Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen des Nukleons mit besonderer Berücksichtigung der Seequarks im Hermes-Experiment

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Thore Lindemann
aus Lüneburg

Hamburg 2001

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. A. Wagner
Prof. Dr. M. Düren

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. A. Wagner
Prof. Dr. W. Scobel

Datum der Disputation: 08.10.2001

Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. F.-W. Büßer

Extraction of the Polarised Quark Distributions of the Nucleon at the HERMES Experiment with Emphasis on the Sea Quarks

by

Thore Lindemann

Hamburg 2001

Abstract

The main aim of the HERMES experiment at DESY and the subject of this thesis is to disentangle the contributions from the different quark flavours to the nucleon's spin in semi-inclusive deep inelastic scattering (DIS) reactions. Since its start in 1995, HERMES is taking data using a gaseous target of polarised pure ^{3}He, hydrogen and deuterium atoms, internal to the beam line vacuum of the HERA accelerator in conjunction with a longitudinal polarised electron respectively positron beam with an energy of 27.57 GeV. Leptons and hadrons from inelastic scattering processes are detected in a large acceptance spectrometer downstream of the interaction region. This thesis reports on the analysis of the inclusive and semi-inclusive DIS events on a polarised proton and deuterium target, recorded in the years 1996 to 2000. Double spin asymmetries are formed and semi-inclusive pion and kaon asymmetries on deuterium are shown for the first time. The kinematic range of the data is $0.023 < x < 0.6$ for the Bjørken scaling variable and $1\,\mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \lesssim 20\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ for the negative square of the four-momentum of the exchanged virtual photon. The double spin asymmetries are utilised to extract the polarised quark distributions in the nucleon in leading order QCD and for the first time five quark polarisations $\frac{\Delta u}{u}(x)$, $\frac{\Delta d}{d}(x)$, $\frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}(x)$, $\frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}}(x)$ and $\frac{\Delta s+\Delta\bar{s}}{s+\bar{s}}(x)$ are extracted independently as a function of x. Polarised quark and anti-quark distributions are extracted as a function of x and the asymmetry in the difference of the polarised light anti-quarks $\Delta\bar{u}(x) - \Delta\bar{d}(x)$ is discussed. In leading order QCD the following contribution to the nucleon's spin at $Q^2 = 2.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ of the up, down and strange quarks and anti-quarks are calculated:

$$
\begin{aligned}
\Delta u &= 0.600 \pm 0.024\,(\text{stat.}) \pm 0.080\,(\text{sys.}),\\
\Delta d &= -0.211 \pm 0.027\,(\text{stat.}) \pm 0.067\,(\text{sys.}),\\
\Delta \bar{u} &= -0.034 \pm 0.021\,(\text{stat.}) \pm 0.043\,(\text{sys.}),\\
\Delta \bar{d} &= -0.024 \pm 0.023\,(\text{stat.}) \pm 0.038\,(\text{sys.}),\\
\Delta s + \Delta \bar{s} &= 0.053 \pm 0.034\,(\text{stat.}) \pm 0.078\,(\text{sys.}).
\end{aligned}
$$

The results are compared to theoretical predictions and previous experimental results.

Kurzfassung

Das Hauptziel des HERMES-Experiments am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY ist die Aufschlüsselung des Spinbeitrages der Quarks zum Nukleonenspin in die Beiträge einzelner Quarksorten. Dies ist auch Thema dieser Arbeit. Dazu wird das Proton mit Hilfe der inklusiven und semiinklusiven tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung vermessen. Das HERMES-Experiment, seit 1995 im Betrieb, verwendet dazu ein polarisiertes internes Gastarget und den longitudinal polarisierten Elektronen- bzw. Positronenstrahl der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA mit einer Strahlenergie von 27.57 GeV. Es wurden Messungen mit polarisiertem ^{3}He (1995), Wasserstoff (1996 bis 1997) und Deuterium (1998 bis 2000) durchgeführt. Die tiefinelastisch gestreuten Leptonen werden, zusammen mit einem Teil des hadronischen Endzustands, in einem Vorwärtsspektrometer großer Akzeptanz nachgewiesen. Im Rahmen dieser Arbeit werden aus den inklusiven und semiinklusiven Zählraten verschiedener Teilchentypen, die in den Jahren 1996 bis 2000 akkumuliert wurden, Doppelspinasymmetrien gebildet. Dabei werden erstmalig Ergebnisse zu semiinklusiven Pionen- und Kaonenasymmetrien am Deuteriumtarget gezeigt. Die Daten decken einen kinematischen Bereich von $0.023 < x < 0.6$ für die Bjørkensche Skalenvariable und $1\,\mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \lesssim 20\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ für das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages ab. Die gemessenen Asymmetrien aus den Jahren 1995 bis 2000 dienen als Grundlage zur Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen im Nukleon mit einem Formalismus in führender Ordnung der QCD. Damit können erstmals die fünf Quarkpolarisationen $\frac{\Delta u}{u}(x)$, $\frac{\Delta d}{d}(x)$, $\frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}(x)$, $\frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}}(x)$ und $\frac{\Delta s+\Delta \bar{s}}{s+\bar{s}}(x)$ unabhängig voneinander als Funktion von x extrahiert werden. Daraus werden die polarisierten Verteilungen der einzelnen Quarks und Antiquarks berechnet und somit erstmals die polarisierten Verteilungen der Seequarks unabhängig voneinander bestimmt. Die Differenz der polarisierten Verteilungen der leichten Seequarks $\Delta\bar{u}(x) - \Delta\bar{d}(x)$ wird diskutiert. Für den Anteil der up-, down- und strange-Quarks und Antiquarks zum Nukleonenspin werden bei $Q^2 = 2.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ in führender Ordnung der QCD folgende Werte ermittelt:

$$\begin{aligned}
\Delta u &= 0.600 \pm 0.024\,(\text{stat.}) \pm 0.080\,(\text{sys.}),\\
\Delta d &= -0.211 \pm 0.027\,(\text{stat.}) \pm 0.067\,(\text{sys.}),\\
\Delta \bar{u} &= -0.034 \pm 0.021\,(\text{stat.}) \pm 0.043\,(\text{sys.}),\\
\Delta \bar{d} &= -0.024 \pm 0.023\,(\text{stat.}) \pm 0.038\,(\text{sys.}),\\
\Delta s + \Delta \bar{s} &= 0.053 \pm 0.034\,(\text{stat.}) \pm 0.078\,(\text{sys.}).
\end{aligned}$$

Diese Ergebnisse werden mit theoretischen Vorhersagen und existierenden Messungen verglichen.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1. Einleitung

Die Kenntnis über den Aufbau der Materie und das Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen ist das Ziel der physikalischen Grundlagenforschung in der Teilchenphysik. Mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern konnten Einblicke in die innersten Strukturen der Materie gewonnen werden, die nach heutiger Ansicht aus Quarks, Leptonen und speziellen Bosonen, welche die zwischen diesen Bausteinen wirkenden Kräfte vermitteln, aufgebaut ist.
Fermionen, zu denen neben den Nukleonen auch die Quarks und Leptonen gehören, tragen einen halbzahligen intrinsischen Drehimpuls (Spin), während Bosonen, wie Photonen, Gluonen und die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung $W^{\pm}$ und Z^0, einen ganzzahligen Spin in Einheiten von $\hbar$ besitzen.
Obwohl der Spin des Protons seit langem bekannt ist, ist bis heute seine Zusammensetzung aus den einzelnen Beiträgen von Quarks und Gluonen nicht verstanden. Ein einfacher Ansatz, daß die Helizität des Protons aus der Vektorsumme der Spins seiner drei Valenzquarks berechnet werden kann, wurde durch Resultate des EMC-Experimentes widerlegt [Ash88]. Diese Messungen zeigten, daß nur ein kleiner Teil des Nukleonenspins von den Quarks getragen wird.
Ein allgemeiner Ansatz schlüsselt daher den Spin des Nukleons neben einem Anteil $\Delta\Sigma$ der Quarks, zusätzlich noch in den Spinanteil Δg der Gluonen, sowie möglichen Bahndrehimpulsen L_z^q der Quarks und L_z^g der Gluonen auf:

$$\frac{s_z}{\hbar} = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta g + L_z^q + L_z^g. \tag{1.1}$$

Unter Vernachlässigung schwerer Quarks kann man $\Delta\Sigma$ in die Beiträge der Spins der drei Quarksorten up, down und strange aufteilen:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} + \Delta s + \Delta\bar{s}. \tag{1.2}$$

Auf das EMC-Experiment folgte eine Reihe von Experimenten am SLAC und CERN, die den Spinbeitrag der Quarks zum Nukleonenspin bestimmt haben, ohne dabei eine direkte Unterscheidung der einzelnen Beiträge aller Quarksorten zu ermöglichen.
Das Hauptziel des HERMES-Experiments (**HER**a **ME**ssung der **S**pinstruktur des Nukleons) am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY ist die Aufschlüsselung des Spinbeitrages der Quarks zum Nukleonenspin in die Beiträge einzelner Quarksorten.

Dazu wird das Proton mit Hilfe der inklusiven und semiinklusiven tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung vermessen. Bei der inklusiven Messung wird nur das gestreute Lepton nachgewiesen. Der Nachweis mindestens eines Hadrons in Koinzidenz zum gestreuten Lepton ist charakteristisch für die semiinklusive Messung. Die Sorte des gestoßenen Quarks kann aus Ladung und Teilchentyp des nachgewiesenen Hadrons in einer statistischen Analyse ermittelt werden. Aufgrund dieser Kenntnis ist es dann möglich, polarisierte Verteilungen aller relevanten Quarksorten in dem für HERMES zugänglichen Energiebereich zu extrahieren.

Das HERMES-Experiment, seit 1995 im Betrieb, verwendet dazu ein polarisiertes internes Gastarget und den longitudinal polarisierten Elektronen- bzw. Positronenstrahl der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA, der eine Strahlenergie von 27.57 GeV aufweist. Die tiefinelastisch gestreuten Leptonen werden, zusammen mit einem Teil des hadronischen Endzustands, in einem Vorwärtsspektrometer großer Akzeptanz nachgewiesen. Zur Identifikation des Hadrontyps wurde bis 1997 ein Schwellen-Čerenkovzähler verwendet und seit 1998 ein ringabbildender Čerenkovdetektor.

Diese Arbeit beschreibt die Analyse von über 2 Millionen tiefinelastischer Streuereignisse an einem polarisierten Wasserstofftarget und über 8 Millionen Ereignisse an einem polarisierten Deuteriumtarget in den Jahren 1996 bis 2000. Aus den inklusiven und semiinklusiven Zählraten verschiedener Teilchentypen werden Doppelspinasymmetrien gebildet. Zusammen mit den Asymmetrien aus dem Jahr 1995, die an einem polarisierten ^{3}He-Target gemessen wurden, werden fünf polarisierte Quarkverteilungen, $\Delta u(x)$, $\Delta d(x)$, $\Delta\bar{u}(x)$, $\Delta\bar{d}(x)$ und $(\Delta s + \Delta\bar{s})(x)$, separat extrahiert. Die Daten decken einen kinematischen Bereich $0.023 < x < 0.6$ für die Bjørkensche Skalenvariable und $1\,\mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \lesssim 20\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ für das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages ab.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in sieben Kapitel:

Auf die Einleitung folgt im zweiten Kapitel eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen der polarisierten tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung. Im dritten Kapitel wird das HERMES-Experiment vorgestellt. Dabei werden der HERA-Speicherring, das interne Gastarget und das Spektrometer beschrieben. Ein Einblick in die Datenanalyse wird in Kapitel vier gegeben, wobei besonders die Untersuchung der Qualität der Daten berücksichtigt wird. Kapitel fünf präsentiert die extrahierten inklusiven und semiinklusiven Spinasymmetrien, sowie Vergleiche mit den vorhandenen Weltdaten. Dabei werden erstmalig Ergebnisse zu semiinklusiven Pionen- und Kaonenasymmetrien am Deuteriumtarget gezeigt. Das sechste Kapitel gibt einen Formalismus zur Berechnung der Quarkpolarisationen an und präsentiert die erste direkte Extraktion polarisierter Verteilungen der Seequarks $\Delta\bar{u}(x)$, $\Delta\bar{d}(x)$ und $\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)$. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt.

2. Tiefinelastische Streuung

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für die Beschreibung der inneren Struktur der Hadronen mittels tiefinelastischer Streuung (*Deep Inelastic Scattering, DIS*) von Leptonen l (Elektronen, Positronen) an leichten Kernen (Proton, Deuteron, Helium) besprochen. Bei hohen Viererimpulsüberträgen bricht das Nukleon N im Eingangskanal in zwei oder mehrere Hadronen X im Ausgangskanal auf. Die Untersuchung der Reaktion

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

wird im Folgenden unterschieden zwischen inklusiver und semiinklusiver Messung. Bei der inklusiven Messung wird nur das gestreute Lepton l' nachgewiesen. Der Nachweis mindestens eines Hadrons in Koinzidenz zum gestreuten Lepton ist charakteristisch für die semiinklusive Messung.

2.1. Kinematik des Streuprozesses

Die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung kann in niedrigster Ordnung durch den Austausch eines virtuellen Bosons beschrieben werden, das mit einem Nukleon im Target wechselwirkt. Beim HERMES-Experiment trifft ein 27.57 GeV Leptonenstrahl auf ein ruhendes Gastarget. Für diesen kinematischen Energiebereich ist der Austausch der Wechselwirkungsbosonen $W^\pm$ und Z^0 aufgrund ihrer großen Masse stark unterdrückt und deshalb nicht relevant.[1] Somit kann der tiefinelastische Streuprozeß im HERMES-Experiment in niedrigster Ordnung durch den Austausch eines einzelnen Photons beschrieben werden (siehe Abb. 2.1). Das einlaufende Lepton mit Viererimpuls $\boldsymbol{k}$ streut am Nukleon mit Viererimpuls $\boldsymbol{P}$, das im Laborsystem in Ruhe ist (mit Ruhemasse M), durch den Austausch eines virtuellen Photons mit Viererimpuls $\boldsymbol{q}$. Das auslaufende Lepton besitzt nach dem Streuprozeß einen Viererimpuls $\boldsymbol{k}'$, und die invariante Masse des hadronischen Endzustandes wird mit W bezeichnet. Das negative Quadrat des Viererimpulses des ausgetauschten Photons Q^2 ist definiert als

$$Q^2 \equiv -\boldsymbol{q}^2 = -(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')^2 \overset{\text{lab}}{\simeq} 4EE' \sin^2\frac{\theta}{2}\,. \tag{2.2}$$

[1] Falls nicht anders angemerkt, gilt in dieser Arbeit $\hbar = c = 1$.

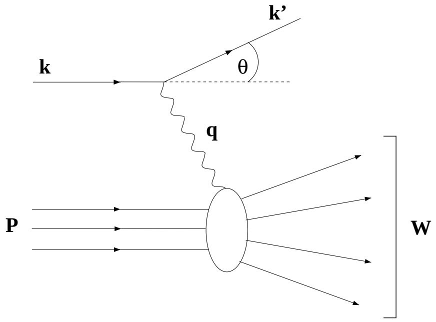

Abbildung 2.1.: Die tiefinelastische Streuung in niedrigster Ordnung kann im HERMES-Energiebereich als Ein-Photon-Austausch dargestellt werden.

Bei der Transformation ins Laborsystem wird benutzt, daß die Energien E und E' des um den Winkel θ gestreuten Leptons viel größer sind als dessen Ruheenergie ist. Deshalb wird die Ruheenergie des Leptons hier und im Folgenden vernachlässigt. Die Energie ν und die relative Energie y des virtuellen Photons sind definiert als

$$\nu \equiv \frac{\boldsymbol{P} \cdot \boldsymbol{q}}{M} \stackrel{\text{lab}}{=} E - E' \,, \tag{2.3}$$

$$y \equiv \frac{\boldsymbol{P} \cdot \boldsymbol{q}}{\boldsymbol{P} \cdot \boldsymbol{k}} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \,. \tag{2.4}$$

Ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses ist die Bjørkensche Skalenvariable x, die definiert ist als

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

mit dem kinematisch erlaubten Bereich $0 \leq x \leq 1$. Das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes ist gegeben durch

$$W^2 \equiv (\boldsymbol{P} + \boldsymbol{q})^2 \stackrel{\text{lab}}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2 \,. \tag{2.6}$$

Für den Grenzfall der elastischen Streuung gilt $W^2 = M^2$ und damit $x = 1$.

2.1.1. Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Betrachtet man die Streuung eines Leptons mit Viererimpuls $\boldsymbol{k}$ und Viererspinvektor $\boldsymbol{s}$ an einem Targetnukleon mit Vierervektor $\boldsymbol{P}$ und Viererspinvektor $\boldsymbol{S}$ im

Ein-Photon-Austausch, so ist der doppelt differentielle tiefinelastische Wirkungsquerschnitt im Laborsystem gegeben durch [Ans95]

$$\frac{d^2\sigma^{s,S}}{d\Omega\, dE'} = \frac{\alpha^2}{M\,Q^4}\frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \,. \tag{2.7}$$

Dabei wird das gestreute Lepton im Raumwinkelelement $d\Omega$ und Energiebereich $[E',\, E' + dE']$ nachgewiesen. Die Größe α bezeichnet die elektromagnetische Feinstrukturkonstante, $L_{\mu\nu}$ ist der leptonische Tensor, der die Abstrahlung des virtuellen Photons vom Lepton beschreibt. Im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) ist der Tensor $L_{\mu\nu}$ exakt berechenbar. Er kann in einen unter der Paritätsoperation symmetrischen und einen antisymmetrischen Term aufgespalten werden:

$$L_{\mu\nu} = L^{(S)}_{\mu\nu} + i L^{(A)}_{\mu\nu}. \tag{2.8}$$

Der Term

$$L^{(S)}_{\mu\nu} = 2\left[k'_\mu\, k_\nu + k_\mu\, k'_\nu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m^2)\right] \tag{2.9}$$

ist polarisationsunabhängig und verhält sich symmetrisch unter Vertauschung von μ und ν. Der antisymmetrische Term

$$L^{(A)}_{\mu\nu} = 2\,m\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, s^\alpha\, (k - k')^\beta \tag{2.10}$$

hingegen ist polarisationsabhängig. Hierbei gibt m die Leptonenmasse an, $g_{\mu\nu}$ den metrischen Tensor und $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ den totalen antisymmetrischen Levi-Civita Tensor. Über den im HERMES-Experiment nicht nachgewiesenen Viererspinvektor $\boldsymbol{s}'$ des gestreuten Leptons wird in den Ausdrücken (2.9) und (2.10) summiert.

Im Gegensatz zum leptonischen ist der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$, der die Absorption des virtuellen Photons durch das Nukleon beschreibt, nicht exakt berechenbar. Er kann analog zu (2.8) durch einen polarisationsunabhängigen Term $W^{(S)}_{\mu\nu}$ und einen polarisationsabhängigen Term $W^{(A)}_{\mu\nu}$ ausgedrückt werden:

$$W_{\mu\nu} = W^{(S)}_{\mu\nu} + i W^{(A)}_{\mu\nu} \,. \tag{2.11}$$

Bei Summation über die Indizes fallen die gemischt symmetrischen Terme $L^{\mu\nu}_{(S)} W^{(A)}_{\mu\nu}$ und $L^{\mu\nu}_{(A)} W^{(S)}_{\mu\nu}$ weg, und nach Gleichung (2.7) hat der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt die allgemeine Form

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE'} = \frac{\alpha^2}{M\,Q^4}\frac{E'}{E}\left(L^{\mu\nu}_{(S)} W^{(S)}_{\mu\nu} + L^{\mu\nu}_{(A)} W^{(A)}_{\mu\nu}\right) \,. \tag{2.12}$$

2.1.2. Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt

Unter Ausnutzung von zusätzlichen Symmetrieforderungen, wie Invarianz unter Lorentz-Transformation, Zeitumkehr und Paritätsumkehr, kann der polarisationsunabhängige Term $W_{\mu\nu}^{(S)}$ des hadronischen Tensors durch zwei dimensionslose spinunabhängige Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ ausgedrückt werden, die nur von den zwei invarianten Observablen x und Q^2 abhängen. Durch Kontraktion des symmetrischen leptonischen Tensors $L_{\mu\nu}^{(S)}$ mit dem entsprechenden hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}^{(S)}$ nach Gleichung (2.7), erhält man den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE'} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^4}\left[\frac{1}{\nu}\, F_2(x,Q^2)\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{2}{M}\, F_1(x,Q^2)\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]. \qquad (2.13)$$

Präzise Messungen der Strukturfunktionen $F_2(x,Q^2)$ an Proton- und Deuterium-Targets von verschiedenen Experimenten (BCDMS, NMC, SLAC, E665, ZEUS und H1) umfassen einen großen kinematischen Bereich von $10^{-6} \leq x \leq 0.9$ und $0.1\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 5\cdot 10^3\ \mathrm{GeV}^2$. Abbildung (2.2) zeigt die Strukturfunktion F_2^p des Protons. Die Funktion zeigt im rechten Bild bei festem x nur eine schwache Abhängigkeit von Q^2. Man bezeichnet das als Bjørkensche Skaleninvarianz oder kurz *Scaling*. Im Rahmen des Quark-Parton-Modells wird dieses beobachtete Verhalten durch die Streuung an punktförmigen Konstituenten im Nukleon erklärt (siehe Abschnitt 2.2). Bei genauer Betrachtung ist dieses Skalenverhalten aber nur für $x \simeq 0.2$ exakt. Für größere Werte von x fällt die Funktion F_2^p mit zunehmendem Q^2 ab, und für Werte $x < 0.2$ tritt gerade das entgegengesetzte Verhalten auf. Diese sogenannte Skalenverletzung wird in Abschnitt 2.3 genauer betrachtet.

Man kann den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt alternativ auch in die Absorptionsquerschnitte $\sigma_T(x,Q^2)$ und $\sigma_L(x,Q^2)$ des Nukleons für transversale und longitudinale virtuelle Photonen zerlegen:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE'} = \Gamma(\sigma_T(x,Q^2) + \varepsilon\sigma_L(x,Q^2)). \qquad (2.14)$$

Dabei gibt Γ den gesamten Fluß der virtuellen Photonen an. Unter Vernachlässigung der Ruhemasse des Leptons ist das Verhältnis der Flüsse longitudinaler zu transversaler Photonen gegeben durch

$$\varepsilon \simeq \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = \frac{4(1-y) - \gamma^2 y^2}{4(1-y) + 2y^2 + \gamma^2 y^2}\,, \qquad (2.15)$$

mit

$$\gamma^2 = \frac{Q^2}{\nu^2} = \frac{(2Mx)^2}{Q^2}\,. \qquad (2.16)$$

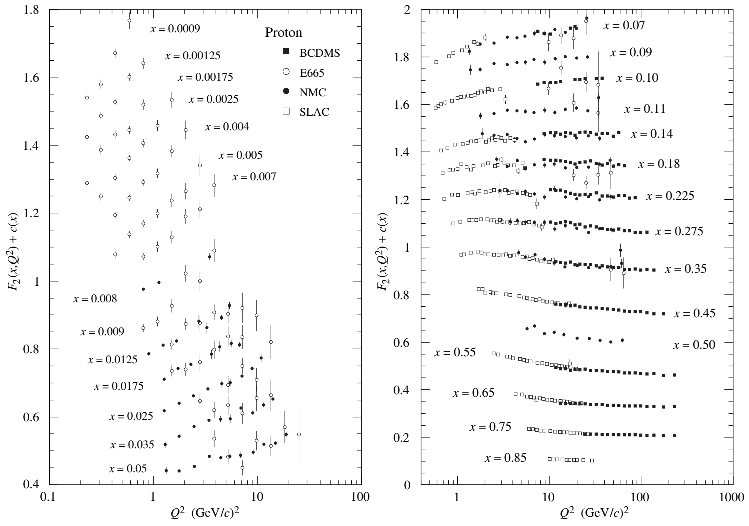

Abbildung 2.2.: Die unpolarisierte Strukturfunktion $F_2^p(x,Q^2)$, gemessen in tiefinelastischer Streuung von Elektronen (SLAC [Whi92]) und Myonen (BCDMS [Ben89], E665 [Ada96], NMC [Arn95]) an ruhenden Protontargets. Die Daten sind aufgetragen für feste Werte von x gegen Q^2. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler. Aus Darstellungsgründen wurde an die Daten für jedes x-Bin ein konstanter Term $c(x) = 0.1 \cdot i_x$ addiert, wobei i_x die Binnummer ist (aus [Cas98]).

Das Verhältnis $R = \sigma_T/\sigma_L$ kann durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 beschrieben werden:

$$R(x,Q^2) = \frac{F_2(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)}(1+\gamma^2) - 1\,. \qquad (2.17)$$

Das Absorptionsquerschnittsverhältnis R wurde von Experimenten am SLAC [Abe99, Whi90] in dem für HERMES zugänglichen Energiebereich vermessen, wobei im Rahmen der Meßgenauigkeit kein Unterschied zwischen Proton- und Neutrontargets gefunden wurde. Für große Viererimpulsüberträge ($Q^2 \to \infty$) bei konstantem x (*Bjørken Limit*) verschwindet dieses Verhältnis, und man erhält die Callan-Gross Beziehung [Cal68, Cal69]

$$F_2(x) = 2xF_1(x)\,. \qquad (2.18)$$

2.1.3. Der polarisierte Wirkungsquerschnitt

Unter Ausnutzung der gleichen Symmetrieforderungen wie für den unpolarisierten Fall (siehe Abschnitt 2.1.2), kann der polarisationsabhängige Term $W_{\mu\nu}^{(A)}$ des hadronischen Tensors durch zwei dimensionslose spinabhängige Strukturfunktionen $g_1(x,Q^2)$ und $g_2(x,Q^2)$ ausgedrückt werden, die nur von x und Q^2 abhängen:

$$W_{\mu\nu}^{(A)}(q;P,S) = 2\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\,q^\alpha\,\frac{1}{\nu}\left[S^\beta g_1(x,Q^2) + \left(S^\beta - \frac{(S\cdot q)}{P\cdot q}P^\beta\right) g_2(x,Q^2)\right]. \quad (2.19)$$

Da der Wirkungsquerschnitt für polarisierte DIS nach Gleichung (2.12) sowohl vom symmetrischen als auch antisymmetrischen Teil der leptonischen und hadronischen Tensoren abhängt, bildet man, um sich des hadronischen Anteils zu entledigen, die Wirkungsquerschnittsdifferenz bei Streuung an Kernen mit Viererspinvektor $\boldsymbol{S}$ und $-\boldsymbol{S}$.[2] Bei Nukleonspineinstellung parallel bzw. antiparallel zu einer vorgegebenen Richtung $\vec{\boldsymbol{S}}$ erhält man die allgemeine Form

$$\begin{aligned}\frac{d^2\Delta\sigma}{d\Omega dE'} &= \frac{d^2\sigma(\alpha+\pi)}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma(\alpha)}{d\Omega dE'} \qquad (2.20)\\ &= \frac{4\alpha^2}{Q^2}\frac{E'}{E}\frac{1}{M\nu}\left[(E\cos\alpha + E'\cos\Theta)g_1 + 2EE'(\cos\Theta - \cos\alpha)\frac{1}{\nu}g_2\right],\end{aligned}$$

wobei $\cos\Theta = \sin\theta\sin\alpha\cos\phi + \cos\alpha\cos\theta$ und die Winkel α und ϕ wie in Abbildung 2.3 definiert sind.

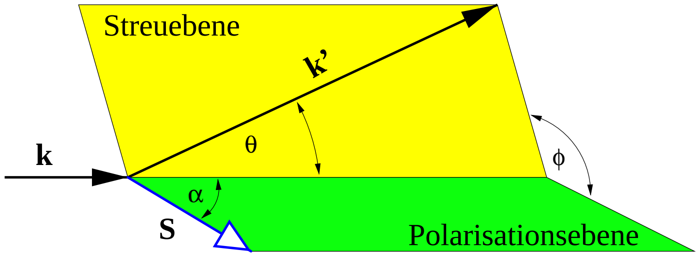

Abbildung 2.3.: Definition der benutzten Winkel und Vektoren in der polarisierten tiefinelastischen Streuung im Laborsystem.
$\boldsymbol{S}$ gibt die Spinrichtung des Targets an und ϕ den Winkel zwischen Polarisationsebene (definiert durch $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{S}$) und Streuebene (definiert durch $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{k}'$). α ist der Winkel zwischen dem Impuls des einlaufenden Leptons $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{S}$.

[2] Im Laborsystem (ruhendes Target) gilt $S^\beta = (0, \vec{\boldsymbol{S}})$ mit $S^2 = -1$.

Bei paralleler ($\rightrightarrows$) bzw. antiparalleler ($\rightleftarrows$) Einstellung von Lepton- und Nukleonspin ($\alpha = 0$) gibt es keine ausgezeichnete Polarisationsebene, und die Gleichung (2.20) vereinfacht sich zu

$$\frac{d^2(\sigma^{\rightleftarrows} - \sigma^{\rightrightarrows})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2}{Q^2}\frac{E'}{E}\frac{1}{M\nu}\left[(E + E'\cos\theta)g_1 - \frac{Q^2}{\nu}g_2\right]. \quad (2.21)$$

Bei transversal polarisiertem Target ($\alpha = \pi/2$) wird der Wirkungsquerschnitt durch eine andere Kombination von g_1 und g_2 beschrieben:

$$\frac{d^2(\sigma^{\rightarrow\Downarrow} - \sigma^{\rightarrow\Uparrow})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2}{Q^2}\frac{E'}{E}\frac{1}{M\nu}\left[g_1 + \frac{2E}{\nu}g_2\right]E'\sin\theta\,\cos\phi. \quad (2.22)$$

In Abbildung 2.4 ist der Weltdatensatz der spinabhängigen Strukturfunktion $g_1(x,Q^2)$ des Protons, Neutrons und Deuterons gezeigt.
Eine Interpretation von $g_1(x,Q^2)$ als Spinverteilung der Quarks im Nukleon wird im Rahmen des Quark-Parton-Modells in Abschnitt (2.2) behandelt. Die zweite Spinstrukturfunktion $g_2(x,Q^2)$ kann im Rahmen der Operator-Produkt-Entwicklung (OPE) durch die Wandzura-Wilczek-Zerlegung in zwei Terme aufgespalten werden [Wan77],

$$g_2(x,Q^2) = g_2^{WW}(x,Q^2) + \hat{g}_2(x,Q^2), \quad (2.23)$$

wobei der sogenannte Wandzura-Wilczek Term

$$g_2^{WW}(x,Q^2) = -g_1(x,Q^2) + \int_x^1 \frac{dx'}{x'}g_1(x',Q^2) \quad (2.24)$$

als eine Funktion von $g_1(x,Q^2)$ geschrieben werden kann. Der Term $\hat{g}_2(x,Q^2)$ ist ein Twist-3 Beitrag zu $g_2(x,Q^2)$ in der OPE und ein Maß für Quark-Gluon-Korrelationen im Nukleon im Falle massiver Quarks (Details siehe in [Ans95] und [Shu82]). Experimentell ist g_2 in polarisierter tiefinelastischer Streuung am Proton, Deuteron und Neutron im kinematischen Bereich $0.01 \leq x \leq 0.8$ und $1\,\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 30\,\text{GeV}^2$ vermessen worden (siehe Abbildung 2.5). Die absoluten Werte von g_2^p, g_2^d und g_2^n sind klein und werden im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt. Die experimentelle Unsicherheit von $g_2(x,Q^2)$ ist allerdings bei der Bestimmung des systematischen Fehlers in Abschnitt 5.4.7 berücksichtigt worden.

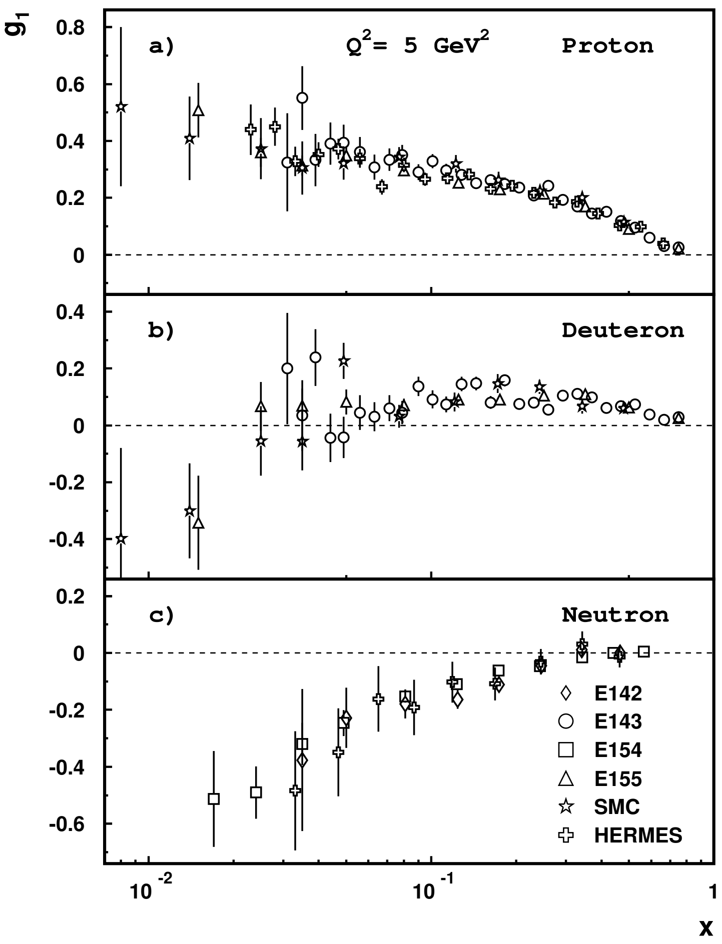

Abbildung 2.4.: Die spinabhängige Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ des Protons, Deuterons und Neutrons, gemessen in tiefinelastischer Streuung von polarisierten Elektronen (E143[Abe98], E154 [Abe97b]), Positronen (Hermes) und Myonen (SMC [Ade98b, Ada95]) bei einem gemeinsamen Wert von $Q^2 = 5\,\mathrm{GeV}^2$. Die Datenpunkte des Hermes-Experimentes sind für das Neutron aus [Ack97] und für das Proton aus [Gä01b]. Die Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler dar. Die Abbildung ist aus [Gä01a].

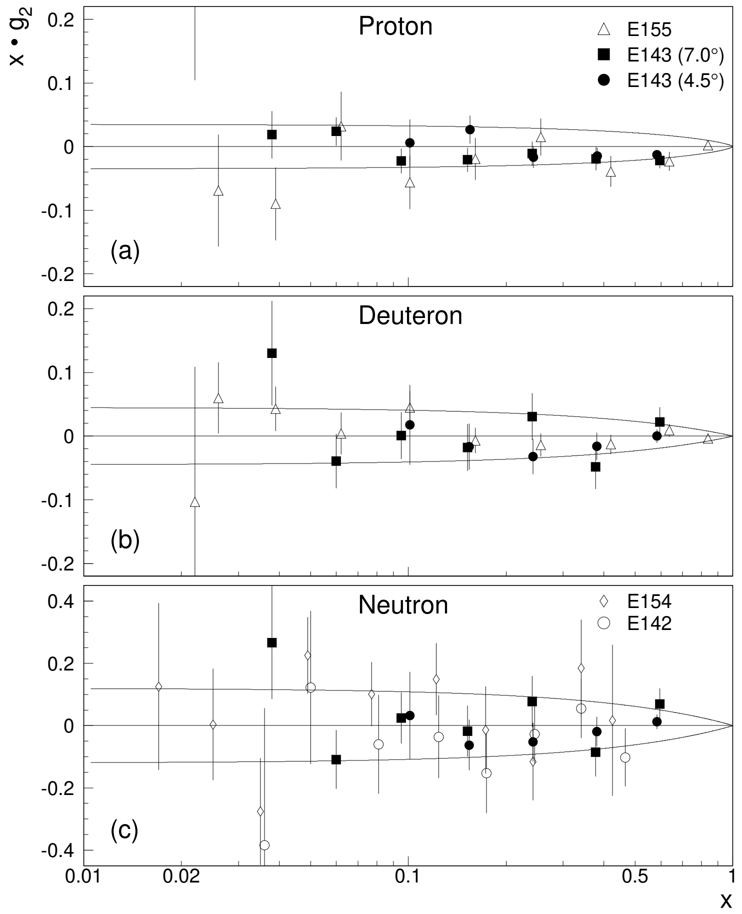

Abbildung 2.5.: Die spinabhängige Strukturfunktion $x \cdot g_2(x, Q^2)$ des Protons, Deuterons und Neutrons, gemessen in tiefinelastischer Streuung von polarisierten Elektronen an den SLAC Experimenten E142 [Ant96], E143 [Abe98], E154 [Abe97a] und E155 [Ant99b] bei gemessenem Q^2. Die Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler dar. Die zwei Linien um $x \cdot g_2 = 0$ zeigen die Parametrisierung $x \cdot \tilde{g}_2(x)$, die im Folgenden zur Abschätzung der Unsicherheit von $g_2(x)$ benutzt wird (siehe Abschnitt 5.4.7).

2.1.4. Virtuelle Photon-Nukleon-Asymmetrien

Experimentell ist es vorteilhaft, statt der Differenz zweier Wirkungsquerschnitte die Wirkungsquerschnittsasymmetrie zu bestimmen. Dabei heben sich spinunabhängige Größen wie Luminosität, Effizienz und Akzeptanz des Detektors auf, vorausgesetzt die Target- oder Strahlspinrichtung wird häufig genug umgekehrt. Die Lepton-Nukleon-Wirkungsquerschnittsasymmetrien $A_{||}$ bei longitudinal, und $A_\perp$ bei transversal polarisiertem Target, werden experimentell bestimmt durch

$$A_{||}(x,Q^2) \equiv A_{||} = \frac{\sigma^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} - \sigma^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{\sigma^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} + \sigma^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}}\,, \tag{2.25}$$

$$A_\perp(x,Q^2) \equiv A_\perp = \frac{\sigma^{\rightarrow\Downarrow} - \sigma^{\rightarrow\Uparrow}}{\sigma^{\rightarrow\Downarrow} + \sigma^{\rightarrow\Uparrow}}\,. \tag{2.26}$$

Hierbei geben die Kurznotationen $\sigma^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})}$ und $\sigma^{\rightarrow\Downarrow(\rightarrow\Uparrow)}$ die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte aus Gleichung (2.21) und (2.22) an. Die gemessenen Lepton-Nukleon-Asymmetrien können in Beiträge der virtuellen Photon-Nukleon-Asymmetrien A_1 und A_2 aufgespalten werden:
Die Asymmetrien der Photon-Nukleon-Absorptionswirkungsquerschnitte sind mit den Strukturfunktionen g_1, g_2 und F_1 verknüpft über

$$A_1 \equiv \frac{\sigma^{1/2} - \sigma^{3/2}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1}\,, \tag{2.27}$$

$$A_2 \equiv \frac{2\,\sigma^{TL}}{\sigma^{1/2} + \sigma^{3/2}} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1}\,. \tag{2.28}$$

In diesen Definitionen gibt $\sigma^{1/2}$ bzw. $\sigma^{3/2}$ den Wirkungsquerschnitt der Absorption eines virtuellen Photons durch das Nukleon an, wenn die Projektion des totalen Drehimpulses des virtuellen Photon-Nukleon-Systems entlang der Impulsachse des Photons 1/2 bzw. 3/2 ist (siehe Abbildung 2.6). σ^{TL} bezeichnet den Interferenzterm zwischen den Absorptionsquerschnitten transversal und longitudinal polarisierter virtueller Photonen.
Die virtuellen Photon-Nukleon-Asymmetrien A_1 und A_2 stehen zu den gemessenen Lepton-Nukleon-Asymmetrien $A_{||}$ und $A_\perp$ nach [Dü95] in Beziehung über

$$A_{||} = D(A_1 + \eta A_2)\,, \tag{2.29}$$

$$A_\perp = D(\xi A_2 - \frac{\eta}{\xi}A_1)\,, \tag{2.30}$$

wobei $D = D(x, Q^2)$ den Depolarisationsfaktor des virtuellen Photons angibt, der nur von kinematisch berechenbaren Variablen und dem Absorptionsquerschnittsverhältnis R aus Gleichung (2.17) abhängt, während η und ξ rein kinematische

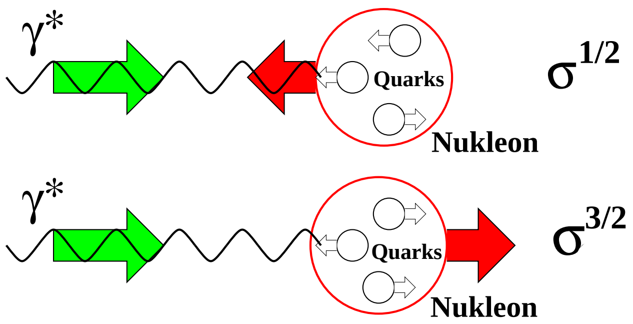

Abbildung 2.6.: Absorption eines virtuellen Photons durch ein Nukleon im Quark-Parton-Modell (siehe Abschnitt 2.2). Die Größe $\sigma^{3/2}$ bzw. $\sigma^{1/2}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt bei der Einstellung des Photonenspins parallel bzw. antiparallel zum Nukleonspin.

Variablen sind,

$$D = \frac{1-(1-y)\,\varepsilon}{1+\varepsilon R}\,, \tag{2.31}$$

$$\eta = \frac{\varepsilon\,\gamma\,y}{1-\varepsilon(1-y)}\,, \tag{2.32}$$

$$\xi = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon}} \tag{2.33}$$

mit ε definiert nach Gleichung (2.15). Mit den Gleichungen (2.27), (2.28) und (2.29) kann man A_1 und g_1/F_1 als Funktion der gemessenen Lepton-Nukleon-Asymmetrie $A_{||}$ und einem Beitrag abhängig von g_2 schreiben als

$$A_1 = \frac{1}{1+\eta\gamma}\left[\frac{A_{||}}{D} - \eta\gamma(1+\gamma^2)\frac{g_2}{F_1}\right]\,, \tag{2.34}$$

$$\frac{g_1}{F_1} = \frac{1}{1+\eta\gamma}\left[\frac{A_{||}}{D} - \gamma(\gamma-\eta)\frac{g_2}{F_1}\right]\,. \tag{2.35}$$

Unter Vernachlässigung der Strukturfunktion g_2 lassen sich die Gleichungen (2.34) und (2.35) als

$$A_1 \simeq \frac{g_1}{F_1} \simeq \frac{A_{||}}{D}\cdot\frac{1}{1+\eta\gamma} \tag{2.36}$$

zusammenfassen.

