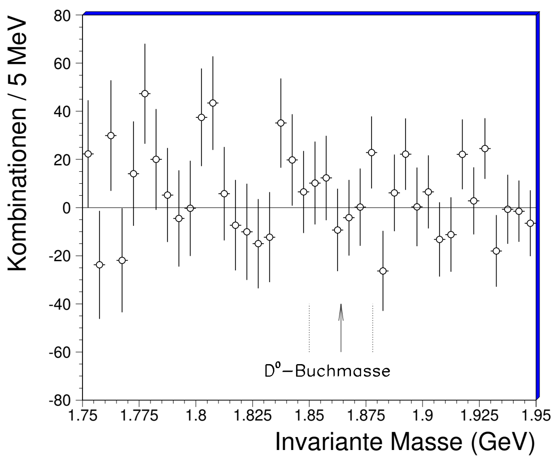


Abbildung 5.14: Verteilung der invarianten Masse für D^0-Kandidaten (links) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechts) aus den Daten mit polarisiertem *Target* der 00B1-Datenproduktion nach Subtraktion eines *Background-Samples*. Das *Background-Sample* wurde aus den falschen Ladungskombinationen $K^+\pi^+$ und $K^-\pi^-$ ermittelt und auf das Niveau der richtigen Ladungskombinationen normalisiert.

5.2.4.3 Ein Vergleich der Datenproduktionen 00A0 und 00B1

Da man in der 00A0-Datenproduktion einen *Peak* in unmittelbarer Nähe der Masse, bei der man ein $\overline{D^0}$-Signal erwartet, gefunden hatte, dieser *Peak* jedoch in der 00B1-Produktion nicht reproduziert werden konnte, lag zunächst der Verdacht nahe, dies könnte auf ein Problem mit der 00B1-Datenproduktion zurückzuführen sein. Daher wurden die beiden Datenproduktionen eingehend miteinander verglichen. Da die 00A0-Produktion bereits vollständig zur Verfügung steht, von der 00B1-Datenproduktion jedoch erst die *Runs* 00000 bis 20000 produziert wurden (etwa 2/3 der gesamten Statistik), wurden die 00A0-Daten ebenfalls auf diese Statistik eingeschränkt.

Abbildung 5.15 zeigt vergleichend die Verteilung der invarianten Masse für $K^+\pi^-$–Kombinationen in den beiden Datenproduktionen. Die *Cuts* wurden unter Berücksichtigung der veränderten Detektorkalibrationen, insbesondere des *TRD*, so ähnlich wie möglich gewählt. Man erkennt, daß das *Background*-Niveau in der 00B1-Produktion im Vergleich zur 00A0-Produktion geringfügig angestiegen ist. Die Ursache hierfür ist eine leicht gesteigerte Effizienz der Spurrekonstruktion in der B-Produktion, die zur Folge hat, daß insgesamt mehr Spuren und damit auch mehr mögliche Kaon-Pion-Kombinationen gefunden werden. Unklar ist jedoch, weshalb der in den 00A0-Daten sichtbare *Peak* in den gleichen Daten der 00B1-Produktion nicht mehr beobachtet wird.

Eine mögliche Ursache für den Verlust von $K\pi$-Events könnte eine reduzierte Nachweiseffizienz des RICH-Detektors für Kaonen und Pionen sein. Dies wurde durch Rekonstruktion von $K^\star(892) \rightarrow K\pi$–Zerfällen untersucht. Abbildung 5.16 zeigt die Verteilung der invarianten Masse für $K^\star$-Zerfälle. Bei einem Vergleich des Signal-zu-*Background*-Verhältnisses zwischen den beiden Datenproduktionen konnte kein Hinweis auf ein Problem mit der Hadronen-*PID* gefunden werden.

Um auszuschließen, daß die *Events*, die zu dem *Peak* in der 00A0-Datenproduktion beitragen, durch eine kurzfristige Störung des Detektors hervorgerufen wurden, die in der 00B1-Produktion korrigiert wurde, wurde die zeitliche Verteilung des Auftretens der $\overline{D^0}$-Kandidaten untersucht. Es zeigte sich, daß diese *Events* statistisch über den gesamten Datennahmezeitraum verteilt sind und ihre Häufigkeit im Rahmen der statistischen Fehlergrenzen proportional zur Luminosität ist.

Nachdem keine systematische Ursache für das Verschwinden jener *Events*, die in der 00A0-Datenproduktion den Eindruck eines *Peaks* erwecken, gefunden werden konnte, hat es den Anschein, als sei die einzige vernünftige Erklärung, daß es sich bei der beobachteten Häufung von *Events* nahe der D^0-Masse lediglich um eine statistische Fluktuation in einem einzelnen *Bin* handelt. Für diese Annahme spricht ebenfalls, daß man in Diagramm 5.15 eine Reihe weiterer solcher Fluktuationen außerhalb der Signalregion findet.

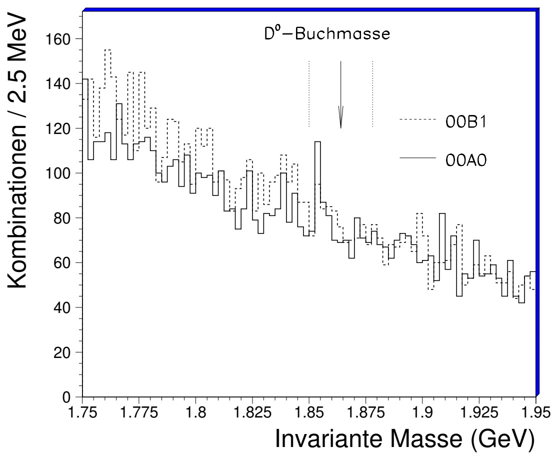


Abbildung 5.15: Verteilung der invarianten Masse für $K^+\pi^-$–Kombinationen in der 00A0- und 00B1-Datenproduktion. Es wurden nur *Runs* verwendet, die in beiden Datenproduktionen verfügbar sind.

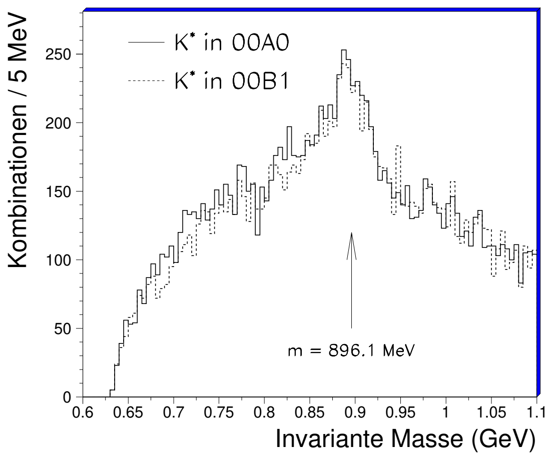


Abbildung 5.16: Rekonstruktion von $K^\star(892) \rightarrow K^\pm\pi^\mp$—Zerfällen in den Datenproduktionen 00A0 und 00B1. (Für dieses Diagramm wurde nur eine Luminosität von 1.96 pb^{-1} verwendet.)

5.2.5 Analyse der Daten aus dem Jahr 1997

Auch bei einer Analyse der Daten des Jahres 1997 konnte weder ein D^0– noch ein $\overline{D^0}$–Signal gefunden werden, wie die Abbildungen 5.17 und 5.18 zeigen. Aufgrund der in der Analyse [35] nach Subtraktion des *Backgrounds* gefundenen 9.5 $D^{\star-}$–Zerfälle erwartet man in diesen Daten ungefähr 124 $\overline{D^0}$-Zerfälle, wie in Abschnitt 5.1.3 gezeigt (siehe Tabelle 5.1 auf Seite 29). Das Spektrum der invarianten Masse wurde in zahlreichen unterschiedlichen *Binnings* untersucht; hierbei konnte keine signifikante Häufung von Events nahe der D^0-Masse gefunden werden. (Siehe hierzu auch Abschnitt 5.3.)

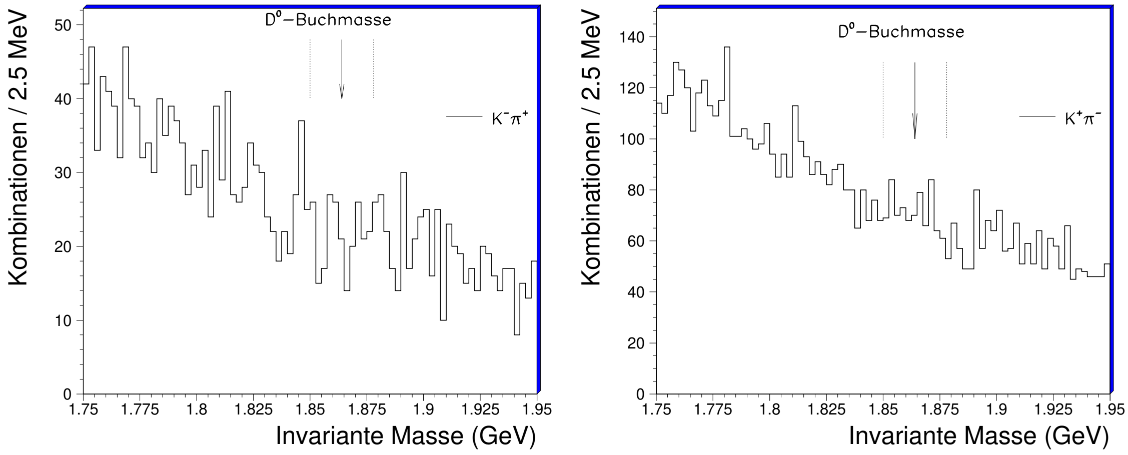


Abbildung 5.17: Spektrum der invarianten Massen für D^0-Kandidaten (linkes Diagramm) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechtes Diagramm) in den Daten von 1997. Der Pfeil markiert die D^0-Buchmasse $m_{D^0} = 1.8645$ GeV. Die beiden Linien links und rechts des Pfeils umgrenzen die 1σ-Breite des Monte-Carlo-D^0-*Peaks* von ± 14 MeV.

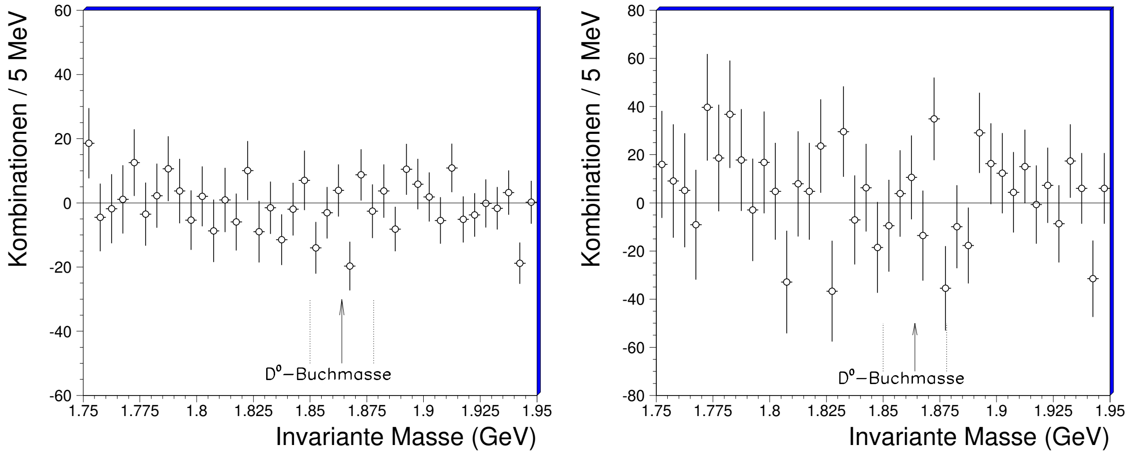


Abbildung 5.18: Verteilung der invarianten Massen für D^0-Kandidaten (links) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechts) aus den Daten von 1997 nach Subtraktion eines *Background-Samples*. Das *Background-Sample* wurde aus den falschen Ladungskombinationen $K^+\pi^+$ und $K^-\pi^-$ ermittelt und auf das Niveau der richtigen Ladungskombinationen normalisiert.

5.2.6 Analyse des gesamten Datenbestandes von 1997 bis 2000

Um eine Analyse auf der bestmöglichen Statistik durchzuführen, wurden die Daten der Jahre 1997, 1998, 1999 und 2000 zusammengefaßt. Für die Daten des Jahres 2000 wurden die zum Zeitpunkt dieser Analyse verfügbaren ~2/3 der 00B1-Produktion verwendet. Diese Statistik entspricht insgesamt einer integrierten effektiven Luminosität von 478 pb^{-1}. Um systematische Fehler beim Zusammenfassen der verschiedenen Datensätze auszuschließen, wurden für jede verwendete Datenproduktion die Zerfälle von K_s^0 und Λ rekonstruiert. Es konnte gezeigt werden, daß die Mittelwerte der *Fits* im Rahmen der Auflösung des HERMES-Spektrometers übereinstimmen.

Wie die Abbildungen 5.19 und 5.20 zeigen, findet man auch bei diesem statistischen Umfang keinen Anhaltspunkt dafür, daß D-Mesonen-Zerfälle beobachtet wurden.

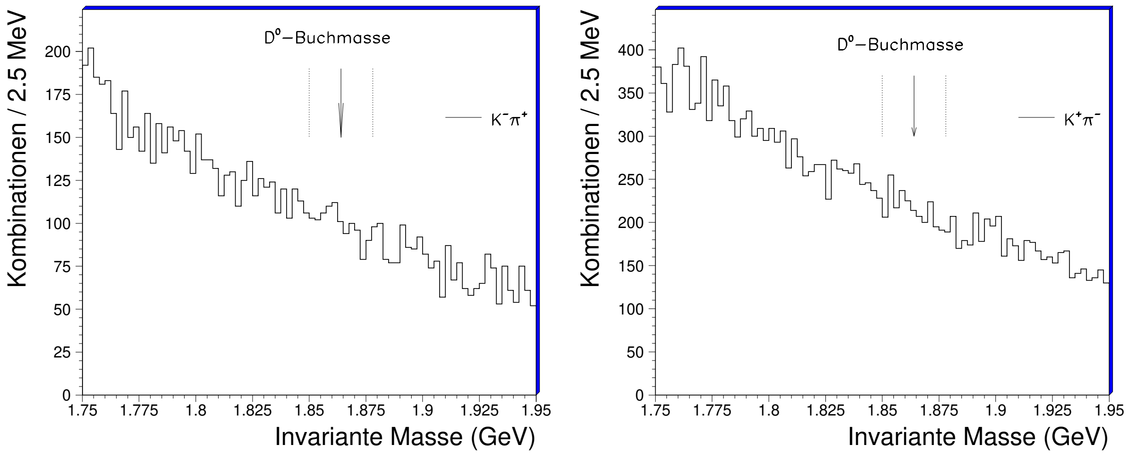


Abbildung 5.19: Spektrum der invarianten Massen für D^0-Kandidaten (linkes Diagramm) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechtes Diagramm) in den Daten von 1997 bis 2000. Der Pfeil markiert die D^0-Buchmasse $m_{D^0} = 1.8645$ GeV. Die beiden Linien links und rechts des Pfeils umgrenzen die 1σ-Breite des Monte-Carlo-D^0-*Peaks* von ± 14 MeV.

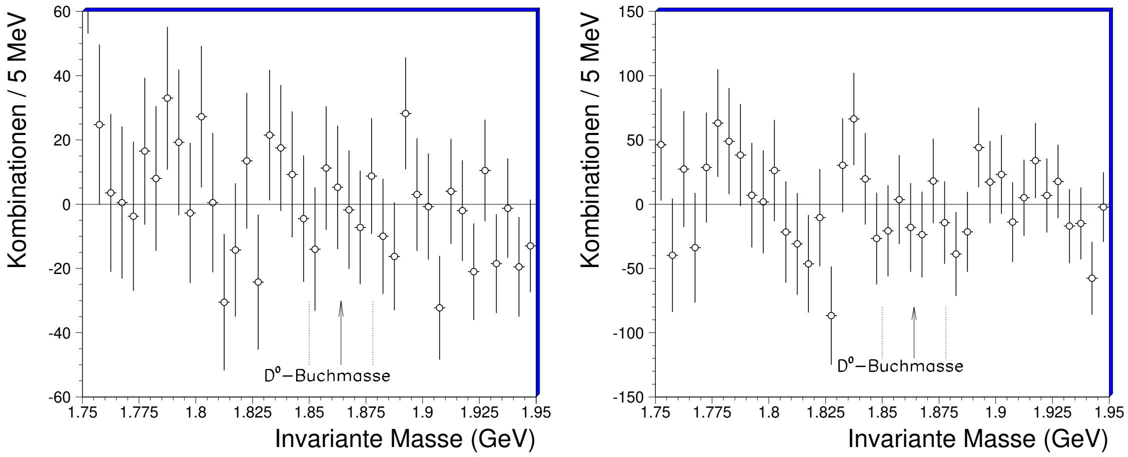


Abbildung 5.20: Verteilung der invarianten Masse für D^0-Kandidaten (links) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechts) aus den Daten von 1997 bis 2000 nach Subtraktion eines *Background-Samples*. Das *Background-Sample* wurde aus den falschen Ladungskombinationen $K^+\pi^+$ und $K^-\pi^-$ ermittelt und auf das Niveau der richtigen Ladungskombinationen normalisiert.

5.2.7 Zusammensetzung des *Backgrounds*

Um die Zusammensetzung des kombinatorischen *Backgrounds* besser zu verstehen, wurde der für die D^0-Suche verwendete Filteralgorithmus dahingehend abgeändert, daß auf die Identifizierung des Kaons zunächst völlig verzichtet wurde. Das so selektierte *Sample* besteht also aus Teilchenpaaren, von denen ein Teilchen ein identifiziertes Pion ist, das andere Teilchen jedoch ein beliebiges Hadron mit entgegengesetzter elektrischer Ladung. Für diese Teilchenpaare wurde die invariante Masse unter der Annahme berechnet, es handle sich tatsächlich um ein $\pi^\pm K^\mp$-Paar.

Durch die nachträgliche Identifizierung des zweiten Hadrons mit Hilfe der Informationen des RICH-Detektors konnte der Beitrag von Spur-Kombinationen ermittelt werden, die kein Kaon enthalten, sich jedoch mit der Massenhypothese eines Kaons fälschlicherweise zu Kandidaten für D^0-Zerfälle rekonstruieren lassen.

Es zeigte sich, daß 80% der $\pi^\pm Hadron^\mp$–Kombinationen $\pi^\pm\pi^\mp$-Paare sind. Dieser Teil des *Backgrounds* kann sowohl mit dem Schwellen-Cherenkov-Detektor als auch mit dem RICH-Detektor wirksam unterdrückt werden. 10% des *Backgrounds* sind $\pi^\pm p^\mp$-Paare und weitere 10% sind echte $\pi^\pm K^\mp$-Paare (siehe Abbildung 5.21). Daraus lassen sich für die Zusammensetzung des kombinatorischen *Backgrounds* in der Region des Massenspektrums, in der man ein D^0-Signal erwartet, folgende Aussagen ableiten:

- Bei Verwendung des Schwellen-Cherenkov-Detektors (bis 1997) besteht der kombinatorische *Background* jeweils etwa zur Hälfte aus $\pi^\pm K^\mp$-Paaren und $\pi^\pm p^\mp$-Paaren. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Schwellen-Cherenkov-Detektor – wie bereits mehrfach erwähnt – Pionen zwar von Kaonen und Protonen unterscheiden konnte, jedoch nicht in der Lage war, Kaonen und Protonen ihrerseits voneinander zu trennen, da beide Teilchenarten im betreffenden Impulsbereich keine Cherenkov-Strahlung emittieren.

- Mit Hilfe des RICH-Detektors konnten in den ab 1998 aufgezeichneten Daten zusätzlich auch Protonen von Kaonen unterschieden werden; man erwartet daher, daß sich der kombinatorische *Background* in den RICH-Daten im Vergleich zu den Schwellen-Cherenkov-Daten ungefähr halbiert, da nun auch die $\pi^\pm p^\mp$-Paare ausgesondert werden können.

- Andererseits kann der RICH-Detektor wegen seines im Vergleich zum Schwellen-Cherenkov-Detektor erweiterten Impulsbereichs ungefähr 41% mehr D^0-Kandidaten identifizieren (siehe Abschnitt 5.1.3). Da sich echte D^0-Zerfälle aufgrund ihrer Kinematik nicht von kombinatorischem $\pi^\pm K^\mp$-*Background* unterscheiden lassen, findet man auch etwa 41% mehr *Background-Events*.

Insgesamt erwartet man also, daß sich der *Background* bei Verwendung des RICH-Detektors im Vergleich zu dem mit dem Schwellen-Cherenkov-Detektor beobachteten *Background* um einen Faktor $0.5 \cdot 1.41 \approx 0.7$ ändert. Ein Vergleich des *Backgrounds* zwischen den Daten von 1997 (Schwellen-Cherenkov-Detektor) und den Daten von 2000 (RICH-Detektor) bestätigt diese Abschätzung überraschend gut. Dies ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

Die in [33] gemachte Vorhersage, der kombinatorische *Background* im Bereich des erwarteten D^0-Signals werde sich durch den RICH-Detektor im Vergleich zum Schwellen-Cherenkov-Detektor um einen Faktor 15 reduzieren, war grob falsch — der wahre Wert liegt bei $1/0.7 \approx 1.4$ — und beruhte offensichtlich auf unzutreffenden Annahmen über die Zusammensetzung des *Backgrounds* und/oder die Impulsverteilung der Zerfallsprodukte der D-Mesonen.

Anmerkung: *Um herauszufinden, welche Verbesserung man für den Nachweis von $D^0 \to K\pi$–Zerfällen erwarten darf, wenn der Schwellen-Cherenkov-Detektor durch einen RICH-Detektor ersetzt wird, muß man in erster Linie die Impulsverteilung der Zerfallsprodukte untersuchen. Den in [33] genannten Abschätzungen lagen Verteilungen zugrunde, bei denen das Maximum der Pionenimpulse bei etwa 2 GeV und das Maximum der Kaonenimpulse bei etwa 3 GeV angenommen wurde [39] (siehe Abbildung 5.23). Eine solche Verteilung findet man in der Tat in den Monte-Carlo-Daten, wenn man $K^\pm\pi^\mp$–Paare rekonstruiert, deren Parent Particle ein D^0- bzw. $\overline{D^0}$-Meson ist. Betrachtet man jedoch die Verteilung der aus diesen $K^\pm\pi^\mp$–Paaren rekonstruierten invarianten Masse $m_{K^\pm\pi^\mp}$, so erhält man eine Verteilung, wie sie in Abb. 5.1 (Seite 22) im linken Diagramm dargestellt ist – der größte Beitrag kommt von Zerfällen, bei denen neben dem $K^\pm\pi^\mp$–Paar noch weitere Zerfallsprodukte vorlagen, weshalb sich aus dem $K^\pm\pi^\mp$-System nur eine invariante Masse rekonstruieren läst, die typischerweise weit unterhalb der Masse des D^0-Mesons liegt. Beispiele hierfür sind z. B. die Zerfälle $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0\pi^0$; all diese Zerfallskanäle haben Branching Ratios, die erheblich größer sind als der des Zerfallskanals*

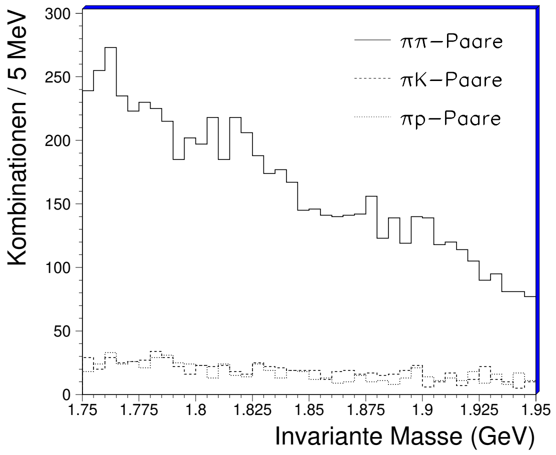


Abbildung 5.21: Der kombinatorische *Background* besteht zu etwa 80% aus $\pi^{\pm}\pi^{\mp}$-Paaren und zu jeweils etwa 10% aus $\pi^{\pm}K^{\mp}$-Paaren bzw. $\pi^{\pm}p^{\mp}$-Paaren.

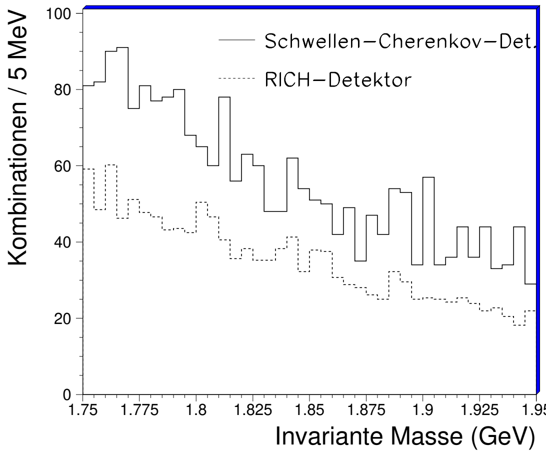


Abbildung 5.22: Kombinatorischer *Background* bei Verwendung des Schwellen-Cherenkov-Detektors (durchgezogene Linie) und des RICH-Detektors (gestrichelte Linie). Beide Histogramme wurden auf die gleiche Statistik von 2 Millionen *DIS-Events* normalisiert.

$D^0 \to K^-\pi^+$. Kaonen und Pionen aus derartigen Zerfällen haben im Mittel niedrigere Impulse, da die Energie des D^0-Mesons unter einer größeren Anzahl von Zerfallsprodukten aufgeteilt wird.