2.2. Das Quark-Parton-Modell

Ein Modell zur Beschreibung der inneren Struktur des Nukleons ist das Quark-Parton-Modell (QPM) von Feynman [Fey69] und Bjørken [Bjø69a, Bjø69b]. Es beschreibt den Aufbau eines Nukleons aus punktförmigen, nicht wechselwirkenden Partonen. Heute werden die elektrisch geladenen Partonen als Quarks bezeichnet, die ungeladenen hingegen als Gluonen, die Feldquanten der starken Wechselwirkung.[3]
Unter der Annahme großer Viererimpulsüberträge (ν, $Q^2 \to \infty$) kann die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung als inkohärente, elastische Streuung an punktförmigen, nicht wechselwirkenden, geladenen Spin-1/2 Teilchen im Nukleon beschrieben werden. Hieraus ergibt sich die Vorhersage Bjørkens, daß bei festem x die Abhängigkeit der Strukturfunktionen $F_{1,2}$ von Q^2 im Bereich der tiefinelastischen Streuung verschwindet:

$$F_{1,2}(x, Q^2) \stackrel{(\nu, Q^2 \to \infty)}{\longrightarrow} F_{1,2}(x)\,. \tag{2.37}$$

Dieses sogenannte Skalenverhalten konnte in den siebziger Jahren experimentell bestätigt werden [Bre69], wie auch die Callan-Gross-Beziehung (2.18), die aus der Annahme hergeleitet werden kann, daß der Spin der Quarks 1/2 ist.
Im Breit-System, bei dem der Nukleonenimpuls unendlich groß ist, können im Verhältnis zum Longitudinalimpuls die Massen des Nukleons und der Partonen im Nukleon, wie auch deren Transversalimpulse, vernachlässigt werden. In diesem System ist der Viererimpuls des Nukleons und der Partonen durch $P = (P, 0, 0, P)$ und $\xi P = (\xi P, 0, 0, \xi P)$ gegeben. Die Variable ξ gibt den Anteil des Partonimpulses am gesamten Nukleonimpuls an. Für die elastische Photon-Quark-Streuung erhält man unter Berücksichtigung der Viererimpulserhaltung

$$0 \simeq m_q^2 = (\xi P + q)^2 = q^2 + \xi^2 M^2 + 2\xi P \cdot q \simeq q^2 + 2\xi P \cdot q\,. \tag{2.38}$$

Der Impulsanteil ξ der Quarks im Nukleon kann demnach mit der Bjørkenschen Skalenvariable $x = Q^2/(2P \cdot q)$ identifiziert werden. Im QPM können die Strukturfunktionen $F_{1,2}$ durch Summation über alle Quarksorten f und Integration über alle Impulsanteile ξ berechnet werden:

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f \int_0^1 d\xi\, e_f^2\, q_f(\xi)\, \delta(\xi - x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2\, q_f(x) \tag{2.39}$$

$$F_2(x) = \sum_f \int_0^1 d\xi\, \xi\, e_f^2\, q_f(\xi)\, \delta(\xi - x) = \sum_f e_f^2\, x\, q_f(x)\,. \tag{2.40}$$

[3]Quarks sind ursprünglich als ein mathematisches Konstrukt eingeführt worden, um die Eigenschaften der Mitglieder der Baryonen- und Mesonen-Multipletts zu beschreiben [Gel64].

Hierbei gibt $q_f(x)$ die Partondichtefunktion für ein Quark der Sorte f an,[4] und e_f ist dessen elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung e. Die unpolarisierte Quarkdichteverteilung $q_f(x)$ ist die Wahrscheinlichkeit, ein Quark (Antiquark) der Sorte f mit einem Impulsanteil im Bereich $[x, x + dx]$ zu finden. Sie kann zerlegt werden in

$$q_f(x) = q_f^+(x) + q_f^-(x)\,. \tag{2.41}$$

Die Größe $q_f^{+(-)}(x)$ bezeichnet die Dichteverteilung der Quarks mit Spinrichtung parallel (antiparallel) zum Nukleonspin. Aus Gleichung (2.39) und (2.40) ist die Callan-Gross-Beziehung (2.18) direkt ablesbar.

Falls das Nukleon nur aus geladenen Partonen bestehen würde, erhielte man aus der Integration über die Impulsbruchteile der Quarks den Gesamtimpuls des Nukleons $\sum_f \int_0^1 x\, q_f(x)\, dx = 1$. Aus Messungen der Strukturfunktion F_2 am Proton und Neutron wurde aber nur ein Wert von etwa 0.5 ermittelt [Fri74]. Dies bedeutet, daß etwa die Hälfte des Nukleonimpulses von den Quarks getragen wird; der Rest wird den Gluonen zugeschrieben.

Bei der Interpretation der polarisierten Strukturfunktion g_1 im Breit-System betrachtet man die Wechselwirkung als kollinearen Prozeß mit verschwindendem Bahndrehimpuls. Der Gesamtdrehimpuls des Quark-Photon-Systems ist deshalb gegeben durch die Summe ihrer zwei Spinprojektionen. Da das gestreute Quark den Spin 1/2 trägt, muß es bei der Wechselwirkung mit einem polarisierten Photon der Helizität $S_z^\gamma = 1\,(-1)$ wegen der Drehimpulserhaltung seine Helizität von $S_z^q = -1/2\,(1/2)$ auf $S_z^q = 1/2\,(-1/2)$ ändern. Wie in Abbildung 2.6 gezeigt, sind die Photon-Nukleon-Absorptionswirkungsquerschnitte gegeben durch $\sigma^{1/2} \simeq \sum_f e_f^2\, q_f^+$ und $\sigma^{3/2} \simeq \sum_f e_f^2\, q_f^-$. Mit der Definition der polarisierten Quarkdichteverteilung

$$\Delta q_f(x) = q_f^+(x) - q_f^-(x) \tag{2.42}$$

und den Gleichungen (2.27) und (2.36) kann die polarisierte Strukturfunktion g_1 als

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2\, \Delta q_f(x) \tag{2.43}$$

ausgedrückt werden.

Die Strukturfunktion g_2 verschwindet innerhalb des QPM [Ans95].

[4]Für den beim HERMES-Experiment zugänglichen Energiebereich sind nur die Quarksorten $f = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$ relevant. Im Folgenden wird der Begriff der Quarkdichteverteilung bzw. Quarkverteilung statt Partondichteverteilung für ein Quark benutzt.

2.3. Strukturfunktionen und Partonverteilungen in der Quantenchromodynamik

Wie in Abbildung 2.2 sichtbar, gilt das vom Quark-Parton-Modell vorhergesagte Skalenverhalten der Strukturfunktionen nur in einem engen kinematischen Bereich bei etwa $x \simeq 0.2$. Für kleinere Werte von x und zunehmendem Q^2 ist eine Zunahme der Strukturfunktion F_2 und für größere Werte von x und zunehmendem Q^2 eine Abnahme von F_2 erkennbar. Diese Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q^2 wird nicht durch das Quark-Parton-Modell beschrieben, sondern konnte erst mit der Entwicklung der Quantenchromodynamik (QCD) erklärt werden. Die QCD, eine nicht-abelsche Feldtheorie, beschreibt die starke Wechselwirkung der Quarks untereinander durch den Austausch farbgeladener Gluonen. Bei größer werdendem Viererimpulsübertrag wird die Stärke der Kopplung kleiner, und für den Grenzwert $Q^2 \to \infty$ verhalten sich die Quarks, analog zum Quark-Parton-Modell, wie freie Teilchen. Dies wird asymptotische Freiheit genannt. Bei genügend hohen Viererimpulsüberträgen kann die Wechselwirkung mit störungstheoretischen Methoden beschrieben werden (*perturbative QCD, pQCD*). In führender Ordnung ist die starke Kopplungskonstante α_s in der pQCD gegeben durch

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} \tag{2.44}$$

mit $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f$. Dabei ist n_f die Anzahl der beteiligten Quarksorten, und der Skalenparameter $\Lambda \simeq 300\,\mathrm{MeV}$ gibt die Grenze an, oberhalb derer die pQCD angewendet werden kann. Wegen der maximalen Anzahl von $n_f = 6$ beteiligten Quarksorten ist β_0 immer positiv, und α_s nimmt mit zunehmendem Impulsübertrag ab, während bei kleinem Q^2 die Kopplung stärker wird. Durch die Änderung der Kopplungskonstante mit Q^2, sind auch die Quark- und Gluondichten abhängig von Q^2.

Bei einem bestimmten Viererimpulsübertrag Q_0^2 mißt man eine Quarkdichteverteilung $q_f(x, Q_0^2)$. Bei einer verbesserten Auflösung des virtuellen Photons bei $Q^2 > Q_0^2$ mißt man eine Quarkdichteverteilung mit verändertem Impuls. Man erkennt, daß jedes Quark von einer "Wolke" aus Partonen umgeben ist. Ein Quark mit Impulsbruchteil x kann von einem Quark mit größerem Impulsbruchteil $y > x$ stammen, das ein Gluon abgestrahlt hat (siehe Abbildung 2.7).

Außerdem kann das virtuelle Photon bei größer werdender Auflösung an Quarks koppeln, die von der Aufspaltung eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar stammen (siehe Abbildung 2.8 b). Jedes dieser sogenannten Seequarks trägt einen Teil des Gluonimpulses. Dieser Prozeß führt dazu, daß die Wahrscheinlichkeit bei großem Q^2 größer ist, ein Quark mit kleinem Impulsbruchteil x zu finden, als für ein Quark mit großem x. Dies führt zu dem in Abbildung 2.2 gezeigten Verhalten vom Abnehmen der Strukturfunktion F_2 für große Q^2 bei großen Werten von x und Zunehmen bei kleinen Werten von x.

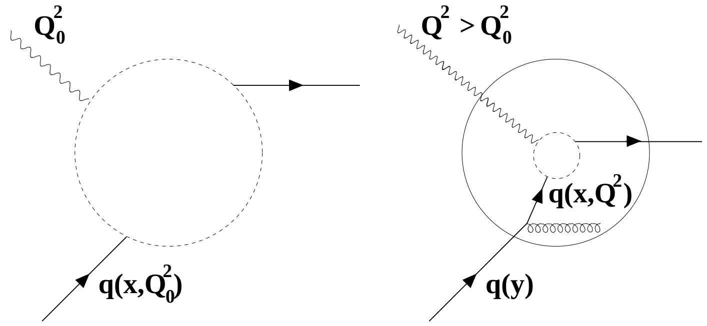

Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der Q^2-Abhängigkeit der Quarkverteilungen in Abhängigkeit von der Auflösung des virtuellen Photons (siehe Text) [Hal84].

Qualitativ wird das logarithmische Verhalten vom Viererimpulsübertrag Q^2 der Quark- und Gluondichteverteilungen durch die gekoppelten Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) Gleichungen beschrieben [Dok77, Gri72, Lip75, Alt77]:

$$\frac{dq_f(x,Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left(P_{qq}(\frac{x}{y})q_f(y,Q^2) + P_{qg}(\frac{x}{y})g(y,Q^2)\right)\,, \tag{2.45}$$

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left(\sum_f P_{gq}(\frac{x}{y})q_f(y,Q^2) + P_{gg}(\frac{x}{y})g(y,Q^2)\right)\,. \tag{2.46}$$

Mittels der DGLAP-Gleichungen ist es mit Kenntnis der Partonverteilungen bei einem bestimmten Q_0^2 möglich, die Verteilungen bei jedem anderen Q^2 vorherzusagen. Mit der Notation

$$(a \otimes b)(x,Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y}\, a\left(\frac{x}{y}, Q^2\right)\, b\left(y, Q^2\right) \tag{2.47}$$

lassen sich die Entwicklungsgleichungen als

$$\frac{d}{d(\ln Q^2)} q^{NS}(x,Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\left[P_{qq}^{NS} \otimes q^{NS}\right](x,Q^2), \tag{2.48}$$

$$\frac{d}{d(\ln Q^2)}\begin{pmatrix}\Sigma(x,Q^2)\\ g(x,Q^2)\end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\left[\begin{pmatrix}P_{qq}^S & 2n_f\,P_{qg}\\ P_{gq} & P_{gg}\end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix}\Sigma\\ g\end{pmatrix}\right](x,Q^2) \tag{2.49}$$

schreiben, wobei $g(x,Q^2)$ die Gluonverteilung ist und $q^{NS}(x,Q^2)$, $\Sigma(x,Q^2)$ die *Non-Singlett-*, *Singlett*-Quarkverteilungen angeben, die definiert sind als

$$q^{NS}(x,Q^2) = \sum_f \left(\frac{e_f^2}{\langle e^2\rangle} - 1\right) q_f(x,Q^2)\,, \tag{2.50}$$

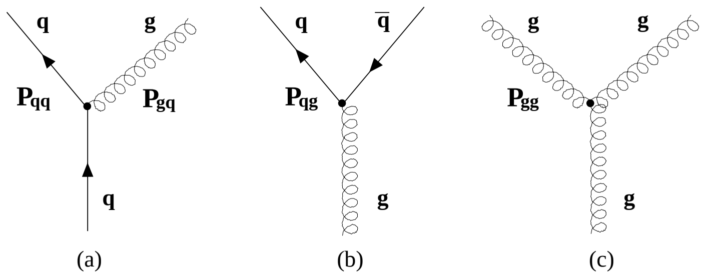

Abbildung 2.8.: QCD-Prozesse, die in führender Ordnung zur Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktionen beitragen. Ein Quark q kann ein Gluon g abstrahlen (a), wobei das Quark und das Gluon im Endzustand einen kleineren Impuls erhalten. Ein Gluon im Eingangszustand kann ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar $q\bar{q}$ erzeugen (b) oder ein weiteres Gluon abstrahlen (c). Die Wahrscheinlichkeiten dieser Prozesse werden durch die Splittingfunktionen P_{ij} gegeben (siehe Text).

$$\Sigma(x, Q^2) = \sum_f q_f(x, Q^2) \tag{2.51}$$

mit $\langle e^2 \rangle = \sum_f e_f^2 / n_f$. Die Koeffizienten P_{ij} sind die *Splittingfunktionen* der unpolarisierten Partonverteilungen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark mit Impulsanteil x aus einem Quark mit Impulsanteil $y > x$ hervorgeht (siehe Abbildung 2.8 a), ist proportional zu $\alpha_s(Q^2) P_{qq}(\frac{x}{y})$. In diesem Prozeß wird ein Gluon mit Impulsanteil x' vom Quark im Eingangskanal abgestrahlt; die Wahrscheinlichkeit dafür ist proportional zu $\alpha_s(Q^2) P_{gq}(\frac{x'}{y})$. Die Wahrscheinlichkeit der Aufspaltung eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar (Abbildung 2.8 b) wird durch die Splittingfunktion P_{qg} und die Gluon-Gluon-Kopplung (Abbildung 2.8 c) durch P_{gg} beschrieben. Analog dazu wird die Q^2-Entwicklung der polarisierten Partonverteilungen $\Delta q(x, Q^2)$ und $\Delta g(x, Q^2)$ durch die Einführung polarisierter Splittingfunktionen durchgeführt.
Durch die Differenzbildung ist die Non-Singlett-Verteilung $q^{NS}(x, Q^2)$ unabhängig von der Gluondichte. Die Singlett-Verteilung $\Sigma(x, Q^2)$ ist allerdings mit der Gluondichte $g(x, Q^2)$ gekoppelt, und nur in führender Ordnung von α_s (*leading order, LO*) verschwindet dieser Beitrag.
Im Rahmen der pQCD sind die unpolarisierten und polarisierten Strukturfunktionen F_1 und g_1 gegeben durch ([Alt82])

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \langle e^2 \rangle \left\{ c^{NS} \otimes q^{NS} + c^S \otimes \Sigma + 2 n_f c^g \otimes g \right\}, \tag{2.52}$$

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \langle e^2 \rangle \left\{ \Delta c^{NS} \otimes \Delta q^{NS} + \Delta c^S \otimes \Delta\Sigma + 2 n_f \Delta c^g \otimes \Delta g \right\} \tag{2.53}$$

mit den (un)polarisierten Singlett-, Non-Singlett und Gluon Koeffizienten-Funktionen $\Delta c^{S,NS,g}$ ($c^{S,NS,g}$).
In erster Ordnung von α_s sind die Singlett- und Non-Singlett Koeffizienten-Funktionen gegeben durch $\delta(1-x/y)$, und die Gluon Koeffizienten-Funktionen verschwinden. Daraus resultiert, daß die Strukturfunktionen F_1 und g_1 vom Beitrag der Gluonen entkoppelt sind und nur von den Q^2-abhängigen Quarkdichteverteilungen $q(x, Q^2)$ bzw. $\Delta q(x, Q^2)$ abhängen:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2), \tag{2.54}$$

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x, Q^2). \tag{2.55}$$

Diese Ausdrücke für die Strukturfunktionen geben die Ergebnisse des QPM aus Abschnitt 2.2 wieder, wobei die unpolarisierten und polarisierten Quarkdichteverteilungen zusätzlich eine Q^2-Abhängigkeit bekommen haben.
In der nächstführenden Ordnung von α_s (*next to leading order, NLO*) hängen die Splitting- und Koeffizienten-Funktionen vom Renormierungsschema ab (siehe z.B. [Alt82, Rob90]). Alle unpolarisierten [Alt82] und polarisierten [Zij94, Mer96, Vog96] Splitting-Funktionen, wie auch die Koeffizienten-Funktionen [Kod79a, Kod79b] sind in der NLO-Berechnung verfügbar.
Nach [Rey95] bewirkt eine ungleiche Q^2-Entwicklung von F_1 und g_1, im Bereich kleiner x-Werte, eine Abhängigkeit von Q^2 für das Verhältnis g_1/F_1, da die polarisierten Splittingfunktionen, mit Ausnahme von $\Delta P_{qq} = P_{qq}$, nicht gleich den unpolarisierten sind. In dem von Valenzquarks dominierten, kinematischen Bereich wird nur eine kleine Abhängigkeit erwartet [Geh95, Lam95], und Messungen haben keine signifikante Q^2-Abhängigkeit gezeigt [Ade98b].

2.4. Summenregeln

Aufgrund der direkten Beziehung zwischen den Quarkverteilungen und den Strukturfunktionen lassen sich Summenregeln für die Momente der Strukturfunktionen ableiten. Allgemein ist das n-te Moment einer Strukturfunktion $f(x)$ definiert durch

$$M_n(x) = \int_0^1 x^{n-1} f(x) dx. \tag{2.56}$$

Um Informationen über die Spinstruktur des Nukleons ableiten zu können, bestimmt man das erste Moment der Spinstrukturfunktion g_1, das definiert ist als

$$\Gamma_1(Q^2) \equiv \int_0^1 g_1(x, Q^2)\, dx. \tag{2.57}$$

Im Rahmen der pQCD kann $\Gamma_1(Q^2)$ für das Proton bzw. Neutron ausgedrückt werden als

$$\Gamma_1^{p(n)}(Q^2) = \frac{1}{12}\left[+(-)a_3 + \frac{1}{3}a_8\right] \Delta C^{NS}(Q^2) + \frac{1}{9}a_0(Q^2)\,\Delta C^S(Q^2) \tag{2.58}$$

mit den ersten Momenten der Singlett- und Non-Singlett Koeffizienten-Funktionen

$$\Delta C^{S,NS}(Q^2) = \int_0^1 \Delta c^{S,NS}(x,Q^2)\,dx\,, \tag{2.59}$$

die im vorherigen Kapitel eingeführt worden sind. Diese sind abhängig von der Anzahl der beteiligten Quarksorten (n_f=3) und bis zur zweiten (bzw. dritten) Ordnung berechnet worden [Lar94]:

$$\Delta C^S = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 1.0959\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2, \tag{2.60}$$

$$\Delta C^{NS} = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3.5833\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2 - 20.2153\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^3. \tag{2.61}$$

Die Ausdrücke a_0, a_3 und a_8 in Gleichung (2.58) sind die axialen Kopplungskonstanten der SU(3), die im QPM durch die ersten Momente der polarisierten Quarkverteilungen ausgedrückt werden können:

$$\begin{aligned} a_0 &= \Delta\Sigma \equiv \Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} + \Delta s + \Delta\bar{s}, \\ a_3 &= \Delta q_3 \equiv \Delta u + \Delta\bar{u} - \Delta d - \Delta\bar{d}, \\ a_8 &= \Delta q_8 \equiv \Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} - 2(\Delta s + \Delta\bar{s}), \end{aligned} \tag{2.62}$$

mit $\Delta q_f = \int_0^1 \Delta q_f(x)\,dx$.

Unter Annahme der Isospinsymmetrie ist das Matrixelement a_3 gleich dem Verhältnis der Axialvektor- zur Vektor-Kopplungskonstanten $|g_A/g_V| = 1.257 \pm 0.003$ (aus [Cas98]). Mit der weiteren Annahme der $SU(3)$-Sorten-Symmetrie für a_8, können die Non-Singlett-Kombinationen a_3 und a_8 aus Messungen des Neutron und Hyperon β-Zerfalls berechnet werden:

$$a_3 = F + D = \left|\frac{g_A}{g_V}\right|, \tag{2.63}$$

$$a_8 = 3F - D. \tag{2.64}$$

Die schwachen Zerfallskonstanten F und D wurden experimentell zu

$$F = 0.459 \pm 0.008, \qquad D = 0.798 \pm 0.008 \tag{2.65}$$

bestimmt [Cas98].

Im QPM gibt die Singlett-Kombination a_0 den Spinbeitrag $\Delta\Sigma$ der Quarks zum Nukleonenspin an. In der QCD bekommt $a_0(Q^2)$ aufgrund NLO-Korrekturen durch die axiale Anomalie [Adl69, Bel69] einen Beitrag des ersten Moments $\Delta g(Q^2)$ der polarisierten Gluondichteverteilung. Im Adler-Bardeen-Faktorisierungsschema [Adl97a] erhält man

$$a_0^{(AB)}(Q^2) = \Delta\Sigma - n_f\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta g(Q^2), \tag{2.66}$$

wobei der Gluonbeitrag als Adler-Bell-Jackiw-Anomalie bezeichnet wird [Adl69, Bel69]. In diesem Faktorisierungsschema ist $\Delta\Sigma$ unabhängig von Q^2, kann aber ohne Kenntnis von $\Delta g(Q^2)$ nicht aus Messungen von $a_0(Q^2)$ bestimmt werden [Ans95, Rit97].
Im $\overline{MS}$- (*modified minimal subtraction*) Faktorisierungsschema hingegen besitzen sowohl a_0 als auch $\Delta\Sigma$ eine Q^2-Abhängigkeit, und es gilt $a_0(Q^2) = \Delta\Sigma(Q^2)$.

2.4.1. Die Bjørken-Summenregel

Die Bjørken-Summenregel [Bjø66] setzt die Differenz der ersten Momente der Spinstrukturfunktionen g_1 von Proton und Neutron mit der Zerfallskonstanten g_A/g_V des Neutron-β-Zerfalls in Beziehung. Aus den Gleichungen (2.58) und (2.63) erhält man

$$S_{BJ} = \Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = \frac{1}{6}\left|\frac{g_A}{g_V}\right|\Delta C^{NS}(Q^2), \tag{2.67}$$

wobei $\Delta C^{NS}(Q^2)$ durch Gleichung (2.61) gegeben ist. Da die Beziehung $a_3 = |g_A/g_V| = 1.257 \pm 0.003$ allein aus der Stromalgebra und Isospinsymmetrie folgt, ist eine Messung von $\Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2)$ ein fundamentaler Test der QCD.
Bei $Q^2 = 5\,\mathrm{GeV}^2$ und einem Wert von $\alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.003$ für die starke Kopplungskonstante, bei der Masse m_Z des neutralen Z^0 Bosons , erhält man eine theoretische NLO Vorhersage von $\Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = 0.182 \pm 0.003$.
Im Vergleich zum ermittelten Wert aus Weltdaten der Experimente EMC, SMC und E143 von $\Gamma_{1,exp}^p(Q^2) - \Gamma_{1,exp}^n(Q^2) = 0.170 \pm 0.012$ [Abe98] ist die Vorhersage der Bjørken-Summenregel innerhalb der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten bestätigt worden (siehe Abbildung 2.9).

2.4.2. Die Ellis-Jaffe-Summenregel

Da die axiale Kopplungskonstante a_0 nicht mit Zerfallskonstanten in Beziehung gebracht werden kann, müssen Annahmen gemacht werden, um weitere Summenregeln für $\Gamma_1^{p(n)}$ zu erhalten. Ellis und Jaffe haben angenommen, daß der Beitrag von Strangequarks zum Nukleonenspin vernachlässigbar sei. Mit $\Delta s + \Delta\bar{s} = 0$ [Ell74] gilt für die axialen Kopplungskonstanten $a_0 = a_8$. Unter Berücksichtigung von QCD-Korrekturen erhält man mit den Gleichungen (2.62), (2.63) und mit Annahme der

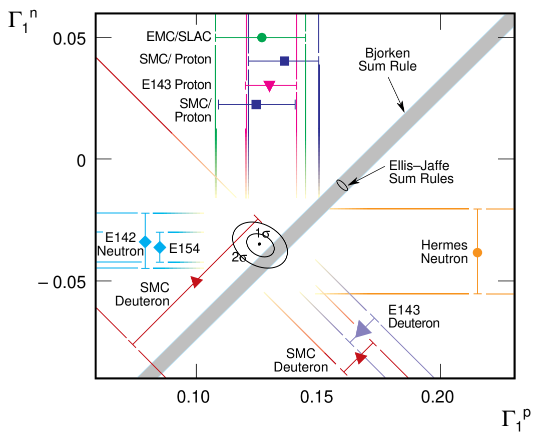

Abbildung 2.9.: Zusammenfassung der experimentellen Tests der Bjørken- und Ellis-Jaffe-Summenregeln (aus [Hug99]). Die horizontale und vertikale Achse zeigt die ersten Momente der Spinstrukturfunktion g_1 des Deuterons, Protons und Neutrons. Die Vorhersage der Bjørken-Summenregel ist als diagonales Band eingezeichnet, während die Vorhersage der Ellis-Jaffe-Summenregeln für Γ_1^p und Γ_1^n als Ellipse auf diesem Band eingezeichnet ist. Weiterhin ist der Mittelwert der Weltdaten eingetragen mit den Konturlinien für die Abweichung um eine bzw. zwei Standardabweichungen.

$SU(3)$-Sorten-Symmetrie in Gleichung (2.64) für die ersten Momente der Strukturfunktionen g_1 von Proton und Neutron die Ellis-Jaffe-Vorhersage

$$\Gamma_1^{p(n)}(Q^2) = \frac{1}{12}\left[+(-)\left|\frac{g_A}{g_V}\right| + \frac{1}{3}(3F-D)\right]\Delta C^{NS}(Q^2) + \frac{1}{9}(3F-D)\,\Delta C^S(Q^2). \tag{2.68}$$

Bei $Q^2 = 5\,\mathrm{GeV}^2$ und einem Wert von $\alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.003$ für die starke Kopplungskonstante erhält man eine theoretische Vorhersage von $\Gamma_1^p(Q^2) = 0.164 \pm 0.005$ und $\Gamma_1^n(Q^2) = -0.018 \pm 0.004$. Ein Vergleich mit den experimentellen Weltdaten, $\Gamma_{1,exp}^p(Q^2) = 0.129 \pm 0.010$ und $\Gamma_{1,exp}^n(Q^2) = -0.034 \pm 0.017$ [Abe98] bei demselben Wert von Q^2, zeigt eine deutliche Diskrepanz zur Vorhersage (siehe Abbildung 2.9). Diese Diskrepanz ist darauf zurückzuführen, daß mindestens eine der Annahmen, die zur Ellis-Jaffe-Summenregel führen, verletzt ist; das heißt entweder

- die SU(3)-Sorten-Symmetrie ist nicht erfüllt

oder

- es gibt einen signifikanten Beitrag der Strangequarks zum Nukleonenspin.

2.5. Die semiinklusive tiefinelastische Streuung

Der Nachweis mindestens eines Hadrons h in Koinzidenz zum gestreuten Lepton l' ist charakteristisch für die semiinklusive tiefinelastische Streuung:

$$l + N \rightarrow l' + h + X. \tag{2.69}$$

Im QPM versteht man die Produktion der Hadronenfragmente als das Herausschlagen eines Quarks aus dem Nukleonenverband durch das virtuelle Photon und der anschließenden Fragmentation des Quarks und des Nukleonenrestes in Hadronen. Im Laborsystem wird das Quark nach Absorption der Photonenenergie entlang des Impulsvektors des virtuellen Photons gestoßen. Hadronen, die mit dem gestoßenen Quark korreliert sind, geben Informationen über die Struktur des Nukleons.
Zum Studium der semiinklusiven tiefinelastischen Streuung sind kinematische Größen von Bedeutung, die im Folgenden vorgestellt werden:
Die lorentzinvariante Größe z ist die relative Energie des Hadrons, bezogen auf die Energie des virtuellen Photons. Mit den Definitionen aus Abschnitt 2.1 und dem Viererimpuls $\boldsymbol{p_h} = (E_h, \vec{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{h}})$ des Hadrons ergibt sich

$$z = \frac{\boldsymbol{p_h} \cdot \boldsymbol{P}}{\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{P}} \overset{\text{lab}}{=} \frac{E_h}{\nu}. \tag{2.70}$$

Im Schwerpunktsystem von Photon und Nukleon besitzt der Hadronenimpuls $\vec{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{h}}$ eine longitudinale Impulskomponente p_h^L entlang des virtuellen Photonenimpulses. Die im Schwerpunktsystem von Photon und Nukleon definierte Feynman-Variable

$$x_F = \frac{2\,p_h^L}{W} \tag{2.71}$$

gibt das Verhältnis der longitudinalen Impulskomponente p_h^L zur maximal möglichen W wieder. Die relative Energie des Hadrons z kann Werte im Bereich $0 \leq z \leq 1$ annehmen, während x_F zwischen den Grenzen -1 und +1 liegt.

2.5.1. Fragmentationsfunktionen

Das gestoßene Quark und der Nukleonenrest sind nicht farbneutral und müssen sich zu farbneutralen Hadronen formieren. Dieser Prozeß heißt Hadronisierung und ist nicht in der pQCD beschreibbar, da eine langreichweitige Wechselwirkung zwischen den sich voneinander entfernendem, gestoßenen Quark und dem Nukleonenrest involviert ist. Besteht eine Korrelation zwischen einem Hadron und dem gestoßenen

Quark, dann ist dieses aus der *Stromfragmentation* entstanden, wohingegen Hadronen, die mit dem Nukleonenrest korreliert sind, aus der *Targetfragmentation* stammen. Die Fragmentation in farbneutrale Hadronen wird parametrisiert durch die Fragmentationsfunktionen $D_f^h(Q^2, z)$. Für Hadronen aus der Stromfragmentation gibt $D_f^h(Q^2, z)$ die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Quark der Sorte f bei einem Streuprozeß mit Viererimpulsübertrag Q^2 in ein Hadron h fragmentiert, dessen relative Energie im Bereich $[z, z+dz]$ liegt. Um die Fragmentationsfunktionen $D_f^h(Q^2, z)$ zu studieren, muß man die Hadronen aus der Stromfragmentation selektieren. Diese zeichnen sich dadurch aus, daß sie im Schwerpunktsystem von Photon und Nukleon in Vorwärtsrichtung gestreut werden ($x_F > 0$) und eine große relative Energie $z > z_{\min}$ besitzen.[5]
Dabei ist keine eindeutige Trennung von Strom- und Targetfragmenten möglich, aber diese Auswahlkriterien geben eine signifikante Vergrößerung der Korrelation zwischen detektiertem Hadron und gestoßenem Quark wieder. Weiterhin wird die Separation der zwei Fragmentationsregionen besser mit größer werdender invarianter Masse W des hadronischen Endzustandes.
Da die Gesamtenergie der erzeugten Hadronen der Energie des virtuellen Photons entsprechen muß, gilt

$$\sum_h \int_0^1 z \cdot D_f^h(Q^2, z) dz = 1. \tag{2.72}$$

Die mittlere Multiplizität n_h der erzeugten Hadronen vom Typ h ist gegeben durch

$$n_h = \sum_f \int_{z_{\mathrm{Schwelle}}}^1 D_f^h(Q^2, z) dz. \tag{2.73}$$

Dabei gibt $z_{\mathrm{Schwelle}} = m_h/\nu$ die Schwellenenergie an, die benötigt wird, um ein Hadron vom Typ h mit der Masse m_h zu produzieren [Hal84].
Da die starke Wechselwirkung gegen Ladungskonjugation und Isospinvertauschung symmetrisch ist, reduziert sich die Anzahl unabhängiger Fragmentationsfunktionen. Es existieren für Pionen und Kaonen drei unabhängige Fragmentationsfunktionen; die bevorzugten (*favoured*) D_+ und die ungünstigen (*unfavoured*) D_-, D_s bzw. D_d.
Für Pionen gilt

$$\begin{aligned}
D_+^\pi(z) &= D_u^{\pi^+}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^-}(z) = D_{\bar{d}}^{\pi^+}(z) = D_d^{\pi^-}(z), &(2.74)\\
D_-^\pi(z) &= D_u^{\pi^-}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^+}(z) = D_{\bar{d}}^{\pi^-}(z) = D_d^{\pi^+}(z), &(2.75)\\
D_s^\pi(z) &= D_s^{\pi^+}(z) = D_{\bar{s}}^{\pi^-}(z) = D_{\bar{s}}^{\pi^+}(z) = D_s^{\pi^-}(z). &(2.76)
\end{aligned}$$

[5] In dieser Analyse werden die kinematischen Schnitte auf die relative Energie der nachgewiesenen Hadronen von $z \geq 0.2$ und auf die Feynman-Variable $x_F \geq 0.1$ vorgenommen, siehe Abschnitt 4.8.

Für Kaonen gilt analog

$$\begin{aligned}
D_+^K(z) &= D_u^{K^+}(z) = D_{\bar{u}}^{K^-}(z) = D_{\bar{s}}^{K^+}(z) = D_s^{K^-}(z), &(2.77)\\
D_-^K(z) &= D_u^{K^-}(z) = D_{\bar{u}}^{K^+}(z) = D_{\bar{s}}^{K^-}(z) = D_s^{K^+}(z), &(2.78)\\
D_{\mathrm{d}}^K(z) &= D_d^{K^+}(z) = D_{\bar{d}}^{K^-}(z) = D_{\bar{d}}^{K^+}(z) = D_d^{K^-}(z). &(2.79)
\end{aligned}$$

Bei den bevorzugten Fragmentationsfunktionen enthält das produzierte Hadron das herausgeschlagene Quark in der Wellenfunktion, und deshalb hat diese Fragmentation die größte Wahrscheinlichkeit [Gei98].
Analog zu den Quarkverteilungen besitzen auch die Fragmentationsfunktionen eine Q^2-Abhängigkeit durch die in Abbildung 2.8 und 2.10(a) gezeigten Prozesse. In [Bin95] sind LO und NLO Berechnungen des Skalenverhaltens der Fragmentationsfunktionen dargestellt, die die gemessene Q^2-Abhängigkeit gut beschreiben.

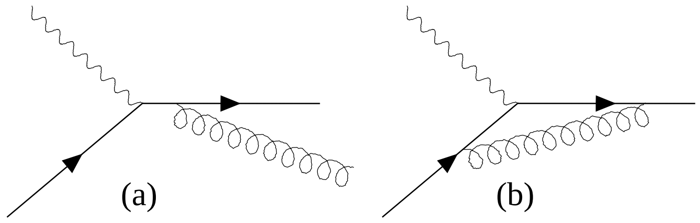

Abbildung 2.10.: Beispiel für QCD Prozesse, die (a) ein Skalenverhalten und (b) eine Verletzung der Faktorisierung verursachen (nach [Ruh99]).

Die Annahme der Faktorisierung in der QCD, die das langreichweitige Verhalten der Hadronisierung von dem kurzreichweitigen des Streuprozesses trennt, besitzt zwei Merkmale:

- Die Fragmentation ist unabhängig vom Photon-Quark Streuprozeß, d.h. unabhängig von x. Diese Annahme kann aber durch den Austausch eines Gluons zwischen dem Quark vor und nach dem Streuprozeß (siehe Abbildung 2.10(b)) verletzt sein.

- Der Prozeß der Fragmentation ist universell, d.h. er ist unabhängig von der Produktionsart des Quarks, das hadronisiert. Dieses konnte durch Messungen von Fragmentationsfunktionen aus tiefinelastischer Lepton-Proton-Streuung des H1- und ZEUS-Experimentes am DESY bestätigt werden [Adl97b, Bre99], die den Hadronisierungsprozeß von Quark-Antiquark-Paaren aus e^+e^--Streuung beschreiben.

2.5.2. Semiinklusive Asymmetrien und Strukturfunktionen

In führender Ordnung der QCD werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma^h/dz$ zur Produktion eines Hadrons h aus der Stromfragmentation durch die unpolarisierten Quarkdichteverteilungen $q_f(x,Q^2)$ und die Fragmentationsfunktionen $D_f^h(Q^2,z)$ beschrieben;

$$\frac{1}{\sigma_{\mathrm{incl}}}\frac{d\sigma^h}{dz}(x,Q^2,z) = \frac{\sum_f e_f^2\, q_f(x,Q^2)\, D_f^h(Q^2,z)}{\sum_f e_f^2\, q_f(x,Q^2)}, \tag{2.80}$$

wobei σ_{incl} den inklusiven tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.13) wiedergibt. Unter Ausnutzung der Gleichungen (2.54) und (2.80) läßt sich, analog zum inklusiven Fall, die unpolarisierte semiinklusive Strukturfunktion definieren:

$$F_1^h(x,Q^2,z) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2\, q_f(x,Q^2)\, D_f^h(Q^2,z). \tag{2.81}$$

Unter der Annahme, daß der Fragmentationsprozeß unabhängig von der Spinausrichtung des gestreuten Quarks im Nukleon ist, wird die polarisierte semiinklusive Strukturfunktion definiert:

$$g_1^h(x,Q^2,z) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2\, \Delta q_f(x,Q^2)\, D_f^h(Q^2,z). \tag{2.82}$$

Analog zum inklusiven Fall erhält man unter der Annahme einer verschwindenden Spinstrukturfunktion g_2^h die semiinklusive Photon-Nukleon-Asymmetrie

$$A_1^h(x,Q^2) \stackrel{g_2^h=0}{=} \frac{\int dz\, g_1^h(x,Q^2,z)}{\int dz\, F_1^h(x,Q^2,z)} = \frac{\sum_f e_f^2\, \Delta q_f(x,Q^2)\, \int dz\, D_f^h(Q^2,z)}{\sum_f e_f^2\, q_f(x,Q^2)\, \int dz\, D_f^h(Q^2,z)}. \tag{2.83}$$

Der Integrationsbereich von z richtet sich nach den kinematischen Schnitten zur Identifizierung der Hadronen aus der Stromfragmentation.
Mittels gegebener Fragmentationsfunktionen und unpolarisierter Quarkdichteverteilungen kann man die Gleichung (2.83) zusammen mit dem entsprechenden Ausdruck für die inklusiven Asymmetrien

$$A_1(x,Q^2) \stackrel{g_2=0}{=} \frac{g_1(x,Q^2)}{F_1(x,Q^2)} = \frac{\sum_f e_f^2 \Delta q_f(x,Q^2)}{\sum_f e_f^2 q_f(x,Q^2)} \tag{2.84}$$

nutzen, um die polarisierten Quarkverteilungen Δq_f aus gemessenen inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien zu berechnen.

2.6. Fragmentationsmodelle

Da die pQCD (siehe Abschnitt 2.3) den Prozeß der Hadronisierung nicht beschreiben kann, wurden phänomenologische Modelle entwickelt. Zwei wichtige Modelle sind die unabhängige Fragmentation (*Independent Fragmentation, IF*) [Fie78] und das LUND String-Modell (*String Fragmentation, SF*) [And83]. Diese sind im Monte-Carlo Generator JETSET [Sjö94] implementiert, der in dieser Analyse zur Bestimmung der polarisierten Quarkdichteverteilungen benutzt wurde. In diesen Modellen sind Parameter so angepaßt, daß die gemessenen Multiplizitäten und Ereignisverteilungen der Hadronen mit der Simulation beschrieben werden können [Gei98, Tal98, Men01].

2.6.1. Das unabhängige Fragmentationsmodell

Dieser Ansatz wurde von Field und Feynman entwickelt und beschreibt die inkohärente Fragmentation jedes einzelnen Partons in eine Kaskade von Hadronen, unabhängig von anderen Partonen der gleichen Generation. Das herausgeschlagene Quark q_0 kombiniert mit dem Antiquark q_1, eines aus dem Vakuum erzeugten Quark-Antiquark-Paares $(q_1\bar{q}_1)$, zu einem Meson mit Energiebruchteil z_0. Die verbleibende Energie $z_1 = 1 - z_0$ wird zur erneuten Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares und zur Kombination eines weiteren Mesons benutzt. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die Restenergie eine Schwellenenergie unterschreitet (siehe Abbildung 2.11). Das übriggebliebene Quark wird dann vernachlässigt. Die Beschreibung des IF-Modells wird von folgenden Parametern getragen:

- Die Größe $f(z)$ gibt die Verteilung des Energiebetrages für das jeweils erzeugte Meson und das übriggebliebene Quark an.
- Die Variable γ_f gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Quark-Antiquark-Paar der Sorte f zu erzeugen und reduziert sich unter Ausnutzung der Isospinsymmetrie auf zwei Parameter $\gamma = \gamma_u = \gamma_d$ und γ_s, mit $2\gamma + \gamma_s = 1$. Aus der Messung des Verhältnisses der Multiplizität von Kaon zu Pion [Arn84] erhält man $\gamma_s = 0.3\gamma$ und damit $\gamma = 0.435$.
- Der Parameter $\langle p_\perp^2 \rangle$ bestimmt die Breite der Gaussverteilung der Transversalimpulse des Quark-Antiquark-Paares.