*Ein Cut auf die rekonstruierte invariante Masse von $m_{D^0} - 2\sigma_{D^0} \leq m_{K^{\pm}\pi^{\mp}} \leq m_{D^0} + 2\sigma_{D^0}$ (wobei $\sigma_{D^0} = 14$ MeV von der Detektor-Auflösung bestimmt wird) ist daher **unerläßlich**, um sicherzustellen, daß das untersuchte Kaon-Pion-*Sample *ausschließlich $K^{\pm}\pi^{\mp}$–Paare aus dem Zerfallskanal $D^0 \to K\pi$ enthält. Durch diesen Cut ändert sich die Impulsverteilung der Kaonen und Pionen deutlich, wie ein Vergleich der Abbildungen 5.23 und 5.2 links (auf Seite 23) zeigt.*

Geht man fälschlicherweise für $D^0 \to K\pi$–Zerfälle von einem Impulsspektrum wie dem in Abb. 5.23 gezeigten Spektrum aus, so wird verständlich, woher der in [33] abgeschätzte Verbesserungs-Faktor von 15 kommt. Es hat dann tatsächlich den Anschein, man könnte mit dem RICH-Detektor etwa um eine Größenordnung mehr Events *nachweisen als mit dem Schwellen-Cherenkov-Zähler, da der größte Teil dieser Kaonen und Pionen in einem Impulsbereich liegt, in dem der Schwellen-Cherenkov-Zähler Hadronen nicht identifizieren konnte. (Vergleiche hierzu die Diagramme in Abb. 5.24 und in Abb. 5.2 (rechts).) Dies trifft jedoch nicht zu.*

5.3 Signifikanz-Abschätzungen und Schlußfolgerungen

In [33] wurde abgeschätzt, daß mit Hilfe des RICH-Detektors bei einer integrierten Luminosität von 80 pb^{-1} das $\overline{D^0} \to K^+\pi^-$-Signal mit einer Signifikanz (5.3) von 4.3 nachweisbar sein sollte. Allerdings ging man bei dieser Abschätzung teilweise von unzutreffenden Annahmen aus, wie im vorhergehenden Abschnitt begründet wurde.

In Abschnitt 5.2.6 wurde gezeigt, daß man selbst bei der Analyse des gesamten Datenbestandes von 1997 bis 2000, der einer effektiven integrierten Luminosität von 478 pb^{-1} entspricht, noch keinen Hinweis auf ein $\overline{D^0} \to K^+\pi^-$-Signal im Massenspektrum findet. Daher soll nun eine Signifikanz-Abschätzung auf der Basis des tatsächlich in den Daten beobachteten *Backgrounds* vorgenommen werden.

Die Diagramme in Abbildung 5.25 zeigen, welche Signifikanz ein $\overline{D^0} \to K^+\pi^-$-Signal bei einer bestimmten Anzahl beobachteter $\overline{D^0}$-Zerfälle hätte. Hierbei wurde als *Background* die jeweilige Verteilung der invarianten Masse in den Daten von 1997 bzw. 2000 zugrunde gelegt. Die Kurve bezieht sich auf das $\pm 1\sigma$-Intervall um die D^0-Masse, das etwa 68% der $\overline{D^0}$-*Events* enthalten sollte, wenn man von einer Gauss-Verteilung[7] ausgeht.

Ausgehend von den 9.5 in den Daten von 1997 gefundenen $D^{\star -}$-Kandidaten (siehe [35]) erwartet man aufgrund der zuvor in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Monte-Carlo-Abschätzungen insgesamt

[7] Das Integral von -1σ bis $+1\sigma$ über eine Gauss-Normalverteilung hat den Wert 0.683.

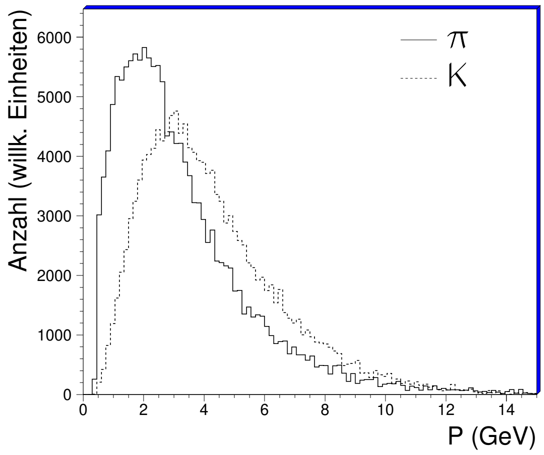


Abbildung 5.23: Impulsverteilung für Kaonen und Pionen aus D^0-Zerfällen. Hierbei wurde nicht verlangt, daß das D-Meson *ausschließlich* in ein Kaon und ein Pion zerfallen ist. Der überwiegende Beitrag kommt daher von Zerfällen der Form $D^0 \to K\pi X$. Diese Verteilung beschreibt *nicht* das Impulsspektrum der Zerfallsprodukte aus dem Zerfall $D^0 \to K\pi$! (Monte-Carlo-Daten)

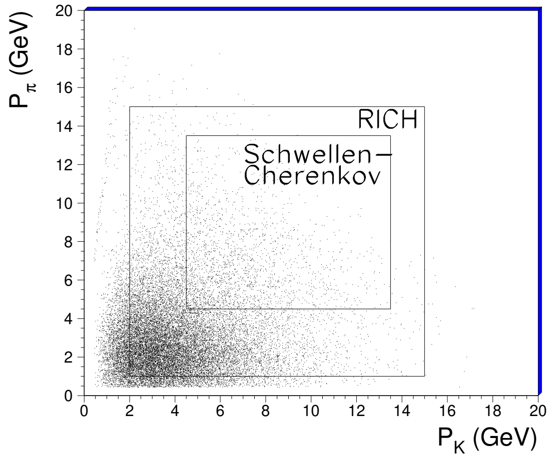


Abbildung 5.24: In diesem Diagramm ist für $K^\mp\pi^\pm$-Paare aus D^0-Zerfällen der Impuls des Pions gegen den des Kaons aufgetragen. Hierdurch wird die Korrelation zwischen den nebenstehend in Abb. 5.23 gezeigten Impulsverteilungen sichtbar. Auch hier wurden alle $D^0 \to K\pi X$–Zerfälle zugelassen. Das innere Rechteck umgrenzt den Impulsbereich, in dem mit Hilfe des Schwellen-Cherenkov-Detektors Pionen und Kaonen unterschieden werden konnten, das äußere Rechteck markiert den Impulsbereich, den der RICH-Detektor abdeckt. Wendet man diese Verteilung fälschlicherweise für reine $D^0 \to K\pi$-Zerfälle an, hat es den Anschein, als könnten mit dem RICH-Detektor wesentlich mehr *Events* nachgewiesen werden als mit dem Schwellen-Cherenkov-Detektor. (Monte-Carlo-Daten)

124 $\overline{D^0}$-*Events* (vgl. Tabelle 5.1 auf Seite 29). Im $\pm 1\sigma$-Intervall um die D^0-Buchmasse müßten sich also ungefähr 84 dieser *Events* finden und dieses Signal sollte bei einem *Background* von 788 *Events* eine Signifikanz von etwa 2.8 haben. Bei dieser erwarteten Signifikanz ist ein Nachweis des Signals im Massenspektrum problematisch.

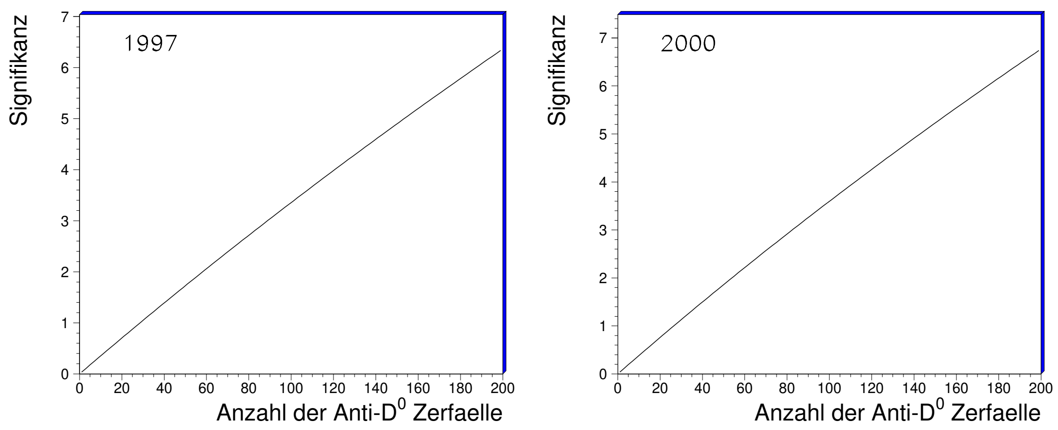


Abbildung 5.25: Signifikanz eines $\overline{D^0}$-Signals in den Daten von 1997 und 2000

Kapitel 6

Analyse des Zerfallskanals $D^\star \longrightarrow D^0\pi_s \longrightarrow K\pi\pi_s$

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde, steht man bei der Suche nach Zerfällen von D-Mesonen vor dem Problem, daß ein direkter Nachweis eines *Peaks* in der Verteilung der invarianten Masse aufgrund des hohen kombinatorischen *Backgrounds* sehr erschwert wird. Ein bewährtes Verfahren zur Umgehung dieses Problems ist das sogenannte *Tagging*. Dabei verlangt man ein zusätzliches Teilchen („*tagging particle*"), an das man aufgrund der Kinematik des Zerfalls starke zusätzliche Randbedingungen stellen kann, was zu einer deutlichen Reduzierung des kombinatorischen *Backgrounds* führt.

Bei der in dieser Analyse verwendeten Methode werden – wie auch in den Analysen [34] und [35] – zunächst $K^\pm\pi^\mp$-Kombinationen gesucht, die sich innerhalb der Auflösung des HERMES-Spektrometers zu D^0-Kandidaten rekonstruieren lassen. Zur Rekonstruktion des Zerfalls $D^{\star+} \rightarrow D^0\pi_s^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi_s^+$[1] wird anschließend zusätzlich die Anwesenheit eines niederenergetischen Pions $\pi_s^\mp$ verlangt, das die invariante Masse des Dreikörpersystems $K^\pm\pi^\mp\pi_s^\mp$ zur Masse eines $D^{\star\pm}$ vervollständigt. Selbst wenn es aufgrund der ungünstigen *Background*-Bedingungen nicht gelingt, einen signifikanten *Peak* in der Massenverteilung des $K^\pm\pi^\mp$- bzw. $K^\pm\pi^\mp\pi_s^\mp$-Systems zu beobachten, hat man dennoch eine Chance, ein Signal in der Differenz der invarianten Massen $\Delta m = m_{K^\pm\pi^\mp\pi_s^\mp} - m_{K^\pm\pi^\mp}$ zu finden. Der große Vorteil dieses Verfahrens besteht unter anderem darin, daß sich in der Massendifferenz die meisten systematischen experimentellen Ungenauigkeiten gegenseitig aufheben, was die Massenauflösung erheblich verbessert.

6.1 Monte-Carlo-Studien

Die Monte-Carlo-Studie für $D^\star$-Zerfälle basiert auf der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Untersuchung des D^0-Zerfalls und wurde lediglich um das niederenergetische Pion $\pi_s^\pm$ erweitert. Es zeigte sich, daß der Impuls dieses Pions aus dem $D^{\star\pm}$-Zerfall niemals 2 GeV übersteigt (siehe Abb. 6.1). Hierbei handelt es sich nicht um einen Akzeptanz-Effekt des HERMES-Spektrometers; vielmehr ist der Phasenraum des π_s durch die geringe Massendifferenz zwischen D^0 und $D^\star$ sehr stark eingeschränkt.

Es sei an dieser Stelle auf die sehr ausführlichen Monte-Carlo-Studien in [35] verwiesen. Dort wurde unter anderem gezeigt, daß für ein Signal in der Differenz der invarianten Massen $\Delta m = m_{K^\pm\pi^\mp\pi_s^\mp} - m_{K^\pm\pi^\mp}$ eine Auflösung von 2.06 ± 0.06 MeV erreicht wird.

6.2 Selektion der Events

Um einen Zerfall der Form $D^{\star+} \longrightarrow D^0\pi_s^+ \longrightarrow (K^-\pi^+)\pi_s^+$ rekonstruieren zu können, ist zunächst die Rekonstruktion eines $D^0 \longrightarrow K^-\pi^+$–Zerfalls erforderlich. Hierfür werden die in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Selektions-Kriterien verwendet. Wurde ein D^0-Kandidat im $\pm2\sigma$-Bereich um die D^0-Buchmasse gefunden, wird nach einem weiteren Pion $\pi_s^\mp$ in diesem Event gesucht, dessen elektrische Ladung zu der des Kaons entgegengesetzt ist. Wie die zuvor beschriebenen Monte-Carlo-Studien gezeigt haben, liegt der Impuls dieses Pions stets unter 2 GeV, weshalb nur Pionen mit

[1] Nachfolgend ist, sofern nicht ausdrücklich anders erwähnt, stets auch der ladungskonjugierte Zerfallskanal $D^{\star-} \longrightarrow \overline{D^0}\pi_s^- \longrightarrow (K^+\pi^-)\pi_s^-$ gemeint.

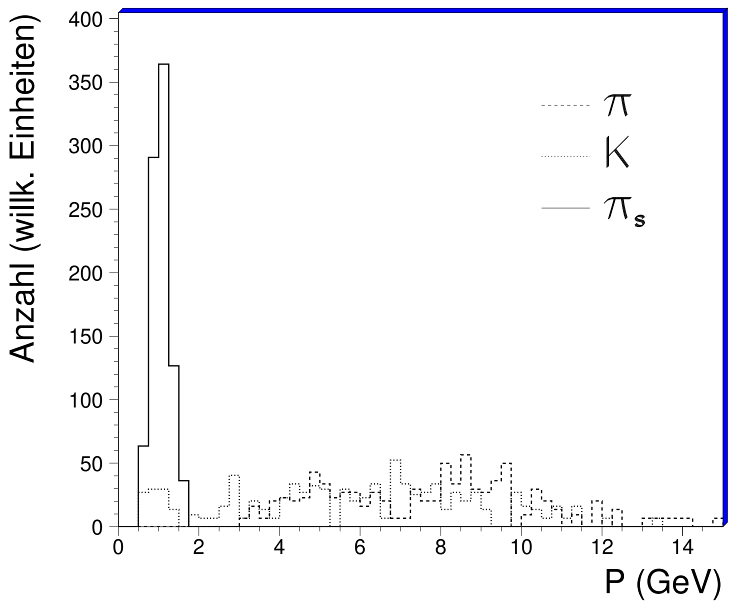


Abbildung 6.1: Impulsspektren der $D^{\star}$-Zerfallsprodukte aus dem Zerfallskanal $D^{\star +} \to D^0 \pi_s^+ \to K^- \pi^+ \pi_s^+$ (und ladungskonjugiert), die innerhalb der HERMES-Akzeptanz nachweisbar sind. Der Impuls des niederenergetischen Pions π_s (durchgezogene Linie) aus dem $D^{\star\pm}$-Zerfall übersteigt niemals 2 GeV. (Monte-Carlo-Daten)

Impulsen von maximal 2 GeV zugelassen werden. Aus diesen drei Spuren wird dann die invariante Masse $m_{K^\pm \pi^\mp \pi_s^\mp}$ errechnet.

Aufgrund der niedrigen Impulse der Pionen $\pi_s^\mp$ kommt es häufig vor, daß diese Teilchen im Feld des Spektrometermagneten so stark abgelenkt werden, daß sie das Spektrometer seitlich verlassen und somit die hinter dem Magneten angeordneten *PID*-Detektoren nicht mehr erreichen können. Von diesen, als *short tracks* bezeichneten Spuren sind zwar Impuls, elektrische Ladung und Vertex bekannt, jedoch keinerlei *PID*-Informationen. Daher werden alle *short tracks* mit der richtigen elektrischen Ladung, die sich unter der Massenhypothese, es habe sich um ein Pion gehandelt, mit dem zuvor gefundenen $K^\mp \pi^\pm$-Paar zu einer Masse nahe der $D^{\star\mp}$-Masse rekonstruieren lassen, als $\pi_s^\mp$-Kandidaten akzeptiert. Etwa 48% aller akzeptierten $\pi_s^\mp$-Kandidaten sind *short tracks*.

Die restlichen 52% der $\pi_s^\mp$-Kandidaten sind *full tracks*, die aufgrund ihres Impulses und ihres anfänglichen Flugwinkels in der Lage sind, alle Detektoren des HERMES-Spektrometers zu durchlaufen. Bei diesen Spuren liegen genügend *PID*-Informationen vor, um zu entscheiden, ob es sich um ein Hadron oder ein Lepton handelte. Allerdings ist es bei Impulsen unterhalb von 2 GeV problematisch, ein Hadron wirklich zuverlässig als Pion zu identifizieren[2]. Daher wurden alle *full tracks* als $\pi_s^\mp$-Kandidaten akzeptiert, die als Hadronen mit korrekter elektrischer Ladung erkannt werden konnten und die sich zusammen mit dem zuvor gefundenen $K^\mp \pi^\pm$-Paar unter Annahme der Pionen-Masse zu einer invarianten Masse im Bereich der $D^{\star\mp}$-Masse rekonstruieren ließen.

Tabelle 6.1 faßt die für das niederenergetische Pion $\pi_s^\mp$ aus dem $D^{\star +} \longrightarrow D^0 \pi_s^+$–Zerfall verwendeten *Cuts* zusammen. Die *Cuts* für das Kaon-Pion-Paar aus dem D^0-Zerfall sind in Tabelle 5.2 auf Seite 30 aufgeführt.

Betrachtet man die Massendifferenz zwischen dem $K\pi\pi_s$– und dem $K\pi$–System, so erwartet man für echte $D^{\star +} \longrightarrow D^0 \pi_s^+$–Zerfälle eine Häufung im Bereich der Differenz der Buchmassen $m_{D^{\star\pm}} - m_{D^0} = 145.5$ MeV; diese geringe Massendifferenz, die nur wenig oberhalb der Ruhemasse

[2] Mit dem bis 1997 verwendeten Schwellen-Cherenkov-Detektor war eine Pionen-Identifikation erst ab 4.5 GeV möglich. Der ab 1998 eingesetzte RICH-Detektor kann Pionen zwar grundsätzlich ab einem Impuls von 0.5 GeV identifizieren, allerdings ist die Effizienz aufgrund von Schwellen-Effekten bei niedrigen Impulsen zunächst stark eingeschränkt. Eine Kontamination des $\pi_s^\mp$-*Samples* durch andere Hadronen erscheint daher als das kleinere Übel im Vergleich zu dem Verlust an Statistik, den man hinnehmen müßte, wenn man alle nicht positiv identifizierten $\pi_s^\mp$-Kandidaten im Bereich von 0.5 bis 2 GeV verwerfen würde.

Variable	*short tracks*	*full tracks*
Vertex-Position in z-Richtung	-18 cm $\leq z_{Vertex} \leq 18$ cm	-18 cm $\leq z_{Vertex} \leq 18$ cm
transversale Vertex-Position	$t_{Vertex} \leq 0.75$ cm	$t_{Vertex} \leq 0.75$ cm
Gesamtimpuls des *Events*	$P_{total} \leq 27.5$ GeV	$P_{total} \leq 27.5$ GeV
Impuls	< 2 GeV	< 2 GeV
PID	–	$PID_3 + PID_5 <$ -2
Hadronen-Identifizierung	keine	keine
elektrische Ladung	π_s^+ für $D^{\star +}$-Zerfälle π_s^- für $D^{\star -}$-Zerfälle	π_s^+ für $D^{\star +}$-Zerfälle π_s^- für $D^{\star -}$-Zerfälle
Differenz der invarianten Massen $\lvert(m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}) - (m_{D^{\star\pm}} - m_{D^0})\rvert$	≤ 2.06 MeV	≤ 2.06 MeV

Tabelle 6.1: Auswahlkriterien für das niederenergetische Pion $\pi_s^\mp$ aus dem Zerfall $D^{\star +} \longrightarrow D^0\pi_s^+$.

des Pions von $m_{\pi^\pm} = 139.57$ MeV liegt, ist ja gerade die Ursache für den niedrigen Impuls des Pions $\pi_s^\pm$. Unter Berücksichtigung der bei diesem Verfahren erzielten Auflösung von 2.06±0.06 MeV erwartet man also ein Signal im Bereich von 145.5 ± 2.1 MeV.

6.3 Datenqualität

Es wurden die gleichen Anforderungen an die Datenqualität wie bei der D^0–Analyse gestellt; siehe daher Abschnitt 5.2.2 auf Seite 30ff.

6.4 $D^{\star\pm}$-Signale in den Daten von 1997 bis 2000

Bei einer Analyse der Daten aus dem Jahr 1997 gelang es, die in den Analysen [34] und [35] nachgewiesenen $D^{\star\pm}$–Signale zu reproduzieren. Ein Vergleich der *Event*-Nummern zeigte, daß es sich bei der weitaus überwiegenden Zahl dieser Kandidaten in der Tat um die selben *Events* handelte [40]. Man beobachtet ein deutliches $D^{\star -}$–Signal von 12 Kandidaten, jedoch kein nennenswertes $D^{\star +}$–Signal (siehe Abb. 6.2 sowie Tabelle 6.2). Dies entspricht, wie bereits mehrfach erwähnt, völlig den Erwartungen, da die Entstehung von $D^{\star -}$-Mesonen aufgrund der *Associated Charm Production* zusammen mit einem Λ_c^+ im Vergleich zur Produktion von $D^{\star +}$-Mesonen begünstigt sein sollte (siehe Abschnitt 2.6).

Eine entsprechende Analyse der Daten von 2000[3] ergab die in Abbildung 6.3 dargestellten $D^{\star\pm}$–Signale. Hier wurden nunmehr fast gleich viele Kandidaten für $D^{\star -}$- und für $D^{\star +}$-Zerfälle gefunden. Dies ist überraschend, da in früheren Analysen ([34], [35]) gerade der deutliche Unterschied zwischen der Anzahl der $D^{\star +}$- und $D^{\star -}$-Kandidaten als Hinweis darauf gedeutet wurde, daß es sich tatsächlich um das gesuchte Signal handelte. Allerdings ist es bei derart geringer Statistik problematisch, eine definitive Aussage zu machen.

Es spricht für die Konsistenz der hier beschriebenen Analyse der Daten von 1997 und 2000, daß die insgesamt gefundene Anzahl von $D^{\star\pm}$-Kandidaten in 1997 (16) und 2000 (15) nahezu gleich ist – alles andere wäre in Anbetracht der vergleichbaren effektiven Luminosität (vgl. Tabelle 5.4) nur schwer verständlich.

Um eine Vorstellung vom Verlauf des kombinatorischen *Backgrounds* zu bekommen, wurden zwei verschiedene Ansätze verfolgt:

- ***Sideband*-Methode**

  Eine Möglichkeit zur Abschätzung des kombinatorischen *Backgrounds* besteht darin, das Verhalten der Massendifferenz $\Delta m = m_{K^\pm\pi^\mp\pi_s^\mp} - m_{K^\pm\pi^\mp}$ zu untersuchen, wenn man $m_{K^\pm\pi^\mp\pi_s^\mp}$ und $m_{K^\pm\pi^\mp}$ gewissermaßen aus der Signalregion „herausschiebt". In diesen „Seitenbändern" erwartet man ausschließlich *Background*. Da die Signalregion bei der $D^{\star\pm}$-Suche dadurch festgelegt ist, daß man nur Kandidaten zuläßt, bei denen die Masse des rekonstruierten $K\pi$-Systems $m_{K^\pm\pi^\mp}$ im Bereich von $\pm 2\sigma = \pm 28$ MeV um die D^0-Buchmasse m_{D^0} liegt, wurde als „linkes *Sideband*" der ebenfalls 4σ breite, links daran angrenzende Bereich $m_{D^0} - 6\sigma \leq m_{K^\pm\pi^\mp} \leq m_{D^0} - 2\sigma$ gewählt. Der Verlauf des so ermittelten *Background-Samples* ist in den Histogrammen (a) und (b) in Abb. 6.2 bzw. Abb. 6.3 gestrichelt eingezeichnet. Ganz

[3] Für das Jahr 2000 wurde – analog zur zuvor beschriebenen D^0-Analyse – die *Runs* 00000 bis 20000 der 00B1 μDST-Datenproduktion verwendet.

Jahr		Anzahl der $D^{\star +}$– bzw. $D^{\star -}$–Kandidaten	*Background* linkes *Sideband*	*Background* rechtes *Sideband*	normalis. Verteilung der falschen Ladungskomb.
1997	$D^{\star -}$	12 ± 3.5 Kandidaten	5 ± 2.2 *Events*	4 ± 2 *Events*	2.5 ± 1.6 *Events*
	$D^{\star +}$	4 ± 2 Kandidaten	0 ± 0 *Events*	1 ± 1 *Event*	1 ± 1 *Event*
2000	$D^{\star -}$	8 ± 2.8 Kandidaten	4 ± 2 *Events*	3 ± 1.7 *Events*	2 ± 1.4 *Events*
	$D^{\star +}$	7 ± 2.6 Kandidaten	5 ± 2.2 *Events*	3 ± 1.7 *Events*	1.5 ± 1.2 *Events*

Tabelle 6.2: Anzahl der $D^{\star\pm}$-Kandidaten in den Daten der Jahre 1997 und 2000 sowie verschiedene *Background*-Abschätzungen. (Siehe hierzu auch Abb. 6.2, 6.3). Die Unsicherheiten beziehen sich auf den statistischen Fehler. Nicht ganzzahlige Ereignisanzahlen im Fall der *Background*abschätzung mit Hilfe der falschen Ladungskombinationen sind eine Folge der Normalisierung. Man sieht, daß die verschiedenen *Background*modelle im Rahmen ihrer statistischen Unsicherheiten konsistente Ergebnisse liefern.

entsprechend zeigen die Histogramme (c) und (d) den Verlauf des rechts an den Signalbereich angrenzenden *Sidebands*, das aus dem Bereich $m_{D^0} + 2\sigma \leq m_{K^\pm\pi^\mp} \leq m_{D^0} + 6\sigma$ gewonnen wurde.