Da der Fragmentationsprozeß explizit im Schwerpunktsystem durchgeführt wird, ist die Energieverteilung auf die Quarks und damit auf die entstehenden Hadronen nicht lorentzinvariant. Durch Vernachlässigung des letzten Quarks in der Hadronisierung sind weder Quarksorte noch -farbe erhalten.
Trotz dieser Schwächen beschreibt dieses Modell erfolgreich die Fragmentation in e^+e^--Kollisionen und tiefinelastischer Streuung.

2.6.2. Das String-Fragmentationsmodell

Das LUND String-Modell ist ähnlich zum IF-Modell, allerdings fragmentieren die Partonen nicht unabhängig voneinander, da die Quarks miteinander durch das Farbfeld der Gluonen verbunden sind. Da die Gluonen selbst Farbe tragen, ordnen sie sich entlang einer Flußröhre (*String*) an. Das Farbfeld besitzt eine konstante Energiedichte κ pro Längeneinheit. Während sich das gestreute Quark vom dem Nukleonenrest entfernt, wächst die potentielle Energie mit dem Abstand r proportional zu κr an, und der String kann durch die Entstehung eines neuen $q\bar{q}$-Paares in zwei Teile aufbrechen. Diese fragmentieren dann in gleicher Weise unabhängig voneinander, bis alle Teile in farblose Hadronen auf der Massenschale übergegangen sind (siehe Abbildung 2.11).
Die Beschreibung des SF-Modells wird von folgenden Parametern getragen:

- Das Produktionsverhältnis der Quarksorten (ähnlich zu den γ Parametern aus dem IF-Modell) ist gegeben durch $u : d : s : c = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$.
- Das Verhältnis der Produktion von Quarks zu Diquarks gibt das Produktionsverhältnis Mesonen zu Baryonen an.
- Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines Quark-Antiquark-Paares durch Brechung des Gluonstrings.
- Die Breite der Gaussverteilung der Transversalimpulse des Quark-Antiquark-Paares.

Das LUND String-Modell ist invariant unter Lorentztransformation und erfüllt die Erhaltung der Quarksorte und -farbe.

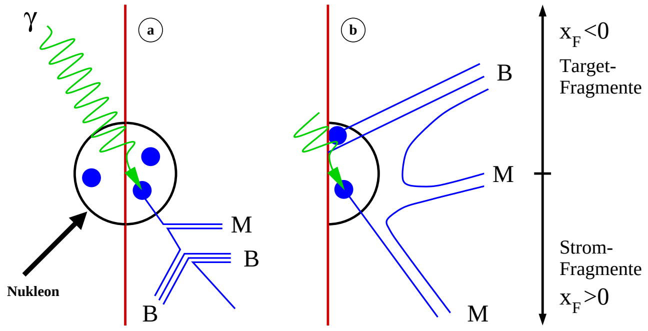

Abbildung 2.11.: Vereinfachtes Bild zum Prozeßablauf der Fragmentation (a) im unabhängigen Fragmentationsmodell und (b) im LUND String-Fragmentationsmodell. Die Mesonen im Endzustand werden mit M und die Baryonen mit B bezeichnet.

3. Das HERMES-Experiment

Ziel des HERMES-Experimentes ist die Untersuchung der spinabhängigen tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung. Es ist als ein internes Experiment an der Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA) des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg konzipiert. Eine fensterlose Speicherzelle in Kombination mit einer polarisierten ^{3}He-Quelle (1995) bzw. Atomstrahlquelle (ABS) für polarisierten Wasserstoff (1996 bis 1997) und Deuterium (1998 bis 2000) und die Nutzung der auf 27.57 GeV beschleunigten longitudinal polarisierten Positronen (bzw. Elektronen) bieten die Möglichkeit, Lepton-Nukleon-Spinasymmetrien zu vermessen.
In diesem Kapitel werden der HERA-Speicherring, das interne Gastarget und das Vorwärtsspektrometer vorgestellt. Die einzelnen Detektorkomponenten werden detailliert in [Ack98], die polarisierte ^{3}He-Quelle ausführlich in [DeS98a] und die ABS in [Gol96, Ste97] beschrieben.

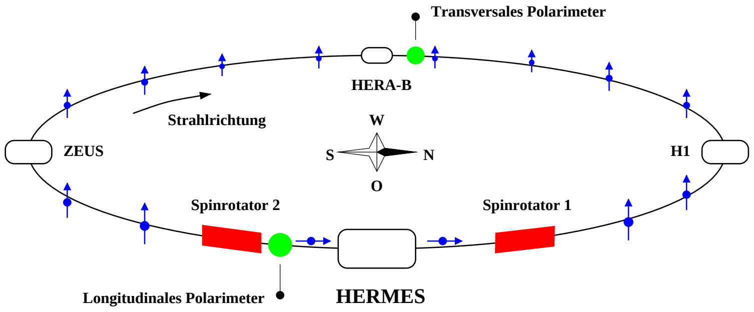

Abbildung 3.1.: Schematische Ansicht des HERA-Speicherringes mit den vier Experimenten ZEUS, HERA-B, H1 und HERMES. Die Pfeile deuten die Polarisation der Positronen an, die mit zwei voneinander unabhängigen Polarimetern gemessen wird. Die transversale Polarisation wird durch die Spinrotatoren vor und hinter dem HERMES-Experiment um ±90° in longitudinale Richtung gedreht.

3.1. Der HERA-Speicherring

Bei der Hadron-Elektron-Ringanlage HERA handelt es sich um einen 6,3 km langen Ringbeschleuniger, in dessen gegenläufigen Strahlrohren Positronen[1] auf 27.57 GeV und Protonen auf 920 GeV (bis 1997: 820 GeV) beschleunigt und gespeichert werden. Von den Experimenten H1 und ZEUS werden an den jeweiligen Kreuzungspunkten die zusammentreffenden Teilchenpakete benutzt, während HERMES und HERA-B nur den Positronen- bzw. Protonenstrahl und jeweils ein stationäres Target verwenden.

3.1.1. Polarisierte Leptonen bei HERA

Die Emission der Synchrotronstrahlung der umlaufenden Positronen beinhaltet eine kleine asymmetrische Spinumklappamplitude, die dazu führt, daß ein Endzustand mit parallelem Spin zum äußeren Dipol-Magnetfeld bevorzugt wird (Sokolov-Ternov-Effekt) [Sok64]. Daraus resultiert eine stärkere Bevölkerung der Zustände mit paralleler zu antiparalleler Spinausrichtung, und die Positronenpakete werden bei jedem Umlauf stärker transversal polarisiert.
Der Aufbau der Polarisation folgt einer Exponentialfunktion

$$P(t) = P_{\max}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \tag{3.1}$$

mit einer Zeitkonstanten τ und der maximalen Gleichgewichtspolarisation $P_{\max}$. Die maximal erreichbare Polarisation bei einer idealen Maschine ist unabhängig von jeglichen Maschinenparametern [Sok64],

$$P_{\max}^{\text{th}} = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 92.4\%. \tag{3.2}$$

Die charakteristische Anstiegszeit, abhängig von Strahlenergie $E = 27.57\,\text{GeV}$ und Kurvenradius $\rho = 707$ Meter, ist für die Positronen bei HERA $\tau_{th} = 37$ Minuten.
In der Realität wird der Polarisationsaufbau durch depolarisierende Effekte gestört, die sowohl die Anstiegszeit, als auch die maximal erreichbare Polarisation verändern. Diese depolarisierenden Effekte, z.B. nicht optimal justierte Quadrupolmagnete, können durch eine effektive Depolarisationszeit τ_{Dep} beschrieben werden, und es gilt

$$P_{\max} = P_{\max}^{\text{th}} \frac{\tau_{Dep}}{\tau_{th} + \tau_{Dep}}, \tag{3.3}$$

$$\tau = \tau_{th} \frac{\tau_{Dep}}{\tau_{th} + \tau_{Dep}}. \tag{3.4}$$

[1] Von Herbst 1998 bis Frühling 1999 wurden Elektronen beschleunigt. Falls nicht explizit erwähnt, so werden im Folgenden Elektronen und Positronen einheitlich als Positronen behandelt.

Da für das HERMES-Meßprogramm eine longitudinale Strahlpolarisation erforderlich ist, sind vor und hinter dem HERMES-Experiment Spinrotatoren eingebaut (vgl. Abbildung 3.1). Die transversale Polarisation wird vor der Targetregion um $\pm 90°$ in Richtung des Strahlimpulses gedreht und nach dem HERMES-Wechselwirkungspunkt wieder zurück in die Vertikale. Dies setzt eine exakte Arbeitsweise der Spinrotatoren voraus, da eine kleine Fehlstellung des Spins nach den beiden Spinrotatoren stark depolarisierend wirken würde. In den Jahren 1995 bis 2000 wurden typische Polarisationen zwischen 55 Prozent und 65 Prozent erreicht.

3.1.2. Messung der Strahlpolarisation

Für die Polarisationsmessung verwendet man die Comptonstreuung von polarisiertem Licht an dem polarisierten Teilchenstrahl. Bei HERA wird die Polarisation an zwei verschiedenen Stellen im Speicherring gemessen.

Ein **transversales Polarimeter (TPOL)** [Bar93, Bar94], das im Abschnitt West-Rechts von HERA aufgebaut ist, nutzt zur Polarisationsmessung die räumliche Asymmetrie in den Compton-Wirkungsquerschnitten für die Streuung von zirkular polarisiertem Licht an transversal polarisierten Positronen. Dabei ist die Ortsdifferenz der mittleren vertikalen Positionen der Compton-Photonen für entgegengesetzte Photonhelizitäten proportional zu der transversalen Strahlpolarisation. Die Messung erfolgt in der sogenannten Ein-Photon-Methode, bei der die Energie und vertikale Position der zurückgestreuten Photonen eines Argon-Ionen-Lasers in einem Sandwich-Kalorimeter aus Wolfram und Szintillatormaterial gemessen werden. Dazu wird die Intensität des Lasers so gewählt, daß die Wahrscheinlichkeit, mehrere Comptonphotonen innerhalb eines Positronenbunches (Positronenpaket in einem Speicherring[2]) zu messen, klein ist ($\sim 1\%$). Die Strahlpolarisation wird in Intervallen von einer Minute mit einer statistischen Genauigkeit von ein bis zwei Prozent gemessen. Der systematische Fehler von 3.4 Prozent (4 Prozent für 1995) ist hauptsächlich von der Unsicherheit der Kalibration bestimmt, da das TPOL über die Messung der Anstiegszeit und des Maximalwertes der Strahlpolarisation (siehe Gleichung 3.1, 3.3 und 3.4) kalibriert wird. Eine detaillierte Beschreibung des TPOL befindet sich in [Bar93, Tip99].

Das **longitudinale Polarimeter (LPOL)** wurde 1996 im Abschnitt Ost-Rechts von HERA in Strahlrichtung zwischen dem HERMES-Experiment und dem zweitem Spinrotator aufgebaut. Im Gegensatz zum TPOL wird hierbei die Energieasymmetrie der Comptonstreuung von zirkular polarisiertem Licht an longitudinal polarisierten Strahlpositronen ausgenutzt. Das energiegewichtete Spektrum der gestreuten Photonen im Laborsystem ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

[2] In einer HERA-Füllung befinden sich 189 Positronenpakete mit einer Länge von 11 mm (37 ps) und einem Paketabstand von 29 m (96 ns).

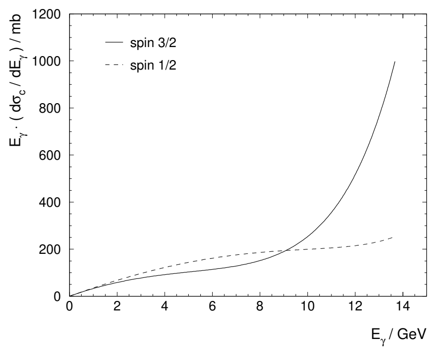

Abbildung 3.2.: Der energiegewichtete, differentielle Wirkungsquerschnitt $E_\gamma \cdot (d\sigma_c/dE_\gamma)$ für die Streuung von zirkular polarisierten Photonen an longitudinal polarisierten Positronen ist als Funktion der Energie E_γ für den Gesamtdrehimpuls $\frac{3}{2}$ (durchgezogene Kurve) und $\frac{1}{2}$ (gestrichelte Kurve) gezeigt (aus [Bec01]).

Beim LPOL wird die Energie von etwa 1000 Comptonphotonen pro Positronenpaket im Kalorimeter gemessen (Multi-Photon Methode), das durch eine sehr große Laserintensität mittels eines frequenzverdoppelten, gepulsten YAG-Lasers erreicht wird, der mit einer Wiederholungsrate von bis zu 100 Hz betrieben werden kann. Zur Messung der Energie der rückgestreuten Comptonphotonen wird ein Kalorimeter aus vier optisch isolierten, 20 cm langen $NaBi(WO_4)_2$-Kristallen in einer 2×2-Matrixanordnung verwendet. Das LPOL bestimmt die longitudinale Strahlpolarisation mit einer absoluten statistischen Genauigkeit von einem Prozent für ein Zeitintervall von einer Minute, und der relative systematische Fehler beträgt 1.6 Prozent. Eine detaillierte Beschreibung des LPOL findet man in [Bec00a, Bra00, Bec00b].

3.1.2.1. Interpolation der Polarisationsmessung

Die in Minutenintervallen erfolgten kalibrierten Einzelmessungen werden von der Polarimetergruppe analysiert. Für Perioden mit kontinuierlichen Strahlbedingungen werden die statistisch fluktuierenden Einzelmessungen durch Anpassung kubischer Spline-Funktionen geglättet. Dadurch werden nicht nur unphysikalische Fluktuationen ausgeglichen, sondern es können kleine Zeitbereiche ohne Polarisationswerte überbrückt werden. Durch regelmäßige Positions- und Energiekalibrierung des TPOL-Kalorimeters während der Datennahme, stehen in einigen Zeitbereichen keine Polarisationsmessungen zur Verfügung. Wenn die Polarisation vor und nach der Kalibrationsmessung stabil verläuft, können die entstandenen Lücken mit den geglätte-

ten Werten überbrückt und verwendet werden. Die maximale Zeit, die in der Analyse auf diese Weise überbrückt wird, beträgt 300 Sekunden.
Durch die Verwendung der geglätteten Werte für die Analyse ist der statistische Fehler der Polarisationsmessung vernachlässigbar. Die über das Jahr gemittelte Strahlpolarisation für die Jahre 1996 bis 2000 beträgt für die selektierten Datenabschnitte zwischen 53 Prozent und 54 Prozent.

3.2. Das interne Gastarget

Bei HERMES wird ein im Strahlrohr des Lepton-Speicherrings plaziertes Gastarget verwendet. Es können Messungen mit polarisiertem Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He, oder mit unpolarisiertem Gas, wie Wasserstoff, Deuterium, Helium, Stickstoff und Krypton durchgeführt werden.
Dabei wird die Speicherzellentechnik genutzt, wobei eine fensterlose, elliptische, 75 μm (1995: 125 μm) dünne Aluminiumröhre mit den Ausmaßen $9.8 \times 29 \times 400$ mm^3 (im Jahr 2000: $8.9 \times 21 \times 400$ mm^3) verwendet wird. Die Speicherzelle ist in einer Vakuumkammer koaxial zum Positronenstrahl eingebaut. Die polarisierten Gasatome aus einer optisch gepumpten ^{3}He-Quelle oder Atomstrahlquelle (ABS) werden durch ein kleines Röhrchen senkrecht zur Strahlachse in die Mitte der Zelle injiziert. Diese erfahren einige hundert Wandstöße und kreuzen dadurch viele Male den Positronenstrahl, bevor sie von einem Pumpensystem an beiden Enden der Speicherzelle abgesaugt werden, um das Vakuum im HERA-Beschleunigerring nicht zu verschlechtern (Abbildung 3.3).

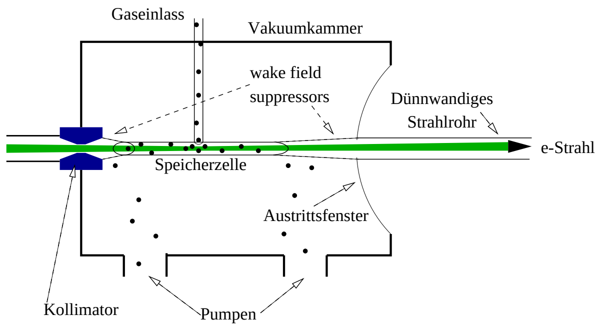

Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des internen Gastargets bei HERMES.

Verglichen mit einem Atomstrahltarget kann dadurch die Targetdichte um zwei Größenordnungen erhöht werden. Zusätzlich wird zur Vergrößerung der Targetdichte die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gasatome durch Kühlung der Targetzelle

vermindert. Für die ABS waren 100K (1996 bis 1999) bzw. 60K (2000) typische Zellentemperaturen. Die Flächendichte für polarisiertes Targetgas wird mit $7.5 \cdot 10^{13}$ Nukleonen/cm^2 für Wasserstoff [Kol98] und $1.05 \cdot 10^{14}$ Nukleonen/cm^2 für Deuterium angegeben [Bau00]. Im Jahr 2000 wurde eine verkleinerte Speicherzelle benutzt, mit der eine Targetflächendichte von $2.10 \cdot 10^{14}$ Nukleonen/cm^2 für polarisiertes Deuterium erreicht werden konnte [Bau00].
Damit die Polarisation der Gasatome erhalten bleibt, und um eine Depolarisation durch Wandstöße zu verringern, ist ein longitudinales Haltemagnetfeld angelegt und die Zellwand mit einer Schicht aus Dri-Film und Eis überzogen worden.
Zum Schutz der Targetzelle vor Synchrotronstrahlung oder Teilchenschauer sind vor der Targetregion Kollimatoren angebracht worden.

3.2.1. Die polarisierte ^{3}He-Quelle

Im Jahr 1995 hat HERMES zur Bestimmung der Spinstruktur des Neutrons Daten mit einer polarisierten ^{3}He-Quelle genommen, die ausführlich in [DeS98a] beschrieben wird.
In einer Quarzglaszelle wird unter Einstrahlung einer niederfrequenten Radiostrahlung ein kleiner Anteil der ^{3}He-Atome in den metastabilen $2\,^3S_1$-Zustand gebracht. Die Atome werden danach in den $2\,^3P_0$-Zustand durch resonante Einstrahlung von zirkular polarisiertem infraroten Laserlicht gepumpt. Durch die isotrope Abstrahlung von unpolarisiertem Licht beim Übergang zurück in den $2\,^3S_1$-Zustand werden die metastabilen Atome polarisiert. Durch die Hyperfeinwechselwirkung koppeln der Elektron- und Kernspin zum Gesamtspin, so daß die Nukleonen im angeregten Zustand des Atoms polarisiert werden. Beim Zerfall des metastabilen Zustandes bleibt die Kernpolarisation nicht erhalten. Die Polarisation der Elektronen wird durch den Austausch der Elektronenwolken bei Atomstößen auf die stabilen Atome übertragen.
Die polarisierten Atome werden in die Speicherzelle injiziert und ein magnetisches Haltefeld mit einer Stärke von 3.2 mT parallel zum Positronenstrahl, generiert durch ein Paar Helmholtzspulen, dient als Orientierungsachse. Die Targetpolarisation wird, zur Verminderung systematischer Effekte, durch den Wechsel der Helizität des Laserlichtes etwa alle 10 Minuten umgekehrt.
Die Polarisationsmessung erfolgt durch zwei unabhängige optische Targetpolarimeter innerhalb der Pump- bzw. Targetzelle.
Die mittlere ^{3}He-Polarisation lag bei 55 Prozent bei einem relativen systematischen Fehler von 5 Prozent und einer Targetflächendichte von $1.2 \cdot 10^{15}$ Nukleonen/cm^2.

3.2.2. Die polarisierte Atomstrahlquelle

Zur Erzeugung der polarisierten Wasserstoffatome (1996 bis 1997) und Deuteriumatome (1998 bis 2000) wird die polarisierte Atomstrahlquelle (ABS) benutzt

[Gol96, Ste97]. Der schematische Aufbau der ABS und des Breit-Rabi-Polarimeters (BRP) [Bra96, Bra97] ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

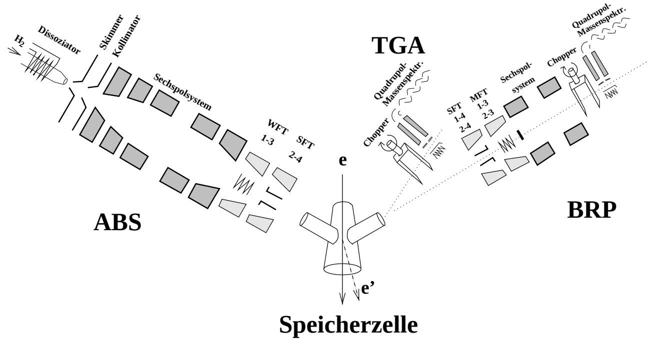

Abbildung 3.4.: Schematischer Aufbau der Atomstrahlquelle (ABS) bei HERMES für Wasserstoff und Deuterium. Die Polarisation wird mit einem Breit-Rabi-Polarimeter (BRP) gemessen und der Anteil der Moleküle mit dem Targetgasanalysator (TGA) bestimmt.

Die Wasserstoff- bzw. Deuteriummoleküle werden in einem Hochfrequenzdissoziator in atomaren Wasserstoff bzw. Deuterium separiert. Durch eine gekühlte Düse und ein System von Kollimatoren durchquert der unpolariserte Atomstrahl in einer Anordnung von fünf Sechspolmagneten ein inhomogenes Magnetfeld. Durch eine Stern-Gerlach-Separation werden die Atome nach ihrem elektronischen Spin sortiert. Dabei werden Zustände mit paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung des Elektronenspins nach Durchquerung der Anordnung auf die Strahlachse fokussiert bzw. defokussiert. Die nach der Sechspolanordnung vorhandenen Hyperfeinzustände besitzen eine entsprechend entgegengesetzte Spineinstellung des Nukleons. Mittels adiabatischer Hochfrequenzübergänge (*Weak Field Transition, WFT* und *Strong Field Transition, SFT*) können die Besetzungen zweier Zustände nahezu vollständig ausgetauscht und in Zustände mit gleicher Kernspinpolarisation überführt werden. Der so erhaltene kernspinpolarisierte Atomstrahl wird durch ein kleines Einlaßröhrchen in die Speicherzelle injiziert. Ein supraleitender Magnet erzeugt ein longitudinales Haltefeld von B = 350 mT, das die Quantisierungsachse der Nukleonspins definiert. Bei diesem hohen Magnetfeld sind der Kern- und Elektronenspin fast vollständig entkoppelt, und Depolarisationen der Kernspins durch Wandstöße treten nur vermindert auf. Zur Minimierung der Rekombination der Atome an der Zellenwand ist diese mit einer Schicht aus Dri-Film und Eis überzogen.
Ein kleiner Teil der Gasatome wird durch ein kleines Austrittsröhrchen extrahiert. Dabei ist der Winkel des Austrittsröhrchens so gewählt, daß die Stichprobe von

Atomen dominiert wird, die bereits Wandstöße durchgeführt haben.
Zur Bestimmung der Targetpolarisation wird ein Breit-Rabi-Polarimeter (BRP) verwendet, das weitgehend der umgekehrten Anordnung der ABS entspricht. Dabei werden die einzelnen Hyperfeinstrukturzustände mittels adiabatischer Hochfrequenzübergänge und einer Sechspolanordnung selektiert und deren Zählraten in einem Quadrupol-Massenspektrometer gemessen. Aus den gemessenen relativen Bevölkerungszahlen der einzelnen Zustände kann man die Polarisation P_{BRP} der aus der Speicherzelle extrahierten Atome berechnen.
Der Anteil $1 - \alpha_r^{TGA}$ der Atome, die zu molekularem Wasserstoff bzw. Deuterium rekombinieren, wird in einem Targetgasanalysator (TGA) mittels eines Massenspektrometers bestimmt.
Die Targetpolarisation P_T innerhalb der Targetzelle wird über den Ausdruck

$$P_T = P_{BRP} \cdot \alpha_0 \left[\alpha_r + (1 - \alpha_r) \cdot \beta\right] \tag{3.5}$$

mit

$$\alpha_r = \alpha_r^{TGA} \cdot C_p \tag{3.6}$$

berechnet. Hierbei bestimmt α_0 den relativen Anteil der dissoziierten Gasatome. Für die verschiedenen Zeitperioden sind die erhaltenen Werte von α_0, α_r und P_{BRP} in Tabelle 3.1 gezeigt. Die aufgeführten Fehler geben die Breite der statistischen Verteilungen in den verschiedenen Datennahmejahren wieder und werden nicht für die Fehlerberechnung in der Analyse benutzt. Die statistische Unsicherheit der Messungen von α_0, α_r und P_{BRP} ist im systematischen Fehler der Targetpolarisation P_T für das jeweilige Datennahmejahr enthalten.

Target	Wasserstoff		Deuterium		
Jahr	1996	1997	1998	1999	2000
α_0	0.97 ± 0.08	0.99 ± 0.02	0.93 ± 0.05	0.90 ± 0.06	0.94 ± 0.01
α_r	0.88 ± 0.06	0.96 ± 0.02	0.98 ± 0.03	0.99 ± 0.06	0.99 ± 0.02
P_{BRP}	0.89 ± 0.02	0.92 ± 0.01	0.88 ± 0.04	0.90 ± 0.07	0.91 ± 0.03
P_T (%)	79.3 ± 6.3	87.1 ± 4.4	80.6 ± 8.0	80.0 ± 8.0	83.5 ± 4.0

Tabelle 3.1.: Gemessene Werte für α_0, α_r und P_{BRP} in verschiedenen Zeitperioden. Der angegebene Fehler gibt die Breite der statistischen Verteilungen in den verschiedenen Datennahmejahren wieder und wird nicht als Fehlerabschätzung in der Analyse benutzt. Weiterhin ist die nach Gleichung (3.5) berechnete Targetpolarisation P_T und der zugehörige systematische Fehler angegeben.

Der Korrekturfaktor C_p berücksichtigt, daß die vom BRP und TGA gemessenen Werte der Stichprobe nur aus der Mitte der Speicherzelle stammen und die mit dem Positronenstrahl wechselwirkenden Targetatome eine andere Anzahl von Wandstößen

vollzogen haben, welche zu einer Rekombination zu Molekülen führen kann. Dieser geometrische Effekt wird durch Monte-Carlo Simulationen ermittelt und ist ausführlich in [Hen99] beschrieben. Die ermittelten Korrekturwerte C_p können aus [Hen00] entnommen werden. Die Größe β ist das Verhältnis der Nukleonenpolarisation in rekombinierten Molekülen zur Nukleonpolarisation in Atomen und ist nicht genau bekannt. Eine detailierte Analyse von Messungen bei HERMES limitiert den möglichen Bereich für Wasserstoff zwischen $(0.2 \leq \beta \leq 1.0)$ [Kol98]. Aufgrund der großen mittleren α_r-Werte ist der Einfluß der Unsicherheit in der Kenntnis von β nur gering. Der aus der Unkenntnis von β resultierende Fehler ist im systematischen Fehler der Targetpolarisation P_T in Tabelle 3.1 enthalten. Für 1996 erkennt man einen niedrigeren mittleren α_r-Wert, und das vorangegangene Argument des kleinen Einflusses von β gilt nicht mehr. Deshalb wird die Polarisation für 1996 gesondert bestimmt (siehe Abschnitt 5.4.2).
Während der Datennahme wird die Polarisationsrichtung etwa alle 90 Sekunden nach dem Zufallsprinzip umgekehrt, um systematische Fehler zu minimieren [Sim01a]. Die mittlere Protonenpolarisation lag 1997 (1996) bei 87 Prozent (79 Prozent) mit einer systematischen Unsicherheit von 4.4 Prozent (6.3 Prozent). Die mittlere Deuteriumpolarisation lag zwischen 80 Prozent und 84 Prozent. Die systematische Unsicherheit konnte mit 8 Prozent bzw. 4 Prozent für die Jahre 1998 und 1999 bzw. 2000 angegeben werden.[3]

[3] Die systematischen Fehler für das Deuteriumtarget in verschiedenen Datennahmejahren sind aus einer privaten Mitteilung von P. Lenisa.

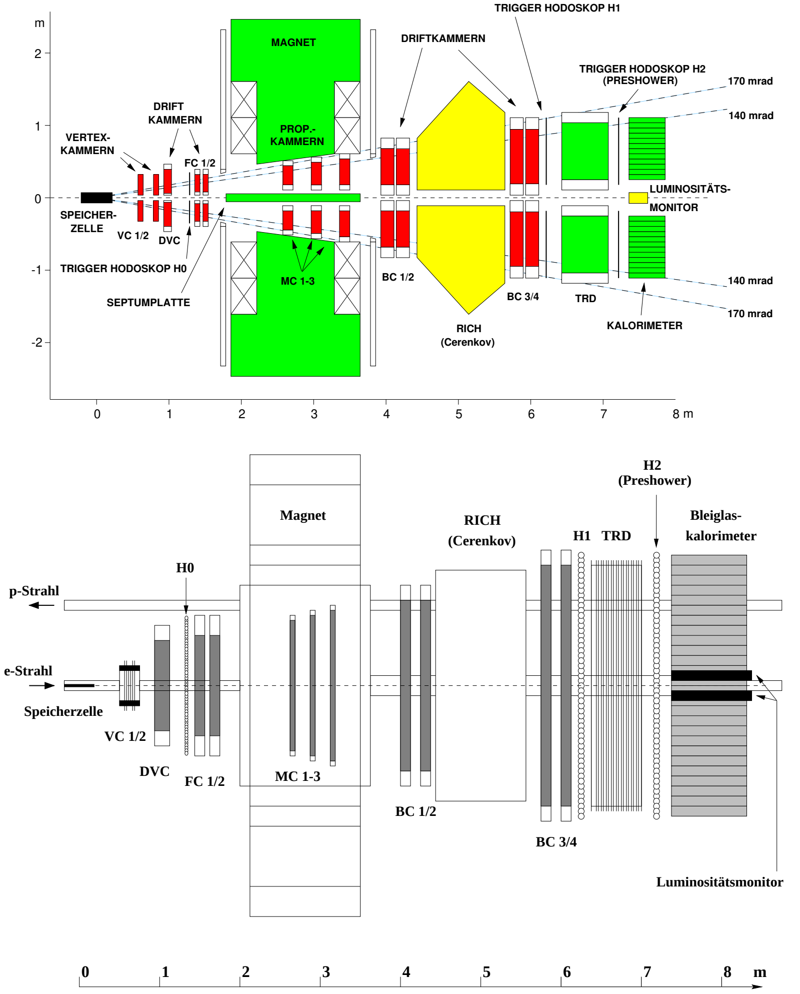

Abbildung 3.5.: Seitenansicht (oberes Bild) und Draufsicht (unteres Bild) des HERMES-Spektrometers.

3.3. Das Spektrometer

Die aus dem Target gestreuten Teilchen werden in dem HERMES-Vorwärtsspektrometer nachgewiesen. Dabei ist der Detektor aufgrund der HERA-Speicherringe in zwei identische Hälften über und unter der Strahlachse geteilt. Das Positronenstrahlrohr durchläuft das Spektrometer in der Mitte, während das Protonenstrahlrohr in einem horizontalem Abstand von 71.4 cm parallel dazu verläuft (siehe Draufsicht des HERMES-Spektrometers in Abbildung 3.5). Zur Abschirmung des vertikalen Feldes des Spektrometermagneten sind die Strahlrohre von Eisenplatten (Septumplatten) umgeben, die die vertikale Spektrometerakzeptanz zu kleinen Streuwinkeln hin begrenzen. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt, befinden sich vor dem Dipolmagneten Spurkammern zur Spur- und Vertexrekonstruktion. Der Spektrometermagnet erzeugt zur Impuls- und Ladungsbestimmung ein vertikales Dipolfeld mit integrierter Feldstärke von 1.3 Tm. Die Akzeptanz beträgt in horizontaler Richtung $|\theta_x| \leq 170$ mrad und in vertikaler 40 mrad $\leq |\theta_y| \leq 140$ mrad. Hinter dem Spektrometermagneten befinden sich weitere Spurkammern zur Spurrekonstruktion und Bestimmung der Ablenkwinkel im Magneten. Die Teilchenidentifikation erfolgt in einer Kombination von Čerenkovdetektor, Preshowerzähler, Übergangsstrahlungsdetektor und Bleiglaskalorimeter. Schnelle Szintillatorhodoskope liefern die Triggerinformation für physikalisch interessante Ereignisse. In Koinzidenz mit dem Kalorimeter werden nur solche Ereignisse aufgezeichnet, die eine volle Teilchenspur oberhalb einer Mindestenergie aufweisen. Der Ursprung des Koordinatensystems bei HERMES befindet sich in der Mitte der Targetzelle. Die positive z-Achse ist entlang der Positronenstrahlrichtung definiert. Die positive x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Speicherrings und die positive y-Achse vertikal nach oben.
Eine detaillierte Beschreibung des Detektoraufbaus findet man in [Ack98].

3.3.1. Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem muß folgenden Anforderungen genügen:

- Vertexbestimmung[4] eines Streuereignisses innerhalb der Targetzelle.
- Messung der Streuwinkel zur Bestimmung der Kinematik.
- Messung des Teilchenimpulses aus der Winkelablenkung im Spektrometermagneten.
- Zuordnung der Durchstoßpunkte in den Teilchenidentifikationsdetektoren mit den hinter dem Magnetfeld rekonstruierten Spuren.

Die genaue Vertexbestimmung wird erreicht durch hochauflösende Mikrostreifen-Gaszähler (VC 1/2) mit einer Auflösung von 65 μm pro Ebene [Blo99], die direkt hinter dem Austrittsfenster des Targets installiert sind [5]. Im Anschluß an diese sind die Drift-Vertex-Kammern (DVC) sowie die Driftkammern kurz vor dem Spektrometermagneten (FC 1/2) installiert. Diese bestehen aus jeweils sechs Ebenen bei einer Driftzellengröße von 6 mm bzw. 7 mm und einer Ortsauflösung von 220 μm. Im Spektrometermagnet sind drei Vieldraht-Proportionalkammern (MC 1-3) eingebaut. Diese werden zur Impulsbestimmung niederenergetischer Teilchen verwendet, die aufgrund ihrer Ablenkung nicht in die hintere Detektorakzeptanz gelangen. Die Teilchenspuren hinter dem Spektrometermagneten werden von jeweils zwei Modulen der hinteren Driftkammern (BC 1-4) [Ber95, Ber98] mit jeweils sechs Ebenen und einer Zellengröße von 15 mm nachgewiesen. Die Ortsauflösung der Module BC 1/2 ist 275 μm und der Module BC 3/4 300 μm. In Verbindung mit den vorderen Driftkammern können die Impulse der im Dipolfeld des Spektrometermagneten abgelenkten Teilchen bestimmt werden. Die Teilchenimpulse werden aus Position und Winkel der Spuren vor und hinter dem Spektrometermagnet unter Verwendung einer Suchtabelle mittels eines Mustererkennungsalgorithmus bestimmt [Wan96]. Die relative Impulsauflösung liegt zwischen 0.7 Prozent und 1.25 Prozent und die Streuwinkel können mit einer Genauigkeit besser als 0.6 mrad gemessen werden. Für das gestreute Positron kann die kinematische Variable x mit einer Präzision von 4 Prozent bis 8 Prozent angegeben werden, während die Präzision von Q^2 bei 2 Prozent über den gesamten kinematischen Bereich erreicht wird [Ack98].

[4] Der Vertex wird als der Punkt berechnet, an dem zwei oder mehr Spuren eines Ereignisses den geringsten Abstand haben. Wird nur eine Spur rekonstruiert, so wird als zweite Gerade die Strahlachse verwendet.

[5] Die VC-Detektoren sind im Jahr 1999 ausgebaut worden. Aus Konsistenzgründen bei der Spurrekonstruktion werden diese Detektoren in der vorliegenden Analyse für alle Jahre nicht verwendet.

3.3.2. Die Teilchenidentifikationsdetektoren

Zur Analyse der tiefinelastischen Streuung ist die Identifikation des Teilchentyps entscheidend. Bei HERMES wird die Unterscheidung von Positron und Hadron von drei Detektoren, dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), Hodoskop H2 (Preshower) und Bleiglaskalorimeter übernommen. Die Identifikation des Hadrontyps wird mit dem Schwellen-Čerenkovzähler (1995 bis 1997) bzw. ringabbildenden Čerenkovdetektor (*Ring Imaging Čerenkov*, RICH, seit 1998) erreicht. Diese Detektoren werden im Folgenden kurz vorgestellt, weitere Details zur Teilchenidentifikation (*Particle Identification*, PID) findet man in [Kai97a].

Der Übergangsstrahlungsdetektor

In Strahlrichtung hinter den letzten Spurkammern ist der Übergangsstrahlungsdetektor (*Transition Radiation Detector*, TRD) eingebaut. Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein geladenes Teilchen die Grenze zwischen zwei Medien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante ε durchquert. Die Energie der Röntgenstrahlung skaliert mit dem Lorentzfaktor $\gamma = E/m$, und für den Abstrahlungswinkel gilt $\theta \simeq 1/\gamma$. Um eine Übergangsstrahlung von einigen keV zu erhalten, muß $\gamma \geq 500$ sein [Kai97b]. Für Positronen in dem für HERMES zugänglichen Energiebereich ist dies immer der Fall, während es für die Hadronen nicht zutrifft, da z.B. für ein 5 GeV Positron $\gamma \simeq 10^4$ und für ein Pion mit gleichem Impuls $\gamma \simeq 36$ gilt.

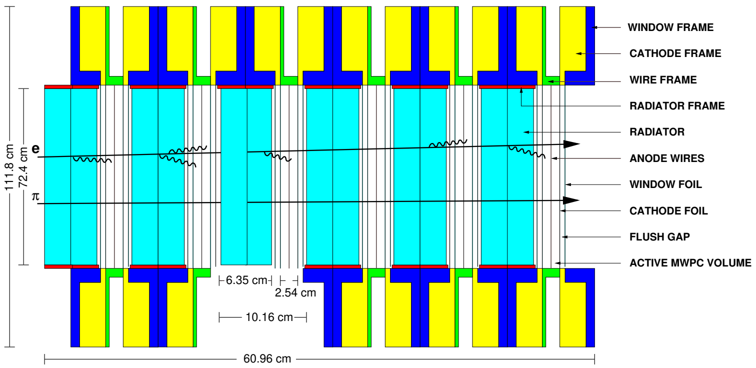

Abbildung 3.6.: Schematischer Aufbau des Übergangsstrahlungsdetektors (TRD) (aus [Men97]).

Der TRD ist aufgebaut aus sechs Modulen mit jeweils einem Radiator und einer Vieldraht-Proportionalkammer (siehe Abbildung 3.6). Der 6.35 cm dicke Radiator besteht aus vielen Polyethylenfasern, deren Durchmesser 17 μm bis 20 μm beträgt.

Dies entspricht 267 dielektrische Übergänge. Die 2.54 cm breiten Vieldraht-Proportionalkammern sind mit einem Gasgemisch aus Xenon (90 Prozent) und Methan (10 Prozent) gefüllt und werden zur Energiemessung und Ortsbestimmung der erzeugten Photonen verwendet. Neben der Übergangsstrahlung wird auch die durch Gasionisation deponierte Energie nachgewiesen. Die mittlere, in den TRD Modulen deponierte Energie[6] von Positronen und Hadronen ist in Abbildung 3.7 (a) gezeigt. Allein mit dem TRD erzielt man eine Unterdrückung der Pionen mit Impulsen größer als 4 GeV um einen Faktor von mindestens 100 bei einer Nachweiseffizienz für Positronen von 90 Prozent.

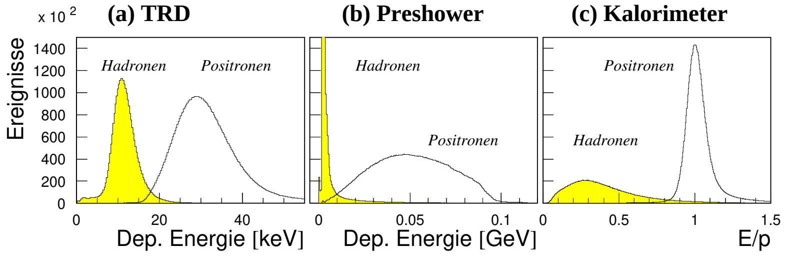

Abbildung 3.7.: Ereigniszahlen des gesamten Datennahmejahres 2000 der drei Teilchenidentifikationsdetektoren Übergangsstrahlungsdetektor (TRD), Hodoskop H2 (Preshower) und Kalorimeter für Positronen (ungefüllte Verteilungen) und Hadronen (ausgefüllte Verteilungen).

Die Hodoskope

Die Hodoskope H1 und H2 vor bzw. hinter dem TRD werden zur Erzeugung des physikalischen Triggers bzw. zur Teilchenidentifikation benutzt. Beide bestehen aus 42 vertikal angeordneten Plastikszintillatoren, die eine Größe von $9.3 \times 91 \times 1\ \text{cm}^3$ besitzen. Direkt vor dem Hodoskop H2 (Preshower) befindet sich ein Radiator aus zwei Strahlungslängen (11 mm) Blei (siehe Abbildung 3.8). Bei dessen Durchgang entwickeln Positronen einen elektromagnetischen Schauer und deponieren im Verhältnis zu Hadronen mehr Energie im Szintillator. Die im Preshower deponierte Energie von Hadronen und Positronen ist in Abbildung 3.7 (b) gezeigt.
In Bereich vor den vorderen Driftkammern FC 1/2 ist ein Hodoskop H0 angebracht (siehe Abbildung 3.5). Dieses besteht aus einem 3.2 mm dicken Plastikszintillator und wird zur Reduzierung von Untergrundereignissen verwendet, bei denen Teilchenschauer, initiiert durch den Protonenstrahl, den Detektor entgegen der Positronenstrahlrichtung durchdringen (siehe auch Abschnitt 3.3.4).

[6] Zur Bildung des Mittelwertes wird das Modul mit dem größten Energiedepositionswert vernachlässigt (*truncated mean value*).