- **Falsche Ladungskombinationen**

  Ein anderer Ansatz, den kombinatorischen *Background* abzuschätzen, basiert auf der einleuchtenden Annahme, daß sich unkorrelierte Kaon-Pion-Paare unabhängig von ihrer elektrischen Ladung qualitativ gleich verhalten sollten. Man betrachtet also die Verteilung, die sich aus „falschen“ Ladungskombinationen, die nicht von einem $D^{\star\pm}$-Zerfall stammen können, ergibt. Hierfür wurden alle Kombinationen der Form $K^\pm\pi^\pm\pi_s^\mp$ zugelassen. Die auf diese Weise ermittelte Verteilung wurde auf das Niveau der „richtigen“ Ladungskombinationen normalisiert, indem die Spektren der invarianten Massen des $K\pi$-Systems aufeinandergeschoben wurden. Man erhält dann den in den Histogrammen (e) und (f) in Abb. 6.2 bzw. Abb. 6.3 gestrichelt eingezeichneten Verlauf.

Wie Tabelle 6.2 zeigt, liefern diese beiden völlig unterschiedlichen Background-Abschätzungen im Rahmen ihrer statistischen Unsicherheiten konsistente Ergebnisse. Tendenziell sagt die *Sideband*-Methode ein höheres *Background*-Niveau voraus.

Vergleicht man dies mit den in den Analysen [34] und [35] verwendeten *Background*-Abschätzungen, so stellt man fest, daß die dort verwendeten *Background*annahmen ganz am unteren Ende des Spielraums liegen, den die in dieser Arbeit ermittelten Werte zulassen. (Siehe hierzu Abb. 4.1 auf Seite 19 und Abb. 4.2 auf Seite 20.) Die in [34] und [35] für die *Background*-Abschätzung verwendeten *Sidebands* scheinen aus der Sicht dieser Analyse nicht wirklich repräsentativ ausgewählt zu sein.

Auch das in dieser Analyse in den Daten von 1997 gefundene $D^{\star -}$–Signal läßt einen Nachweis eines $\overline{D^0}$-*Peaks* im Spektrum der invarianten Masse kaum erwarten: bei nur sieben oder acht „echten“ $D^{\star -}$-Zerfällen würde man auch nur etwa 90 bis 100 $\overline{D^0}$-Zerfälle erwarten. (Siehe auch Abschnitt 5.3.) Im $\pm 1\sigma$-Intervall lägen hiervon dann etwa 65 $\overline{D^0}$-Zerfälle. Ein solches Signal hätte bei der Höhe des *Backgrounds* in den Daten von 1997 eine Signifikanz von kaum mehr als 2 und es erscheint als unwahrscheinlich, daß es gelingt, dieses Signal sauber nachzuweisen.

Eine Analyse des gesamten verfügbaren Datenbestandes von 1997, 1998, 1999 und 2000[4], der einer effektiven integrierten Luminosität von 478 pb^{-1} entspricht, ergab die in Abbildung 6.4 gezeigten Verteilungen. Man findet 22 $D^{\star -}$–Kandidaten und 13 $D^{\star +}$–Kandidaten. In den Diagrammen (a) und (b) wurde der *Background* wiederum durch das links an die Signalregion angrenzende *Sideband*, in (c) und (d) durch das rechts an die Signalregion angrenzende *Sideband* abgeschätzt. Die in (e) und (f) eingezeichneten *Background*abschätzungen wurden durch Interpolation der beiden *Sidebands* ermittelt ($\frac{1}{2}\times$(linkes *Sideband* + rechtes *Sideband*)).

[4]Von den Daten des Jahres 2000 wurden die *Runs* 00000 bis 20000 in die Analyse einbezogen, was 2/3 des gesamten Datenumfangs dieses Jahres entspricht. Die volle Datenproduktion stand zum Zeitpunkt der Analyse noch nicht zur Verfügung.

	Anzahl der Kandidaten	*Background* (*Sidebands* interpoliert)
$D^{\star -}$	22 ± 4.7 Kandidaten	10 ± 3.2 *Events*
$D^{\star +}$	13 ± 3.6 Kandidaten	7.5 ± 2.7 *Events*

Tabelle 6.3: Anzahl der $D^{\star\pm}$-Kandidaten in den Daten von 1997, 1998, 1999 und 2000, was einer effektiven integrierten Luminosität von 478 pb^{-1} entspricht. Siehe auch Abbildung 6.4 (e) und (f).

Auf der Basis der bisher vorhandenen HERMES-Daten (1997 bis 2000) kann aufgrund der sehr geringen Statistik für $D^{\star\pm}$-Kandidaten die Frage der Existenz eines $D^{\star -}$–Signals nicht klar entschieden werden.

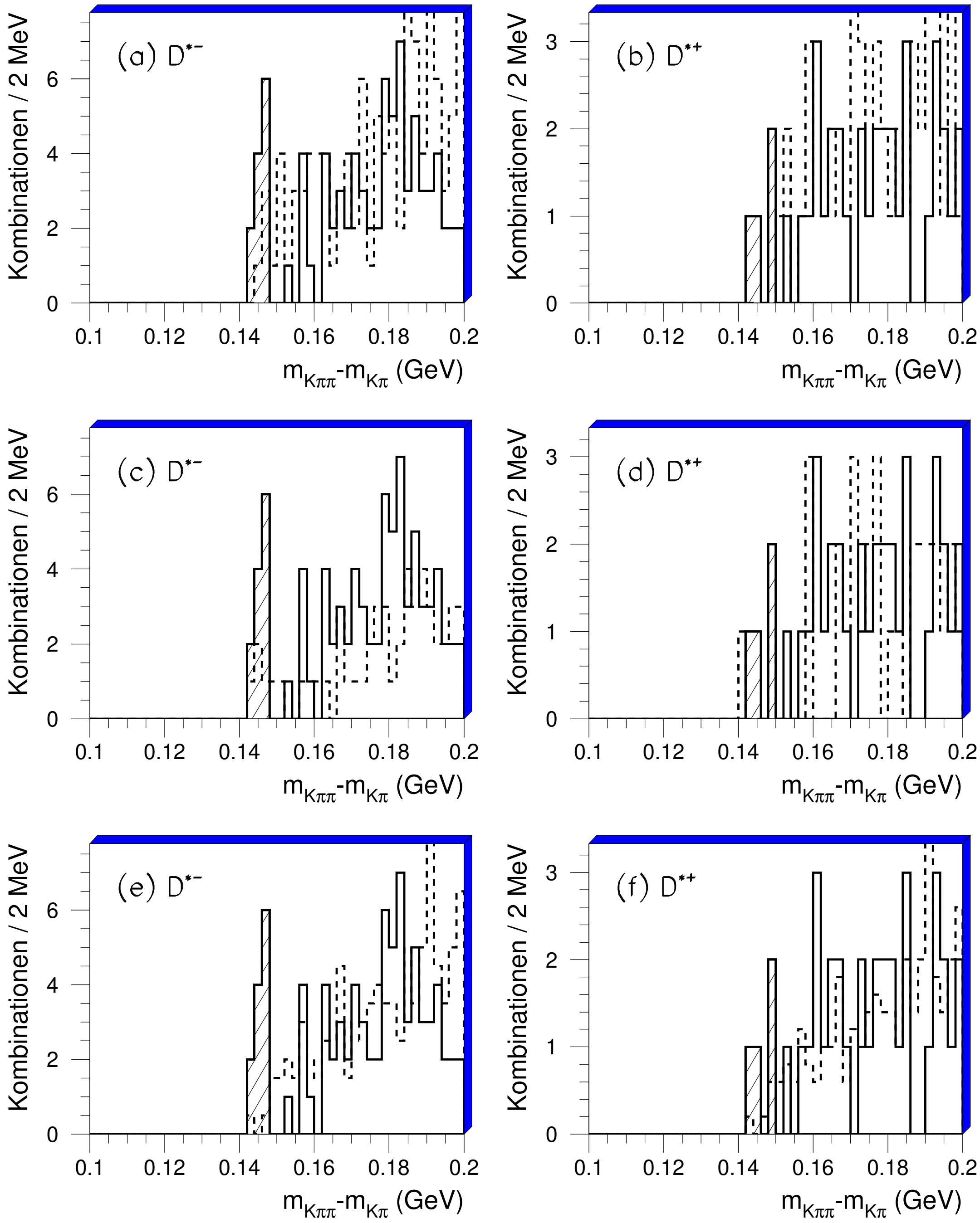


Abbildung 6.2: $D^{\star\pm}$–Signale (durchgezogene Histogramme) in den Daten von 1997 im Vergleich zu verschiedenen *Background*-Annahmen (gestrichelte Histogramme). Die Kandidaten für $D^{\star}$–Zerfälle liegen zwischen 0.14 und 0.15 GeV und sind schraffiert eingezeichnet. Die *Background*-Verteilungen wurden wie folgt bestimmt: (a) und (b): linkes *Sideband*; (c) und (d): rechtes *Sideband*; (e) und (f): falsche Ladungskombinationen $K^{\pm}\pi^{\pm}\pi_s^{\mp}$, normalisiert auf das Niveau der richtigen Ladungskombinationen.

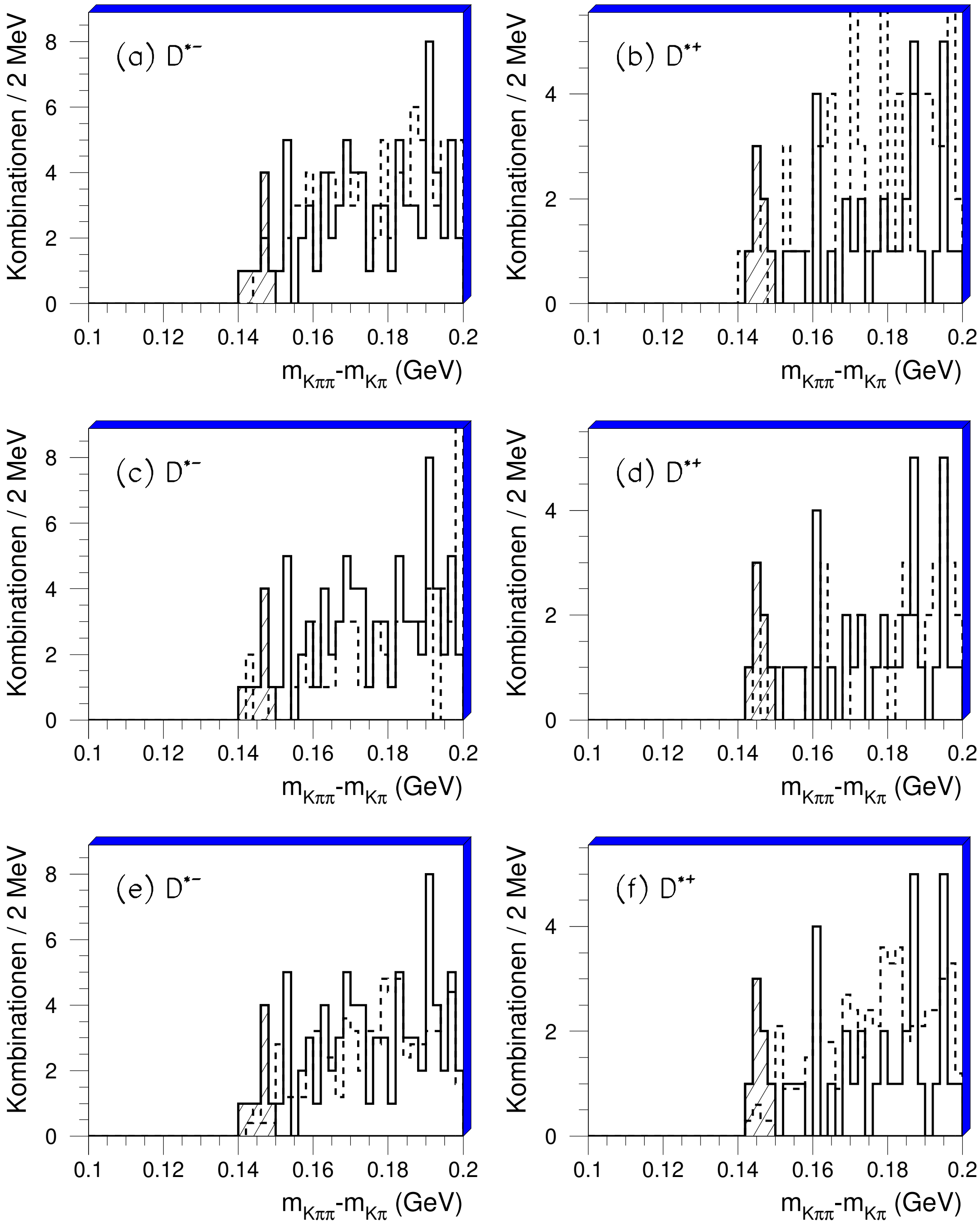


Abbildung 6.3: $D^{\star\pm}$–Signale (durchgezogene Histogramme) in den Daten von 2000 im Vergleich zu verschiedenen *Background*-Annahmen (gestrichelte Histogramme). Die Kandidaten für $D^\star$–Zerfälle liegen zwischen 0.14 und 0.15 GeV und sind schraffiert eingezeichnet. Die *Background*-Verteilungen wurden wie folgt bestimmt: (a) und (b): linkes *Sideband*; (c) und (d): rechtes *Sideband*; (e) und (f): falsche Ladungskombinationen $K^\pm\pi^\pm\pi_s^\mp$, normalisiert auf das Niveau der richtigen Ladungskombinationen.