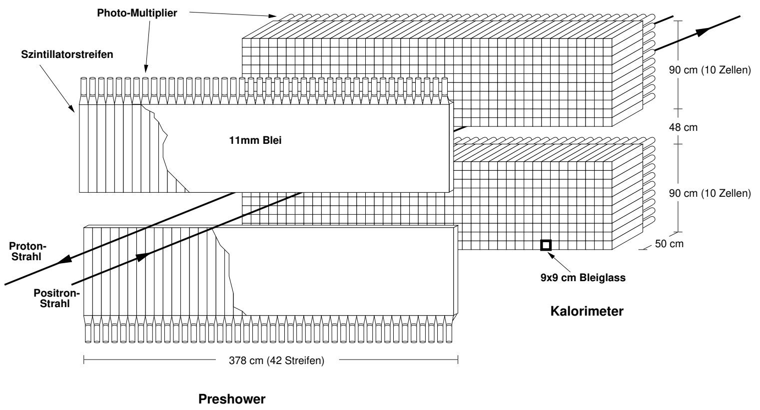

Abbildung 3.8.: Schematische Ansicht des Hodoskops H2 (Preshower) und Bleiglaskalorimeters (aus [Men97]).

Das Bleiglaskalorimeter

Am Ende des Spektrometers ist als letzter Teilchenidentifikationsdetektor ein Kalorimeter [Ava98] eingebaut. Jede Hälfte besteht aus 420 strahlungsresistenten Bleiglasblöcken [Ava96], die jeweils an einen Photovervielfacher gekoppelt sind (siehe Abbildung 3.8). Jeder Block hat die Ausmaße $9 \times 9 \times 50\ \text{cm}^3$; dies entspricht 18 Strahlungslängen. Die Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E[\%] = (5.1 \pm 1.1)/\sqrt{E[GeV]} + (1.5 \pm 0.5)$.

Das Kalorimeter wird als Trigger für die gestreuten Positronen und zur Separation von Positronen zu Hadronen verwendet. Aufgrund der 18 Strahlungslängen verlieren die Positronen fast ihre gesamte Energie, während Hadronen wegen der großen nuklearen Wechselwirkungslänge nur einen kleinen Bruchteil ihrer Energie deponieren. Bei Auftragung der im Kalorimeter deponierten Energie über den Impuls eines Teilchens erhält man für Positronen eine Verteilung um $E/P \sim 1$ und für Hadronen bei $E/P \leq 1$ (siehe Abbildung 3.7 (c)).

Der Čerenkovzähler

Wenn sich ein elektrisch geladenes Teilchen in einem Medium mit Brechungsindex n schneller als die Lichtgeschwindigkeit c in diesem Medium bewegt, so gibt es eine elektromagnetische Strahlung (Čerenkovlicht) ab. Der Öffnungswinkel des Lichtkegels beträgt

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right), \tag{3.7}$$

und die Anzahl der ausgesandten Photonen ist proportional zu $\sin^2 \theta_c$ [Gro00]. Dabei ist $\beta = v/c_0$, mit der Geschwindigkeit v des Teilchens und c_0 der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Für ein Teilchen mit Schwellengeschwindigkeit v_t gilt

$$\beta_t = \frac{v_t}{c_0} = \frac{c}{c_0} = \frac{1}{n}, \tag{3.8}$$

und somit hängt der Schwellenimpuls p_t, zur Emission von Čerenkovlicht, nur von der Ruhemasse m_0 des Teilchens und dem Brechungsindex n des Radiators ab:

$$p_t = \gamma \cdot m_0 \cdot v_t = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} m_0 \cdot c_0 \tag{3.9}$$

mit dem Lorentzfaktor $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.
Zur Teilchenidentifikation werden die verschiedenen Impulsschwellen für unterschiedlich schwere Teilchen genutzt. Dabei kann man die Anzahl der ausgesandten Photonen zählen oder den Čerenkovwinkel vermessen.
HERMES verwendete von 1995 bis 1997 einen Schwellen-Čerenkovzähler.
Dieser, zwischen den hinteren Driftkammern BC 1/2 und BC 3/4 eingebaut, besteht pro Detektorhälfte aus einem System von 20 sphärischen Spiegeln und zugehörigen Photovervielfachern in einem Gasradiator (siehe Abbildung 3.9). Die gemessenen Čerenkovsignale werden den rekonstruierten Teilchenspuren zugeordnet.
Der Schwellenimpuls wird über das Gasgemisch kontrolliert. Im Jahr 1995 wurde reiner Stickstoff benutzt, während von 1996 bis 1997 ein Gasgemisch aus 70 Prozent Stickstoff und 30 Prozent C_4F_{10} verwendet wurde. In Tabelle 3.2 sind die Impulsschwellen für die verschiedenen Radiatoren zusammengefaßt.

	1995	1996/1997
Gasgemisch	N_2	N_2 (70%), C_4F_{10} (30%)
Brechungsindex	1.000298	1.000629
$p_t\,(e)$	20.9 MeV	14.4 MeV
$p_t\,(\pi^\pm)$	5.7 GeV	3.9 GeV
$p_t\,(K^\pm)$	20.2 GeV	13.9 GeV
$p_t\,(p)$	38.4 GeV	26.4 GeV

Tabelle 3.2.: Schwellenimpulse p_t und Radiatoreigenschaften des Schwellen-Čerenkovzählers für verschiedene Jahre und Teilchentypen (aus [Kai97b]).

Demnach können in den Jahren 1996 bis 1997 (bzw. 1995) Pionen mit Impulsen zwischen 3.9 (5.7) GeV $\leq p_\pi \leq$ 13.9 (20.2) GeV von anderen Hadronen separiert werden.

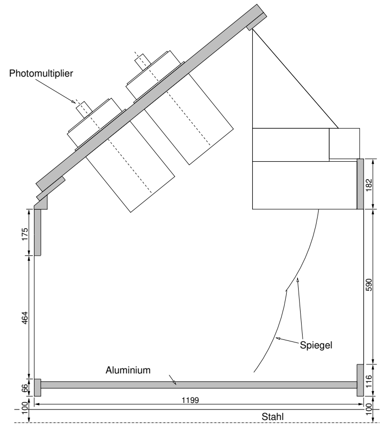

Abbildung 3.9.: Schematische Abbildung des oberen Schwellen-Čerenkovzählers (aus [Kai97b]).

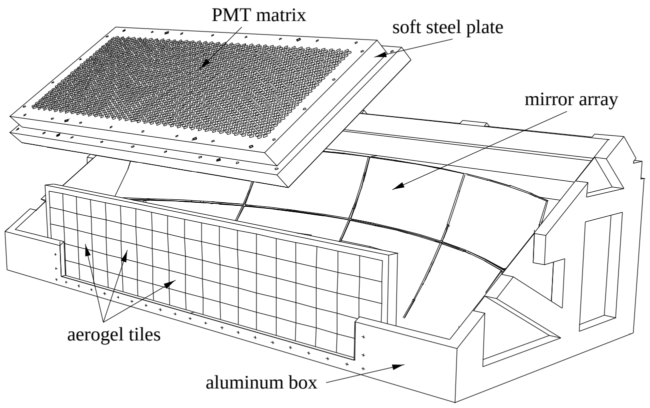

Abbildung 3.10.: Schematische Abbildung des oberen, ringabbildenden Čerenkovdetektors (RICH) (aus [Ako00]). Auf den ersten Radiator aus einer Lage Aerogel folgt ein Raum für das C_4F_{10}-Gasgemisch. Dahinter ist ein sphärisches Spiegelsystem angebracht, das das Čerenkovlicht auf eine Photovervielfachermatrix projiziert.

Der Schwellen-Čerenkovzähler wurde 1998 in einen ringabbildenden Čerenkovdetektor (*Ring Imaging Čerenkov*, RICH) umgebaut [Ako00].
Der RICH-Detektor besteht aus zwei aufeinander folgenden Radiatoren, in denen die elektrisch geladenen Teilchen Čerenkovlicht aussenden. Auf eine 5.5 cm dicke Lage Aerogel folgt ein Gasgemisch aus C_4F_{10}. Die produzierten Čerenkovringe werden von einem sphärischen Spiegelsystem auf eine Matrix von 1934 Photovervielfachern projiziert (siehe Abbildung 3.10). Damit ist es möglich, die Čerenkovwinkel zu vermessen.
Da bei HERMES etwa 95 Prozent aller in der Akzeptanz liegenden Hadronen einen Impuls zwischen 2 GeV und 15 GeV besitzen, ist der Brechungsindex des Aerogels so gewählt, daß die Impulsschwelle für Kaonen bei 2 GeV liegt. Die in einer Kombination aus Aerogel und C_4F_{10}-Gasgemisch produzierten Čerenkovwinkel von Pionen, Kaonen und Protonen sind in Abbildung 3.11 gezeigt.

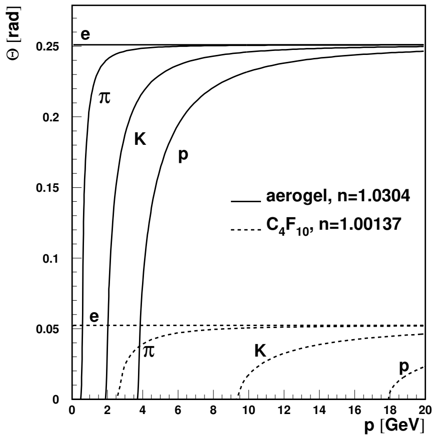

Abbildung 3.11.: Der Čerenkovwinkel θ für Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen ist gegen den Teilchenimpuls für einen Radiator aus Aerogel und C_4F_{10}-Gasgemisch aufgetragen (aus [Ako00]).

In Tabelle 3.3 sind die Brechungsindizes der Radiatoren und zugehörige Schwellenimpulse für Pionen, Kaonen und Protonen angegeben.
Wegen der Impulsschwelle für Pionen von 0.6 GeV im Aerogel, können diese im gesamten in dem für HERMES zugänglichen Energiebereich von anderen Hadronen unterschieden werden. Außerdem liegen 90 Prozent der Kaonen- bzw. 78 Prozent der Protonenimpulse über der Impulsschwelle für Kaonen von 2.0 GeV. Die Winkelauflösung $\Delta\theta$ ist 7.6 mrad für Aerogel und 7.5 mrad für C_4F_{10}.

	Aerogel	C_4F_{10}
Brechungsindex	1.0304	1.00137
$p_t\ (\pi^\pm)$	0.6 GeV	2.7 GeV
$p_t\ (K^\pm)$	2.0 GeV	9.4 GeV
$p_t\ (p)$	3.8 GeV	17.9 GeV

Tabelle 3.3.: Radiatoreigenschaften für Aerogel und C_4F_{10} und Schwellenimpulse p_t der verschiedenen Teilchentypen für den RICH-Detektor (aus [Ako00]).

3.3.3. Der Luminositätsmonitor

Der Luminositätsmonitor [Ben96, Ben98] bei HERMES besteht aus zwei Kalorimetern mit einer horizontalen Akzeptanz zwischen 4.6 mrad und 8.9 mrad. Die Kalorimeter sind 7.2 m hinter dem Wechselwirkungspunkt in horizontaler Ebene symmetrisch zur Positronenstrahlachse eingebaut. Jedes Kalorimeter besteht aus 12 $NaBi(WO_4)_2$-Kristallen mit einer Größe von $22 \times 22 \times 200$ cm^3 in einer 3×4 Matrixanordnung (siehe Abbildung 3.12). Diese Kristalle, zur deren Auslese jeweils ein Photovervielfacher angekoppelt ist, zeichnen sich durch eine hohe Strahlungshärte aus.

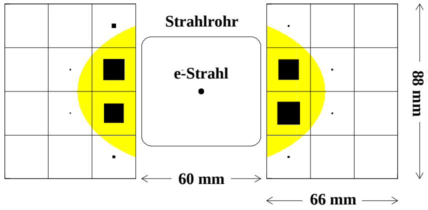

Abbildung 3.12.: Schematische Draufsicht auf den HERMES-Luminositätsmonitor (aus [Ack98]). Gezeigt ist die Häufigkeitsverteilung der nachgewiesenen Positronen bzw. Elektronen und Photonen aus der Bhabha- bzw. Møllerstreuung und Paarvernichtung.

Die Messung der Luminosität basiert auf der elastischen Streuung der Strahlpositronen bzw. Strahlelektronen an Targetelektronen. Die Wirkungsquerschnitte der Bhabhastreuung ($e^+e^- \to e^+e^-$) bzw. Møllerstreuung ($e^-e^- \to e^-e^-$) und Paarvernichtung ($e^+e^- \to \gamma\gamma$) sind im Rahmen der QED bekannt. Für eine Strahlenergie von 27.57 GeV ist der symmetrische Streuwinkel der beiden Leptonen 6.1 mrad, und beide Teilchen besitzen die halbe Strahlenergie. Die zwei Kalorimeter weisen die Lepton- bzw. $\gamma\gamma$-Paare in Koinzidenz nach. Die Energieauflösung beträgt $\sigma/E = (9.3 \pm 0.1)\%/\sqrt{E}$ (E in GeV). Die Messung der Luminosität erfolgt mit einer statistischen Genauigkeit von 1 Prozent bei einer Meßzeit von etwa 100 Sekunden.

3.3.4. Der Trigger

Die Funktion des Triggersystems besteht darin, physikalisch interessante Ereignisse von Untergrundereignissen zu unterscheiden und die Auslese der Detektorkomponenten zu veranlassen. Für den Trigger zur Auswahl eines tiefinelastisch gestreuten Leptons werden die Signale der Hodoskope (H0, H1, H2) und des Kalorimeters in programmierbaren, logischen Einheiten verknüpft. Die folgenden Auswahlkriterien sind nötig, um eine Auslösung des physikalischen Triggers der DIS (*Trigger 21*) zu gewährleisten. Dabei werden die Kriterien getrennt für jede Detektorhälfte betrachtet:

- Die Hodoskope H0, H1 und H2 liefern ein zueinander koinzidentes Signal. Dadurch wird der Untergrund von neutralen Teilchen reduziert.
- In zwei benachbarten Blöcken im Kalorimeter wird insgesamt eine Energie oberhalb einer Schwelle deponiert. Damit gelingt eine Selektion von Ereignissen mit einem gestreuten Positron (Elektron) in der Akzeptanz. Die Energieschwelle im Jahr 1995 war 3.5 GeV, seit 1996 ist sie auf 1.4 GeV herabgesetzt worden. Damit konnte der kinematische Bereich von $y \leq 0.85$ im Jahr 1995 auf $y \leq 0.95$ erhöht werden.
- Die Signale der Hodoskope und des Kalorimeters müssen in einer physikalisch sinnvollen Reihenfolge ausgelöst werden. Dies unterdrückt Untergrundereignisse, bei denen Teilchenschauer, initiiert durch den Protonenstrahl, den Detektor entgegen der Positronenstrahlrichtung durchdringen.

  Es wird außerdem gefordert, daß die Signale koinzident innerhalb eines Zeitfensters der HERA-Uhr liegen müssen, dessen Anfangszeit beim Durchqueren eines Positronenpaketes am HERMES-Wechselwirkungsort gesetzt wird.

Die Auswahlentscheidung wird innerhalb von 400 ns nach Passieren des Positronenpaketes getroffen.

4. Die Datenanalyse

Nachdem im letzten Kapitel das HERMES-Experiment beschrieben wurde, soll in diesem Kapitel ein Überblick über die Verarbeitung und Analyse der Detektorsignale gegeben werden. Nach einer kurzen Vorstellung des Datennahmesystems und der Datenrekonstruktion wird detailliert die Untersuchung der Datenqualität beschrieben. Resultat dieser Untersuchung ist das Erstellen eines Bitmusters zur Ereignisselektion in der Analyse. Weiterhin werden die Teilchenidentifikation und die kinematischen Schnitte vorgestellt.

4.1. Das Datennahmesystem

Nach Auslösung eines Triggersignals werden alle Driftkammern mit Fastbus-TDCs (*Time to Digital Converter*) und alle Photovervielfacher- und TRD-Signale mit Fastbus-ADCs (*Analog to Digital Converter*) ausgelesen. Die Informationen der Fastbusmodule werden in einem Ereignisbildungsmodul im Elektronikhaus neben dem Experiment gebündelt und über eine Glasfaserverbindung auf den Online-Rechner im HERMES-Kontrollraum übertragen. Die Daten werden dort auf Festplatten zwischengespeichert, bis sie in einer Datennahmepause, z.B. während der Injektion des Leptonenstrahls, über eine FDDI-Verbindung auf Speicherbänder des Tape-Robot-Systems im DESY-Rechenzentrum kopiert werden. Außerdem werden vor Ort Sicherheitskopien auf DLT-Bändern erstellt.
Während der Auslese der Detektorelemente können keine neuen Ereignisse nach Auslösen weiterer Trigger aufgenommen werden, da das Datennahmesystem noch mit dem vorherigen Ereignis beschäftigt ist. Somit kann sich die Anzahl der ausgelösten Trigger (T_{gen}) von der Anzahl der akzeptierten (T_{akz}) unterscheiden. Die Korrektur der Totzeit des Datennahmesystems ist definiert als

$$\delta_{tot} = 1 - \frac{T_{akz}}{T_{gen}}. \tag{4.1}$$

4.2. Zeitstrukturen bei HERMES

- HERA-Füllung:
  Zeitraum von typischerweise 10 Stunden, in dem der Positronenstrahl nach

Injektion im HERA-Beschleuniger gespeichert wird.

- Run:
  Ein Run bei HERMES entspricht der Rohdatenmenge von 450 Mb. Bei Verwendung eines polarisierten Targets entspricht dies Meßintervallen von etwa 10 Minuten. Bei Verwendung unpolarisierter Targets können höhere Targetdichten und damit höhere Triggerraten erreicht werden, und man erhält kürzere Meßintervalle.

- Änderung des Polarisantionszustandes des Targets:
  Zur Vermeidung systematischer Effekte wird nach dem Zufallsprinzip der aktuelle Polarisationszustand nach einem gewissen Zeitintervall umgekehrt. Für das (Wasserstoff-) Deuteriumtarget ist das mittlere Zeitintervall (60) 90 Sekunden.

- Slowcontrol:
  Zustandsinformationen von Spektrometer, Target, Luminositätsdetektor, Polarimetern und der HERA-Maschine, die in Zeitintervallen von Sekunden bis Minuten ausgelesen werden.

- Burst:
  Zeitintervall von etwa 10 Sekunden, in dem die Informationen der Ereignisse und der Slowcontrol bei HERMES abgespeichert werden.

- Spinburst oder Record:
  Da der Umschaltvorgang des Targets während eines Bursts geschehen kann, werden diese in sogenannte *Records* unterteilt, in denen der jeweilige Polarisationszustand bzw. der Zeitbereich des Invertierens eindeutig zugeordnet sind. Die Länge eines Records kann demnach maximal gleich dem Zeitintervall eines Bursts sein.

- Ereignisse:
  Ein Ereignis beinhaltet alle Detektorsignale des HERMES-Spektrometers nach Auslösen eines Triggers.

4.3. Die Datenrekonstruktion

Eine detaillierte Beschreibung der Datenrekonstruktion findet man in [Fun98], darum wird hier diese Analysekette nur kurz skizziert.
Die Rohdaten beinhalten nach Auslesen der Detektorelemente Kanalnummern und digitale Signale, die im EPIO-Format (*Experimental Physics Input Output Package*, [McL93]) abgespeichert werden. Diese Rohdaten werden mit dem Programmpaket

HDC (*HERMES Decoder*) in physikalische Informationen wie Drahtnummern, Driftzeiten und Szintillatornummern umgewandelt. Dazu wird mittels verschiedener Datenbanken, die Informationen zur Detektoranordnung, Geometrie und Kalibration enthalten, den jeweiligen elektronischen Kanälen die Position innerhalb der entsprechenden Detektorelemente zugeordnet. Diese Informationen werden als Einträge in einer ADAMO Datenbank [Pro94] gespeichert und als DST (*Data Summary Tape*) bezeichnet.
Aus den HDC-Daten werden mittels des Programmpaketes HRC (*HERMES Reconstruction*) die entsprechenden Teilchenspuren rekonstruiert. HRC [Wan96] basiert auf einem Tree-Search-Algorithmus. Das Programm rekonstruiert aus den einzelnen Treffern in den Spurkammern separat Spuren im Raum für den vorderen und hinteren Detektorbereich, um anschließend diese partiellen Spuren zu durchgehenden Spuren vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter zu kombinieren. Wichtige Größen für die physikalische Analyse der Daten, wie z.B. Streuwinkel, Impuls und Teilchenart, werden bestimmt und als Einträge in einer ADAMO Datenbank gespeichert.
Zur Analyse werden Zustandsinformationen von Spektrometer, Target, Luminositätsdetektor, Polarimetern und der HERA-Maschine benötigt, die in Zeitintervallen von Sekunden bis Minuten ausgelesen werden. Diese Daten werden im *Slowcontrol*-System des HERMES-Experimentes erfaßt und chronologisch in einer ADAMO Datenstruktur gespeichert [Fun98].
Die Informationen der DSTs werden mit den Slowcontrol-Daten zeitlich synchronisiert. Die für die experimentelle Analyse notwendigen Ereignisdaten, sowie essentielle Slowcontrol-Daten werden in μDST-Dateien reduzierter Größe zusammengefaßt. Die μDST-Dateien werden für jeden Run auf Festplatte geschrieben.

4.4. Die Datenqualität

Das HERMES-Spektrometer, -Target und die HERA-Beschleuniger sind im Betrieb Schwankungen unterworfen, die z.T. durch äußere Einflüsse wie Luftdruck und Temperatur, z.T. durch Fehler und Störungen innerhalb der Gerätekomponenten verursacht werden. Ein Präzisionsexperiment wie HERMES muß diese Einflüsse kennen, berücksichtigen und minimieren.
Ein guter Datensatz wird dadurch definiert, daß jede einzelne Komponente innerhalb eines vorgegebenen Schwankungsbereichs gearbeitet hat. Jede Komponente wird durch eine Reihe sorgfältig ausgewählter Kenngrößen in kurzen Zeitabständen eines Bursts bzw. Spinbursts, siehe Abschnitt 4.2, geprüft. Bestimmte Veränderungen der Betriebsbedingungen, wie z.B. der kurzzeitige Ausfall der Hochspannung einzelner Detektorelemente (*HV-Trips*), werden automatisch während der Datennahme registriert.

Einige Größen, wie die Strahl- und Targetpolarisation, sowie die Luminosität, wirken global auf den gesamten Detektor. Andere, wie defekte Photovervielfacher oder HV-Trips, können in ihrem Einfluß auf eine Spektrometerhälfte beschränkt bleiben. Deshalb werden zur Untersuchung der Datenqualität sämtliche Kenngrößen für die obere und untere Spektrometerhälfte getrennt untersucht. Alle Kennkriterien werden in einem Bitmuster separat für die obere und untere Detektorhälfte für jeden Burst gespeichert und in einer externen Liste für die gesamte Datenproduktion eines Jahres zur Verfügung gestellt. Die Verwendung dieser sogenannten Burstliste vereinfacht die Analyse der HERMES-Daten, da zur semiinklusiven Analyse polarisierter Daten alle Kennkriterien für die obere und untere Spektrometerhälfte erfüllt sein müssen. Außerdem kann diese Burstliste für alle anderen Analysen benutzt werden, indem man die nicht zu verwendenden Kenngrößen, durch Ausmaskieren der entsprechenden Bits, vernachlässigt.
Im Folgenden werden 32 Selektionskriterien zur Bestimmung der Qualität der Daten vorgestellt und deren Einfluß auf die Datenmenge beschrieben. Diese Selektionskriterien werden im Folgenden kurz DQ-Schnitte genannt.
Zur Abschätzung des quantitativen Einflusses wird für jeden Burst ein Gewicht $\mathcal{L}_{DQ}$ ermittelt, welches von seiner Zeitdauer t_b, der Totzeit des Datennahmesystems δ_{Tot}, Gleichung (4.1), und der integrierten Zählrate $\mathcal{L}$ des Luminositätsmonitors, vergleiche Abschnitt 3.3.3, in dem betrachteten Zeitraum abhängt. Mit

$$\varepsilon_{DAQ} = 1 - \delta_{Tot} \tag{4.2}$$

wird eine spezielle Größe $\mathcal{L}_{DQ}$ für die Analyse der Datenqualität definiert:

$$\mathcal{L}_{DQ} = \frac{\mathcal{L} \cdot t_b \cdot \varepsilon_{DAQ}}{200}. \tag{4.3}$$

Diese Definition ist in 1997 willkürlich so gewählt worden, daß ein durchschnittlicher Burst eine Gewichtung $\mathcal{L}_{DQ} = 1$ erhält und ist ein handliches Maß für die in einem Burst enthaltene Luminosität. Im Folgenden beziehen sich die Angaben in den Tabellen auf den prozentualen Verlust an Luminosität für ein Selektionskriterium. Eine Übersicht der Datenqualitätsstatistik ist für die Datennahmejahre 1996 bis 2000 angefertigt worden. Die Tabellen C.1 bis C.5 geben den prozentualen Verlust an Luminosität eines Datennahmejahres für die betroffenen DQ-Schnitte an. Die Tabellen C.6 bis C.10 geben den prozentualen Verlust an Luminosität eines Datennahmejahres exklusiv für einen DQ-Schnitt an. Dabei bedeutet exklusiv, daß ein DQ-Schnitt die Daten ohne Koinzidenz zu den anderen 31 DQ-Schnitten verwirft. Einen Überblick über alle 32 Selektionskriterien gibt die Tabelle 4.1.

DQ-Schnitt	Kriterium
0: Targetbit	parallel oder antiparallel
1: Strahlpolarisation	$30\% < P_{\text{Strahl}} < 80\%$
2: Totzeitkorrektur	$(1 - \delta_{tot}) \geq 0.5$
3: Burstlänge	0 s $<$ Burstlänge ≤ 11 s
4: Strahlstrom	5 mA $\leq I_{\text{Strahl}} \leq 50$ mA
5: Zählrate des Luminositätsmonitors	5 Hz $\leq \mathcal{L}_{\text{Fit}} \leq 60$ Hz
6: Erster Burst pro Run	verwerfen
7: Letzter Burst pro Füllung	verwerfen
und μDST-DQ (ab 1998)	ok (bis 1997 DQ-Schnitt 8)
8: μDST-DQ PID	ok
9: Logbuch: analysierbar	ok
10: Logbuch: Vektorpolarisation	ok
11: Logbuch: unpolarisiert	verwerfen
12: Logbuch: keine Information	verwerfen
13: Logbuch: BhaBha (AHX)	verwerfen
14: Logbuch: BhaBha (EHX)	verwerfen
15: Gastyp (unpolarisiert)	verwerfen
16: Target-DQ	ok
17: GMS: Defekte PM (Kalorimeter)	keine
18: GMS: Defekte PM (Lumi, H2)	keine
19: TRD-DQ	ok
20: HV-Trips (FC, BC)	keine
21: Schlechte Runs	externe Liste
22: HV-Trips (RICH)	keine
23: α_0	$\alpha_0 > 0$
24: α_R	$\alpha_R > 0$
25: Čerenkov-DQ	ok
26: Tensorpolarisation	verwerfen
27: Targetpolarisation	$0 < \lvert P_{\text{BRP}} \rvert < 1.5$
28: Polarimeter-DQ	$T_{\text{Lücke}} \leq 300$ s
29: Target Magnet	$0.6 \leq P_{\text{BRP}}$
30: Totzeitkor. ok u. Totzeitkor. Tr. 21	$0.5 \leq (1 - \delta_{\text{T21}}) \leq 1.0$, (seit 1998)
31: $\alpha_R < 0.7$	$\alpha_R < 0.7$ verwerfen

Tabelle 4.1.: Überblick der verwendeten Selektionskriterien (DQ-Schnitte) zur Bestimmung der Qualität der Daten.

4.4.1. Allgemeine Datenqualität

Als allgemeine Selektionskriterien werden Logbucheinträge verwendet. Dabei wird nach Zeitperioden gesucht, in denen es Probleme mit der Datennahme gab oder Detektorkomponenten unzuverlässig gearbeitet haben, so daß die entsprechenden Runs gekennzeichnet und in der Analyse verworfen werden (DQ-Schnitt 9). Dies können sowohl Probleme mit dem Datennahmesystem, als auch Probleme bei der Messung der Strahl- bzw. Targetpolarisation sein. In Tabelle 4.2 erkennt man, daß im Datennahmejahr 1996 über 18 Prozent der Luminosität aufgrund dieses Schnittes verworfen werden. Davon werden 11.4 Prozent exklusiv wegen dieses Kriteriums nicht analysiert. Diese hohe Prozentzahl an Luminositätsverlust ist in den darauffolgenden Jahren aber nicht mehr erkennbar, in denen nur bis 2 Prozent der Luminosität durch dieses Kriterium betroffen sind und nicht analysiert werden.

DQ-Schnitt 9	1996	1997	1998	1999	2000
betrifft	18.4	1.5	1.2	2.0	0.6
davon exklusiv	11.4	0.4	0.2	0.5	0.1

Tabelle 4.2.: Prozentualer Verlust an Luminosität aufgrund von Logbucheinträgen.

In den DQ-Schnitten 10 bis 14, siehe Tabelle 4.1, werden weitere Logbucheinträge verwendet. Sie geben Auskunft über den Zustand des Targets, wie z.B. die Einstellung der Vektorpolarisation (DQ-Schnitt 10), unpolarisierte Messungen (DQ-Schnitt 11), keine Logbuchinformationen (DQ-Schnitt 12) und Messungen in einem Target-Modus mit hoher Elektronenpolarisation (DQ-Schnitte 13 und 14). Bei der Erstellung der Statistiktabellen werden explizit nur polarisierte Messungen mit positiver und negativer Kernpolarisation ohne Elektronenpolarisation verwendet. Deshalb sind keine Einträge für die DQ-Schnitte 10 bis 15 und 26 in den im Anhang C dargestellten Statistiken enthalten. Der DQ-Schnitt 15 gibt den Gastyp bei unpolarisierten Messungen an und ist für Analysen relevant, bei denen die Auswahl des verwendeten unpolarisierten Gases wichtig ist. Der DQ-Schnitt 26 gibt für polarisiertes Deuterium die Einstellung von Tensorpolarisation statt Vektorpolarisation an.

Außerdem werden Daten verworfen, die ausschließlich für Kalibrationszwecke aufgezeichnet wurden. Bei diesen Runs werden Messungen ohne Betrieb des Spektrometermagneten durchgeführt. Hierbei werden zur Positionskontrolle jeder Ebene der Spurdetektoren gerade Spuren durch das gesamte Spektrometer aufgezeichnet.

Falls spezielle Probleme erst in der Analyse der μDST-Daten sichtbar werden, können die entsprechenden Runs in einer externen Liste (DQ-Schnitt 21) markiert werden.

4.4.2. Qualität der Targetdaten

Die für diese Analyse notwendigen Daten müssen eindeutig einem definierten Spinzustand des Targets zugeordnet sein. Während der Änderung des Polarisationszustandes des Targets ist die Targetpolarisation für ein bis zwei Sekunden undefiniert, siehe Abschnitt 4.2. Durch den DQ-Schnitt 0 werden diejenigen Zeitbereiche von der Analyse ausgeschlossen, die einen undefinierten Targetspinzustand besitzen, bzw. bei denen die Spinrichtung nicht parallel oder antiparallel zur Strahlpolarisation ist.

		1996	1997	1998	1999	2000
DQ-Schnitt 0	betrifft	4.1	1.6	0.9	0.7	0.7
	davon exklusiv	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DQ-Schnitt 16	betrifft			2.9	26.7	4.0
	davon exklusiv			0.7	5.4	1.6
DQ-Schnitt 21	betrifft	4.2	0.2	0.0	0.0	1.9
	davon exklusiv	3.6	0.2	0.0	0.0	1.4
DQ-Schnitt 23	betrifft	4.3	0.3	1.1	17.4	1.3
	davon exklusiv	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DQ-Schnitt 24	betrifft	4.3	0.3	1.6	19.3	2.2
	davon exklusiv	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DQ-Schnitt 27	betrifft	6.6	1.9	1.5	21.2	2.4
	davon exklusiv	0.0	0.1	0.0	0.0	0.1
DQ-Schnitt 29	betrifft	0.7	1.8		0.1	
	davon exklusiv	0.1	1.5		0.1	

Tabelle 4.3.: Prozentual verworfene Luminosität aufgrund von Selektionskriterien für die Untersuchung der Qualität des Target.

BRP und TGA werden auf Stabilität und einwandfreie Funktion durch den DQ-Schnitt 16 geprüft. Weiterhin werden Meßwerte, die in die Berechnung der endgültigen Targetpolarisation (Gleichung 3.5) eingehen, kontrolliert. Dazu müssen zu jedem Zeitpunkt aktuelle Messungen und sinnvolle Werte des Dissoziationsgrades α_0 (DQ-Schnitt 23) und der atomaren Polarisation α_r (DQ-Schnitt 24) vom TGA, bzw. der Targetpolarisation vom BRP (DQ-Schnitt 27) vorliegen. Für die Jahre 1996 und 1997 wird wegen fehler- und lückenhafter Informationen in den μDST-Dateien der DQ-Schnitt 16 nicht verwendet. Stattdessen sind die DQ-Schnitte 29 und 31 aufgenommen worden. Der DQ-Schnitt 29 verwirft niedrige Targetpolarisationen mit weniger als 60 Prozent. Damit werden Meßperioden verworfen, in denen der Targetmagnet nicht voll funktionsfähig war. Alle weiteren Runs, die aufgrund von Problemen des Targetsystems als nicht analysierbar markiert werden müssen, aber durch diese zwei DQ-Schnitte nicht herausgefiltert werden können, sind in einer externen Liste abgespeichert und werden im DQ-Schnitt 21 verworfen.

Wie in Tabelle 4.3 angegeben, sind in den Jahren 1996 bis 1998 und im Jahr 2000 nur bis zu 6% der Luminosität aufgrund einzelner Selektionsschnitte auf die Qualität der Targetdaten betroffen. Im Datennahmejahr 1999 sind bis zu 27% der Luminosität betroffen, davon exklusiv 5.4% wegen des DQ-Schnittes 16. Nach [Reg01] gab es im Datennahmejahr 1999 Zeitperioden mit funktionellen Problemen im BRP, bei denen starke Fluktuationen in den Polarisationsmessungen eine stabile Bestimmung der Targetpolarisation verhinderten. Außerdem wurde aufgrund zweier Strahlverluste in der Nähe des Targets die Targetzelle beschädigt, worauf sich die atomare Polarisation α_r verkleinerte. Desweiteren konnten wegen fehlender Kalibration Daten mit einer verkleinerten Targetzelle am Ende des Datennahmejahres in dieser Analyse nicht verwendet werden.

4.4.3. Qualität des Leptonenstrahls

Mit dem Selektionskriterium DQ-Schnitt 1 werden für die Analyse angemessene Polarisationswerte ausgewählt. Dabei darf die Strahlpolarisation nicht kleiner als 30 Prozent sein, um Daten mit kleinem Gewicht und höherem systematischen Fehler auszuschließen. Außerdem werden unrealistische Werte größer als 80 Prozent verworfen. Anhand dieses DQ-Schnittes erkennt man in Tabelle 4.4, daß 1996 insgesamt 7.7 Prozent und 1997 insgesamt 4.4 Prozent der Luminosität verworfen werden. Seit 1998 gehen weniger als zwei Prozent der Daten durch dieses Kriterium verloren.
Die Behandlung der in Minutenintervallen gemessenen Strahlpolarisation ist in Abschnitt 3.1.2.1 beschrieben. Durch die Verwendung der geglätteten Werte für die Analyse können Lücken in der Polarisationsmessung bis zu 300 Sekunden überbrückt werden. Wie in Tabelle 4.4 ersichtlich, sind allein wegen lückenhafter Polarisationsmessung (DQ-Schnitt 28) in 1997 (1998) 3.1% (3.7%) der Luminosität nicht analysierbar.

		1996	1997	1998	1999	2000
DQ-Schnitt 1	betrifft	7.7	4.4	1.1	1.4	1.8
	davon exklusiv	4.2	3.0	0.8	0.7	0.8
DQ-Schnitt 4	betrifft	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0
	davon exklusiv	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DQ-Schnitt 28	betrifft	0.0	3.6	4.6	0.9	1.6
	davon exklusiv	0.0	3.1	3.7	0.4	1.0

Tabelle 4.4.: Prozentual verworfene Luminosität aufgrund von Selektionskriterien für die Untersuchung der Qualität des Leptonenstrahls.

Der DQ-Schnitt 4 akzeptiert nur Ereignisse, bei denen ein Strahlstrom zwischen 5 mA und 50 mA vorliegt. Ereignisse bei Strahlströmen kleiner als 5 mA werden nicht analysiert, um eine Mindestzahl von Ereignissen zu gewährleisten. Ansonsten wäre

der statistische Fehler der einzelnen Messungen zu groß, um zuverlässig Effektivitäten der Spurkammern pro Burst berechnen zu können. Die obere Grenze von 50 mA schließt unrealistische Werte aufgrund von Software - oder Sensorfehlern aus. Weitere Strahlparameter wie Steigung und Position des Leptonenstrahls oder die Untergrundraten aufgrund des Protonenstrahls verändern zwar Triggerraten und Totzeiten, haben aber keinen Einfluß auf die eigentlichen Meßgrößen. Deshalb wurde auf direkte DQ-Schnitte dieser Variablen verzichtet.

4.4.4. Qualität des Datennahmesystems und der Datenrekonstruktion

Die pro Burst gemessene Zählrate wird um die mittlere Totzeit des Datennahmesystems in diesem Burst korrigiert, siehe Gleichung (4.1). Damit die notwendige Korrektur nicht zu groß ist, werden mit dem DQ-Schnitt 2 alle Ereignisse mit einer Totzeit größer als 50 Prozent verworfen. Der DQ-Schnitt 3 verwirft alle Daten mit einer Burstlänge größer als 11 Sekunden, da offensichtlich Probleme in der Datenproduktion aufgetreten sind, vergleiche Abschnitt 4.2.
Wie man anhand Tabelle 4.5 sehen kann, werden wegen des DQ-Schnittes 2 exklusiv weniger als 0.7 Prozent der Luminosität verworfen, und der Einfluß von DQ-Schnitt 3 ist vernachlässigbar.

		1996	1997	1998	1999	2000
DQ-Schnitt 2	betrifft	2.0	1.5	0.8	1.4	0.3
	davon exklusiv	0.3	0.7	0.2	0.0	0.0
DQ-Schnitt 3	betrifft	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1
	davon exklusiv	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DQ-Schnitt 6	betrifft	1.9	1.9	1.9	2.8	3.4
	davon exklusiv	1.2	1.5	1.2	1.8	2.8
DQ-Schnitt 7	betrifft	0.1	0.0	0.8	0.5	0.6
	davon exklusiv	0.0	0.0	0.4	0.1	0.3
DQ-Schnitt 8	betrifft	3.9	0.5	0.0	0.0	0.0
	davon exklusiv	1.8	0.3	0.0	0.0	0.0
DQ-Schnitt 30	betrifft	0.0	0.1	0.4	0.1	0.2
	davon exklusiv	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0

Tabelle 4.5.: Prozentual verworfene Luminosität aufgrund von Selektionskriterien für die Untersuchung der Qualität des Datennahmesystems und der Datenrekonstruktion.

Die weiteren Selektionskriterien, DQ-Schnitte 6 bis 8, berücksichtigen Qualitätsparameter der μDST-Produktion. Der DQ-Schnitt 6 verwirft alle Daten des ersten

Bursts eines Runs. Zum Zeitpunkt des Startens eines neuen Runs werden einige Detektoren initialisiert und sind deshalb für einen kurzen Zeitraum nicht voll betriebsbereit. Teilweise werden zu einem Burst gehörende Informationen im darauf folgenden Burst abgespeichert und erst während der Datenproduktion umsortiert. Der DQ-Schnitt 7 verwirft deshalb den letzten Burst einer HERA-Füllung, da diese Informationen in diesem letzten Burst nicht mehr verfügbar sind.

Desweiteren werden im DQ-Schnitt 8 (für die Jahre 1996 und 1997) bzw. DQ-Schnitt 7 (für die Jahre 1998 bis 2000) Daten verworfen, bei denen Fehler in der Produktionskette aufgetreten sind. Dies sind z.B. Synchronisationsfehler der Slowcontrol- und Ereignisdaten während des Umklappvorgangs des Targets bzw. zu Beginn oder am Ende eines Bursts oder Sprünge in der Numerierung der Bursts in den Slowcontrol- und Ereignisdaten. Für die Jahre 1998 bis 2000 werden mit dem DQ-Schnitt 8 Daten verworfen, bei denen eine Berechnung der Wahrscheinlichkeit zur Teilchenidentifikation nicht möglich ist, da ein Initialisierungsproblem der PID-Detektoren vorliegt oder die Einstellung der Energieschwelle im Kalorimeter in diesem Zeitbereich nicht bekannt ist.

Wie in Tabelle 4.5 ersichtlich, werden exklusiv mit den DQ-Schnitten 6 bis 8 nicht mehr als drei Prozent der Luminosität verworfen.

Falls durch Fehler in der Produktionskette Ereignisse verloren gehen, so daß eine korrekte Berechnung der Totzeit nach Gleichung 4.1 nicht mehr möglich ist, werden die betreffenden Bursts durch den DQ-Schnitt 30 aussortiert. Für die Jahre 1998 bis 2000 werden zusätzlich Ereignisse mit einer Totzeit des Triggers 21 (siehe Abschnitt 3.3.4) größer als 50 Prozent und unrealistische Werte verworfen.

4.4.5. Qualität der Zählratenmessung des Luminositätsmonitors

Da die Streuquerschnitte für Bhabha- bzw. Møllerstreuung und Paarvernichtung polarisationsabhängig sind, erhält man für verschiedene Spinzustände der Hüllenelektronen der Targetatome unterschiedliche Koinzidenzraten im Luminositätsmonitor. Bei einem ideal polarisierten Target treten nur Streuprozesse an Targetatomen mit Kernspin- aber ohne Elektronenspinpolarisation auf. Vorwiegend durch Spinaustauschstöße zwischen den Atomen, aber auch aufgrund leichter Ineffizienzen der Hochfrequenzübergänge, ist typischerweise eine kleine Elektronenpolarisation vorhanden.[1]

Ein Ausgleich der verschiedenen Luminositätsraten für die beiden Spinzustände aufgrund der Bhabha- bzw. Møllerasymmetrie wird durch Anpassung einer Exponentialfunktion über einen längeren Meßzeitraum erreicht. Dabei werden Ereignisschwankungen, die in kurzen Abständen auftreten, herausgemittelt. Weiterhin werden dadurch die statistischen Fehler der Luminositätsmessung geglättet.