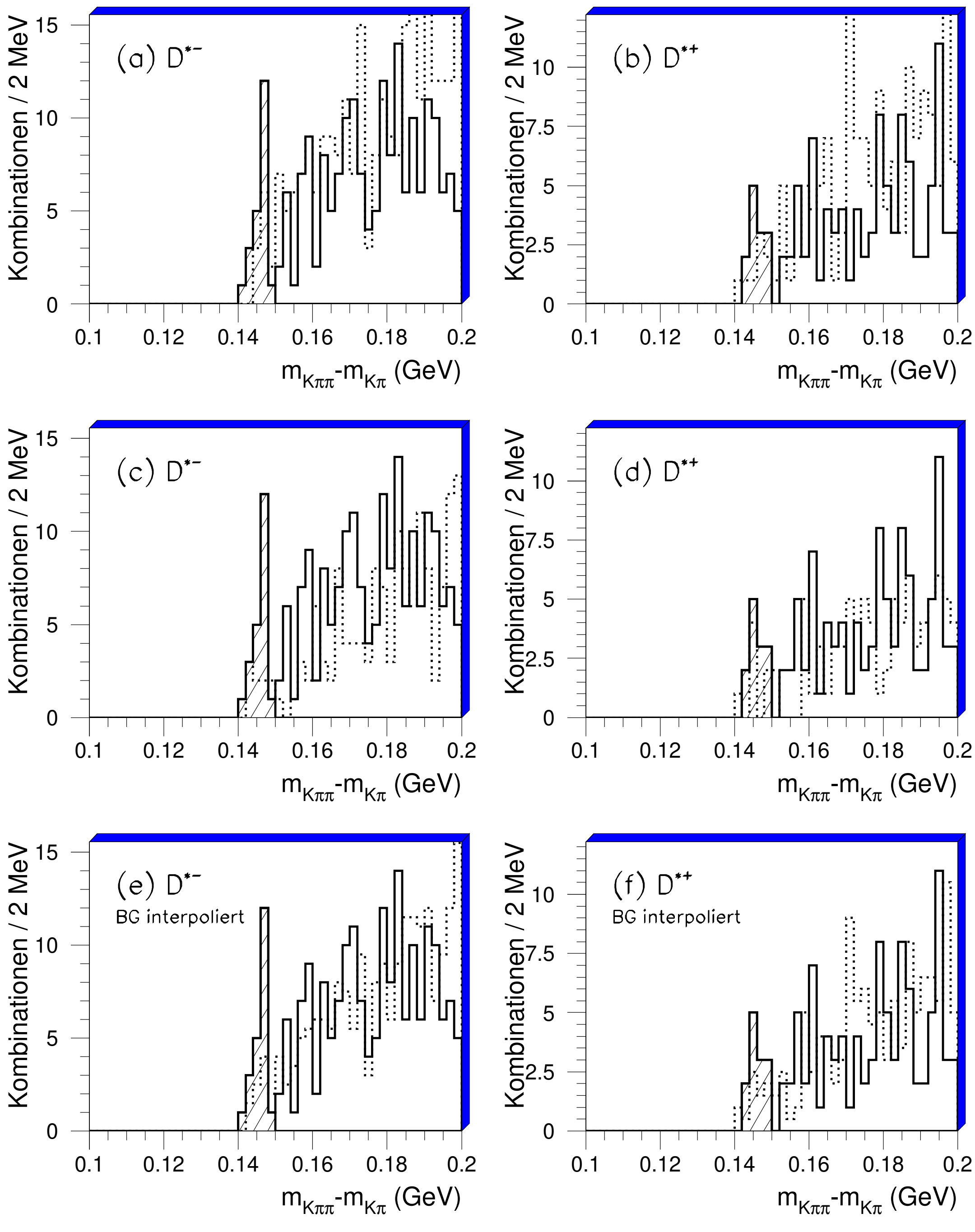


Abbildung 6.4: $D^{\star\pm}$–Signale (durchgezogene Histogramme) in den gesamten HERMES-Daten der Jahre 1997, 1998, 1999 und 2000 im Vergleich zu verschiedenen *Background*-Annahmen (gestrichelte Histogramme). Die Kandidaten für $D^{\star}$–Zerfälle liegen zwischen 0.14 und 0.15 GeV und sind schraffiert eingezeichnet. Die *Background*-Verteilungen wurden wie folgt bestimmt: (a) und (b): linkes *Sideband*; (c) und (d): rechtes *Sideband*; (e) und (f): linkes und rechtes *Sideband* interpoliert ($\frac{1}{2}\times$(linkes *Sideband* + rechtes *Sideband*)).

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde untersucht, ob sich in den von HERMES in den Jahren 1997 bis 2000 genommenen Daten D-Mesonen-Zerfälle nachweisen lassen. Hierfür wurden die Zerfallskanäle $D^0 \to K^-\pi^+$ und $D^{\star +} \to D^0\pi_s^+ \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$ sowie die ladungskonjugierten Zerfälle der jeweiligen Antiteilchen analysiert.

Ein Nachweis von D^0 / $\overline{D^0}$–Zerfällen als Häufung im Spektrum der invarianten Masse nahe der D^0-Buchmasse war aufgrund des hohen kombinatorischen *Backgrounds* nicht möglich. Dies widerlegt eine 1997 gemachte Abschätzung [33], nach der bei einer integrierten Luminosität von 80 pb^{-1} ein $\overline{D^0} \to K^-\pi^+$–Signal mit einer Signifikanz von 4.3σ nachweisbar sein sollte; selbst bei der in dieser Arbeit analysierten Luminosität von 478 pb^{-1} konnten keine Hinweise für $\overline{D^0} \to K^-\pi^+$–Zerfälle gefunden werden. Die Hauptursache für diese Diskrepanz besteht darin, daß in [33] der *Background* um etwa eine Größenordnung unterschätzt wurde.

Hingegen war die Rekonstruktion eines $D^{\star\pm}$–Signals mittels *Tagging* durch ein niederenergetisches Pion π_s möglich. In den Daten von 1997 bis 2000[1] konnten folgende Signale nachgewiesen werden:

	Anzahl der Kandidaten	*Background* (*Sidebands* interpoliert)
$D^{\star -}$	22 ± 4.7 Kandidaten	10 ± 3.2 *Events*
$D^{\star +}$	13 ± 3.6 Kandidaten	7.5 ± 2.7 *Events*

Im Vergleich zu den beiden vorhergehenden Analysen [34] und [35] legen die Ergebnisse dieser Arbeit ein um etwa den Faktor 2 höheres *Background*-Niveau nahe. Daher dürfte aus der Sicht der hier beschriebenen Analyse der in [35] abgeleitete *open charm*–Wirkungsquerschnitt um mindestens 20% überschätzt sein.

Weiterhin zeigte eine getrennte Analyse der Daten von 1997 und 2000, daß 1997 eine stark unterschiedliche Anzahl von $D^{\star +}$- und $D^{\star -}$-Kandidaten beobachtet wird, während man in den Daten von 2000 etwa gleich viele $D^{\star +}$- wie $D^{\star -}$-Kandidaten findet. Beide Daten sind innerhalb des einfachen statistischen Fehlers miteinander verträglich, jedoch würde man aufgrund der *Associated Charm Production* einen Überschuß an $D^{\star -}$-Mesonen erwarten.

Aufgrund der äußerst geringen Ereignisraten für *open charm*–Zerfälle bei HERMES erscheint das mit dem Nachweis solcher Ereignisse primär verfolgte Ziel — die Bestimmung von $\Delta G/G$ durch die Messung einer Doppelspinasymmetrie in der Charm-Leptoproduktion — zumindest mittels der in dieser Arbeit untersuchten Zerfallskanäle kaum erreichbar zu sein.

Nachtrag: Als nach Abschluß der in Kapitel 5 beschriebenen $D^0 \to K\pi$–Analyse die vollständige B-Produktion der im Jahr 2000 genommenen Daten verfügbar war, wurde nochmals nach einem D^0 / $\overline{D^0}$-Signal im $K^\mp\pi^\pm$–Massenspektrum gesucht. Auch hierbei konnte kein Peak in der Nähe der D^0-Masse gefunden werden. Siehe hierzu Anhang B.

[1] Zum Zeitpunkt dieser Analyse standen erst etwa 2/3 der Daten des Jahres 2000 für die Analyse zur Verfügung

Anhang A

Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Unter der Annahme, daß bei einem tiefunelastischen Streuprozeß (Abb. 2.1 auf Seite 4) nur ein einzelnes virtuelles Photon ausgetauscht wird, kann der differenzielle Wirkungsquerschnitt für den Nachweis des gestreuten Elektrons im Raumwinkel $\mathrm{d}\Omega$ und im Energieintervall $[E', E' + \mathrm{d}E']$ folgendermaßen mittels des leptonischen Tensors $L_{\mu\nu}$ und des hadronischen Tensors $W^{\mu\nu}$ ausgedrückt werden:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}E'} = \frac{\alpha^2}{M\,Q^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \tag{A.1}$$

Hierbei steht α für die elektromagnetische Kopplungskonstante, M ist die Ruhemasse des Nukleons. Die in der vierten Potenz auftretende Größe Q bezeichnet die invariante Masse des virtuellen Photons: der mittels des virtuellen Photons vom Elektron auf das Nukleon übertragene Viererimpuls q^μ ergibt sich aus der Differenz der Viererimpulsvektoren des Elektrons vor und nach der Streuung,

$$q^\mu = k^\mu - k'^\mu \tag{A.2}$$

Das Quadrat der Masse des virtuellen Photons ergibt die relativistische Invariante

$$Q^2 \equiv -q^2 = -q_\mu q^\mu \tag{A.3}$$

Sind die Energien E, E' des Elektrons vor und nach der Streuung viel größer als seine Ruhemasse, so kann Q^2 durch die im Laborsystem meßbaren Größen E, E' und den Streuwinkel θ wie folgt ausgedrückt werden:

$$Q^2 \overset{Lab.}{=} 4EE'\sin^2\frac{\theta}{2} \tag{A.4}$$

Während der leptonische Tensor $L_{\mu\nu}$ in Gleichung (A.1) mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) aufgrund der punktartigen Struktur der Leptonen exakt berechnet werden kann, ist dies für den hadronischen Tensor $W^{\mu\nu}$ in der Quantenchromodynamik (QCD) nicht möglich, da man nicht genug über die innere Struktur der Hadronen weiß. Daher parametrisiert man den hadronischen Tensor durch die empirisch bestimmbaren Strukturfunktionen F_1, F_2, g_1 und g_2.

Der hadronische Tensor kann in zwei Teile aufgespalten werden, von denen sich einer symmetrisch unter Paritätstransformationen verhält, der andere hingegen antisymmetrisch[1],

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^{\text{sym.}} + iW_{\mu\nu}^{\text{antisym.}} \tag{A.5}$$

Der symmetrische Anteil des hadronischen Tensors, $W_{\mu\nu}^{\text{sym.}}$, ist spinunabhängig und wird durch die beiden dimensionslosen und skalaren „unpolarisierten" Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ parametrisiert. Hierbei steht x für die BJØRKEN-Skalenvariable,

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2} \tag{A.6}$$

die – anschaulich ausgedrückt – der Bruchteil des Impulses ist, den ein Quark vom Gesamtimpuls des Nukleons trägt[2]. (Zur Definition von ν und W^2 siehe Tabelle 2.1 auf Seite 5.)

[1]Dies gilt analog auch für den leptonischen Tensor: $L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^{\text{sym.}} + iL_{\mu\nu}^{\text{antisym.}}$

[2]Die BJØRKEN-Skalenvariable x ist zugleich auch ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses. Bei einer vollkommen elastischen Streuung, bei der im Endzustand das gleiche Hadron wie im Anfangszustand vorliegt ($W^2 = M^2$), erhält man $x = 1$. Bei unelastischen Streuprozessen, bei denen die Masse der Hadronen im Endzustand größer als die Masse des Nukleons im Anfangszustand ist ($W^2 > M^2$), liegt x im Bereich $0 < x < 1$.

Die unpolarisierten Strukturfunktionen parametrisieren die Abweichung des im Experiment beobachteten Wirkungsquerschnitts vom MOTT-Wirkungsquerschnitt, der die Streuung eines relativistischen Spin-1/2-Teilchens an einem punktförmigen Zentralpotential beschreibt [9].

In dem von FEYNMAN [10] und BJØRKEN [11] Anfang der 1970er Jahre formulierten Quark-Parton-Modell (QPM) wurde vorhergesagt, daß die Strukturfunktionen im Bereich der tiefunelastischen Streuung nicht mehr von Q^2 abhängen sollten, daß also

$$F_1(x,Q^2) \stackrel{\nu,Q^2\to\infty}{=} F_1(x) \tag{A.7}$$

$$F_2(x,Q^2) \stackrel{\nu,Q^2\to\infty}{=} F_2(x) \tag{A.8}$$

gelten sollte. Man bezeichnet diesen Effekt als Skalierungs-Verhalten („*scaling*“). Außerdem sagt das QPM voraus, daß zwischen den Strukturfunktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ die Beziehung $2xF_1(x) = F_2(x)$, die sogenannte CALLAN-GROSS-Beziehung, gelten soll, was experimentell gut bestätigt werden konnte.

Nachdem erste Messungen das Skalierungs-Verhalten nachgewiesen hatten, zeigten jedoch genauere Messungen [12], daß dennoch eine leichte Abhängigkeit der Strukturfunktionen F_1 und F_2 von Q^2 beobachtet werden kann (Abb. A.2), was der Vorhersage des QPMs widerspricht. Diese Abweichung von der Vorhersage des QPMs kommt dadurch zustande, daß im QPM angenommen wird, daß die Partonen untereinander nicht wechselwirken. Die Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktionen ist eine Folge der Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von Gluonen und der Wechselwirkung der Gluonen untereinander [13]. In *next to leading order (NLO) QCD* treten drei derartige Prozesse in Erscheinung: (i) Ein Quark kann ein Gluon abstrahlen, wodurch es an Impuls verliert. Im Endzustand liegen dann ein Quark mit niedrigerem Impuls und ein Gluon vor. (ii) Ein Gluon kann sich in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar umwandeln. Durch solche Prozesse werden die virtuellen See-Quarks erzeugt. (iii) Ein Gluon kann sich in ein Gluonen-Paar aufspalten. (Siehe Abb. A.1.)

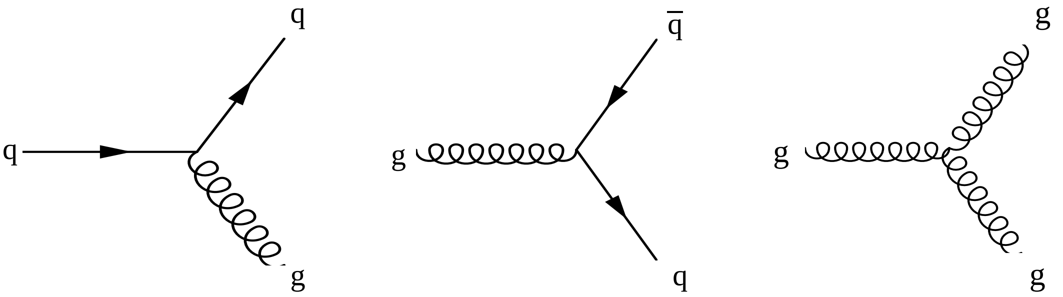


Abbildung A.1: In *next to leading order (NLO) QCD* verursachen die hier dargestellten Prozesse eine Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktionen: (i) ein Quark strahlt ein Gluon ab (links); (ii) ein Gluon konvertiert in ein Quark-Antiquark-Paar (mitte), (iii) ein Gluon wandelt sich in ein Gluonen-Paar um (rechts). [16]

Obgleich die Theorie der Quantenchromodynamik all diese Effekte erfaßt, können sie bislang noch nicht exakt berechnet werden.

Ganz analog zur Parametrisierung des symmetrischen Anteils des hadronischen Tensors $W_{\mu\nu}^{\text{sym.}}$ kann auch der antisymmetrische Anteil $W_{\mu\nu}^{\text{antisym.}}$ von (A.5) durch zwei empirisch ermittelbare Strukturfunktionen $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ beschrieben werden. Diese Strukturfunktionen beschreiben die Spin-Struktur des Hadrons. Zur Bestimmung der spinabhängigen Strukturfunktionen mißt man den Unterschied der Wirkungsquerschnitte zwischen paralleler ($\rightrightarrows$) und antiparalleler ($\rightleftarrows$) Orientierung der Spins von Elektronenstrahl und *Target* [9].

Genau wie die spinunabhängigen Strukturfunktionen F_1 und F_2 sollten auch g_1 und g_2 im Bereich der tiefunelastischen Streuung nach dem QPM keine Q^2-Abhängigkeit zeigen. Aufgrund der von der QCD vorhergesagten Wechselwirkungen der Gluonen (Abb. A.1) erwartet man jedoch auch bei g_1 und g_2 eine gewisse Q^2-Abhängigkeit. Eine präzise Vermessung solcher Abweichungen vom Skalierungs-Verhalten kann einen Ansatzpunkt zur Bestimmung des Beitrags ΔG der Gluonen zum Spin des Nukleons liefern.

Abbildung A.3 zeigt den Verlauf der Strukturfunktion g_1^p des Protons für verschiedene Werte von x. Die von HERMES bei kleinen Werten von x gemessenen Werte für g_1^p deuten auf Abweichungen vom Skalierungs-Verhalten hin. Allerdings decken die weltweit bisher verfügbaren Messungen von g_1^p noch nicht einen x- und Q^2-Bereich ab, der für eine exakte Bestimmung von ΔG ausreichend wäre.

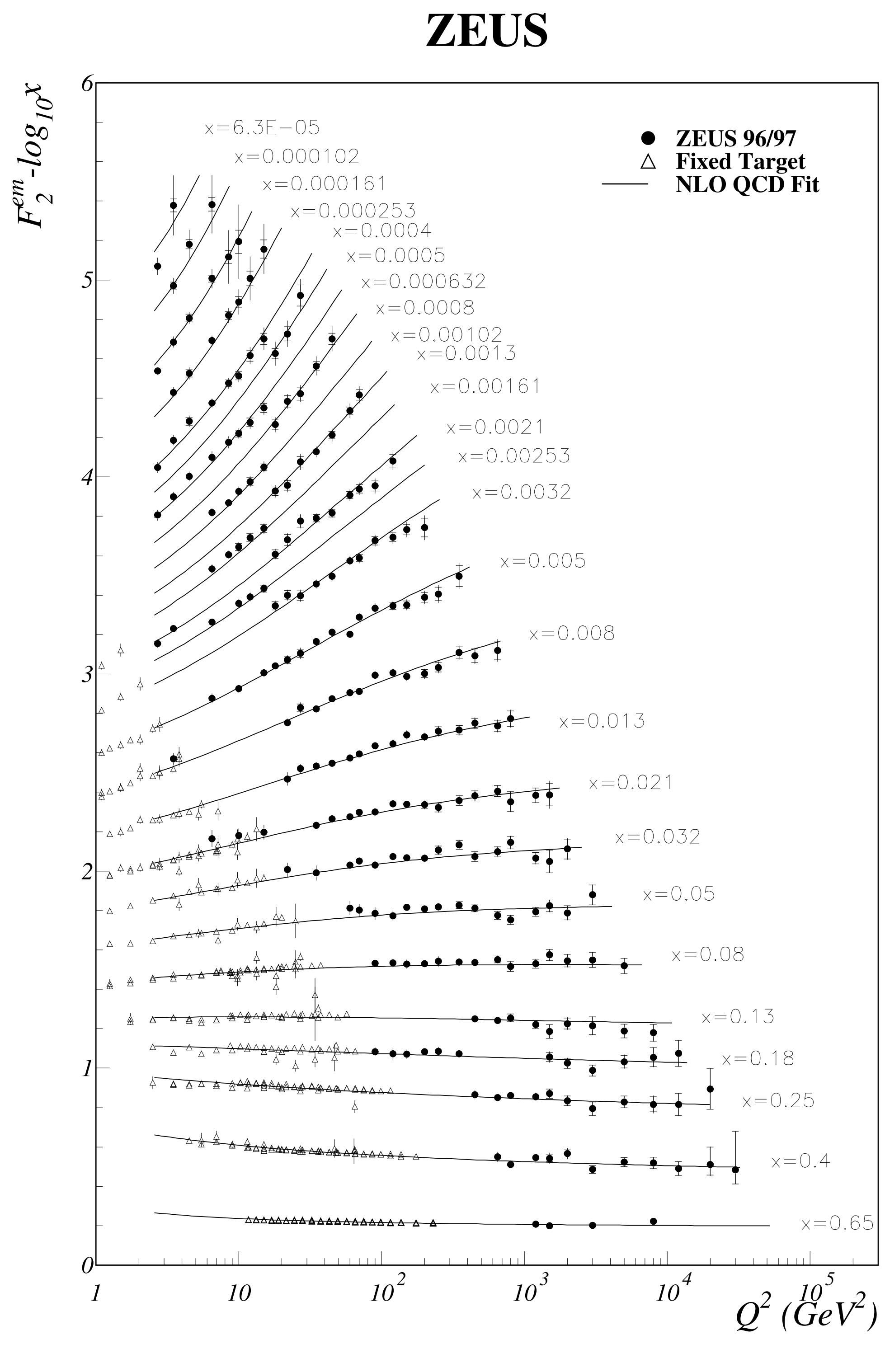


Abbildung A.2: Die Strukturfunktion F_2 des Protons (gemessen in elektromagnetischen (em) Wechselwirkungen) in Abhängigkeit von Q^2 für verschiedene Werte der BJØRKEN-Skalenvariablen x. Mit abnehmendem x erkennt man eine immer stärkere Abhängigkeit der Strukturfunktion von Q^2 (*„scaling violation“*). [14]

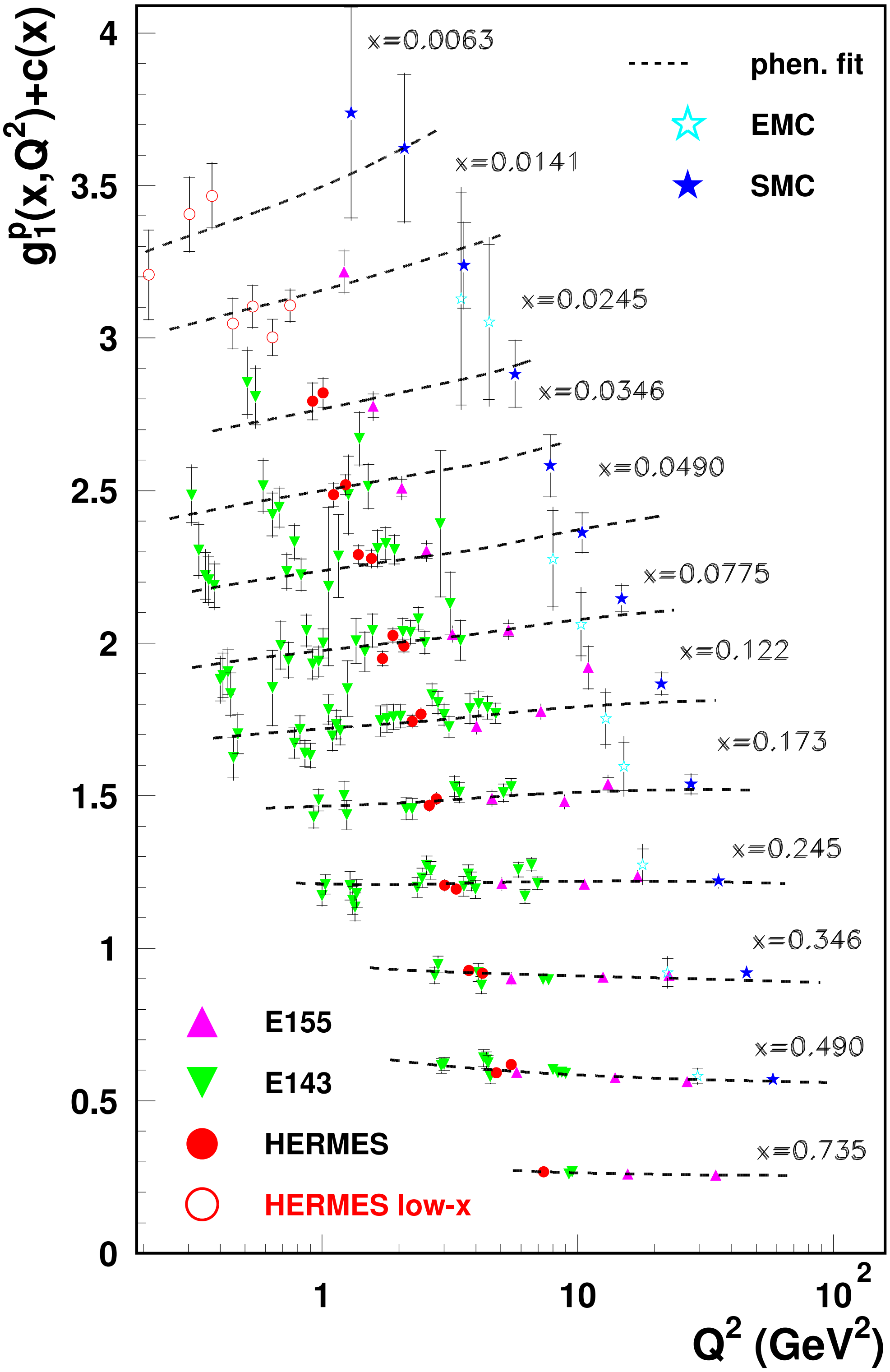


Abbildung A.3: Die Strukturfunktion g_1^p des Protons in Abhängigkeit von Q^2 für verschiedene Werte der BJØRKEN-Skalenvariablen x. Bei kleinen x-Werten erkennt man Anzeichen für *„scaling violations"*. Diese Abbildung ist aus [15] entnommen.