[1] Für das Wasserstofftarget wurden nach [Wei98] ein bis zwei Prozent Elektronenpolarisation gemessen und für Deuterium im Mittel 1.1 Prozent [Wei01].

DQ-Schnitt 5	1996	1997	1998	1999	2000
betrifft	6.7	4.5	1.1	1.4	1.9
davon exklusiv	1.0	3.3	0.2	0.6	1.3

Tabelle 4.6.: Prozentual verworfene Luminosität aufgrund des Selektionskriteriums für die Qualitätsuntersuchung der Zählratenmessung des Luminositätsmonitors.

Der DQ-Schnitt 5 fordert, daß die angepaßte Koinzidenzrate des Luminositätsmonitors 5 Hz nicht unterschreiten darf, damit keine Daten mit zu kleinen Zählraten analysiert werden. Die obere Grenze von 60 Hz stellt sicher, daß keine unrealistischen Werte analysiert werden.

Anhand der Tabelle 4.6 erkennt man, daß im Jahr 1997 exklusiv 3.3 Prozent der Luminosität verworfen werden. Dies ist auf fehlende Anpassungswerte an die gemessene Zählrate in einigen Zeitbereichen zurückzuführen. Ansonsten übersteigt der exklusive prozentuale Verlust nicht 1.3 Prozent.

4.4.6. Qualität der Spurerkennung

Die Stabilität der Driftkammern wird durch eine kontinuierliche Überwachung der Hochspannung an den Kammern geprüft. Falls veränderte Strahlbedingungen oder starker Untergrund eine kurzzeitige Überschreitung der von der Spannungsversorgung eingestellten Strombegrenzung verursachen, führt dies zu einem kurzzeitigen Abschalten der Hochspannung (*HV-Trips*) an einer oder mehreren Ebenen der Driftkammern.

DQ-Schnitt 20	1996	1997	1998	1999	2000
betrifft	0.6	0.2	0.7	0.2	0.1
davon exklusiv	0.4	0.1	0.2	0.0	0.1

Tabelle 4.7.: Prozentual verworfene Luminosität aufgrund des Selektionskriteriums für die Untersuchung der Qualität der Spurerkennung.

Dies führt zu einer Verringerung der Effizienz in der Spurbestimmung der betroffenen Ebenen. In der Zeit, bis die Spannung wieder automatisch auf ihren festgelegten Wert eingestellt wird, führen diese HV-Trips zu reduzierten Zählraten für eine gegebene Luminosität. Deshalb werden diese Zeitabschnitte durch den DQ-Schnitt 20, für die in der Spurbestimmung verwendeten Detektoren verworfen. Insgesamt werden dadurch nach Tabelle 4.7 weniger als ein Prozent der Luminosität pro Jahr als nicht analysierbar erkannt.

4.4.7. Qualität der Teilchenidentifikation

Für den TRD (DQ-Schnitt 19) wird ein Run verworfen, wenn ein HV-Trip die Nachweiseffizienz verschlechtert. Für den Schwellen-Čerenkovzähler in den Jahren bis 1997 führt eine signifikante Schwankung in der Verstärkung einzelner Photovervielfacher zum Ausschluß des gesamten Runs (DQ-Schnitt 25). Seit Verwendung des RICH-Detektors werden mit dem DQ-Schnitt 25 diejenigen Bursts nicht in der Analyse verwendet, bei denen keine Informationen des RICH-Detektors vorliegen oder das RICH PCOS-System in dieser Zeit initialisiert wurde. Weiterhin verwirft seit 1998 der DQ-Schnitt 22 diejenigen Ereignisse, bei denen HV-Trips im RICH-Detektor aufgetreten sind.

		1996	1997	1998	1999	2000
DQ-Schnitt 17	betrifft	0.0	0.8	0.4	0.1	0.3
	davon exklusiv	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1
DQ-Schnitt 18	betrifft	0.1	1.4	0.4	0.1	1.5
	davon exklusiv	0.0	0.1	0.0	0.0	1.2
DQ-Schnitt 19	betrifft	0.8	0.6	1.2	0.1	0.1
	davon exklusiv	0.3	0.2	0.8	0.0	0.0
DQ-Schnitt 22	betrifft			0.0	0.0	0.0
	davon exklusiv			0.0	0.0	0.0
DQ-Schnitt 25	betrifft	0.0	0.1	0.7	0.7	0.8
	davon exklusiv	0.0	0.1	0.5	0.4	0.7

Tabelle 4.8.: Prozentual verworfene Luminosität aufgrund von Selektionskriterien für die Untersuchung der Qualität der Teilchenidentifikation.

Die Verstärkung der Photovervielfacher des Kalorimeters, der Hodoskope und des Luminositätsmonitors werden von dem *Gain Monitoring System* (GMS) überwacht. Dazu werden über ein optisches Glasfasersystem festgelegte Laserimpulse in die Detektoren eingekoppelt. Die Signale von den Photovervielfachern werden mit einem Referenzsignal einer Photodiode verglichen. Es werden diejenigen Zeitabschnitte verworfen, in denen ein einzelner Kanal der entsprechenden Detektoren keine Reaktion zeigt. Der DQ-Schnitt 17 berücksichtigt Ausfälle der Photovervielfacher des Kalorimeters[2], während der DQ-Schnitt 18 Ausfälle einzelner Photovervielfacher des Luminositätsmonitors und Preshowers verwirft. Wie man anhand der Tabelle 4.8 erkennt, sind für jeden einzelnen DQ-Schnitt weniger als 1.5 Prozent der Luminosität betroffen.

[2] Wegen des permanenten Ausfalls eines Kalorimeterblocks im Jahr 1996, wurde dieser in dem DQ-Schnitt 17 ausgenommen.

4.4.8. Zusammenfassung

In Tabelle 4.9 ist die prozentual analysierbare Luminosität aufgrund aller 32 Selektionskriterien für die verschiedenen Datennahmejahre zusammengefaßt. Man erkennt für die Messung am Wasserstofftarget, daß für das Jahr 1996 nur 62 Prozent der zur Verfügung stehenden Luminosität analysierbar sind, wohingegen im Jahr 1997 etwa 80 Prozent der Luminosität verwendet werden können. Der größte Verlust in 1996 ist vor allem auf die Selektionsschnitte der Strahl- und Targetpolarisation und der Logbucheinträge zurückzuführen. Die Qualität dieser Kenngrößen konnte im Jahr 1997 deutlich verbessert werden. Für die Datennahmejahre mit dem Deuteriumtarget 1998 bis 2000 können fast 86 Prozent (1998) bzw. 82 Prozent (2000) der gesamten polarisierten Daten analysiert werden. Der Einbruch auf nur 66 Prozent der verfügbaren Luminosität im Jahr 1999 ist auf Beeinträchtigungen in der Funktionalität des HERMES-Targets in einigen Meßperioden zurückzuführen.

Jahr	Prozentzahl analysierbarer Luminosität
1996	62.2%
1997	79.2%
1998	85.7%
1999	66.2%
2000	81.9%

Tabelle 4.9.: Prozentzahl der analysierbaren Luminosität aufgrund aller 32 Selektionskriterien für die verschiedenen Datennahmejahre.

Die Gesamtzahl analysierter, tiefinelastisch gestreuter Positronen dieser Daten ist nach Einführung der kinematischen Schnitte (siehe Abschnitt 4.8) in Tabelle 5.2 gegeben.

4.5. Verkippte und versetzte Geometrien

Die Kenntnis der relativen Lage einzelner Detektorebenen zueinander, als auch der Verkippung und Verschiebung einer Spektrometerhälfte ist essentiell für die präzise Bestimmung der rekonstruierten Parameter der Teilchenspuren. Zur Bestimmung der relativen Lage einzelner Detektorebenen zueinander werden Messungen ohne Betrieb des Spektrometermagneten durchgeführt und gerade Spuren durch das gesamte Spektrometer zur Positionskontrolle jeder Ebene analysiert. Diese Informationen werden in einer Geometrie-Datenbank abgespeichert und im Spurrekonstruktionsprogramm HRC verwendet.
In [Bö97] wurden tiefinelastisch gestreute Positronenereignisse von der Monte-Carlo Simulation des HERMES-Detektors (HMC), die die Informationen der Geometrie-

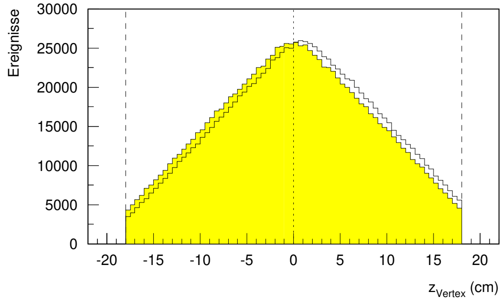

Abbildung 4.1.: Verteilung der longitudinalen Vertexposition tiefinelastisch gestreuter Elektronen am Deuteriumtarget für das Jahr 1998. Die offene Verteilung zeigt die unkorrigierten Daten und die ausgefüllte Verteilung die Daten nach der Ausrichtungskorrektur aus [Bö97]. Die gepunktete Linie bei $z_{\mathrm{Vertex}} = 0\,\mathrm{cm}$ gibt den Mittelpunkt der Speicherzelle an. Die gestrichelten Linien bei $z_{\mathrm{Vertex}} = \pm 18\,\mathrm{cm}$ markieren die Analyseschnitte auf den z-Vertex.

Datenbank verwendet, mit Meßdaten aus dem Jahr 1997 verglichen. Bei der für beide Spektrometerhälften getrennt durchgeführten Analyse wurde eine Verkippung des gesamten Spektrometers von weniger als 0.5 mrad festgestellt. Einer nur geringen, im Bereich von $2\,\sigma$ mit Null verträglichen, horizontalen Verschiebung, steht eine vertikale Verschiebung der unteren Spektrometerhälfte von $1.20 \pm 0.24_{stat} \pm 0.10_{sys}$ mm in Richtung der Strahlachse gegenüber.
Alle Teilchenspuren werden mittels eines Algorithmus aus [Bö97] hinsichtlich Neigung und Position für die obere und untere Spektrometerhälfte getrennt korrigiert. Dabei werden für die Messungen mit dem Wasserstofftarget sowohl die Streuwinkel, als auch die Vertexbestimmung in z-Richtung korrigiert. Für die Deuteriumdaten erfolgt lediglich eine Vertexkorrektur in z-Richtung. In Abbildung 4.1 ist als Beispiel der Einfluß dieser Korrektur auf die Deuteriumdaten des Jahres 1998 gezeigt. Man erkennt, daß die ausgefüllte Verteilung der Vertexbestimmung in z-Richtung nach Anwendung der Ausrichtungskorrektur symmetrisch um den Mittelpunkt der Speicherzelle verläuft.

4.6. Die Identifikation von Leptonen und Hadronen

Zur Separation von Leptonen und Hadronen werden die Informationen der drei Detektoren Preshower, Kalorimeter und TRD verwendet. Wie in Abschnitt 3.3.2

gezeigt, kann man anhand geeigneter Schnitte auf die einzelnen Detektorantworten, in der Nähe des Bereichs bei dem die Lepton- und Hadronverteilungen überlappen, eine gute Separation erreichen. Dies hat allerdings den Nachteil einer kleineren Nachweiseffizienz für Leptonen.
Deshalb erfolgt die Teilchenidentifikation über die Bestimmung von bedingten Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{L}_D^{e,h}$ (*Likelihood* Methode) für jeden Detektor D. Diese Größe $\mathcal{L}_D^{e,h}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß eine Spur als Lepton (e) oder Hadron (h), unter der Annahme, daß das im Detektor D erzeugte Signal von einem Teilchen dieser Sorte (e bzw. h) stammt, identifiziert wird [Kai97b, Wen99]. Die wahre Wahrscheinlichkeit

$$\mathcal{P}_D^i = \frac{\phi^i \mathcal{L}_D^i}{\sum_j \phi^j \mathcal{L}_D^j} \tag{4.4}$$

ein Teilchen i im Detektor D nachzuweisen, ist abhängig vom Teilchenfluß ϕ^i, der abhängig vom Streuwinkel und Impuls des betrachteten Teilchens ist. Für eine Separation von Leptonen und Hadronen wird die Größe PID_D definiert als

$$PID_D \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}_D^e}{\mathcal{L}_D^h}. \tag{4.5}$$

Aus historischen Gründen fügt man bei HERMES die Informationen des Preshowers und Kalorimeters zur Größe

$$PID_2 \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}_{Pre}^e \cdot \mathcal{L}_{Kal}^e}{\mathcal{L}_{Pre}^h \cdot \mathcal{L}_{Kal}^h} \tag{4.6}$$

zusammen, während die Signale der sechs Module des Übergangsstrahlungsdetektors die Größe

$$PID_5 \equiv \log_{10} \frac{\prod_{m=1}^6 \mathcal{L}_{TRD,m}^e}{\prod_{m=1}^6 \mathcal{L}_{TRD,m}^h} \tag{4.7}$$

bilden.[3] Durch Kombination dieser beiden Größen erhält man das logarithmische Verhältnis der totalen Wahrscheinlichkeiten für den Nachweis von Leptonen zu Hadronen,

$$PID \equiv PID_2 + PID_5 - \log_{10} \phi = \log_{10} \frac{\mathcal{P}^e}{\mathcal{P}^h}. \tag{4.8}$$

Hängt der Flußfaktor ϕ in der Analyse tiefinelastisch gestreuter Positronen nur schwach von den kinematischen Variablen ab, so folgt daraus eine konstante Verschiebung der Ereignisverteilung des PID-Spektrums, und eine kombinierte Anwendung der berechneten Wahrscheinlichkeitswerte PID_2 und PID_5 alleine ergibt eine gute Größe zur Separation von Hadronen zu Leptonen.

[3] Bis einschließlich 1997 kann auch der Schwellen-Čerenkovzähler für eine Separation von Leptonen zu Hadronen verwendet werden. Man bildet dazu die Größe $PID_3 \equiv \log_{10} \frac{\mathcal{L}_{Pre}^e \cdot \mathcal{L}_{Kal}^e \cdot \mathcal{L}_{Cer}^e}{\mathcal{L}_{Pre}^h \cdot \mathcal{L}_{Kal}^h \cdot \mathcal{L}_{Cer}^h}$. Da zum Zeitpunkt dieser Arbeit aber die bedingten Wahrscheinlichkeiten $\mathcal{L}_{\mathrm{RICH}}^{e,h}$ des RICH-Detektors für die Jahre 1998 bis 2000 noch nicht zur Verfügung standen, wird in dieser Analyse einheitlich die PID_2 für alle Jahre verwendet.

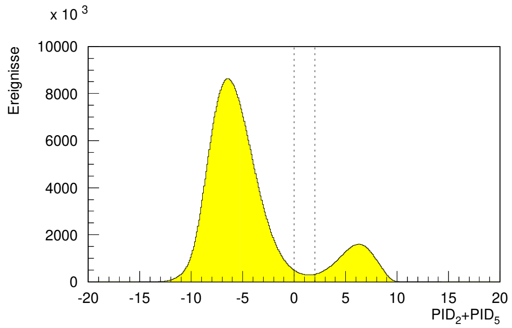

Abbildung 4.2.: Verteilung der Wahrscheinlichkeitswerte $PID_2 + PID_5$ für alle Ereignisse des Datensatzes von 2000. Die gepunkteten Linien geben die Analyseschnitte für Leptonen und Hadronen nach Gleichung 4.9 und 4.10 an.

Zur Überprüfung wurden Studien über die Nachweiseffizienz von Leptonen und zur Kontamination von Hadronen bzw. Leptonen in allen Lepton- bzw. Hadronereignissen gemacht [Bec00c]. Als Ergebnis konnte festgestellt werden, daß man für die Identifizierung von Leptonen

$$PID_2 + PID_5 > 2 \tag{4.9}$$

fordert und zur Identifikation von Hadronen

$$PID_2 + PID_5 < 0. \tag{4.10}$$

Dabei ergibt sich für den gesamten kinematischen Bereich eine Nachweiseffizienz für Leptonen von mehr als 98 Prozent mit einer Hadronkontamination von weniger als einem Prozent. Der Hadron-Unterdrückungsfaktor (*Hadron Rejection Factor*, HRF), der das Verhältnis der Anzahl aller Hadronen über die Anzahl der als Leptonen fehlidentifizierten Hadronen angibt, ist dabei größer als 600. Dies bedeutet für die identifizierten Hadronereignisse eine vernachlässigbare Leptonkontamination von weniger als 1.6×10^{-3}. Diese ermittelten Werte zur Nachweiseffizienz und Kontamination geben die Ergebnisse früherer Studien unter Verwendung der Flußkorrektur in Gleichung 4.8 wieder [Has99, Gä01b]. Die Verteilung aller Ereignisse der berechneten Wahrscheinlichkeitswerte ist in Abbildung 4.2 gezeigt.

4.7. Die Identifikation des Hadronentyps

Für die Meßdaten mit polarisiertem Wasserstoff wird zur Separation von Pionen von allen anderen Hadronen der Schwellen-Čerenkovzähler verwendet. Dazu fordert

man die Anzahl nachgewiesener Photoelektronen N_e oberhalb der Rauschschwelle von $N_e > 0.25$ für Teilchenimpulse innerhalb des Nachweisfensters für Pionen (siehe Tabelle 3.2).
Mit der Verwendung des RICH-Detektors seit 1998 ist eine Separation von Pionen, Kaonen und Protonen möglich. Dazu werden Wahrscheinlichkeiten berechnet, daß ein wahrer Teilchentyp t als ein Teilchen des Typs i mit dem RICH identifiziert wird. Diese werden in der sogenannten P-Matrix

$$\mathbf{P} = P(\pi, K, Pr) = \begin{bmatrix} P_\pi^\pi & P_K^\pi & P_{Pr}^\pi \\ P_\pi^K & P_K^K & P_{Pr}^K \\ P_\pi^{Pr} & P_K^{Pr} & P_{Pr}^{Pr} \\ P_\pi^X & P_K^X & P_{Pr}^X \end{bmatrix} \tag{4.11}$$

zur Verfügung gestellt, mit den Elementen

$$P_t^i = \frac{N_t^i}{\sum_j N_t^j}, \tag{4.12}$$

wobei N_t^i die Anzahl der Teilchen des wahren Typs t angibt, die als Typ i identifiziert werden. Der Teilchentyp i gibt dabei diejenige Teilchensorte an, die nach einem Rekonstruktionsalgorithmus [Jun00] als die zu einer geladenen Spur wahrscheinlichste bewertet wird [Kai00, DeS98b]. Die Teilchensorten sind dabei Pionen (π), Kaonen (K), Protonen (Pr) und undefiniert (X)[4]. Mit den Flüssen für die unterschiedlichen Teilchensorten

$$\phi_t = \frac{N_t}{\sum_s N_s} \tag{4.13}$$

werden die wahren Identifikationswahrscheinlichkeiten Q_t^i definiert als

$$Q_t^i = \frac{P_t^i \cdot \phi_t}{\sum_s P_s^i \cdot \phi_s}. \tag{4.14}$$

Damit kann eine Matrix $\mathbf{Q}$, abhängig von den kinematischen Schnitten und dem Teilchenimpuls, als

$$\mathbf{Q} = Q(\pi, K, Pr) = \begin{bmatrix} Q_\pi^\pi & Q_\pi^K & Q_\pi^{Pr} & Q_\pi^X \\ Q_K^\pi & Q_K^K & Q_K^{Pr} & Q_K^X \\ Q_{Pr}^\pi & Q_{Pr}^K & Q_{Pr}^{Pr} & Q_{Pr}^X \end{bmatrix} \tag{4.15}$$

geschrieben werden. Die Diagonalelemente mit $i = t$ geben die Güte (*Purity*) des Nachweises für den Teilchentyp t an, während alle übrigen Elemente $i \neq t$ die unterschiedlichen Kontaminationen angeben. So gibt z.B. $Q_K^\pi(p)$ die Pionkontamination der rekonstruierten Kaonen mit Teilchenimpuls p an.

[4]Aufgrund fehlender oder konkurrierender Ergebnisse, bei denen die größte Wahrscheinlichkeit von mehr als einer Teilchenhypothese erreicht wird, kann keine eindeutige Zuordnung stattfinden und dieses Teilchen wird als undefiniert markiert.

Gibt der Vektor $\vec{I} = (I_\pi, I_K, I_{Pr}, I_X)$ die Anzahl der identifizierten Teilchen und der Vektor $\vec{N} = (N_\pi, N_K, N_{Pr})$ die wahre Anzahl an, so sind $\vec{I}$ und $\vec{N}$ über die Q-Matrix verbunden, und man kann mittels

$$\vec{N} = \mathbf{Q} \cdot \vec{I} \tag{4.16}$$

die wahren Teilchenereignisse in einem kinematischen Bereich berechnen.
Die Elemente P_t^i werden über den gesamten Impulsbereich für ein, zwei oder mehr Spuren pro Detektorhälfte mittels einer Monte-Carlo Simulation berechnet. Zur Überprüfung der Nachweiseffizienzen für Pionen, Kaonen und Protonen dienen Vergleiche von Simulation und Meßdaten, wobei die Zerfälle $\rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $\phi \rightarrow K^+ + K^-$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ und $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ betrachtet werden [Neg00]. In dieser Analyse werden zur Verfügung stehende experimentelle Daten in den entsprechenden kinematischen Bereichen der P-Matrix verwendet. Alle übrigen kinematischen Bereiche, in denen keine experimentellen Daten vorliegen, werden mit Werten aus der Monte-Carlo Simulation aufgefüllt [Hom01].
Für die Entfaltung der Hadronensorten wird eine Q-Matrix verwendet, die mit den kinematischen Schnitten dieser semiinklusiven Analyse erstellt wurde. Die Elemente der Q-Matrix, abhängig vom Teilchenimpuls, sind für den gesamten Impulsbereich von 2 GeV bis 15 GeV angegeben.
Für ein gegebenes Hadronereignis der identifizierten Teilchensorte i werden die Werte $Q_t^i(p)$ als Gewicht für die statistische Verteilung der Pionen-, Kaonen- und Protonenereignisse benutzt, d.h.

$$\begin{aligned} N_\pi &= \sum_i Q_\pi^i(p) \\ N_K &= \sum_i Q_K^i(p) \\ N_{Pr} &= \sum_i Q_{Pr}^i(p). \end{aligned} \tag{4.17}$$

Da die Kontaminationen für Impulse kleiner als 4 GeV nicht ausreichend verstanden sind, wird in dieser Analyse eine Separation von Pionen und Kaonen nur im Impulsbereich größer als 4 GeV vorgenommen. Für Details siehe Abschnitt 5.4.8. Für ein konsistentes Impulsfenster aller rekonstruierten Pionen und Kaonen aus Wasserstoff- und Deuteriumdaten werden diese nur in einem Impulsbereich zwischen 4 GeV und 13.8 GeV analysiert.

4.8. Kinematik der Ereignisse

Nach Anwendung der Datenqualitätsschnitte (siehe Abschnitt 4.4 und Tabelle 4.1) werden die Ereignisse aus tiefinelastischen Streuprozessen selektiert.

Schnittgröße	Inkl. Ereignisse	Semiinkl. Ereignisse
Triggermuster	DIS-Trigger 21 ausgelöst	
Spurrekonstruktion	Durchgehende Spuren vom Vertex zum Kalorimeter	
Vertexposition	-18 cm $\leq z_{\text{Vertex}} \leq +18$ cm $d_{\text{Vertex}} \leq 0.75$ cm	
Streuwinkel	$\lvert\theta_{\text{hor.}}\rvert \leq 180$ mrad 40 mrad $\leq \lvert\theta_{\text{vert.}}\rvert \leq 140$ mrad	
Spurort am Kalorimeter	$\lvert x_{\text{Kalo}}\rvert \leq 175$ cm 30 cm $\leq \lvert y_{\text{Kalo}}\rvert \leq 100$ cm	
Teilchenimpuls	$p \geq 0.5$ GeV	
Energieverlust im Kalorimeter	$E_{\text{Kalo}} \geq 3.5$ GeV	
Viererimpulsübertrag	$Q^2 \geq 1.0$ GeV^2	
Rel. γ^*-Energie	$y \leq 0.85$	
Invariante Masse	$W^2 \geq 4.0$ GeV^2	$W^2 \geq 10.0$ GeV^2
Relative Energie des Hadrons		$z \geq 0.2$
Feynman Variable		$x_F \geq 0.1$

Tabelle 4.10.: Angewendete kinematische Schnitte auf inklusive und semiinklusive Ereignisse. Die Forderung eines Energieverlustes von $E_{\text{Kalo}} \geq 3.5$ GeV gilt nur für das DIS-Lepton.

Dazu wird die Auslösung des Trigger 21 (siehe Abschnitt 3.3.4) gefordert, der die Auswahl tiefinelastisch gestreuter Leptonen erhöht und hadronische Untergrundereignisse unterdrückt. Weiterhin müssen die in der Analyse verwendeten Ereignisse von durchgehenden Spuren vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter stammen und über einen Mindestimpuls von 0.5 GeV verfügen. Mit den Schnitten auf die rekonstruierte Vertexposition wird sichergestellt, daß alle Ereignisse aus Streuprozessen innerhalb der Targetzelle stammen und keine Schauerereignisse, z.B. an dem fest vor dem Target installierten Kollimator, die Meßergebnisse beeinflussen können. Über den Streuwinkel wird sichergestellt, daß alle Ereignisse in den Akzeptanzbereich des Spektrometers gestreut werden. Um einen Verlust von Schauerteilchen in den äußeren Bleiglasblöcken zu verringern, wird ein Auftreffort der rekonstruierten Spuren an den Rändern des Kalorimeters ausgeschlossen.

Die Ereigniskinematik wird aus dem Streuwinkel θ und der Energie E$'$desjenigen tiefinelastisch gestreuten Positrons berechnet (siehe Abschnitt 2.1), das den größten

Impuls aller nach Gleichung (4.9) nachgewiesenen Leptonen mit Energieverlust im Kalorimeter größer als 3.5 GeV aufweist. Ein Schnitt auf das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages $Q^2 \geq 1.0\,\mathrm{GeV}^2$, das ein Maß für die Auflösung des virtuellen Photons ist, garantiert eine Interpretation der Daten im Rahmen des Quarkmodells. Um Ereignisse auszuschließen, bei denen das Nukleon, statt aufzubrechen, in einen Resonanzzustand übergeht, wird eine invariante Masse des hadronischen Endzustandes von $W^2 \geq 4.0\,\mathrm{GeV}^2$ gefordert. Eine obere Grenze des y-Bereichs, mit der Bedingung $y \leq 0.85$, verhindert zu große QED-Strahlungskorrekturen.
Bei der Auswahl semiinklusiver Ereignisse werden Hadronen aus der Stromfragmentation in Koinzidenz zum gestreuten Positron gefordert (siehe Abschnitt 2.5). Dazu verwendet man einen Schnitt auf die relative Energie $z \geq 0.2$ der nachgewiesenen Hadronen und auf die Feynman Variable $x_F \geq 0.1$. Um eine Anreicherung von Ereignissen mit starker Korrelation zwischen dem herausgeschlagenen Quark und dem nachgewiesenen Hadron zu erreichen, verwendet man einen höheren Schnitt auf die invariante Masse des hadronischen Endzustandes von $W^2 \geq 10\,\mathrm{GeV}^2$, da die Trennung von Strom- zu Targetfragmentation mit dem invarianten Massenquadrat zunimmt. Die Tabelle 4.10 gibt einen Überblick über die in der Analyse vorgenommenen Schnitte auf die Ereigniskinematik und Spurrekonstruktion.
In Abbildung 4.3 ist die Verteilung tiefinelastisch gestreuter Positronenereignisse in der durch x und Q^2 definierten Ebene gezeigt.

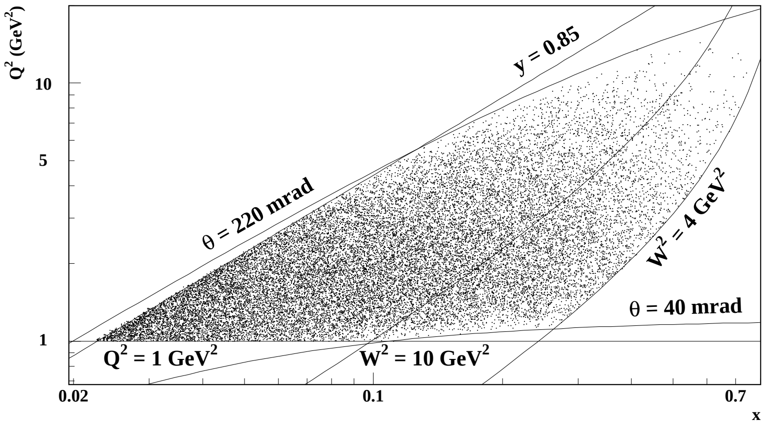

Abbildung 4.3.: Verteilung der DIS-Ereignisse in der durch x und Q^2 definierten Ebene nach Anwendung der kinematischen Schnitte aus Tabelle 4.10. Die mit $\theta = 40$ mrad und $\theta = 220$ mrad bezeichneten Linien geben den Akzeptanzbereich des Spektrometers wieder.

5. Extraktion der Spinasymmetrien

Nach der in Kapitel 4 vorgestellten Selektion der Daten in Bezug auf Qualität und Kinematik, wird in diesem Kapitel die experimentelle Asymmetrie $A_{||}$ für die inklusiven und semiinklusiven Ereignisse bestimmt. Unter Berücksichtigung des ladungssymmetrischen Untergrundes, der kinematischen Verschmierung im Spektrometer und Strahlungskorrekturen wird die virtuelle Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 bestimmt und deren systematischer Fehler besprochen. Im Anschluß daran werden aus den Asymmetrien am Wasserstoff- und Deuteriumtarget die Neutronasymmetrien $A_{1,n}$ berechnet.

5.1. Die experimentelle Asymmetrie $A_{||}$

Die Lepton-Nukleon-Asymmetrie $A_{||}$ kann, wie in Abschnitt 2.1.4 beschrieben, nach Gleichung (2.25) über die polarisierten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{\overrightarrow{\Leftarrow}}$ und $\sigma^{\overrightarrow{\Rightarrow}}$ berechnet werden. Dazu ist eine absolute Normierung bei der Bestimmung von $\sigma^{\overrightarrow{\Leftarrow}}$ und $\sigma^{\overrightarrow{\Rightarrow}}$ notwendig, die in einer Analyse der HERMES-Daten mit einem großen Fehler behaftet wäre. Deshalb bestimmt man die Asymmetrie $A_{||}$ über die Zählraten $N^{\overrightarrow{\Leftarrow}(\overrightarrow{\Rightarrow})}$ der unterschiedlichen Einstellungen von Leptonen- zu Targetspin, die definiert sind als

$$N^{\overrightarrow{\Leftarrow}(\overrightarrow{\Rightarrow})} = \int_{\overrightarrow{\Leftarrow}(\overrightarrow{\Rightarrow})} \sigma_0\, \mathcal{A}(t,x,Q^2)\, \mathcal{L}(t)\, \left[1 + (-)\, P_T(t) P_B(t) A_{||}\right] dt. \tag{5.1}$$

Hierbei ist σ_0 der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt und $\mathcal{A}(t,x,Q^2)$ die Akzeptanzfunktion, welche sich aus folgenden Faktoren zusammensetzt:

$$\mathcal{A}(t,x,Q^2) = \mathcal{A}_{Det}(x,Q^2) \cdot \varepsilon_{DAQ}(t) \cdot \varepsilon_{Rek}(t,x,Q^2). \tag{5.2}$$

Die Detektorakzeptanz $\mathcal{A}_{Det}(x,Q^2)$ ist eine geometrische Größe und ändert sich im Laufe eines Datennahmejahres nicht, solange keine Veränderungen im Spektrometeraufbau vorgenommen werden. Die Effizienz des Datennahmesystems, $\varepsilon_{DAQ}(t) = 1-\delta_{Tot}(t)$ nach Gleichung (4.2), ist unabhängig von der relativen Spineinstellung und der Kinematik des Streuprozesses. Sie kann sich allerdings innerhalb eines Bursts ändern. Die Rekonstruktionseffizienz $\varepsilon_{Rek}(t,x,Q^2)$ der Detektoren ist unabhängig von der Spineinstellung und variiert zeitlich nur sehr schwach relativ zur Änderung der Targetpolarisation. In [Lac98] konnte gezeigt werden, daß diese Änderung einen vernachlässigbaren Einfluß auf die gemessene Asymmetrie hat. Nach Vorziehen dieser zeitunabhängigen Größen vor das Integral in Gleichung (5.1) folgt

$$N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} = \sigma_0\, \mathcal{A}_{Det}(x,Q^2)\, \varepsilon_{Rek}(x,Q^2) \int\limits_{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} \varepsilon_{DAQ}(t)\, \mathcal{L}(t)\, \left[1 + (-)\, P_T(t) P_B(t) A_{||}\right] dt, \tag{5.3}$$

mit den zeitabhängigen Größen $\varepsilon_{DAQ}(t)$, der Luminosität $\mathcal{L}(t)$, Targetpolarisation $P_T(t)$ und Strahlpolarisation $P_B(t)$ im Integral.
Mit der für einen Burst i totzeitkorrigierten und integrierten Luminosität

$$l_i^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} = \int\limits_{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} \varepsilon_{DAQ}(t) \cdot \mathcal{L}(t)\, dt \tag{5.4}$$

berechnet sich die Zählrate für die jeweiligen Spineinstellungen pro Burst zu

$$n_i^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} = \sigma_0\, \mathcal{A}\, \varepsilon_{Rek}\, l_i^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} \left[1 + (P_T P_B)_i^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} A_{||}\right], \tag{5.5}$$

$$n_i^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} = \sigma_0\, \mathcal{A}\, \varepsilon_{Rek}\, l_i^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} \left[1 - (P_T P_B)_i^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} A_{||}\right]. \tag{5.6}$$

Unter Verwendung der Definitionen

$$N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} = \sum_i n_i^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})}, \tag{5.7}$$

$$L^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} = \sum_i l_i^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})}, \tag{5.8}$$

$$L_P^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} = \sum_i \left(l_i \cdot (P_T P_B)_i\right)^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}(\overset{\rightarrow}{\Rightarrow})} \tag{5.9}$$

erhält man durch Summation über alle Bursts die Asymmetrie

$$A_{||} = \frac{N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} L^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} - N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} L^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}}{N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} + N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}}. \tag{5.10}$$

Der statistische Fehler $\delta A_{||}$ der Lepton-Nukleon-Asymmetrie $A_{||}$ berechnet sich demnach zu

$$\begin{aligned}\delta A_{||} &= \sqrt{\left(\frac{\partial A_{||}}{\partial N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}} \delta N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_{||}}{\partial N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}} \delta N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2} \\ &= \frac{L^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} + L^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{\left(N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} + N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2} \sqrt{\left(N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} \cdot \delta N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2 + \left(N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} \cdot \delta N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}}\right)^2}.\end{aligned} \tag{5.11}$$

Unter der Annahme, daß die Zahl der Ereignisse einer Poissonverteilung unterliegt, berechnen sich die Unsicherheiten der Zählraten nach [Bar87] zu

$$\delta N = \sqrt{\sum_i w_i^2} \tag{5.12}$$

mit dem jeweiligen Gewicht w_i des Ereignisses i. Dabei gilt für die mit dem RICH-Detektor identifizierten Ereignisse nach Gleichung (4.17) $w_i = Q_t^i$ und für alle übrigen $w_i = 1$. Es werden für die semiinklusiven Asymmetrien diejenigen Hadronen gezählt, die in Koinzidenz mit einem tiefinelastisch gestreuten Positron nachgewiesen werden und die in Tabelle 4.10 gewählten kinematischen Schnitte erfüllen.
Aus der inklusiven Asymmetrie $A_{||}$, bzw. semiinklusiven $A_{||}^h$ für den Hadrontyp h, berechnet sich nach Gleichung (2.36) die inklusive (semiinklusive), virtuelle Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 (A_1^h) unter Vernachlässigung der Spinstrukturfunktion g_2 zu

$$A_1^{(h)} = \frac{1}{D(1+\eta\gamma)} \cdot \frac{N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} L^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} - N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} L^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}}{N^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} + N^{\overset{\rightarrow}{\Rightarrow}} L_P^{\overset{\rightarrow}{\Leftarrow}}}. \tag{5.13}$$

Dabei sind die kinematischen Variablen D, η, γ nach Gleichung (2.31, 2.32, 2.16) definiert. Wie in Tabelle 5.1 gezeigt, werden in dieser Analyse die Ereignisse, die als Funktion der Bjørkenschen Skalenvariablen x extrahiert werden, in neun Bereiche (*Bins*) aufgeteilt. Dabei werden die inklusiven Asymmetrien über den negativen Viererimpulsübertrag Q^2 und die semiinklusiven außerdem über den relativen Energiebetrag z der Hadronen integriert.

Binnummer	Bereich in x	$\langle x \rangle$
1	0.023 - 0.040	0.033
2	0.040 - 0.055	0.047
3	0.055 - 0.075	0.065
4	0.075 - 0.100	0.087
5	0.100 - 0.140	0.119
6	0.140 - 0.200	0.168
7	0.200 - 0.300	0.245
8	0.300 - 0.400	0.342
9	0.400 - 0.600	0.466

Tabelle 5.1.: Definition der neun kinematischen x-Bereiche (Bins). Die Spalte $\langle x \rangle$ gibt den jeweiligen Mittelwert der Variablen x aller DIS-Positronen in diesem Bin wieder.

Für die Analyse des gesamten Datensatzes der Jahre 1995 bis 2000 stehen insgesamt etwa 2.2 Millionen tiefinelastisch gestreuter Positronen am ^{3}He-Target, 2.3 Millionen am Wasserstofftarget und 8.2 Millionen am Deuteriumtarget zur Verfügung. Die extrahierten inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am ^{3}He-Target sind aus [Ack99a] entnommen und hier nicht weiter aufgeführt. Die Teilchenausbeute, nach Anwendung aller kinematischer Schnitte für die Jahre 1996 bis 2000, ist in Tabelle 5.2 aufgelistet. Details für die Ausbeute der semiinklusiven Hadronen mit dem RICH-Detektor sind in Abschnitt 4.7 und 5.4.8 aufgeführt. Eine detaillierte Auflistung der einzelnen Zählraten für jedes x-Bin findet man in den Tabellen im Anhang A.

Teilchen-	Wasserstoff		Deuterium		
typ	1996	1997	1998	1999	2000
e (DIS)	643221	1693352	977650	1170266	6076186
e (bg)	7720	22378	13120	13894	73382
h^+	83157	217297	121380	140107	736291
h^-	47648	123390	79073	92369	482416
π^+	35278	94636	58410	67258	353012
π^-	24431	65221	46401	54044	281657
K^+			10735	12708	65978
K^-			4166	4954	26038

Tabelle 5.2.: Registrierte Ereignisse für tiefinelastisch gestreute Leptonen (DIS) nach Abzug der Untergrundereignisse (bg), siehe Abschnitt 5.2. Weiterhin ist die Zählrate der semiinklusiven Hadronen ($h^\pm$), Pionen ($\pi^\pm$) und Kaonen ($K^\pm$) gezeigt.

5.2. Systematische Studien

Für die Datenmenge am Wasserstofftarget konnten Studien in [Bai99], u.a. zur Teilchenausbeute, Zeitabhängigkeit der Asymmetrien und Stabilität gegenüber Veränderungen in den kinematischen Schnitten, belegen, daß die inklusiven sowie die positiven semiinklusiven Asymmetrien von 1996 und 1997 keine systematischen Abweichungen voneinander aufweisen. Zum Zeitpunkt dieser Studien wurde allerdings eine systematische Abweichung in den negativen semiinklusiven Asymmetrien festgestellt. Nach Anwendung einer neuen Datenqualitätsanalyse nach Abschnitt 4.4 konnte diese systematische Abweichung erheblich reduziert werden, so daß beide Asymmetrien innerhalb statistischer Fluktuationen konsistent sind.
In Anlehnung an [Bai99] wurden Studien zu den Deuteriumdaten von 1998 bis 2000 durchgeführt.
Die Abbildung 5.1 zeigt die Abhängigkeit der extrahierten inklusiven Asymmetrie von der HERA-Füllungsnummer (*fill number*), siehe Abschnitt 4.2, integriert über den gesamten kinematischen Bereich in den einzelnen Jahren. Dabei wurden nur Untergrundkorrekturen bei der Berechnung der Asymmetrien angewandt. Die Asymmetrien zeigen keine zeitliche Abhängigkeit, wie man anhand der fehlergewichteten

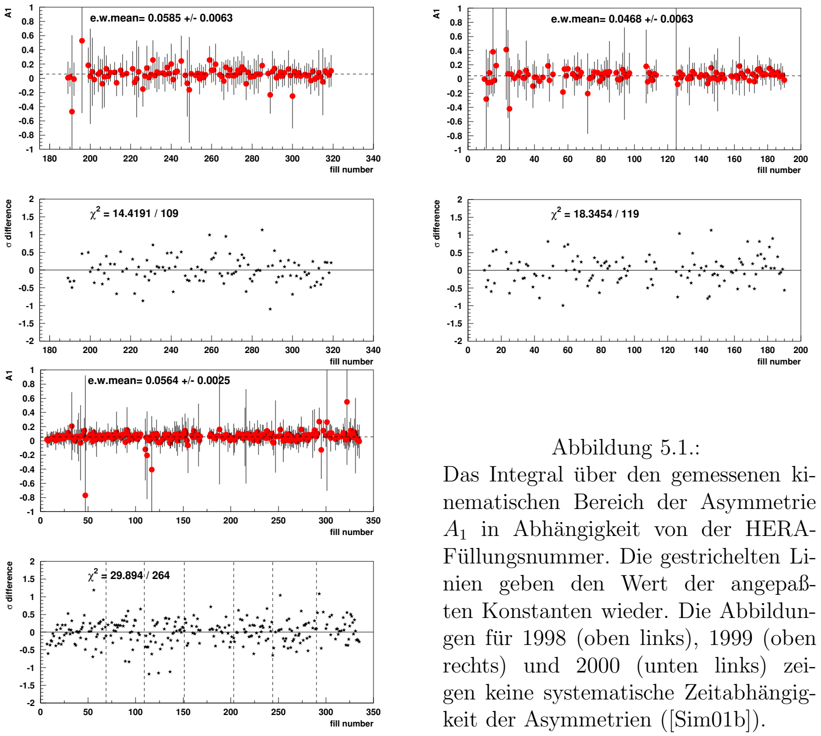

Abbildung 5.1.: Das Integral über den gemessenen kinematischen Bereich der Asymmetrie A_1 in Abhängigkeit von der HERA-Füllungsnummer. Die gestrichelten Linien geben den Wert der angepaßten Konstanten wieder. Die Abbildungen für 1998 (oben links), 1999 (oben rechts) und 2000 (unten links) zeigen keine systematische Zeitabhängigkeit der Asymmetrien ([Sim01b]).