Anhang B

Analyse der vollständigen 00B1-Datenproduktion

Als die in Kapitel 5 beschriebene $D^0 \rightarrow K\pi$–Analyse durchgeführt wurde, stand noch nicht die vollständige B-Datenproduktion der im Jahr 2000 genommenen Daten (00B1) zur Verfügung. Um auszuschließen, daß durch den geringeren statistischen Umfang ein $D^0 \rightarrow K\pi$–Signal im Massenspektrum übersehen wurde, wurde nachträglich nochmals die vollständige 00B1-Datenproduktion analysiert. Die Diagramme in Abbildung B.1 zeigen die hierbei gefundenen Spektren. Der statistische Umfang der analysierten Daten ist in Tabelle B.1 aufgeführt.

Auch bei der Analyse des vollständigen 00B1-Datenbestandes findet man keine Anzeichen für eine Häufung im Massenspektrum nahe der D^0-Buchmasse. Der zunächst in der 00A0-Datenproduktion beobachtete *Peak* knapp unterhalb der D^0-Buchmasse (siehe Abbildung B.1 rechts) konnte auch in der vollständigen 00B1-Produktion nicht mehr reproduziert werden und muß daher als statistische Fluktuation angesehen werden. Dies ist konsistent damit, daß auch in keinem der anderen analysierten Datenbestände Anzeichen für ein $D^0 \rightarrow K\pi$–Signal im Massenspektrum nachgewiesen werden konnten.

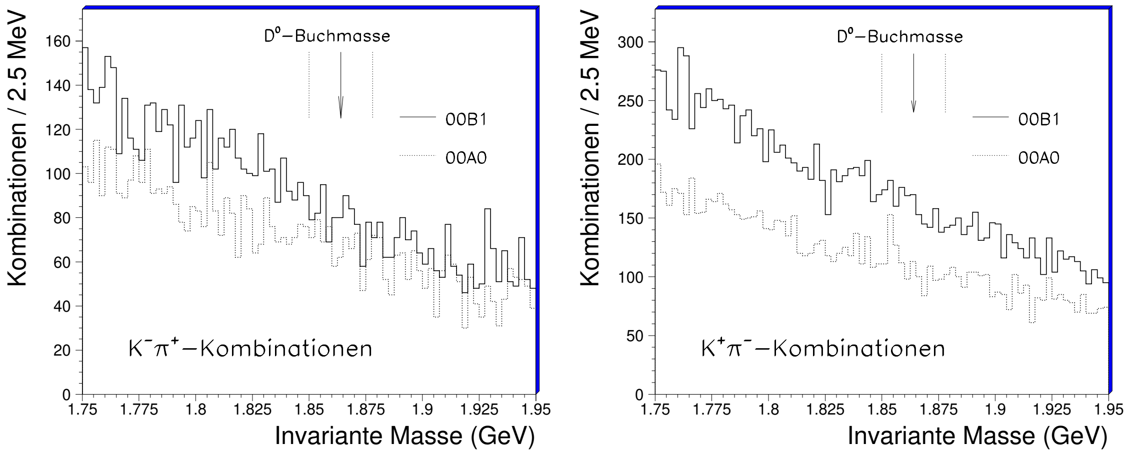


Abbildung B.1: Spektrum der invarianten Massen für D^0-Kandidaten (linkes Diagramm) und $\overline{D^0}$-Kandidaten (rechtes Diagramm) in der vollständigen 00B1-Datenproduktion. Zum Vergleich wurde die in der 00A0-Produktion beobachtete Verteilung gestrichelt eingezeichnet. Das unterschiedliche Niveau der Verteilungen ist dadurch bedingt, daß aufgrund der besseren Rekonstruktionseffizienz in der 00B1-Produktion mehr Ereignisse gefunden wurden. Der Pfeil markiert die D^0-Buchmasse $m_{D^0} = 1.8645$ GeV. Die beiden Linien links und rechts des Pfeils umgrenzen die 1σ-Breite des Monte-Carlo-D^0-*Peaks* von ± 14 MeV.

μDST-Daten-Produktion	Anzahl der *DIS-Events*	integrierte Luminosität	**effektive integrierte Luminosität**
00B1 polarisiert	8.0 Millionen	176 pb^{-1}	**176 $\mathbf{pb}^{-1}$**
00B1 unpolarisiert	14.6 Millionen	321 pb^{-1}	**100 $\mathbf{pb}^{-1}$**
00B1 insgesamt	22.6 Millionen	497 pb^{-1}	**276 $\mathbf{pb}^{-1}$**

Tabelle B.1: Statistischer Umfang der vollständigen 00B1-Datenproduktion. In der letzten Spalte ist die effektive integrierte Luminosität für die in dieser Analyse untersuchten *Open Charm Events* aufgeführt. Hierdurch wird berücksichtigt, daß aufgrund veränderter Triggereinstellungen der Anteil der nachweisbaren Kandidaten für hadronische D-Mesonen-Zerfälle in den Daten, die mit unpolarisiertem *Target* und erhöhter *Target*dichte genommen wurden, geringer ist.

Literaturverzeichnis

[1] B. W. Filippone and Xiangdong Ji, *The Spin Structure of the Nucleon*, hep-ph/0101224, 19. Januar 2001

[2] COMPASS Collaboration, Proposal, *Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*, CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P 291

[3] STAR Collaboration, S. E. Vigdor et al., hep-ex/9905034, 1999

[4] BNL-PROPOSAL-R5, August 1992

[5] V. Ghazikhanian et al., *Proposal to Measure the Gluon Spin Distribution using Open Charm Photoproduction*, SLAC-PROPOSAL, Sept. 8, 2000

[6] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Measurement of $D^\star$ meson cross sections at HERA and determination of the gluon density in the proton using NLO QCD*, Nucl. Phys. B545, 21-44 (1999)

[7] European Muon Collaboration, J. Ashman et al., Phys. Lett. B206, 364 (1998); Nucl. Phys. B328, 1 (1989)

[8] K. Rith und A. Schäfer, *Der geheimnisvolle Spin des Nukleons*, Spektrum der Wissenschaft 9/1999, S. 28ff.

[9] M. Beckmann, *Extraction of Polarised Quark Distributions of the Nucleon from Deep Inelastic Scattering at the HERMES Experiment*, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Br., Mai 2000, DESY Thesis 2000-029

[10] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, W. A. Benjamin, New York, 1972

[11] J. D. Bjørken and E. A. Paschos, *Inelastic electron-proton and γ-proton scattering and the structure of the nucleon*, Phys. Rev. 185, 1975 (1969)

[12] New Muon Collaboration, M. Arneodo et al., *Measurement of the proton and the deuteron structure functions, F_2^p and F_2^d, and of the ration σ_L/σ_T*, Nucl. Phys. B483, 3 (1997)

[13] A. Gute, *Messung der polarisierten Strukturfunktion g_1^p des Protons im HERMES-Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1999, DESY Thesis 1999-017

[14] Zeus Collaboration, http://www-zeus.desy.de/physics/sfew/PUBLIC/sfew_results/published/f2-9697/Plots_v7.0/index.html

[15] U. Stößlein, Vortrag bei Spin 2000, Osaka

[16] J. W. Martin, *Measurement of the Spin Asymmetry $A_{||}$ in the Photoproduction of High-p_T Hadron Pairs*, PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, February 2000

[17] HERMES Collaboration, A. Airpetian et al., *Measurement of the Spin Asymmetry in the Photoproduction of Pairs of High-p_T Hadrons at HERMES*, Physical Review Letters, Volume 84, Number 12, 2584 (20. March 2000)

[18] Particle Data Group, D. E. Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15, 1 (2000)

[19] Persönliche Mitteilung von A. Tkabladze

[20] G. Japaridze, W.-D. Nowak, A. Tkabladze, *Color Octet Contribution to J/ψ Photoproduction Asymmetries*, Phys.Rev.D62:034022, 2000, hep-ph/9908336

[21] G. Ingelman and M. Thunman, *Signals for Intrinsic Charm in High Energy Interactions*, TSL/ISV-96-0137, hep-ph/9604289, April 1996 (siehe auch darin enthaltene Literaturverweise)

[22] European Muon Collaboration, J. J. Aubert et al., *D^0 Production in Deep Inelastic Muon Scattering on Hydrogen and Deuterium*, Phys Lett. 167B (1986) 127, CERN-EP/85-88

[23] Spin Muon Collaboration, *Erratum: Spin Asymmetries A_1 of the Proton and the Deuteron in the Low x and Low Q^2 Region from Polarized High Energy Muon Scattering*, Phys. Rev. D 60, 072004 (1999)

[24] NA14/2 Collaboration, M. P. Alvarez et al., *Study of Charm Photoproduction Mechanisms*, CERN-PPE/92-28, 12. February 1992

[25] M. Ryskin and E. Leader, *Contamination of spin asymmetry in charm production*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1541-1543

[26] G. K. Mallot, *Gluon polarization and associated charm production: experimental aspects*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1539-1540

[27] HERMES Collaboration, *The HERMES Spektrometer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 417 (1998) 230-265

[28] A. A. Sokolov und I. M. Ternov, Sov. Phys. Doklady 8 (1964) 1203

[29] M. Düren, *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results*, Habilitationsschrift, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Juli 1995

[30] M. Beckmann et al., *The Longitudinal Polarimeter at HERA*, Elsevier Preprint, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, August 2000

[31] P. W. Carter, *The HERMES Experiment; I. Analyzing Power in Pion Electroproduction, II. The Aerogel Radiator of the HERMES RICH*, PhD Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1999

[32] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 4th Edition, Cambridge University Press; Cambridge, 2000

[33] HERMES Collaboration, Proposal to the DESY PRC, *The HERMES Charm Upgrade Program: A Measurement of the Double Spin Asymmetry in Charm Leptoproduction,* HERMES 97-004

[34] S. Brons, *Analysis of the $D^{\star +} \longrightarrow D^0\pi^+$ and $D^{\star -} \longrightarrow \overline{D^0}\pi^-$ in the 1996 and 1997 HERMES Data*, HERMES Internal Note 98-057

[35] E. Volk, *Measurement of the $D^{\star\pm}$ Cross-section at HERMES*, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001

[36] G. Ingelman, J. Rathsman, G. A. Schuler, AROMA *2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions*, April 1996, DESY 96-058, ISSN 0418-9833

[37] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.7 *and* JETSET 7.4 – *Physics and Manual* LU TP 95-20, December 1998, hep-ph /9508391, W5035/W5044; siehe auch http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html

[38] CERN Application Software Group, GEANT *Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013

[39] Persönliche Mitteilungen von N. C. R. Makins und W.-D. Nowak

[40] Persönliche Mitteilung von E.-C. Aschenauer

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht in dieser Form zustande gekommen wäre.

Herrn Prof. Dr. Dieter Frekers möchte ich für die Möglichkeit danken, eine Diplomarbeit am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg durchführen zu können.

Für die beste überhaupt mögliche Betreuung und Unterstützung (keine Übertreibung!!) während der Durchführung dieser Arbeit gilt mein Dank Herrn Dr. Wolf-Dieter Nowak und Frau Dr. Elke-Caroline Aschenauer. Darüber hinaus sei der gesamten Zeuthener HERMES-Gruppe gedankt, insbesondere Herrn Dr. Avtandil Tkabladze für seine Bereitschaft, theoretische Aspekte der Analyse mit mir zu diskutieren, und Frau Dr. Uta Stößlein dafür, daß sie mir ihre g_1-Diagramme zur Verfügung gestellt hat.

Elke Aschenauer, Wolf-Dieter Nowak und Timo Kellmann haben die Arbeit sorgfältig korrekturgelesen — vielen Dank!

Ein besonderer Dank gilt Herrn Erich Huniar, ohne dessen Mathematikunterricht ich wohl niemals angefangen hätte, Physik zu studieren.

Zum Schluß — aber eigentlich doch an erster Stelle — möchte ich meinen Eltern Marianne und Matthias Ehrenfried für ihr ehrliches Interesse und ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums danken.

Gemäß §18 (6) der Diplomprüfungsordnung für den Studiengang Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster vom 6. Dezember 1995 versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit „selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt“ habe.

Hamburg, im Mai 2001

Markus Ehrenfried