Abweichung $\sigma_{\text{difference}}$ der einzelnen Asymmetrien A_i einer Füllung vom Mittelwert $\langle A\rangle$ der Asymmetrie des gesamten Jahres nach

$$\sigma_{\text{difference}} = \frac{A_i - \langle A\rangle}{\delta A_i} \tag{5.14}$$

sieht. Die in den Abbildungen angepaßten Konstanten an die Asymmetriewerte der verschiedenen Datennahmejahre stimmen für das Deuteriumtarget innerhalb des statistischen Fehlers überein.

5.3. Korrekturen

Für eine Interpretation der Asymmetrien nach Kapitel 2 müssen Untergrundereignisse, die nicht von der tiefinelastischen Streuung der polarisierten Positronen am

Nukleon stammen, vor einer Berechnung der Asymmetrie verworfen werden. Außerdem müssen Akzeptanzeffekte und kinematische Verschmierung durch den HERMES-Detektor beachtet werden. Da eine Interpretation der gemessenen Asymmetrien nur für den Ein-Photon-Austauschprozeß gültig ist, müssen Strahlungskorrekturen angebracht werden. Die korrigierten inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am ^{3}He-Target sind aus [Ack99a] entnommen und hier nicht weiter aufgeführt.

5.3.1. Untergrundkorrekturen

Es können trotz der kinematischen Schnitte in Tabelle 4.10 Positronen aus der Photoproduktion als Positronen aus tiefinelastischen Streuprozessen fehlinterpretiert werden. Dabei gelangt das gestreute Lepton aufgrund eines kleinen negativen Viererimpulsübertrages Q^2 unter kleinem Streuwinkel θ nicht in die Detektorakzeptanz. Die in der Photoproduktion hauptsächlich erzeugten neutralen Pionen zerfallen in Photonen ($\pi^0 \to \gamma\gamma$), die wiederum durch Paarproduktion ($\gamma \to e^+e^-$) Elektronen und Positronen bilden. Die sekundär erzeugten Positronen werden dann bei Erfüllung der kinematischen Schnitte als tiefinelastische Streuereignisse fehlinterpretiert und können nicht von den primär gestreuten unterschieden werden.

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit des HERMES-Spektrometers für Positronen und Elektronen gleich ist, kann man diesen ladungssymmetrischen Prozeß nutzen, um den Anteil der fehlinterpretierten Positronen zu bestimmen. Dazu subtrahiert man bei Identifikation eines DIS-Ereignisses mit entgegengesetzter Ladung[1], dieses von der Menge der DIS-Ereignisse mit gleicher Kinematik. Außerdem werden alle in Koinzidenz dazu ermittelten Hadronen von der entsprechenden Hadronenmenge abgezogen. Die Abbildung 5.2 zeigt das Verhältnis des ladungssymmetrischen Untergrundes (N_{bg}) zur Anzahl der primär gestreuten DIS-Ereignisse (N_{DIS}). Das Verhältnis beträgt maximal 7 % im ersten x-Bin, fällt danach stark ab und verschwindet für den Bereich $x > 0.1$.

Wie in Abschnitt 4.6 erläutert, ist die Kontamination der Leptonereignisse durch Hadronen bzw. umgekehrt sehr klein, weshalb hier auf eine Korrektur davon verzichtet wurde.

Ein weiterer Untergrund wird durch Prozesse verursacht, die zur Produktion von Vektormesonen führen und keinerlei Informationen über die Spinstruktur des Nukleons tragen. Den Hauptbeitrag liefern ρ-Mesonen, die in zwei Pionen zerfallen. Bei gleichzeitigem Entweichen des gestreuten Positrons aus der Detektorakzeptanz kann ein Pion als DIS-Lepton fehlidentifiziert werden, falls es die kinematischen Schnitte für ein DIS-Ereignis aus Tabelle 4.10 erfüllt. Abschätzungen in [Ouy97, Wen01] zeigen einen vernachlässigbaren Beitrag.

[1] Falls zwei oder mehr Leptonen die kinematischen Schnitte aus Tabelle 4.10 erfüllen, wird das Lepton mit dem größten Impuls ausgewählt.

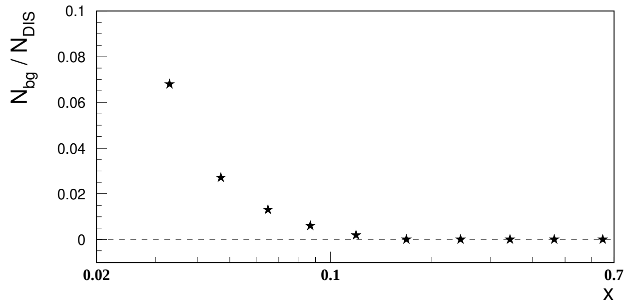

Abbildung 5.2.: Kontamination der tiefinelastisch gestreuten Ereignisse (N_{DIS}) durch ladungssymmetrische Untergrundereignisse aus der π^0-Photoproduktion (N_{bg}) als Funktion von x.

5.3.2. Akzeptanzeffekte und kinematische Verschmierung

Aufgrund der limitierten Akzeptanz des HERMES-Spektrometers und dem Unterschied zwischen wahrer und rekonstruierter Kinematik der Ereignisse, gibt es einen systematischen Unterschied zwischen wahrer und rekonstruierter Asymmetrie. Diese Differenz beruht hauptsächlich auf der Wechselwirkung der geladenen Teilchen mit dem Detektormaterial. Aufgrund von Vielfachstreuung im Detektormaterial wird der Streuwinkel verfälscht. Dies wird kinematische Verschmierung (*Smearing*) genannt. Weitere Ursachen einer verfälschten Ereigniskinematik sind ungenaue Detektorausrichtung und daraus folgende Ineffizienzen im Rekonstruktionsalgorithmus, durch die einzelne Spuren nicht gefunden werden.

Diese Effekte können durch Monte-Carlo Untersuchungen [Gut99b] abgeschätzt werden, wobei eine große Ereignismenge polarisierter Streudaten mittels des PEPSI Monte-Carlo Generators [Man92] generiert wird. Als Eingabe in die Monte-Carlo Generierung wird eine Parametrisierung der am Wasserstofftarget gemessenen Asymmetrie A_1^p nach [Abe98] gewählt. Die gestreuten Positronen werden mittels des HERMES Monte-Carlo Paketes HMC rekonstruiert, das ein realistisches GEANT-Modell [GEA94] des Spektrometers enthält. Zur Rekonstruktion wird das Programm HRC [Wan96] benutzt. Unter Verwendung der gleichen Schnitte auf Kinematik und Akzeptanz wie bei der Analyse der experimentellen Daten nach Tabelle 4.10, werden aus den generierten und mit dem HMC-Programm rekonstruierten Monte-Carlo Ereignissen, bei den neun Mittelwerten $\langle x \rangle$ nach Tabelle 5.1, die Asymmetrien $A_{\|}^{gen}$ und $A_{\|}^{HMC}$ ermittelt. Die Gesamtkorrektur aufgrund der Akzeptanzeffekte und der kinematischen Verschmierung ist dann gegeben durch

$$\eta_{MC} = \frac{A_{||}^{gen}}{A_{||}^{HMC}}. \tag{5.15}$$

Damit ist es möglich, aus der verschmierten, im Experiment gemessenen Asymmetrie $A_{||}^{Daten}$ die korrigierte $A_{||}^{korr}$ zu berechnen:

$$A_{||}^{korr} = \eta_{MC} \cdot A_{||}^{Daten} \tag{5.16}$$

Die Korrekturen für die inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am Wasserstofftarget sind in Tabelle 5.3 für jedes x-Bin aufgelistet. Die Korrekturen für semiinklusive Pionen wurden nicht separat berechnet, sondern gleich den Korrekturfaktoren für positive bzw. negative Hadronen angenommen, da die Pionen den Hauptbestandteil der Ereignisse der registrierten Hadronen ausmachen.

$\langle x \rangle$	$\eta_{MC} \pm$ stat.	$\eta_{MC}^{h^+} \pm$ stat.	$\eta_{MC}^{h^-} \pm$ stat.
0.033	0.946 ± 0.009	0.913 ± 0.011	0.981 ± 0.027
0.047	0.975 ± 0.009	0.931 ± 0.011	0.967 ± 0.025
0.065	0.967 ± 0.009	0.930 ± 0.010	0.944 ± 0.022
0.087	0.955 ± 0.009	0.925 ± 0.009	0.930 ± 0.018
0.119	0.937 ± 0.009	0.929 ± 0.007	0.931 ± 0.011
0.168	0.931 ± 0.008	0.960 ± 0.005	0.961 ± 0.007
0.245	0.934 ± 0.007	0.996 ± 0.004	1.000 ± 0.005
0.342	0.966 ± 0.008	1.019 ± 0.004	1.019 ± 0.005
0.465	0.989 ± 0.005	1.026 ± 0.004	1.023 ± 0.005

Tabelle 5.3.: Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen der inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am Wasserstofftarget [Gut99a]. Der statistische Fehler ist durch die Anzahl generierter Monte-Carlo Ereignisse bestimmt.

Die Korrekturen wurden für einen Rekonstruktionsalgorithmus ermittelt, der neben den FC- und BC-Detektoren auch die vorderen Vertexkammern VC zur Spurrekonstruktion beinhaltet. Der Unterschied der Korrekturen zum hier verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus ohne VC-Detektoren ist kleiner als 0.5% und vergleichbar mit dem statistischen Fehler der Korrekturwerte. Deshalb können diese Werte in der vorliegenden Analyse benutzt werden.
Bis zum Ende dieser Arbeit lagen keine Korrekturen für die Deuteriumasymmetrien vor. Da die Deuteriumasymmetrien im Vergleich zu den Asymmetrien am Wasserstofftarget kleinere Werte besitzen und eine weniger starke Abhängigkeit von x aufweisen, erwartet man Korrekturen, die die der Asymmetrien am Wasserstofftarget nicht übersteigen. Wie in Abschnitt 5.4.6 beschrieben, wird die Größe der Korrektur am Wasserstofftarget η_{MC} für die entsprechende systematische Unsicherheit am Deuteriumtarget verwendet.

5.3.3. Strahlungskorrekturen

Wie in Kapitel 2 erläutert, kann die Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 im Ein-Photon-Austauschmodell (Born-Näherung) als Funktion der polarisierten Quarkdichteverteilungen interpretiert werden. Neben dem dominanten Ein-Photon-Austausch treten Beiträge von elektromagnetischen Prozessen höherer Ordnung zum gemessenen Wirkungsquerschnitt der Lepton-Nukleon-Streuung auf. Beiträge der schwachen Wechselwirkung können, aufgrund typischer negativer Viererimpulsüberträge bei HERMES von $Q^2 \ll M_Z^2$, vernachlässigt werden. In Abbildung 5.3 sind Feynman-Diagramme der wichtigsten Korrekturen höherer Ordnung in der QED zum Ein-Photon-Austausch gezeigt.

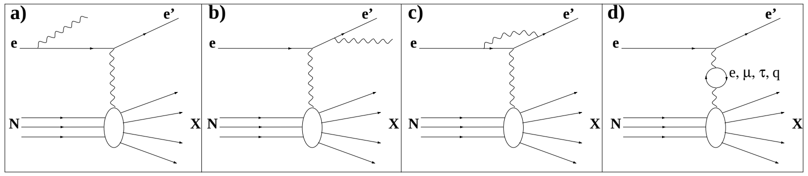

Abbildung 5.3.: Feynman-Diagramme höherer Ordnung in der QED der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung zur Bestimmung der Strahlungskorrekturen zur Born-Näherung: Bremsstrahlung (a) im Anfangs- und (b) im Endzustand des Leptons, (c) Vertexkorrektur und (d) Vakuumpolarisation.

Dies sind Prozesse mit Auftreten von Bremsstrahlung im Anfangs- oder Endzustand des Leptons, Vertexkorrekturen und Vakuumpolarisationen. Dabei kann eine elastische oder inelastische Streuung am Targetnukleon auftreten. Der Formalismus zur Berechnung der Strahlungskorrekturen für spinabhängige Wirkungsquerschnitte ist in [Aku94] beschrieben und in dem Programmpaket POLRAD 2.0 implementiert [Aku97]. Ein iteratives Verfahren bestimmt die Born-Asymmetrie A_1^{Born} über die gemessene Asymmetrie A_1^{exp} durch

$$A_1^{\mathrm{Born}} = A_1^{\mathrm{exp}} - \Delta A_1^{RC}. \tag{5.17}$$

Da der polarisierte Wirkungsquerschnitt von der Spinstrukturfunktion g_1 abhängt, wird im ersten Schritt des iterativen Verfahrens g_1 aus der Anpassung an die gemessene Asymmetrie A_1^{exp}, über die Gleichung (2.36), $A_1 = g_1/F_1$, ermittelt. Damit wird die Born-Asymmetrie A_1^{Born} und, unter Berücksichtigung der Strahlungsprozesse, die Asymmetrie A_1^{tot} bestimmt. Im nächsten Schritt werden die Strahlungskorrekturen

$$\Delta A_1^{RC} = A_1^{\mathrm{tot}} - A_1^{\mathrm{Born}} \tag{5.18}$$

benutzt, um aus Gleichung (5.17) die korrigierte Asymmetrie und damit eine veränderte Spinstrukturfunktion g_1 zu erhalten. Mit dieser wird wiederum eine neue Strahlungskorrektur ermittelt. Dieses Verfahren konvergiert nach wenigen Iterationsschritten.

In Tabelle 5.4 sind die Strahlungskorrekturen für die inklusiven Asymmetrien am ^{3}He-, Wasserstoff- und Deuteriumtarget aufgeführt. Im Vergleich zu den beiden anderen Targets sind die Korrekturen für ^{3}He größer, aufgrund größerer Beiträge von elastischer Streuung am ^{3}He-Kern.

$\langle x \rangle$	$\Delta A_1^{RC} \pm$ syst.		
	Helium-3	Wasserstoff	Deuterium
0.033	0.0571 ± 0.0029	-0.00303 ± 0.00015	0.00802 ± 0.00040
0.047	0.0494 ± 0.0013	-0.00279 ± 0.00010	0.00682 ± 0.00023
0.065	0.0474 ± 0.0006	-0.00267 ± 0.00007	0.00623 ± 0.00016
0.087	0.0439 ± 0.0002	-0.00244 ± 0.00010	0.00584 ± 0.00024
0.119	0.0423 ± 0.0006	-0.00191 ± 0.00012	0.00543 ± 0.00033
0.168	0.0404 ± 0.0010	-0.00104 ± 0.00006	0.00482 ± 0.00026
0.245	0.0389 ± 0.0014	$-0.00003 \pm 2.4 \cdot 10^{-6}$	0.00378 ± 0.00031
0.342	0.0399 ± 0.0018	0.00078 ± 0.00002	0.00251 ± 0.00008
0.465	0.0384 ± 0.0020	0.00114 ± 0.00007	0.00110 ± 0.00007

Tabelle 5.4.: Strahlungskorrekturen der inklusiven Asymmetrien am ^{3}He-Target [Tip99], sowie am Wasserstoff- und Deuteriumtarget [Aku01a] mit zugehörigem systematischen Fehler.

Die systematischen Unsicherheiten in Tabelle 5.4 sind auf Unsicherheiten in der Parametrisierung der Strukturfunktionen und der elastischen und quasielastischen Formfaktoren zurückzuführen. Für die neu erstellten Korrekturen am Wasserstoff- und Deuteriumtarget gibt es zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch keine Studien zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Strahlungskorrekturen. Der prozentuale Anteil des systematischen Fehlers zum Strahlungskorrekturwert am ^{3}He-Target [Ako97] und aus vorherigen Analysen des Wasserstofftargets [Aku94] ist nicht größer als 8% (siehe u.a. [Tip99]). Da die gleichen Prozesse für die Strahlungskorrekturen am Wasserstoff- und Deuteriumtarget verantwortlich sind, und die Rechenweise immer mit Benutzung des Programmpaketes POLRAD 2.0 erfolgt ist, sollten, im Vergleich zu vorherigen Analysen, die relativen systematischen Fehler vergleichbar sein, da man nur neu analysierte Asymmetrien verwendet. Deshalb wird der prozentuale Anteil des systematischen Fehlers an den Strahlungskorrekturen aus früheren Analysen [Tip99] als Abschätzung benutzt.

Die Strahlungskorrekturen für die semiinklusiven Asymmetrien sind wegen des Fehlens der Beiträge aus der elastischen und quasielastischen Streuung kleiner als im inklusiven Fall. In [Aku01b] wird eine Abschätzung der Strahlungskorrekturen für

semiinklusive Hadronasymmetrien in einem engen x-Bereich zwischen 0.038 und 0.198 für fünf verschiedene äquidistante z-Bins von 0.25 bis 0.65 gemacht. Diese Abschätzungen werden in dieser Analyse als systematische Unsicherheit in der semiinklusiven Strahlungskorrektur benutzt; eine Korrektur erfolgt nicht. Ein Vergleich mit den unteren x-Bins der semiinklusiven Asymmetrien ergibt nach [Aku01b] eine Strahlungskorrektur kleiner als 1% für das erste x-Bin, abfallend für größere Werte von x. Im Bereich großer x-Werte, ab $x > 0.2$, wird die systematische Unsicherheit mit dem relativen Anteil der inklusiven Strahlungskorrektur an der inklusiven Asymmetrie abgeschätzt. In Tabelle 5.5 ist der prozentuale Anteil der systematischen Unsicherheit zur gemessenen semiinklusiven Asymmetrie aufgrund der Strahlungskorrekturen angegeben.

$\langle x \rangle$	h^+, h^-	π^+, π^-	K^+, K^-
0.033	1.0	1.0	0.8
0.047	0.6	0.6	0.5
0.065	0.6	0.6	0.4
0.087	0.5	0.5	0.2
0.119	0.5	0.5	0.2
0.168	0.5	0.5	0.2
0.245	0.2	0.2	0.1
0.342	0.2	0.2	0.1
0.465	0.2	0.2	0.1

Tabelle 5.5.: Prozentualer Anteil der systematischen Unsicherheit in den semiinklusiven Strahlungskorrekturen zur gemessenen Asymmetrie.

5.3.4. Korrektur der Größe des statistischen Fehlers der gemessenen inklusiven Asymmetrie

Mit der Anwendung einer Strahlungskorrektur gehen modifizierte Zählratenwerte in die Berechnung der Asymmetrien ein. Entsprechend müssen diese Modifikationen bei der Berechnung des statistischen Fehlers berücksichtigt werden.

Da die Strahlungskorrektur nicht auf einzelne Ereignisse angewandt wird, sondern erst nach Berechnung der Asymmetrie A_1^{exp}, wird die Veränderung des statistischen Fehlers nach [Dü01] abgeschätzt:

Es wird für die Asymmetrie A_1^{exp} die Strahlungskorrektur ΔA_1^{RC} berechnet, um daraus, nach Gleichung (5.17), die korrigierte A_1^{Born} zu erhalten. Desweiteren wird für die um eine Standardabweichung des statistischen Fehlers verschobene Asymmetrie

$$A_{1,\sigma}^{\text{exp}} = A_1^{\text{exp}} + \delta A_1^{\text{exp}} \tag{5.19}$$

die Strahlungskorrektur $\Delta A_{1,\sigma}^{RC}$ berechnet, um daraus eine weitere (verschobene) Born-Asymmetrie

$$A_{1,\sigma}^{\text{Born}} = A_{1,\sigma}^{\text{exp}} - \Delta A_{1,\sigma}^{RC} \tag{5.20}$$

zu erhalten.
Damit ergibt sich der statistische Fehler der korrigierten Born-Asymmetrie über

$$\delta A_1^{\text{Born}} = A_{1,\sigma}^{\text{Born}} - A_1^{\text{Born}}. \tag{5.21}$$

In Tabelle 5.6 sind die relativen Veränderungsfaktoren

$$C_{\text{Born}} = \frac{\delta A_1^{\text{Born}}}{\delta A_1^{\text{exp}}} \tag{5.22}$$

für die Asymmetrien am Wasserstoff- und Deuteriumtarget aufgelistet.

$\langle x \rangle$	Wasserstoff	Deuterium
0.033	1.169	1.132
0.047	1.116	1.100
0.065	1.089	1.075
0.087	1.071	1.049
0.119	1.056	1.018
0.168	1.039	0.985
0.245	1.026	0.956
0.342	1.012	0.956
0.465	1.006	0.963

Tabelle 5.6.: Relative Veränderung C_{Born} des aus den Teilchenzählraten berechneten statistischen Fehlers δA_1^{exp} der inklusiven Asymmetrien am Wasserstoff- und Deuteriumtarget.

5.4. Systematische Fehler

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers auf die einzelnen extrahierten Asymmetrien betrachtet man zwei Klassen von Unsicherheiten. Die erste beinhaltet die experimentellen Unsicherheiten des HERMES-Experimentes, wie die Bestimmung der Strahl- und Targetpolarisation oder die Identifikation des Hadrontyps mit dem RICH-Detektor, sowie Unsicherheiten in den Asymmetriekorrekturen. Die zweite Klasse beinhaltet Unsicherheiten aufgrund externer Größen, wie die Messung von R, siehe Gleichung (2.17), und der Spinstrukturfunktion g_2. Im Folgenden werden alle Beiträge zum systematischen Fehler diskutiert. Alle Formeln gelten sowohl für die inklusiven, als auch semiinklusiven Asymmetrien, falls keine explizite Unterscheidung angegeben ist.

5.4.1. Strahlpolarisation

Während der Datennahmeperioden 1995 bis 1998 wurde fast ausschließlich das transversale Polarimeter (TPOL) eingesetzt. In Zeitperioden ohne gültige Polarisationsmessung des transversalen Polarimeters wurde seit 1997 das longitudinale Polarimeter (LPOL) benutzt. Die absolute Kalibrierung des TPOL erfolgt mit der Messung der Anstiegskurve der Polarisation. Bis einschließlich des Datennahmejahres 1998 wird das LPOL mit Hilfe des TPOL kalibriert. Die Kalibrierung mit der Messung der Anstiegskurve der Polarisation besitzt eine systematische Unsicherheit nach [Tip99] von $[\delta P_B/P_B]_{rise} = 3.3\%$ mit maximaler Korrelation für alle gemessenen Asymmetrien zwischen 1995 und 1998.
Zusätzliche Korrekturen tragen zu weiteren Unsicherheiten $[\delta P_B/P_B]_{korr}$ der gemessenen Polarisation bei. Nach [Tip99] werden diese mit 0.9% für 1996 bis 1998 und 2.2% für 1995 mit maximaler Korrelation zwischen den Asymmetrien eines Jahres, aber unkorreliert für verschiedene Datennahmejahre, angegeben.
Diese beiden Unsicherheiten ergeben, quadratisch addiert, den gesamten, relativen systematischen Fehler von $\delta P_B/P_B = 3.4\ (4.0)\%$ für 1996 bis 1998 (1995).
Für die Datennahmejahre 1999 bis 2000 wird fast ausschließlich das LPOL zur Polarisationsmessung eingesetzt. Das TPOL wird nur dann in der Analyse verwendet, wenn keine gültigen Werte vom LPOL vorliegen. Der systematische Fehler für die Messung mit dem LPOL beträgt 1.6% [Bec00b]. Der gewichtete systematische Fehler beträgt demnach $\delta P_B/P_B = 1.8\%$ für 1999 und $\delta P_B/P_B = 1.9\%$ für 2000.
Die systematische Unsicherheit der Strahlpolarisationsbestimmung auf die Asymmetrie A_1 ist gegeben durch

$$[\delta A_1]_{P_B} = \sqrt{\left(\frac{\delta A_1}{\delta P_B}\right)^2 \cdot (\delta P_B)^2} = \left| A_1 \cdot \frac{\delta P_B}{P_B} \right|. \tag{5.23}$$

5.4.2. Targetpolarisation

Die relative Unsicherheit in der Bestimmung der Targetpolarisation beträgt für das ^{3}He-Target $\delta P_T/P_T = 5\%$ [Ack97]. Für die Meßperioden mit einem polarisierten Deuteriumtarget beträgt der systematische Fehler $\delta P_T/P_T = 8\%$ für die Jahre 1998 und 1999 bzw. 4% für 2000 [Len01]. Im Gegensatz zum Datennahmejahr 2000 sind zum Zeitpunkt dieser Arbeit die Meßperioden von 1998 und 1999 noch nicht endgültig von der Targetgruppe analysiert worden. Deshalb wird die systematische Unsicherheit in diesen beiden Jahren konservativ mit 8% abgeschätzt.
Da der Anteil an rekombiniertem Wasserstoff im Jahr 1996 mit $1 - \alpha_r = 12\%$ sehr hoch ist, siehe Tabelle 3.1, hat dies eine große relative Unsicherheit der Targetpolarisation zur Folge. Deshalb werden die Asymmetrien von 1996 durch einen Skalenfaktor $\eta_{norm} = 0.929 \pm 0.042$ auf die entsprechenden von 1997 normiert. Die

Targetpolarisation berechnet sich für 1996 durch

$$P_T^{1996} = P_{BRP} \cdot \alpha_0 \cdot \eta_{norm}. \tag{5.24}$$

Die relative Unsicherheit von $\delta P_T/P_T = 4.4\%$ für 1997 [Air98] ist demnach maximal korreliert in beiden Jahren. Die Unsicherheit des Normierungsfaktors von $(\delta P_T/P_T)_{norm} = 4.5\%$ wird für die Asymmetrien von 1996 quadratisch addiert, so daß sich eine relative Unsicherheit $\delta P_T/P_T = 6.3\%$ ergibt.
Analog zur Strahlpolarisation ist die systematische Unsicherheit in der Bestimmung der Targetpolarisation auf die Asymmetrie A_1 gegeben durch

$$[\delta A_1]_{P_T} = \left| A_1 \cdot \frac{\delta P_T}{P_T} \right|. \tag{5.25}$$

5.4.3. Parametrisierung von R

Da das Absorptionsquerschnittsverhältnis R, Gleichung (2.17), zur Bestimmung des Depolarisationsfaktors D benutzt wird, muß die Unsicherheit in der Bestimmung von R für den systematischen Fehler der extrahierten Asymmetrie A_1 beachtet werden. Der Wert von $R(x, Q^2)$, sowie sein Fehler $\delta R(x, Q^2)$, wird aus der Parametrisierung [Abe99] entnommen. Aus den Gleichungen (2.31) und (2.36) folgt direkt

$$[\delta A_1]_R = \left| A_1 \cdot \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon R(x, Q^2)} \cdot \delta R(x, Q^2) \right|. \tag{5.26}$$

Diese Unsicherheit ist maximal zwischen allen Datensätzen korreliert.

5.4.4. Schwankung der DIS-Ausbeute

Im Datennahmejahr 1995 gab es kleine, nicht-statistische Schwankungen in der Ausbeute (*yield*) tiefinelastischer Streuereignisse. In [Tal98] wurden die daraus resultierenden Unsicherheiten auf die inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien bestimmt:

$$[\delta A_1]_{yield} = 0.00256, \; \left[\delta A_1^{h^+}\right]_{yield} = 0.00575, \; \left[\delta A_1^{h^-}\right]_{yield} = 0.00547. \tag{5.27}$$

Für alle folgenden Jahre konnten keine Schwankungen dieser Art beobachtet werden [Bai99, Sim01b].

5.4.5. Strahlungskorrekturen

Die in Abschnitt 5.3.3 diskutierten Strahlungskorrekturen erfolgen additiv zur gemessenen inklusiven Asymmetrie. Die systematische Unsicherheit auf die Asymmetrie A_1 ist gegeben durch den systematischen Fehler der Strahlungskorrekturen

$$[\delta A_1]_{RC} = \left| \delta(\Delta A_1^{RC}) \right|. \tag{5.28}$$

5.4.6. Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen

Als systematische Unsicherheit auf die Asymmetrie werden die statistischen Unsicherheiten $\delta\eta_{MC}$ aus Tabelle 5.3 verwendet. Damit ergibt sich

$$[\delta A_1]_{SM} = |A_1 \cdot \delta\eta_{MC}| \tag{5.29}$$

mit maximaler Korrelation zwischen den Datennahmejahren.
Da für die Deuteriumdaten keine Korrekturen vorliegen, wird eine konservative Abschätzung des systematischen Fehlers gemacht. Es wird dazu die Größe der Korrektur am Wasserstofftarget η^p_{MC} für die entsprechende systematische Unsicherheit am Deuteriumtarget verwendet. Falls dadurch $\delta\eta^d_{MC} < \delta\eta^p_{MC}$ folgt, wird der Fehler auf die Korrektur am Wasserstofftarget zur Abschätzung benutzt:

$$\delta\eta^d_{MC} = \max\left(\delta\eta^p_{MC},\, 1 - \eta^p_{MC}\right) \tag{5.30}$$

5.4.7. Spinstrukturfunktion g_2

Die Annahme einer verschwindenden Spinstrukturfunktion $g_2(x) = 0$, die zu einer Vereinfachung der Gleichung für die Asymmetrie A_1 (2.36), bzw. (2.84) führt, ist nicht exakt erfüllt, siehe Abbildung 2.5 in Abschnitt 2.1.3. Um den systematischen Fehler aufgrund dieser Annahme abzuschätzen, werden Parametrisierungen $x \cdot \tilde{g}_2(x)$ an Meßdaten von g_2 am Proton, Deuteron und Neutron der SLAC-Experimente E142 [Ant96], E143 [Abe98], E154 [Abe97a] und E155 [Ant99b] benutzt. In Abbildung 2.5 sind sowohl die Weltdaten, als auch die Parametrisierungen gezeigt. Die gewählten Parametrisierungen für Proton, Deuteron und Neutron sind

$$x \cdot \tilde{g}_2^p(x) = \pm 0.035 \cdot (1 - x)^{0.7}, \tag{5.31}$$

$$x \cdot \tilde{g}_2^d(x) = \pm 0.045 \cdot (1 - x)^{0.96}, \tag{5.32}$$

$$x \cdot \tilde{g}_2^n(x) = \pm 0.12 \cdot (1 - x)^{0.96}. \tag{5.33}$$

Diese folgen dabei dem Twist-2-Beitrag in der Wandzura-Wilczek-Zerlegung in Gleichung (2.23), der für $x \to 1$ verschwindet.
Nach den allgemeinen Formeln für A_1, Gleichung (2.34), und g_1/F_1, Gleichung (2.35), ist der systematische Fehler auf die Asymmetrie A_1 durch

$$[\delta A_1]_{g_2} = \left| \frac{\eta\gamma(1+\gamma^2)}{1+\eta\gamma} \cdot \frac{\tilde{g}_2(x)}{F_1(x)} \right| \tag{5.34}$$

und der systematische Fehler auf das Strukturfunktionverhältnis g_1/F_1 durch

$$\left[\delta\left(\frac{g_1}{F_1}\right)\right]_{g_2} = \left| \frac{\gamma(\gamma - \eta)}{1+\eta\gamma} \cdot \frac{\tilde{g}_2(x)}{F_1(x)} \right| \tag{5.35}$$

gegeben. Die Angabe der systematischen Unsicherheit auf g_1/F_1 wird dadurch motiviert, daß zur Berechnung der polarisierten Quarkverteilungen in Kapitel 6 das Strukturfunktionsverhältnis g_1/F_1 und nicht die Asymmetrie A_1 benutzt wird. Die unpolarisierte Strukturfunktion $F_1(x)$ wird aus der Parametrisierung [Arn95] mittels Gleichung (2.17) berechnet. Eine am ^{3}He-Target gemessene Asymmetrie kann in Beiträge von Asymmetrien am Neutron- und Protontarget nach Gleichung (5.44) aufgespalten werden. Damit wird der systematische Fehler auf das Strukturverhältnis $(g_1/F_1)^{He}$ berechnet durch

$$\left[\delta\left(\frac{g_1}{F_1}\right)_{He}\right]_{g_2} = \sqrt{f_{p,He}^2 \cdot (P_{He}^p)^2 \left[\delta\left(\frac{g_1}{F_1}\right)_p\right]_{g_2}^2 + f_{n,He}^2 \cdot (P_{He}^n)^2 \left[\delta\left(\frac{g_1}{F_1}\right)_n\right]_{g_2}^2} \tag{5.36}$$

mit den in Abschnitt 5.6 definierten Werten.
Aufgrund fehlender Messungen für $g_2^h(x)$, wird für die Abschätzung des systematischen Fehlers der semiinklusiven Asymmetrien $\tilde{g}_2^h(x) = \tilde{g}_2(x)$ gesetzt.
Der systematische Fehler für $g_2(x)$ ist maximal korreliert für Asymmetrien des gleichen Targets.

5.4.8. Hadronidentifikation mit dem RICH-Detektor

Aufgrund der niedrigen Impulsschwelle von 0.6 GeV im Aerogel für Pionen, können diese im gesamten HERMES-Energiebereich von anderen Hadronen unterschieden werden. Nach einer Abschätzung ([Kai01]) ist die Nachweiseffizienz für Pionen mindestens so gut wie die des Schwellen-Čerenkovzählers. Wie in [DeS00] beschrieben, ist im Jahr 1997 die Nachweiseffizienz für Pionen, nach exponentiellem Anstieg, ab Impulsen von 6 GeV größer als 98%. Deshalb ist eine maximale Effizienzverringerung um 2% zur vorgegebenen P-Matrix, die in Abschnitt 4.7 eingeführt wurde, eine konservative Abschätzung für den Pionennachweis. Für Kaonen wird in dieser Arbeit eine maximale Verringerung der Nachweiseffizienz von 15% angenommen. Damit werden Unsicherheiten der Monte-Carlo Simulation in Impulsbereichen ohne Vergleichsmöglichkeit mit Meßdaten konservativ abgeschätzt.
Der gewählte Betrag der Effizienzverringerung wird auf die anderen Matrixelemente entsprechend ihrer ursprünglichen Kontaminationsgrößen aufgeteilt, dabei gilt

$$\sum_i P_t^i = 1. \tag{5.37}$$

So werden neue Q-Matrizen erstellt, mit denen die Hadronasymmetrien extrahiert werden. In Abbildung 5.4 sind die Identifikationswahrscheinlichkeiten Q_t^i für Pionen, Kaonen und Protonen bei Ereignissen mit einer Spur pro Detektorhälfte gezeigt. Man erkennt bei Verminderung der Nachweiseffizienz für Pionen von 2% eine Steigerung der Pionkontamination von 13% bei positiven, und bis zu 30% bei negativen

Kaonenereignissen. Als systematische Unsicherheit des RICH-Detektors bei der Berechnung der Asymmetrien von Pionen und Kaonen wird die maximale Abweichung der Asymmetrien, mit verringerten Nachweiseffizienzen für Pionen und Kaonen zu den Asymmetrien unter Benutzung der ursprünglichen Q-Matrix, verwendet.
Dabei wird ein Reinheitsschnitt auf den Nachweis von Pionen, Kaonen und Protonen von

$$Q_\pi^i \geq 0.8, \tag{5.38}$$
$$Q_K^i \geq 0.5, \tag{5.39}$$
$$Q_{Pr}^i \geq 0.7 \tag{5.40}$$

gemacht. Dies gewährleistet eine reine Ereignismenge der jeweiligen Pionen- bzw. Kaonenereignisse bei erträglichem Verlust an Statistik und Unterdrückung hoher Kontaminationen. Damit ergeben sich die in Abbildung 5.5 gezeigten, positiven und negativen Pionen- und Kaonenasymmetrien. Für jede Asymmetrie ist ein Fehlerband angegeben, das den systematischen Fehler des RICH-Detektors bei Bestimmung dieser Asymmetrie angibt. Jeweils unter den Asymmetriebildern ist die relative Abweichung der um 2% bzw. 15% zur originalen P-Matrix verminderten Pionen- bzw. Kaoneneffizienz gezeigt.

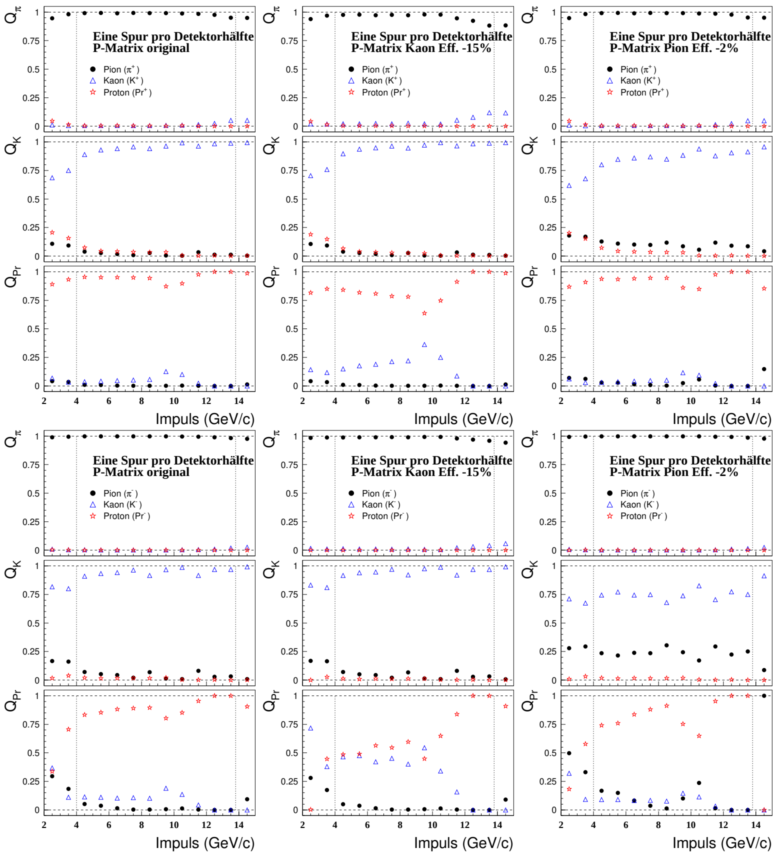

Abbildung 5.4.: Vergleich unterschiedlicher Q-Matrizen (eine geladene Spur pro Detektorhälfte) für positive Hadronen (obere Reihe) und negative Hadronen (untere Reihe). Im linken Bild ist immer die Q-Matrix, ermittelt aus der originalen P-Matrix, dargestellt; in der Mitte für 15% Verringerung der Nachweiseffizienz für Kaonen und rechts für 2% Verringerung der Nachweiseffizienz für Pionen. Jedes Bild ist in drei Bereiche aufgeteilt: Oben Identifikationswahrscheinlichkeiten für Pionen Q^i_π, in der Mitte für Kaonen Q^i_K und unten für Protonen Q^i_{Pr}. Die gepunkteten Linien zeigen die Impulsschnitte bei 4 GeV und 13.8 GeV an.

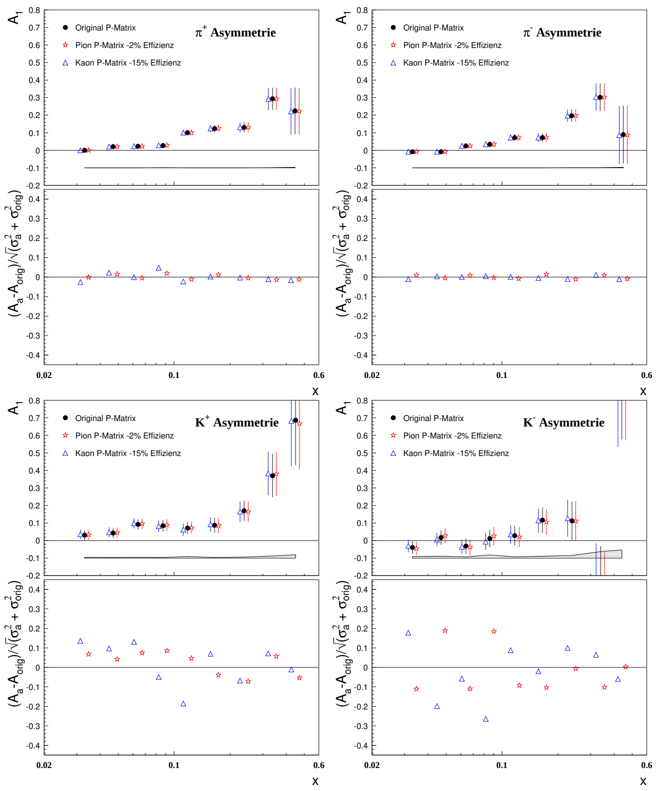

Abbildung 5.5.: Vergleich der Asymmetrien zwischen der Extraktion mit der originalen P-Matrix und einer um 2% bzw. 15% verminderten Nachweiseffizienz für Pionen bzw. Kaonen. Gezeigt sind die Asymmetrien für positive Pionen (oben links), negative Pionen (oben rechts), positive Kaonen (unten links) und negative Kaonen (unten rechts). Die aus der maximalen Abweichung ermittelte, systematische Unsicherheit ist als Fehlerband eingezeichnet. Jeweils unter den Asymmetrien ist die relative Abweichung nach $(A_{x\%} - A_{orig})/\sqrt{(\delta A^2_{x\%} + \delta A^2_{orig})}$ gezeigt.

5.4.9. Gesamter systematischer Fehler

Die in den vorherigen Abschnitten diskutierten Beiträge i ergeben, quadratisch addiert, den gesamten systematischen Fehler der Asymmetrie $A_1^{(h)}$ in jedem x-Bin j durch

$$\delta A_1^{\mathrm{tot}}(x_j) = \sqrt{\sum_i \left([\delta A_1(x_j)]_i\right)^2}. \tag{5.41}$$

In Abbildung 5.6 sind als Beispiel die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler der inklusiven Asymmetrie aller Datennahmejahre am Wasserstoff- und Deuteriumtarget dargestellt. Die einzelnen Beiträge addieren sich in dieser Darstellung quadratisch zu 1:

$$\sum_i \left(\frac{[\delta A_1]_i}{\delta A_1^{\mathrm{tot}}}\right)^2 = \sum_i \delta_i^2 = 1 \tag{5.42}$$

Der systematische Fehler der Asymmetrie inklusiver Ereignisse am Wasserstoff wird fast über den gesamten kinematischen Bereich von der Unsicherheit in der Targetpolarisation bestimmt (50% bis 70% Beitrag für 1996 und 40% bis 55% für 1997). Der Beitrag der Unsicherheit der Spinstrukturfunktion g_2 wird mit zunehmendem x größer und dominiert für das letzte x-Bin (etwa 50%). Der relative Beitrag für die Unsicherheit in der Messung der Strahlpolarisation beträgt etwa 10% bis 20% im Jahr 1996 und 20% bis 35% im Jahr 1997.

Für die inklusiven Deuteriumasymmetrien hat die Unsicherheit in der Bestimmung der Spinstrukturfunktion g_2 den größten Beitrag. Aufgrund des kleinen systematischen Fehlers in der Bestimmung der Targetpolarisation im Jahr 2000 ist dieser nur noch für die Jahre 1998 und 1999 ab dem vierten x-Bin ($x \geq 0.087$) mit einem Beitrag bis zu 40% signifikant. Ansonsten tragen die Unsicherheiten in der Bestimmung der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen, mit bis zu 30% in einzelnen x-Bins, verstärkt zum systematischen Fehler bei.

In den Tabellen im Anhang A sind alle Werte der verschiedenen Beiträge zum gesamten systematischen Fehler jeder verwendeten Asymmetrie aus den Jahren 1996 bis 2000 angegeben.

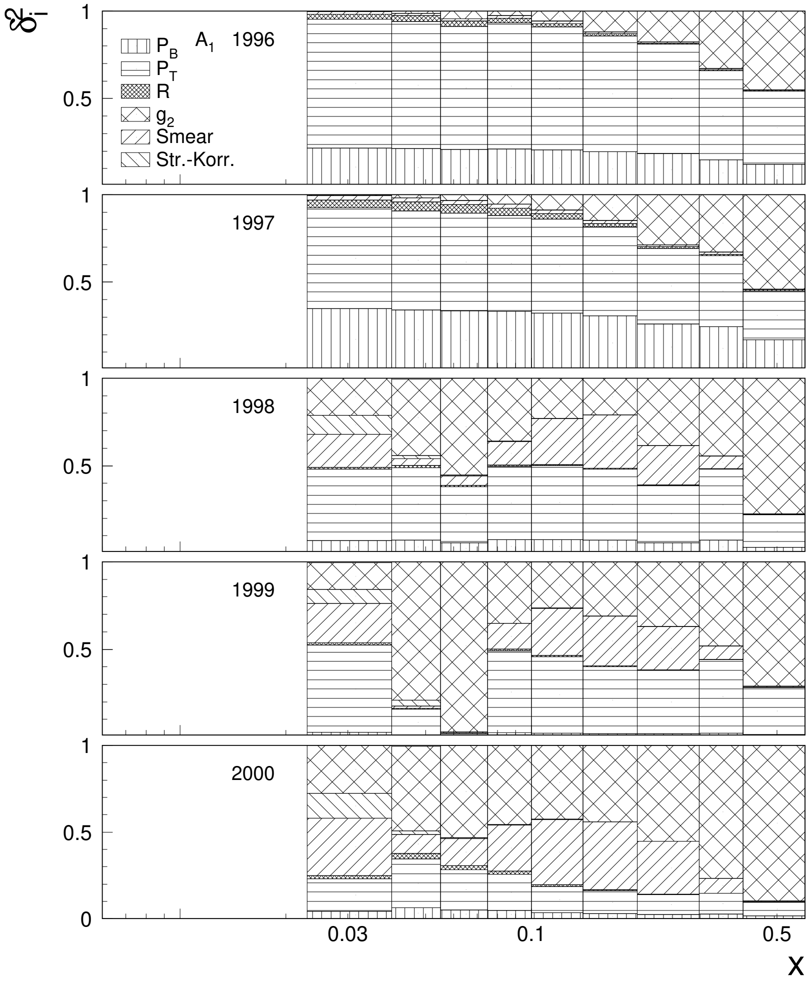

Abbildung 5.6.: Vergleich der einzelnen Beiträge zur systematischen Unsicherheit der inklusiven Asymmetrie am Wasserstofftarget (1996 und 1997) und am Deuteriumtarget (1998, 1999, 2000).

5.5. Ergebnisse

In Abbildung 5.7 sind die extrahierten inklusiven und semiinklusiven Photon-Nukleon-Asymmetrien $A_1^{(h)}(x)$ am polarisierten Wasserstofftarget gezeigt. Dabei werden die Asymmetrien und Fehler von 1996 und 1997 gemäß ihres statistischen Fehlers gewichtet und zur gesamten Asymmetrie am Wasserstofftarget zusammengefaßt. Eine detaillierte Auflistung der Asymmetrien von 1996 und 1997, sowie der gesamten inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am Wasserstofftarget, findet man in den entsprechenden Tabellen im Anhang A. Mit dem statistischen Gewicht $w_i(x) = 1/\delta A_i^2(x)$ einer Asymmetrie i in einem kinematischen Bin x, berechnet sich die gesamte Asymmetrie mit $w(x) = \sum_i w_i(x)$ zu

$$A_1^{\mathrm{tot}}(x) = \frac{\sum\limits_i w_i(x) \cdot A_i(x)}{w(x)}. \tag{5.43}$$

Analog werden die gesamten statistischen und systematischen Fehler der Asymmetrien am Wasserstofftarget berechnet.

Die in dieser Arbeit berechnete inklusive Asymmetrie am Wasserstofftarget wird verglichen mit dem SLAC-Experiment E143 [Abe98], welches die Asymmetrie bei einem Q^2 von 1 bis 10 GeV^2 extrahiert hat. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung. Neben den inklusiven, sind die semiinklusiven positiven und negativen Hadronasymmetrien (h^+, h^-) mit Ergebnissen des SMC-Experimentes [Ade98b, Ade98a] verglichen, die ein höheres mittleres Q^2 von $\langle Q^2 \rangle = 10\,\mathrm{GeV}^2$ aufweisen. Man erkennt trotz unterschiedlicher vereinfachender Annahmen $A_2(x) = 0$ (SMC) und $g_2(x) = 0$ (Hermes) eine gute Übereinstimmung, bei einer besseren statistischen Genauigkeit der bei Hermes gemessenen Asymmetrien. Die semiinklusiven Pionenasymmetrien werden ohne Vergleich aufgeführt, da Hermes diese als erstes Experiment über einen großen Impulsbereich bestimmen kann.

Die Asymmetrien am Wasserstofftarget besitzen alle positive Werte, die einen steilen Anstieg über den gemessenen x-Bereich aufweisen. Da die Wellenfunktion des Protons von den u-Quarks dominiert wird, ist die Größe der Asymmetrie A_1^p ein Hinweis auf eine positive Polarisation der u-Quarks.

Die gemittelten Asymmetrien am Deuteriumtarget werden analog mittels Gleichung (5.43) zusammengefaßt. Eine detaillierte Auflistung der Asymmetrien von 1998, 1999 und 2000, sowie der gesamten inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am Deuteriumtarget, findet man in den entsprechenden Tabellen im Anhang A. In Abbildung 5.8 ist die inklusive Asymmetrie am Deuteriumtarget mit der vom SLAC-Experiment E155 [Ant99a] verglichen. Neben der inklusiven sind auch die semiinklusiven Asymmetrien positiver und negativer Hadronen mit den SMC-Asymmetrien aus [Ade98a] verglichen. Man erkennt beim Vergleich der inklusiven Asymmetrien eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen des E155- und des SMC-Experimentes. Die semiinklusiven Asymmetrien der Hadronen sind mit denen des

SMC-Experimentes kompatibel, jedoch bei wesentlich besserer Statistik der Asymmetrien des Hermes-Experimentes. Die mittels des RICH-Detektors erstmals extrahierten Pionen- und Kaonenasymmetrien sind ohne Vergleich dargestellt.

Die inklusive Asymmetrie am Deuterium hat einen positiven Steigungsverlauf und ist im Vergleich zur inklusiven Asymmetrie am Wasserstofftarget kleiner. Da der Deuteronspin in erster Näherung je zur Hälfte vom Spin des Neutrons und des Protons getragen wird, muß diese Verminderung der Asymmetrie ihre Ursache im Neutron haben. Unter Annahme der Isospinsymmetrie $u_p(x) = d_n(x)$ ist dies ein Hinweis auf eine negative Polarisation der d-Quarks.

Mittels des RICH-Detektors ist es Hermes als erstem Experiment gelungen, Pionen- und Kaonenasymmetrien am Deuteriumtarget über einen großen kinematischen Bereich zu vermessen. Damit ist es möglich, die Polarisation der Seequarks zu bestimmen. Dies wird in Kapitel 6 ausführlich beschrieben.

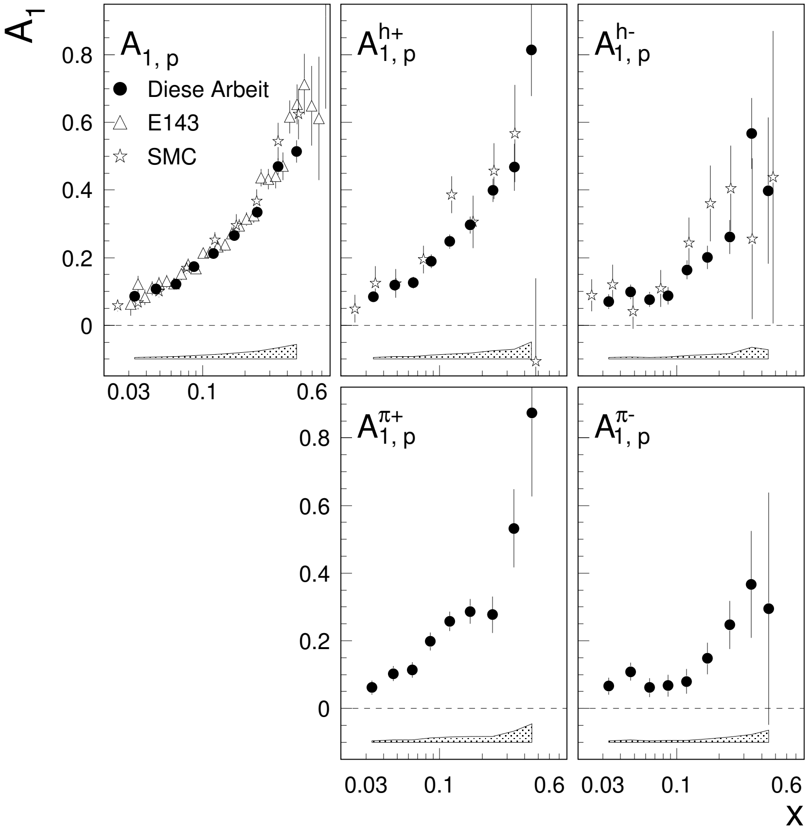

Abbildung 5.7.: Inklusive und semiinklusive Asymmetrien $A_{1,p}$ am Wasserstofftarget. Die in dieser Arbeit extrahierten Asymmetrien sind mit Ergebnissen des E143- und SMC-Experimentes [Abe98, Ade98b, Ade98a] verglichen.

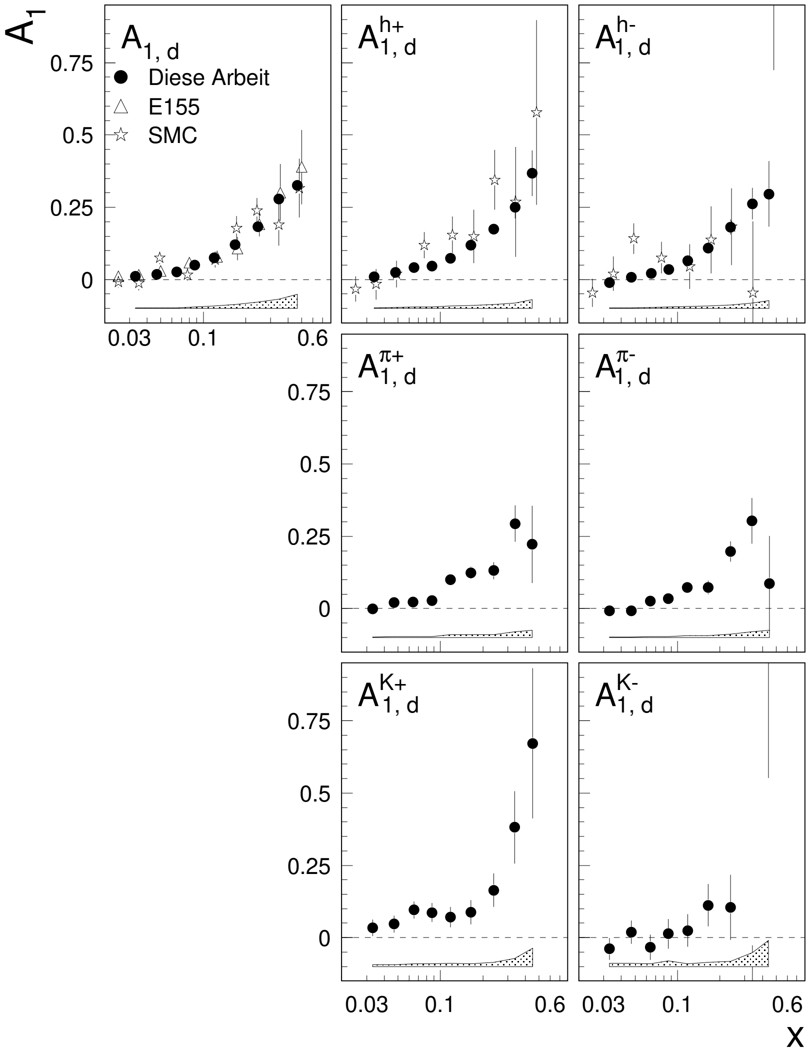

Abbildung 5.8.: Inklusive und semiinklusive Asymmetrien $A_{1,d}$ am Deuteriumtarget. Die in dieser Arbeit extrahierten Asymmetrien sind mit Ergebnissen des E155- und SMC-Experimentes [Ant99a, Ade98a] verglichen.

5.6. Extraktion der Neutronasymmetrien

Aus den Asymmetrien am ^{3}He- und Deuteriumtarget lassen sich mittels der Asymmetrien am Wasserstofftarget unter Annahme über die Kernzusammensetzung die inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am Neutron extrahieren. Dabei kann man die gemessenen Asymmetrien am ^{3}He- und Deuteriumtarget in Beiträge von der polarisierten Streuung am Proton und Neutron im jeweiligen Kern aufspalten. Unter Vernachlässigung von Kerneffekten, wie den EMC-Effekt bei inklusiven Strukturfunktionen, oder der Abschirmung im Hadronisierungsprozeß [Ack99b], kann die gemessene Asymmetrie am Target T als

$$A^h_{1,T} = f^h_p \cdot P^p_T \cdot A^h_p + f^h_n \cdot P^n_T \cdot A^h_n \tag{5.44}$$

geschrieben werden. Dabei geben A^h_p und A^h_n die entsprechenden Asymmetrien am Proton- und Neutrontarget des Teilchentyps h an. Der sogenannte Verdünnungsfaktor f^h_p (f^h_n) gibt die Wahrscheinlichkeit an, einen Streuprozeß am Proton (Neutron) im Kern T durchgeführt zu haben. Dabei gilt offensichtlich $f^h_p + f^h_n = 1$. Der Verdünnungsfaktor kann für ein Deuteriumtarget, in Anlehnung an [Fun98], folgendermaßen berechnet werden:

$$\begin{aligned} f^h_{p,d} &= \frac{\sigma^p}{\sigma^d} = \frac{N^p_h}{\mathcal{L}_p} \cdot \frac{\mathcal{L}_d}{N^d_h} = \frac{N^p_h}{N^d_h} \cdot \frac{N^d_{DIS} \cdot \sigma^p_{DIS}}{N^p_{DIS} \cdot \sigma^d_{DIS}} \\ &= \frac{n^p_h}{n^d_h} \cdot \frac{\sigma^p_{DIS}}{\sigma^d_{DIS}} = \frac{n^p_h}{n^d_h} \cdot \frac{F^p_2}{2F^d_2}. \end{aligned} \tag{5.45}$$

Dabei bezeichnet $\sigma^{p,d}$ den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt von Gleichung (2.13), $\mathcal{L}_{p,d}$ die integrierte Luminosität, $N^{p,d}_h$ die Anzahl der Teilchen von Typ h und $n^{p,d}_h$ die mittlere Hadronenmultiplizität für die verschiedenen Targets. Analog berechnet sich der Verdünnungsfaktor für ein ^{3}He-Target zu

$$f^h_{p,He} = \frac{2\,\sigma^p}{\sigma^{He}} = \frac{2\,\sigma^p}{\sigma^d + \sigma^p} = 2\,\frac{n^p_h \cdot F^p_2}{n^d_h \cdot 2F^d_2 + n^p_h \cdot F^p_2}. \tag{5.46}$$

Hierbei werden die mittleren Multiplizitäten von der Messung am Deuteriumtarget verwendet. Dies hat zur Folge, daß alle extrahierten Asymmetrien mit den gleichen kinematischen Schnitten extrahiert werden müssen.
Die Größen P^p_T und P^n_T geben die effektiven Protonen- und Neutronenpolarisationen im Targetkern T wieder.
Im S-Zustand, der wahrscheinlichsten Konfiguration des ^{3}He-Kernes, sind die Spinzustände beider Protonen antiparallel ausgerichtet, und der gesamte Kernspin wird vom Neutron getragen. Andere Konfigurationsmöglichkeiten bewirken allerdings eine kleine effektive Protonenpolarisation von $P^p_{^3He} = -0.028 \pm 0.004$ und vermindern damit die Neutronenpolarisation zu $P^n_{^3He} = 0.86 \pm 0.02$ [Att93].

Im Deuteron sind die Spins von Proton und Neutron im wahrscheinlichsten Zustand parallel zum magnetischen Moment ausgerichtet. Allerdings gibt es eine Wahrscheinlichkeit von $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$, daß sich das Deuteron im D-Zustand mit nicht verschwindendem Bahndrehimpuls befindet. Nach [Ans95] ergibt sich eine effektive Polarisation von Proton und Neutron im Deuteron zu

$$P^p_d = P^n_d = (1 - 1.5\,\omega_d) = 0.925. \tag{5.47}$$

Mit den Gleichungen (5.44) und (5.45) kann die Deuteriumasymmetrie A^d_1 geschrieben werden als

$$A^d_1 = \frac{\sigma^p}{\sigma^d} \cdot (1 - 1.5\,\omega_D) \cdot A^p_1 + \frac{\sigma^d - \sigma^p}{\sigma^d} \cdot (1 - 1.5\,\omega_D) \cdot A^n_1. \tag{5.48}$$

Die berechneten inklusiven Asymmetrien am Neutron sind in Abbildung 5.9 zusammen mit bestehenden Weltdaten von den Experimenten E143 [Abe98], E154 [Abe97b] und Hermes [Ack97] gezeigt. Im Bereich $x < 0.1$ stimmt die extrahierte Asymmetrie sehr gut mit den Ergebnissen von E154 und E143 überein. Im Bereich $x > 0.1$ erkennt man eine Abweichung von den E154-Asymmetriewerten, wohingegen die Werte von E143 um die Asymmetriewerte von Hermes verteilt sind. Die inklusive Asymmetrie $A_{1,n}$, extrahiert aus den Asymmetrien am Wasserstoff- und Deuteriumtarget, ist im Rahmen der Fehler konsistent mit den Weltdaten.
In Abbildung 5.9 sind weiterhin die semiinklusiven Asymmetrien am Neutron der positiven bzw. negativen Hadronen und Pionen gezeigt. Die Pionenasymmetrien aus der Messung mit dem ^{3}He-Target werden aufgrund der unterschiedlichen Schwellen für den Čerenkovzähler im Jahr 1995 (siehe Tabelle 3.2) und der damit veränderten Kinematik der Pionen im Vergleich zu den darauffolgenden Jahren nicht verwendet. Bei der Extraktion werden die kombinierten Asymmetrien am Wasserstoff- und Deuteriumtarget der Datensätze 1996 bis 1997 bzw. 1998 bis 2000 benutzt (siehe Abschnitt 5.5), die keine systematischen Unterschiede innerhalb der verschiedenen Jahre zeigen.
Der angegebene systematische Fehler der Asymmetrien am Neutron berechnet sich nach Gleichung (5.44) mit den Faktoren aus den Gleichungen (5.45) und (5.47) zu

$$\delta A^h_{1,n} = \sqrt{\left(\frac{1}{f^h_{n,d} \cdot P^n_d} \cdot \delta A^h_{1,d}\right)^2 + \left(\frac{f^h_{p,d} \cdot P^p_d}{f^h_{n,d} \cdot P^n_d} \cdot \delta A^h_{1,p}\right)^2}. \tag{5.49}$$

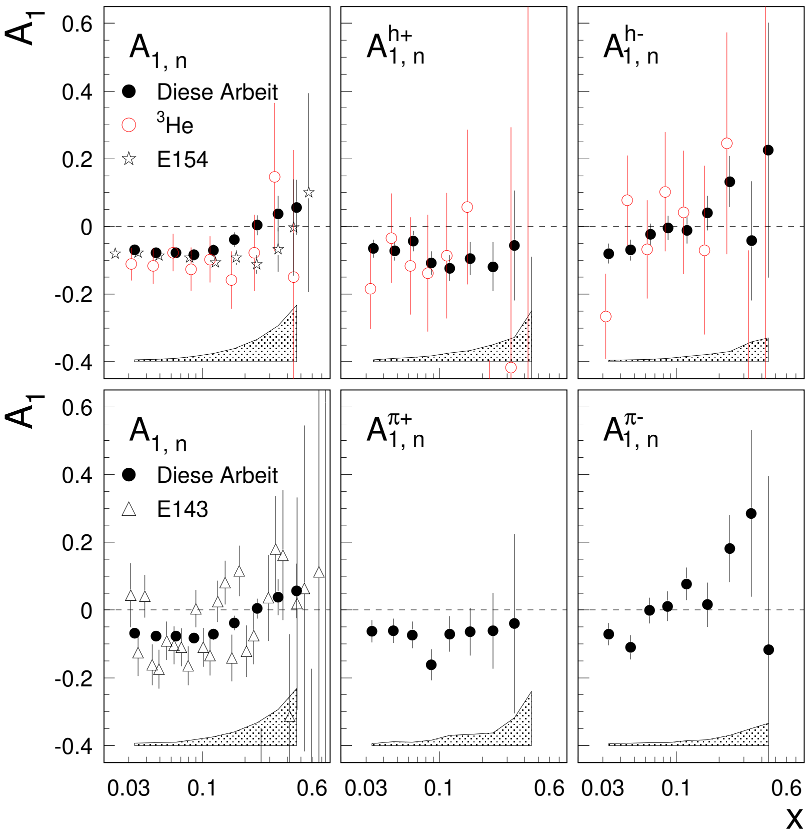

Abbildung 5.9.: Extrahierte inklusive und semiinklusive Asymmetrien am Neutron $A_{1,\,n}^{(h)}$, berechnet aus den kombinierten Asymmetrien am Wasserstoff und Deuteriumtarget. Die inklusive Asymmetrie ist verglichen mit den Weltdaten von den Experimenten E154 [Abe97b], HERMES (aus den ^{3}He-Asymmetrien) [Ack97] (linkes Bild, obere Reihe) und E143 [Abe98] (linkes Bild, untere Reihe). Die semiinklusiven Hadronasymmetrien (h^+, h^-) sind mit den am ^{3}He-Target gemessenen verglichen. Die nach Gleichung (5.49) berechnete systematische Unsicherheit ist als Fehlerband angegeben. Für die Weltdaten sind nur die statistischen Fehler gezeigt.

6. Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen

Aufbauend auf den Grundlagen in Kapitel 2, werden im Folgenden mittels der inklusiven und semiinklusiven Photon-Nukleon-Asymmetrien am ^{3}He, Wasserstoff und Deuterium aus Kapitel 5 die polarisierten Quarkverteilungen bestimmt. Es wird zunächst der Extraktionsformalismus erläutert, der auf der sogenannten Purity-Methode basiert. Mit dieser Methode werden in führender Ordnung der QCD die Polarisationen und polarisierte Quarkverteilungen der u, d, $\bar{u}$, $\bar{d}$ und $(s+\bar{s})$-Quarks extrahiert. Es werden weiterhin die ersten Momente der polarisierten Quarkverteilungen berechnet und mit publizierten Ergebnissen von HERMES verglichen. Ein Test der Bjørken-Summenregel, sowie der $SU(3)_f$-Sorten-Symmetrie wird erstellt und diskutiert.

6.1. Der Purity-Formalismus

Die Berechnung der Quarkpolarisationen aus gemessenen inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien basiert auf den in führender Ordnung der QCD angegebenen Relationen (2.83 und 2.84), die die Photon-Nukleon-Asymmetrien A_1 in Beziehung zu den polarisierten und unpolarisierten Quarkverteilungen und Fragmentationsfunktionen setzt:

$$A_1^h(x,Q^2) \overset{g_2^h=0}{=} C_R \frac{\sum_f e_f^2\, \Delta q_f(x,Q^2)\, \int_{z_{\min}}^1 dz\, D_f^h(Q^2,z)}{\sum_{f'} e_{f'}^2\, q_{f'}(x,Q^2)\, \int_{z_{\min}}^1 dz\, D_{f'}^h(Q^2,z)}. \tag{6.1}$$

Im Vergleich zu Gleichung (2.83) wird hierbei ein zusätzlicher Faktor von $C_R = (1+R(x,Q^2))\,/\,(1+\gamma^2)$ verwendet, da die in dieser Analyse benutzten Parametrisierungen der unpolarisierten Quarkverteilungen $q_{f'}$ durch Anpassung an Messungen von F_2 und nicht von F_1 extrahiert werden (Details siehe Anhang A.3 in [Ruh99]). Die hier verwendeten unpolarisierten Quarkdichteverteilungen werden in führender Ordnung ermittelt.
Aufgrund der limitierten Akzeptanz des HERMES-Spektrometers definiert man effektive Fragmentationsfunktionen $\tilde{D}$, die sich aus der Faltung der Fragmentationsfunk-

tionen $D_f^h(Q^2,z)$ und der Akzeptanzfunktion $\mathcal{A}(x,Q^2,z)$ ergeben. Da alle Asymmetrien in dieser Analyse über Q^2 integriert werden und die semiinklusiven zusätzlich über z, kann die effektive Fragmentationsfunktion $\tilde{D}_f^h(x)$ als

$$\tilde{D}_f^h(x) = \int_{z_{\min}}^{1} dz \int_{Q^2_{\min}} dQ^2 \mathcal{A}(x,Q^2,z) D_f^h(Q^2,z) \tag{6.2}$$

geschrieben werden. Durch die Integration über Q^2 und z werden im Folgenden alle Größen aus den jeweiligen Mittelwerten $Q^2(x) = \langle Q^2(x)\rangle$ und $z(x) = \langle z(x)\rangle$ für jedes x-Bin berechnet.
Für die Extrapolation der polarisierten Quarkverteilungen wird angenommen, daß die Quarkpolarisationen $\frac{\Delta q_f}{q_f}$ innerhalb des limitierten x- und Q^2-Bereiches des Experimentes unabhängig von Q^2 sind und deshalb

$$\Delta q_f(x,Q^2) = \frac{\Delta q_f(x,Q^2)}{q_f(x,Q^2)} \cdot q_f(x,Q^2) = \frac{\Delta q_f}{q_f}(x) \cdot q_f(x,Q^2) \tag{6.3}$$

geschrieben werden kann. Diese Annahme wird dadurch bestätigt, daß keine signifikante Q^2-Abhängigkeit in den extrahierten Weltdaten der Asymmetrie A_1 bei verschiedenen mittleren Q^2-Werten der unterschiedlichen Experimente beobachtet wurde (siehe Abbildungen 5.7 und 5.8).
Damit kann die Gleichung (6.1) mit Definition der Purity-Funktion

$$P_f^h(x) = \frac{e_f^2\, \tilde{D}_f^h(x) \cdot q_f(x)}{\sum\limits_{f'} e_{f'}^2\, \tilde{D}_{f'}^h(x) \cdot q_{f'}(x)} \tag{6.4}$$

in

$$A_1^h(x) = \sum_f P_f^h(x) \cdot \frac{\Delta q_f(x)}{q_f(x)} \tag{6.5}$$

umgeschrieben werden. Die Purity-Funktion hängt nur von den effektiven Fragmentationsfunktionen und den unpolarisierten Quarkverteilungen ab. Sie wird als die Wahrscheinlichkeit interpretiert, daß ein im HERMES-Detektor nachgewiesenes Teilchen der Sorte h durch Fragmentation eines aus dem Nukleon herausgeschlagenen Quarks der Sorte f entstanden ist. Aus der Definition (6.4) folgt direkt $\sum_f P_f^h = 1$. Für die Purities P_f^{DIS} der inklusiven Ereignisse (DIS) gilt

$$P_f^{DIS}(x) = \frac{e_f^2 \cdot q_f(x)}{\sum\limits_{f'} e_{f'}^2 \cdot q_{f'}(x)}, \tag{6.6}$$

da hierbei die Fragmentationsfunktionen $D_f^{DIS}(x) = 1$ sind.

Für einen Satz von m gemessenen Asymmetrien und n zu extrahierenden Quarkpolarisationen bilden die für jeden Teilchentyp h berechneten Purity-Funktionen eine $n \times m$-Matrix. Mit den Definitionen

$$\vec{A}(x) = \begin{pmatrix} A_1^{h_1}(x) \\ \vdots \\ A_1^{h_m}(x) \end{pmatrix}, \vec{Q}(x) = \begin{pmatrix} \frac{\Delta q_1}{q_1}(x) \\ \vdots \\ \frac{\Delta q_n}{q_n}(x) \end{pmatrix}, \mathcal{P}(x) = C_R \begin{pmatrix} P_{q_1}^{h_1}(x) & \cdots & P_{q_n}^{h_1}(x) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{q_1}^{h_m}(x) & \cdots & P_{q_n}^{h_m}(x) \end{pmatrix} \tag{6.7}$$

kann man Gleichung (6.5) in eine Matrixform

$$\vec{A} = \mathbf{P} \cdot \vec{Q} \tag{6.8}$$

umschreiben. Dieses lineare Gleichungssystem ist für $m > n$ überbestimmt und wird durch Minimierung der Größe

$$\chi^2 = (\vec{A} - \mathbf{P}\vec{Q})^T\, \mathcal{V}_A^{-1}\, (\vec{A} - \mathbf{P}\vec{Q}) \tag{6.9}$$

gelöst. Dabei stellt $\mathcal{V}_A$ die Kovarianzmatrix eines Satzes von Asymmetrien dar.
Die Kovarianzmatrix berücksichtigt die Korrelationen zwischen zwei Asymmetrien im Vektor $\vec{A}$. Die Elemente $(\mathcal{V})_{ij}$ beinhalten sowohl die Unsicherheiten der Asymmetrien $A_1^{h_i}$ und $A_1^{h_j}$ der Teilchentypen h_i und h_j, als auch deren Korrelationskoeffizienten ρ_{ij}:

$$\mathcal{V}_{ij} = \rho_{ij} \cdot \delta A_1^{h_i} \cdot \delta A_1^{h_j}. \tag{6.10}$$

Die Korrelationskoeffizienten werden nach [Pre97, Fun98] aus den Teilchenmultiplizitäten $\langle n^{h_i}\rangle$ für den Teilchentyp h_i berechnet:

$$\rho_{ij} = Cor\left(A_1^{h_i},\, A_1^{h_j}\right) = \frac{\langle n^{h_i} n^{h_j}\rangle}{\sqrt{\langle (n^{h_i})^2\rangle \langle (n^{h_j})^2\rangle}}. \tag{6.11}$$

Dabei gilt $n^{DIS} \equiv 1$, und die statistischen Korrelationen zwischen Asymmetrien unterschiedlicher Jahre verschwinden.
Die einzelnen Korrelationskoeffizienten aller Teilchentypen für das Wasserstoff- und Deuteriumtarget findet man in den Tabellen A.15 und A.39 im Anhang A.
Da die statistischen Fehler der inklusiven Asymmetrien aufgrund der Strahlungskorrekturen durch einen Multiplikationsfaktor verändert werden, siehe Abschnitt 5.3.4, müssen auch die statistischen Korrelationen zwischen der inklusiven Asymmetrie und den semiinklusiven Asymmetrien eines Jahres entsprechend verändert werden. Wie im Anhang D gezeigt, wird dazu der in Tabelle 5.6 angegebene Korrekturfaktor C_{Born} verwendet. Nach Gleichung (D.10) gilt:

$$Cor\left(A_1^{DIS},\, A_1^{h_j}\right) = C_{\text{Born}} \cdot \frac{\langle n^{DIS} n^{h_j}\rangle}{\sqrt{\langle (n^{DIS})^2\rangle \langle (n^{h_j})^2\rangle}}. \tag{6.12}$$

Die Diagonalelemente der Kovarianzmatrix beinhalten die Quadrate der totalen Unsicherheit der Asymmetrie des Teilchentyps h_i:

$$(\mathcal{V})_{ii} = \left[\delta A_1^{h_i}\right]^2. \tag{6.13}$$

Die Kovarianzmatrix wird in zwei Teile aufgespalten

$$\mathcal{V}_A = \mathcal{V}_A^{\mathrm{stat}} + \mathcal{V}_A^{\mathrm{sys}}, \tag{6.14}$$

die die statistischen bzw. systematischen Korrelationen beinhalten. Da die Kovarianzmatrix positiv definit ist, kann mit der oberen Dreiecksmatrix $\mathbf{L}$

$$\mathcal{V}_A^{-1} = \mathbf{L}^T \mathbf{L} \tag{6.15}$$

geschrieben werden (Cholesky-Transformation) [Fun98]. Mit $\mathbf{P'} = \mathbf{L}\,\mathbf{P}$ und $\vec{A'} = \mathbf{L}\,\vec{A}$ folgt aus Gleichung (6.9)

$$\chi^2 = (\vec{A'} - \mathbf{P'} \cdot \vec{Q})^T\, (\vec{A'} - \mathbf{P'} \cdot \vec{Q}). \tag{6.16}$$

Durch Minimierung dieser Gleichung werden die Quarkpolarisationen extrahiert. Es wird hierbei das Programmpaket MINUIT [Jam94] benutzt, aber auch eine analytische Lösung nach [Bra00] mit

$$\vec{Q} = \left(\mathbf{P'}^T \mathbf{P'}\right)^{-1} \mathbf{P'}^T \vec{A'} \tag{6.17}$$

oder die Benutzung der SVD-Methode (*Singular Value Decomposition*) nach [Fun98] ergeben identische Resultate.
Die Kovarianzmatrix der extrahierten Quarkpolarisationen hat schließlich die Form

$$\mathcal{V}_Q = \left(\mathbf{P'}^T \mathbf{P'}\right)^{-1}, \tag{6.18}$$

wobei die Diagonalelemente die quadratischen Unsicherheiten der Quarkpolarisationen beinhalten

$$\delta \frac{\Delta q_i}{q_i} = \sqrt{(\mathcal{V}_Q)_{ii}}, \tag{6.19}$$

und alle übrigen Elemente geben die Korrelationen zwischen zwei extrahierten Quarkpolarisationen an.

6.2. Behandlung der Asymmetrien am ^{3}He- und Deuteriumtarget

Die unpolarisierten Quarkverteilungen sind am Proton definiert. Die entsprechenden Größen für das Neutron können dann durch Isospinrotation $u = u^p(x) = d^n(x)$,

$d = d^p(x) = u^n(x)$, sowie $\bar{u} = \bar{u}^p(x) = \bar{d}^n(x)$ und $\bar{d} = \bar{d}^p(x) = \bar{u}^n(x)$ ermittelt werden. Die extrahierten Polarisationen und polarisierten Verteilungen der Quarks im Nukleon sind in dieser Arbeit ebenfalls für das Proton definiert.
Bei der Verwendung der Asymmetrien am ^{3}He- und Deuteriumtarget werden diese nach Abschnitt 5.6 in Beiträge aus den Asymmetrien am Proton und Neutron aufgeteilt. Weiterhin wird die in Gleichung (6.7) eingeführte Purity-Matrix sowohl am Proton $\mathbf{P}_p$, als auch am Neutron $\mathbf{P}_n$ definiert. Damit läßt sich die Gleichung (6.8) erweitern, so daß die gemessenen Asymmetrien an ^{3}He, Deuterium und Wasserstoff mit den Quarkpolarisationen am Proton verknüpft sind:

$$\vec{A}_{\mathrm{tot}} = \begin{pmatrix} \vec{A}_p \\ \vec{A}_{^3He} \\ \vec{A}_d \end{pmatrix} = \mathcal{N} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{P}_p \\ \mathbf{P}_n \end{pmatrix} \cdot \vec{Q} = \mathbf{P}_{\mathrm{tot}} \cdot \vec{Q}. \tag{6.20}$$

In dieser Gleichung gibt $\mathcal{N}$ die Kern-Mischungsmatrix an, die die Verdünnungsfaktoren f der Gleichungen (5.45 und 5.46) und effektiven Polarisationen der Nukleonen im jeweiligen Kern beinhaltet. Die Kern-Mischungsmatrix $\mathcal{N}$ ist gegeben durch

$$\mathcal{N} = \begin{pmatrix} 1 & & & & & \\ & \ddots & & & 0 & \\ & & 1 & & & \\ a_{h_1} & & & b_{h_1} & & \\ & \ddots & & & \ddots & \\ & & a_{h_m} & & & b_{h_m} \\ c_{h_1} & & & d_{h_1} & & \\ & \ddots & & & \ddots & \\ & & c_{h_m} & & & d_{h_m} \end{pmatrix} \tag{6.21}$$

mit den Definitionen für das ^{3}He-Target

$$a_h = f^h_{p,He} P^p_{He},\; b_h = (1 - f^h_{p,He}) P^n_{He} \tag{6.22}$$

und für das Deuteriumtarget

$$c_h = f^h_{p,d} P^p_d,\; d_h = (1 - f^h_{p,d}) P^n_d. \tag{6.23}$$

Das Produkt aus der Kern-Mischungsmatrix und den Purity-Matrizen am Proton und Neutron ergeben in Gleichung (6.20) die totale Purity-Matrix $\mathbf{P}_{\mathrm{tot}}$. Die Lösung dieses linearen Gleichungssystems erfolgt analog zu dem im Abschnitt 6.1 beschriebenen Verfahren. Mit dieser Methode werden insgesamt 34 Asymmetrien von drei unterschiedlichen Targets für die Extraktion der Quarkpolarisationen verwendet:

- 3 Asymmetrien am ^{3}He-Target aus 1995: e^+, h^+, h^-.

- Jeweils 5 Asymmetrien am Wasserstofftarget aus 1996 und 1997:
  e^+, h^+, h^-, π^+, π^-.

- Jeweils 7 Asymmetrien am Deuteriumtarget aus 1998, 1999 und 2000:
  e^+, h^+, h^-, π^+, π^-, K^+, K^-.

Die Asymmetrien einzelner Jahre am Wasserstoff- und Deuteriumtarget werden aufgrund unterschiedlicher systematischer Fehler (siehe Abschnitt 5.4) getrennt behandelt.

6.3. Generierung der Purity-Matrix

Die Purity-Funktionen in Gleichung (6.4) sind nur von unpolarisierten physikalischen Größen, wie den unpolarisierten Quarkverteilungen, Fragmentationsfunktionen und von der Akzeptanzfunktion des HERMES-Spektrometers abhängig. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit standen noch keine gemessenen Fragmentationsfunktionen aller Quark- und Antiquarksorten für positive und negative Hadronen ($h^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$) zur Verfügung. Deshalb wird in dieser Analyse eine Monte-Carlo Simulation zur Generierung der Purity-Funktionen benutzt.
Dazu werden im ersten Schritt DIS-Ereignisse mit dem Monte-Carlo Programm PEPSI [Man92] unter Benutzung einer Parametrisierung der unpolarisierten Quarkverteilung $q(x)$ generiert. In dieser Analyse wird bevorzugt die Parametrisierung CTEQ5LO [Lai00] der unpolarisierten Quarkdichteverteilung verwendet, die in führender Ordnung der QCD berechnet wurde. Alternativ wird die Parametrisierung aus [Rey98], GRV98LO, als Abschätzung der systematischen Unsicherheit in der Wahl der unpolarisierten Quarkverteilungen verwendet, die ebenfalls in führender Ordnung der QCD berechnet wurde. Die Wahl für CTEQ5LO als bevorzugte Parametrisierung begründet sich in einer besseren Beschreibung der Strukturfunktion F_2 im mittleren Q^2-Bereich von HERMES. Für die generierten Ereignisse werden die identischen kinematischen Schnitte, siehe Abschnitt 4.8, aus der Analyse der gemessenen Daten verwendet.
Im zweiten Schritt wird zur Beschreibung des Hadronisierungsprozesses das LUND String-Fragmentationsmodell verwendet, das in dem JETSET Monte-Carlo Programmpaket [Sjö94] implementiert ist. Wie in Abschnitt 2.6.2 erläutert, beinhaltet dieses Modell verschiedene Parameter, die in einer Anpassungsprozedur so lange verändert werden, bis die bei HERMES gemessenen Hadronmultiplizitäten optimal von der Simulation beschrieben werden. Dieses Verfahren [Men01] verändert die in Spalte FT1 der Tabelle 6.1 angegebenen Parameter, um sowohl die einzelnen positiven und negativen Hadronmultiplizitäten, als auch die Verteilung des relativen Energiebetrages z der Hadronen zu ihrem Transversalimpuls p_T optimal zu beschreiben.

JETSET Parameter	Standard-einstellung	Modell FT1	FT2	SF1	PETRA
PARJ(1)	0.10	0.02	0.03	-	-
PARJ(2)	0.30	0.20	0.20	0.16	-
PARJ(5)	0.50	0.00	0.00	-	-
PARJ(21) [GeV]	0.36	0.37	0.34	0.34	-
PARJ(23)	0.01	0.03	0.03	-	-
PARJ(24)	2.00	2.50	2.50	-	-
PARJ(41)	0.30	1.74	1.13	0.82	1.00
PARJ(42) [GeV^{-2}]	0.58	0.23	0.36	0.24	0.70
PARL(3) [GeV]	0.44	0.78	0.85	-	-

Tabelle 6.1.: Einstellung der JETSET-Parameter für das LUND String-Modell. Für die durch ein „-“Zeichen gekennzeichneten Parameter, wie auch alle hier nicht erwähnten, werden die Standardeinstellungen benutzt. Eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Bedeutung der einzelnen Parameter befindet sich in [Sjö94, Men01].

Die Parameter in der Spalte FT1 aus Tabelle 6.1 werden in dieser Analyse benutzt. Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit konnten zum Zeitpunkt dieser Arbeit keine Fehler auf die einzelnen Parameter angegeben werden. Deshalb werden Purity-Funktionen aus drei weiteren Sätzen von Anpassungsparametern berechnet. In der Spalte FT2 der Tabelle 6.1 sind diejenigen Parameter aufgelistet, die die Daten mit einer invarianten Masse des hadronischen Endzustandes von $W^2 > 25\,\mathrm{GeV}^2$ optimal beschreiben. Zusätzlich wird eine ältere Parametrisierung verwendet, Spalte SF1 der Tabelle 6.1, die an die bei HERMES gemessenen Impuls- und Energieverteilungen der Hadronen angepaßt wurden [Gei98, Tal98]. Der Prozeß der Fragmentation wird, wie in Abschnitt 2.5.1 beschrieben, universell angenommen, d.h. unabhängig von der Produktionsart des Quarks, das hadronisiert. Deshalb werden zur weiteren Abschätzung der systematischen Unsicherheit Parameter des LUND String-Modells verwendet, die den Hadronisierungsprozeß von Quark-Antiquark-Paaren aus e^+e^--Streuung bei Energien des PETRA-Beschleunigers bei DESY beschreiben [Sjö94]. Die Einstellungen dazu befinden sich in der Spalte PETRA in Tabelle 6.1.

Die Detektorakzeptanz wird über eine schnelle Suchtabelle der Teilchenimpulse und Streuwinkel simuliert. Dies hat einen großen Zeitvorteil gegenüber der Benutzung einer detaillierten Detektorsimulation. Es werden jeweils für ein Proton- und Neutron-Target etwa 30 Millionen DIS-Streuereignisse generiert. Im Verhältnis zu den gemessenen Daten wird deshalb die statistische Unsicherheit auf die Purity-Funktionen vernachlässigt. Für das Abschätzen der systematischen Unsicherheit wird die gleiche Anzahl an Ereignissen für die unterschiedliche Wahl der unpolarisierten Quarkverteilungen und verschiedenen Parametereinstellungen im JETSET-Programm generiert.

In Abbildung 6.1 sind die aus Gleichung (6.6) ermittelten inklusiven Purity-Funktionen am Proton- und Neutrontarget für die relevanten Quarksorten u, d, $\bar{u}$, $\bar{d}$, s und $\bar{s}$ gezeigt. Aufgrund der Ladungsgewichtung e_f^2 dominieren die Purities für u-Quarks an beiden Targets über den gesamten kinematischen Bereich. In Abbildung 6.2 sind die aus Gleichung (6.4) extrahierten semiinklusiven Purity-Funktionen am Proton der Pionen (π^+, π^-) und Kaonen (K^+, K^-) für alle relevanten Quarksorten unter Verwendung der CTEQ5LO [Lai00] Parametrisierung gezeigt, analog in Abbildung (6.3) für das Neutron. Wie bei den inklusiven Purities erkennt man die Dominanz der u-Quark-Purities, die nur in den letzten drei x-Bins der negativen Pion-Purities am Neutrontarget von den d-Quark-Purities übertroffen werden. Weiterhin erkennt man die erhöhte Sensitivität auf die s-Quarks in den Kaon-Purities. Die angegebenen Fehlerbänder zeigen die systematische Unsicherheit in der Berechnung der Purity-Funktionen unter Verwendung anderer Einstellungen der JETSET-Parameter (Tabelle 6.1) für das LUND String-Modell und einer anderen Parametrisierung der unpolarisierten Quarkverteilungen GRV98LO aus [Rey98]. Diese systematische Unsicherheit ist bei der Bestimmung der Strangequark-Purities am größten.

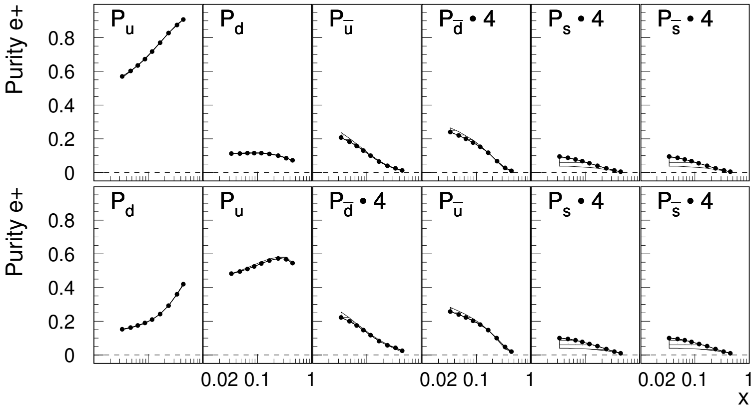

Abbildung 6.1.: Berechnete inklusive Purity-Funktionen am Proton (obere Reihe) und Neutron (untere Reihe) aus der CTEQ5LO [Lai00] Parametrisierung der unpolarisierten Quarkverteilungen für die Quarksorten u, d, $\bar{u}$, $\bar{d}$, s und $\bar{s}$. Die Werte für die Quarksorten $\bar{d}$, s und $\bar{s}$ werden aus Darstellungsgründen um einen Faktor 4 vergrößert. Das angegebene Fehlerband zeigt die Abweichung zur Verwendung der GRV98LO Parametrisierung [Rey98].

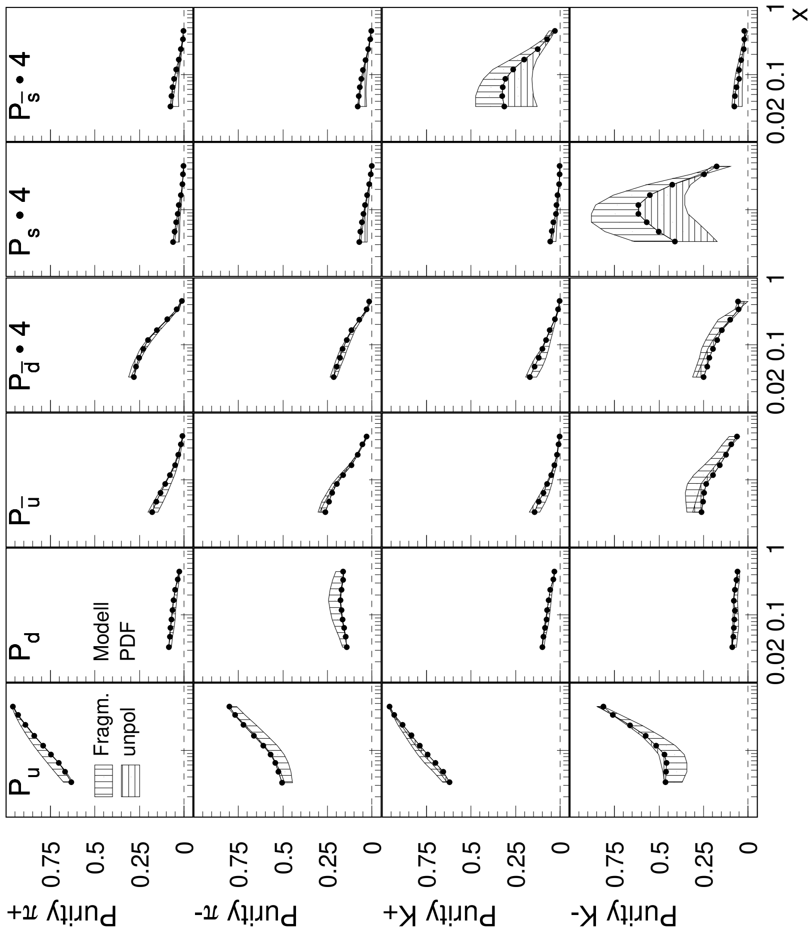

Abbildung 6.2.: Semiinklusive Purity-Funktionen am Protontarget der Pionen (π^+, π^-) und Kaonen (K^+, K^-) für alle relevanten Quarksorten unter Verwendung der CTEQ5LO [Lai00] Parametrisierung. Die Funktionswerte für $\bar{d}$, s und $\bar{s}$ werden aus Darstellungsgründen um einen Faktor 4 vergrößert. Die angegebenen Fehlerbänder zeigen die Abweichung zur Verwendung anderer Einstellungen der JETSET-Parameter (Tabelle 6.1) für das LUND String-Modell und einer anderen Parametrisierung der unpolarisierten Quarkverteilungen GRV98LO [Rey98].

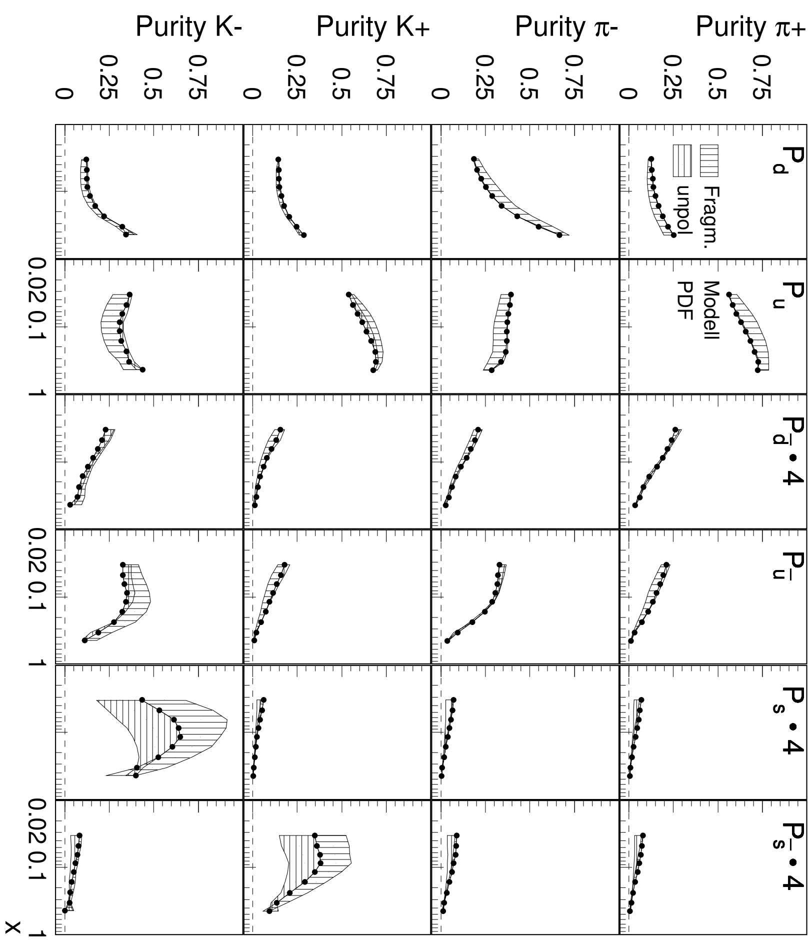

Abbildung 6.3.: Semiinklusive Purity-Funktionen am Neutrontarget der Pionen (π^+, π^-) und Kaonen (K^+, K^-) für alle relevanten Quarksorten unter Verwendung der CTEQ5LO [Lai00] Parametrisierung. Die Funktionswerte für $\bar{d}$, s und $\bar{s}$ werden aus Darstellungsgründen um einen Faktor 4 vergrößert. Die angegebenen Fehlerbänder zeigen die Abweichung zur Verwendung anderer Einstellungen der JETSET-Parameter (Tabelle 6.1) für das LUND String-Modell und einer anderen Parametrisierung der unpolarisierten Quarkverteilungen GRV98LO [Rey98].

6.4. Wahl der Anpassungsparameter

Die Extraktion der Quarkpolarisationen nach Gleichung (6.20) erfolgt durch eine Anpassung von fünf Parametern. Die SU(2)-symmetrische Verteilung der unpolarisierten Strangequarks $s(x) = \bar{s}(x)$ [Yu 98] motiviert die Annahme, daß ihre Polarisationen gleich sind. In dieser Analyse wird deshalb im Folgenden

$$\frac{\Delta s}{s}(x) = \frac{\Delta \bar{s}}{\bar{s}}(x) \tag{6.24}$$

gesetzt. Dadurch ergibt sich eine Purity-Funktion für die Strangequarks für jeden Teilchentyp h von

$$P^h_{s+\bar{s}} = P^h_s + P^h_{\bar{s}}. \tag{6.25}$$

Der Vektor der $\vec{Q}(x)$ aus Gleichung (6.7) setzt sich demnach aus fünf Quarkpolarisationen zusammen:

$$\vec{Q}(x) = \left(\frac{\Delta u}{u}(x),\ \frac{\Delta d}{d}(x),\ \frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}(x),\ \frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}}(x),\ \frac{\Delta s + \Delta \bar{s}}{s + \bar{s}}(x) \right). \tag{6.26}$$

6.5. Systematische Fehler

Die statistischen und systematischen Fehler der extrahierten Quarkpolarisationen können aus der Kovarianzmatrix $\mathcal{V}_Q$, Gleichung (6.18), unter Ausnutzung der Gleichung (6.14) berechnet werden. Dazu wird die Kovarianzmatrix der Quarkpolarisationen $\mathcal{V}_Q$ zweimal berechnet: Zuerst wird die totale Matrix $\mathcal{V}_Q^{\text{tot}}$ aus der totalen Kovarianzmatrix $\mathcal{V}_A^{\text{tot}} = \mathcal{V}_A^{\text{stat}} + \mathcal{V}_A^{\text{sys}}$ der Asymmetrien bestimmt. Danach wird die statistische Matrix $\mathcal{V}_Q^{\text{stat}}$ nur unter Verwendung der statistischen Kovarianzmatrix $\mathcal{V}_A^{\text{stat}}$ der Asymmetrien bestimmt. Die systematische Kovarianzmatrix der extrahierten Quarkpolarisationen ist nach [Tip99] gegeben durch

$$\mathcal{V}_Q^{\text{sys}} = \mathcal{V}_Q^{\text{tot}} - \mathcal{V}_Q^{\text{stat}}. \tag{6.27}$$

6.5.1. Unsicherheiten der Asymmetrien A_1

Da die systematischen Unsicherheiten der verwendeten Asymmetrien bereits in Abschnitt 5.4 ausführlich behandelt werden, sind im Folgenden die Beiträge der Kovarianzmatrix $\mathcal{V}_A^{\text{sys}}$ nur kurz dargestellt.

Strahlpolarisation

Die relative Unsicherheit in der Bestimmung der Strahlpolarisation zur systematischen Kovarianzmatrix ist für die Asymmetrien der Jahre 1995 bis 1998 gegeben durch

$$\left(\mathcal{V}_A^{\text{P}_\text{B}}\right)_{j,k} = \left[\left(\frac{\delta P_B}{P_B}\right)_{rise} + \rho_{jk}^{\text{P}_\text{B}} \left(\frac{\delta P_B}{P_B}\right)_{korr,j} \left(\frac{\delta P_B}{P_B}\right)_{korr,k} \right] A_j A_k. \tag{6.28}$$

Für Asymmetrien der Jahre 1999 und 2000 gilt

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{P_B}}\right)_{j,k} = \rho_{jk}^{\mathrm{P_B}} \left(\frac{\delta P_B}{P_B}\right)_j \left(\frac{\delta P_B}{P_B}\right)_k A_j A_k. \tag{6.29}$$

Dabei ist der Korrelationskoeffizient für Asymmetrien j und k des gleichen Jahres $\rho_{jk} = 1$ und ansonsten Null. Die Werte von $[\delta P_B/P_B]_{rise}$, $[\delta P_B/P_B]_{korr}$ und $\delta P_B/P_B$ sind in Abschnitt 5.4.1 angegeben.

Targetpolarisation

Die relative Unsicherheit in der Bestimmung der Targetpolarisation zur systematischen Kovarianzmatrix ist gegeben durch

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{P_T}}\right)_{j,k} = \rho_{jk}^{\mathrm{P_T}} \left(\frac{\delta P_T}{P_T}\right)_j \left(\frac{\delta P_T}{P_T}\right)_k A_j A_k. \tag{6.30}$$

Dabei ist der Korrelationskoeffizient für Asymmetrien j und k des gleichen Targets $\rho_{jk} = 1$ und ansonsten Null. Die Werte $\delta P_T/P_T$ sind in Abschnitt 5.4.2 angegeben.

Parametrisierung von R

Da das Absorptionsquerschnittsverhältnis R, Gleichung (2.17), zur Bestimmung des Depolarisationsfaktors D und Korrekturfaktors C_R in Gleichung (6.1) benutzt wird, ist die Unsicherheit in der Bestimmung von R zur systematischen Kovarianzmatrix gegeben durch

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{R}}\right)_{j,k} = \left[\frac{1-\varepsilon}{(1+R(x,Q^2))(1+\varepsilon R(x,Q^2))} \cdot \delta R(x,Q^2)\right]^2 A_j A_k. \tag{6.31}$$

Der Wert von $R(x,Q^2)$, sowie sein Fehler $\delta R(x,Q^2)$, wird aus der Parametrisierung [Abe99] entnommen.

Schwankung der DIS-Ausbeute

Die systematischen Unsicherheiten der inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am ^{3}He-Target aufgrund von nicht-statistischen Schwankungen in der Ausbeute (*yield*) tiefinelastischer Streuereignisse zur systematischen Kovarianzmatrix sind gegeben durch

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{yield}}\right)_{j,k} = [\delta A_j]_{\mathrm{yield}}\, [\delta A_k]_{\mathrm{yield}}\,. \tag{6.32}$$

Die Werte von $[\delta A_j]_{\mathrm{yield}}$ sind in Abschnitt 5.4.4 angegeben. Für alle folgenden Jahre konnten keine Schwankungen dieser Art beobachtet werden.

Strahlungskorrekturen

Die in Abschnitt 5.3.3 diskutierten Strahlungskorrekturen erfolgen additiv zur gemessenen inklusiven Asymmetrie. Der Beitrag $\delta(\Delta A_j^{\mathrm{RC}})$ der systematischen Unsicherheit der Asymmetrie A_j zur systematischen Kovarianzmatrix ist gegeben durch

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{RC}}\right)_{j,k} = \rho_{jk}^{\mathrm{RC}}\, \delta(\Delta A_j^{\mathrm{RC}})\, \delta(\Delta A_k^{\mathrm{RC}}). \tag{6.33}$$

Der Korrelationskoeffizient ρ_{jk}^{RC} ist 1 für Asymmetrien des gleichen Targets.

Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen

Die Akzeptanz- und Verschmierungskorrekturen werden nach Tabelle 5.3 nur auf die Asymmetrien am Wasserstofftarget angewendet. Nach Abschnitt 5.4.6 werden die systematischen Unsicherheiten der Asymmetrien am Deuteriumtarget von denen am Wasserstofftarget abgeleitet. Der Beitrag zur systematischen Kovarianzmatrix kann geschrieben werden als

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{SM}}\right)_{j,k} = \rho_{jk}^{\mathrm{SM}}\, \delta\eta_j^{\mathrm{SM}}\, A_j\, \delta\eta_k^{\mathrm{SM}}\, A_k. \tag{6.34}$$

Dabei ist der Korrelationskoeffizient für Asymmetrien j und k am Proton- und Deuteriumtarget $\rho_{jk} = 1$ und ansonsten Null.

Spinstrukturfunktion g_2

Die systematische Unsicherheit $\delta(g_1/F_1)_{g_2}$ des Strukturfunktionsverhältnisses g_1/F_1 aufgrund der Annahme von $g_2 = 0$ ist ausführlich in Abschnitt 5.4.7 diskutiert. Der Beitrag zur Kovarianzmatrix wird geschrieben als

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{g_2}}\right)_{j,k} = \rho_{jk}^{\mathrm{g_2}}\, \delta\left(\frac{g_1}{F_1}\right)_j^{\mathrm{g_2}} \delta\left(\frac{g_1}{F_1}\right)_k^{\mathrm{g_2}}. \tag{6.35}$$

Dabei ist der Korrelationskoeffizient für Asymmetrien j und k des gleichen Targets $\rho_{jk} = 1$ und ansonsten Null.

Hadronidentifikation mit dem RICH-Detektor

Die in Abschnitt 5.4.8 diskutierten systematischen Fehler der semiinklusiven Pion- und Kaonasymmetrien aufgrund der Unsicherheit in der Identifizierung des Hadronentyps mit dem RICH-Detektor haben folgenden Beitrag zur systematischen Kovarianzmatrix:

$$\left(\mathcal{V}_A^{\mathrm{RICH}}\right)_{j,k} = \rho_{jk}^{\mathrm{RICH}}\, \delta(\Delta A_j^{\mathrm{RICH}})\, \delta(\Delta A_k^{\mathrm{RICH}}). \tag{6.36}$$

Der Korrelationskoeffizient $\rho_{jk}^{\mathrm{RICH}}$ ist 1 für die Pion- und Kaonasymmetrien des gleichen Targets.

6.5.2. Unpolarisierte Quarkverteilungen

In dieser Analyse wird die Parametrisierung CTEQ5LO [Lai00] der unpolarisierten Quarkverteilungen benutzt, um die Purity-Funktionen und die polarisierten Quarkverteilungen Δq_f zu berechnen. Um die systematische Unsicherheit in der Wahl der unpolarisierten Quarkverteilungen abzuschätzen, wird die Extraktion mit der Parametrisierung GRV98LO [Rey98] wiederholt. Der resultierende systematische Fehler der Quarkpolarisationen bzw. polarisierten Quarkverteilungen ergibt sich aus der Differenz der Resultate für beide Sätze von unpolarisierten Quarkverteilungen.

6.5.3. Fragmentationsmodelle

Ein weiterer wichtiger Beitrag zum systematischen Fehler der extrahierten Quarkpolarisationen ist die Unsicherheit in der Kenntnis der Fragmentationsfunktionen. In Abschnitt 6.3 werden verschiedene Einstellungen der JETSET-Parameter (Tabelle 6.1) für das LUND String-Modell vorgestellt und in den Abbildungen 6.2 und 6.3 ist die systematische Unsicherheit der Purity-Funktionen aufgrund der verschieden Einstellungen gezeigt. Der systematische Fehler ergibt sich aus dem maximalen Unterschied der mit verschiedenen Einstellungen der JETSET-Parameter des LUND String-Modells extrahierten Größen.

6.5.4. Unpolarisierte Seequarks für $x > 0.3$

Für den kinematischen Bereich $x > 0.3$ werden die Polarisationen der Seequarks auf Null gesetzt, da deren unpolarisierte Quarkverteilungen sehr gering werden und nahezu verschwinden. Die daraus resultierende systematische Unsicherheit der Polarisationen von u- und d-Quarks wird abgeschätzt. Dazu werden die Polarisationen der Seequarks jeweils an ihre obere bzw. untere physikalisch mögliche Grenze gesetzt, die durch den Faktor $C_R(x)$ bestimmt wird:

$$\frac{\Delta q_f}{q_f}(x) = \pm C_R^{-1}(x). \tag{6.37}$$

Damit werden die Polarisationen der u- und d-Quarks in diesem kinematischen Bereich extrahiert, und die maximale Differenz zur jeweiligen Polarisation mit unpolarisierten Seequarks wird als systematische Unsicherheit verwendet.

6.6. Ergebnisse und Diskussion

Die Abbildung 6.4 zeigt die extrahierten Polarisationen der u-, d-, $\bar{u}$-, $\bar{d}$- und $(s+\bar{s})$-Quarks im Proton. Man erkennt deutlich eine positive, mit größer werdendem x ansteigende Polarisation der u-Quarks mit Werten zwischen 12% und 65%. Die Polarisation der d-Quarks ist über den gesamten kinematischen Bereich dem Betrag nach kleiner als die Polarisation der u-Quarks und negativ. Auch die Polarisation der d-Quarks steigt im Betrag mit größer werdendem x. Die Polarisation der $\bar{u}$-Quarks ist im Rahmen des statistischen und systematischen Fehlers mit Null verträglich, ebenso die $\bar{d}$-Quarks für den Bereich $x > 0.08$. Mit kleiner werdendem x ist eine negative Polarisation der $\bar{d}$-Quarks mit Werten bis 20% erkennbar, die einen, im Vergleich zur Polarisation der $\bar{u}$-Quarks, kleineren systematischen Fehler aufweist. Die Polarisation der Strangequarks ist im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler mit Null verträglich, mit positiven Zentralwerten für den kinematischen

Bereich $x < 0.1$. Die für jedes x-Bin extrahierten Quarkpolarisationen mit statistischem und systematischem Fehler sind detailliert in Tabelle B.1 aufgelistet. Die systematischen Fehler der Quarkpolarisationen werden nach Abschnitt 6.5 berechnet und sind als graues Fehlerband in Abbildung 6.4 eingezeichnet.

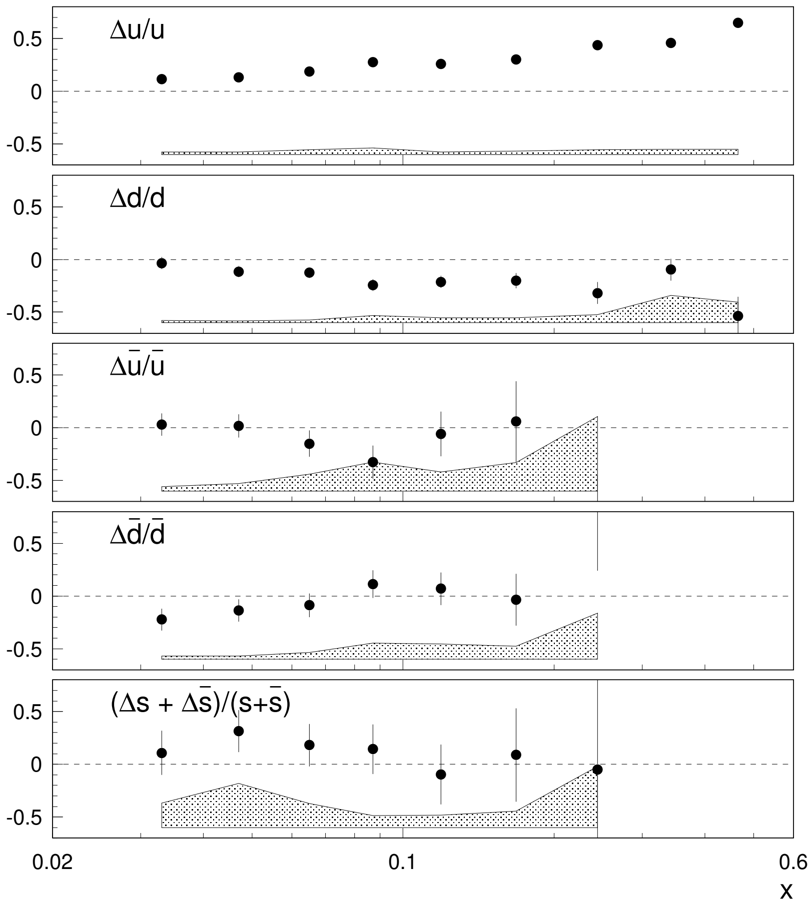

Abbildung 6.4.: Extrahierte Polarisationen der u-, d-, $\bar{u}$-, $\bar{d}$- und $(s+\bar{s})$-Quarks als Funktion von x. Das graue Band stellt den systematischen Fehler der Extraktion dar.

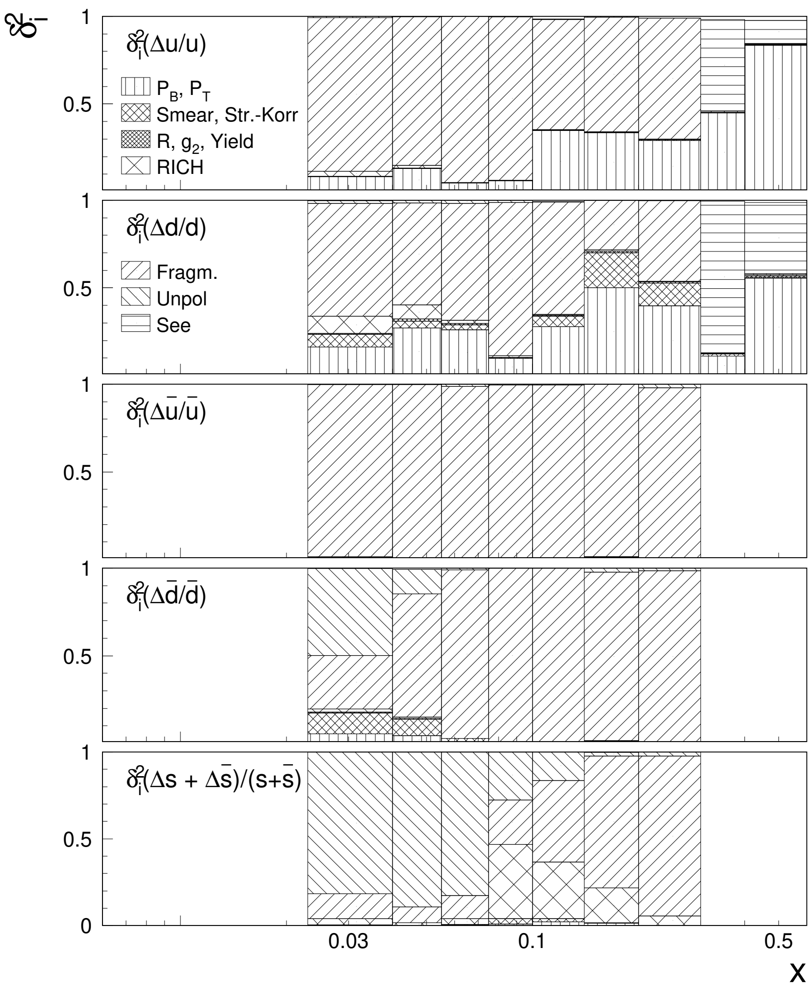

Abbildung 6.5.: Relativer Beitrag der einzelnen Unsicherheiten aus Abschnitt 6.5 zum systematischen Fehler der Quarkpolarisationen.

Die Aufspaltung der verschiedenen Beiträge zum systematischen Fehler der einzelnen Quarkpolarisationen ist in Abbildung 6.5 dargestellt, und in den Tabellen B.3 und B.4 findet man die entsprechenden Werte aufgelistet.

Die Größe δ_i^2 gibt dabei den quadratischen systematischen Fehlerbeitrag relativ zum Gesamtfehler $\delta^2_{\text{gesamt}}(\Delta q_f/q_f)$ der Quarksorte f an. Die Beiträge addieren sich in dieser Darstellung quadratisch zu 1.

Man erkennt, daß die Unsicherheit im Fragmentationsmodell den systematischen Fehler aller Quarksorten über fast den gesamten kinematischen Bereich dominiert. Im Einzelnen ist zusätzlich für die Polarisation der u- und d-Quarks die Unsicherheit in der Bestimmung der Strahl- und Targetpolarisation entscheidend. Für den Bereich $x > 0.3$ hat außerdem die Unsicherheit in der Annahme einer verschwindenden Polarisation der Seequarks einen relativ großen Anteil am systematischen Fehler der Polarisation der u- und d-Quarks.

Für die Polarisation der Strangequarks hat die Unsicherheit in der Bestimmung der unpolarisierten Strangequark-Verteilung den größten Anteil am systematischen Fehler im kinematischen Bereich $x < 0.1$. Für den kinematischen Bereich großer x-Werte ist neben der Unsicherheit des Fragmentationsmodells auch die Unsicherheit der Hadronidentifikation mit dem RICH-Detektor relevant.

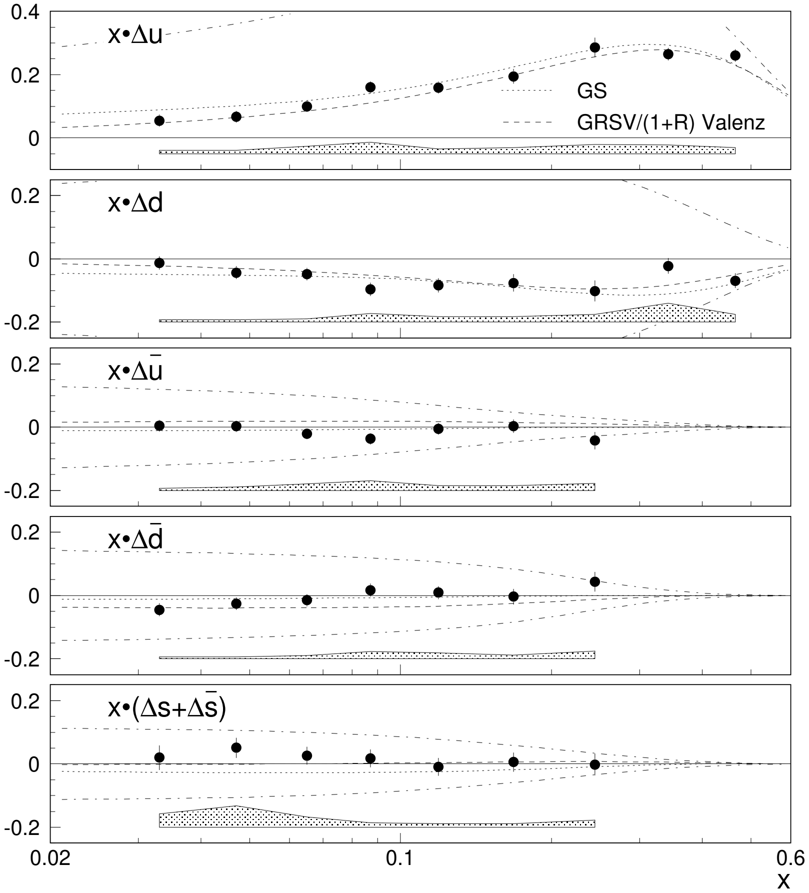

Abbildung 6.6.: Extrahierte polarisierte Quarkverteilungen $x \cdot \Delta q_f(x)$ als Funktion von x für $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$. Zusätzlich sind als Vergleich Parametrisierungen in führender Ordnung der QCD aus [Rey01] (GRSV), mit Annahme einer Brechung der $SU(3)_f$-Sorten-Symmetrie, und aus [Geh96] (GS), mit Annahme der $SU(3)_f$-Sorten-Symmetrie, angegeben. Die Parametrisierung GRSV aus [Rey01] ist für einen direkten Vergleich durch einen Faktor $(1+R)$ geteilt worden. Das graue Band stellt den systematischen Fehler der Extraktion dar. Die strichpunktierten Linien geben die obere bzw. untere physikalisch mögliche Grenze der polarisierten Quarkverteilungen $\frac{\Delta q_f}{q_f}(x) \leq \pm C_R^{-1}(x)$ an.

Die polarisierten Quarkverteilungen werden mittels Gleichung (6.3) bei einem festem $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ berechnet. Die Abbildung 6.6 zeigt die fünf mit x multiplizierten polarisierten Quarkverteilungen im Vergleich mit zwei in führender Ordnung der QCD erhaltenen Modellen, dem Valenz-Szenario aus [Rey01] (GRSV) und dem Szenario *Gluon-A* aus [Geh96] (GS).

In führender Ordnung der QCD werden in der Parametrisierung aus [Geh96] (GS) die polarisierten Quarkverteilungen durch Annahme einer $SU(3)_f$ symmetrischen, polarisierten Verteilung der Seequarks ermittelt.[1] Das Valenz-Szenario aus [Rey01] (GRSV) nimmt hingegen eine Brechung der $SU(3)_f$-Sorten-Symmetrie der polarisierteten Verteilungen der Seequarks an. Für einen direkten Vergleich wird diese Parametrisierung durch einen Faktor $(1+R)$ geteilt.

Man erkennt in Abbildung 6.6 für die polarisierten Verteilungen der u- und d-Quarks eine gute Übereinstimmung mit den ermittelten Parametrisierungen. Eine Beschreibung der in dieser Analyse extrahierten polarisierten Verteilungen der Seequarks gelingt mit diesen Modellen aber nur bedingt, da für die GS- und GRSV-Parametrisierungen keine semiinklusiven Pionen- und Kaonen-Asymmetrien in den Weltdaten vorhanden waren und somit eine nur geringe Sensitivität auf die einzelnen polarisierten Verteilungen der Seequarks vorliegt.

Die in dieser Arbeit extrahierte, polarisierte Verteilung der Strangequarks ist im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten, bei positiven Zentralwerten für $x < 0.1$, mit Null verträglich. Die Parametrisierung des Valenz-Szenarios von GRSV gibt eine unpolarisierte Verteilung der Seequarks an, und die *Gluon A* Parametrisierung von GS ergibt negative Werte für die polarisierte Verteilung der Strangequarks.

Im Bereich der statistischen und systematischen Fehler sind alle extrahierten polarisierten Quarkverteilungen mit den Modellen aus [Rey01] und [Geh96] verträglich.

[1] Es wird angenommen, daß die polarisierten Verteilungen der Seequarks gleich sind, d.h. $\Delta q_s = \Delta u_s = \Delta \bar{u} = \Delta d_s = \Delta \bar{d} = \Delta s = \Delta \bar{s}$.

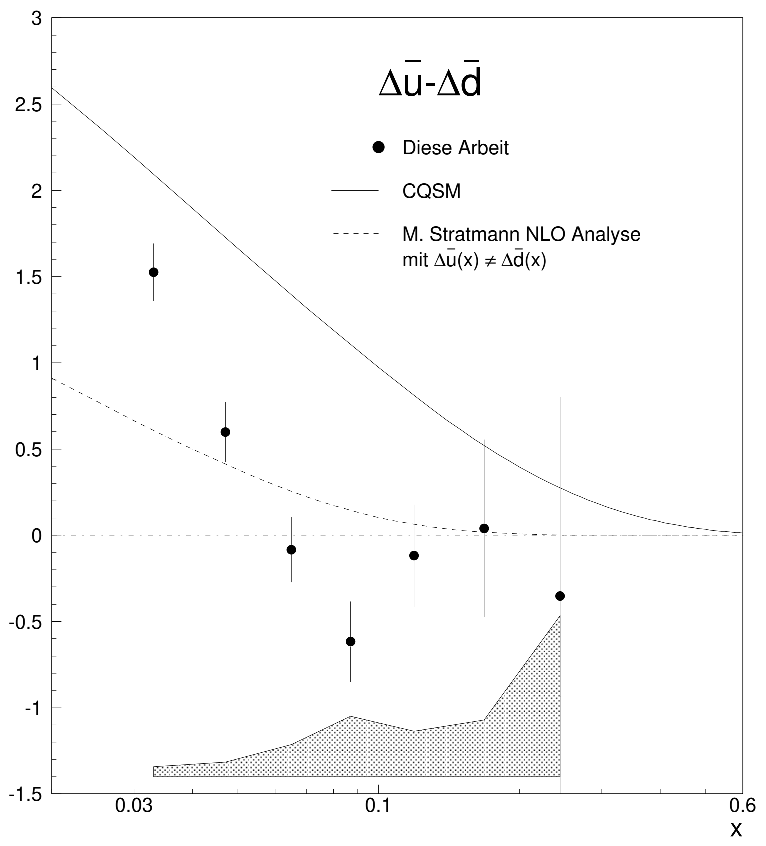

Abbildung 6.7.: Vergleich der Differenz $\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d}$ der polarisierten Verteilungen der leichten Seequarks mit Vorhersagen des CQSM [Goe00b, Goe00a] und einer NLO-Anpassung einer Parametrisierung an Weltdaten zuzüglich an die in dieser Arbeit verwendeten Deuteriumasymmetrien (siehe Text). Sowohl die Datenpunkte, NLO-Parametrisierung und die Vorhersage des CQSM sind für ein festes $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ berechnet. Das graue Band stellt den systematischen Fehler der Extraktion dieser Analyse dar.

Im Detail wird in Abbildung 6.7 die Differenz der polarisierten leichten Seequarkverteilungen $\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d}$ als Funktion von x mit der Vorhersage des Chiralen-Quark-Solitonen-Modells (CQSM) [Goe00a, Goe00b] und mit einer Anpassung in nächsthöherer Ordnung der QCD verglichen.[2] Das CQSM sagt im Grenzwert unendlich vieler Farben (*large N_C limit*), in dem die Baryonen als Anregungszustände (Solitonen) der Mesonen erscheinen, eine große positive Asymmetrie der polarisierten leichten Seequarkverteilungen $\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d}$ voraus. Man erkennt für die in dieser Analyse extrahierten Werte im Bereich der ersten beiden x-Bins eine positive Asymmetrie der polarisierten Verteilungen der leichten Seequarks $\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d} > 0$, die allerdings für $x > 0.06$ verschwindet. Die Vorhersage des CQSM, daß $\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d}$ positiv und ungleich Null ist, konnte bei kleinen Werten von x bestätigt werden, jedoch ist die Abweichung von Null kleiner als vorhergesagt. Im Vergleich mit den extrahierten Datenpunkten ist das CQSM nicht zu favorisieren, jedoch wird die systematische Unsicherheit dieses Modells mit 15% bis 30% angegeben [Goe00a, Sch01].

Weiterhin ist in der Abbildung 6.7 eine Parametrisierung von M. Stratmann eingezeichnet, die eine Anpassung in nächsthöherer Ordnung der QCD (NLO) an die inklusiven und semiinklusiven Weltdaten, zuzüglich der in dieser Analyse verwendeten inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien (h^+, h^-) am Deuteriumtarget, macht. In dieser Parametrisierung wird explizit $\Delta\bar{u}(x) \neq \Delta\bar{d}(x)$ gesetzt. Diese NLO-Anpassung favorisiert, wie die Ergebnisse dieser Arbeit, keine Asymmetrie der polarisierten leichten Seequarkverteilungen im Bereich großer x-Werte und gibt den Verlauf der in dieser Arbeit extrahierten Datenpunkte im Bereich kleiner x-Werte wieder. Die Unsicherheiten der NLO-Anpassung konnten zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht bestimmt werden. Im Rahmen der für diese Analyse angegebenen statistischen und systematischen Unsicherheiten sind die in führender Ordnung der QCD extrahierten Werte mit denen aus der NLO-Parametrisierung erhaltenen Werte kompatibel.

[2] Die Evolution der Parametrisierung des CQSM zu $Q^2 = 2.5\ \mathrm{GeV}^2$ wurde von P. Schweitzer und die Anpassung der Weltdaten mit einer Parametrisierung in nächst höherer Ordnung der QCD wurde von M. Stratmann bei $Q^2 = 2.5\ \mathrm{GeV}^2$ zur Verfügung gestellt.

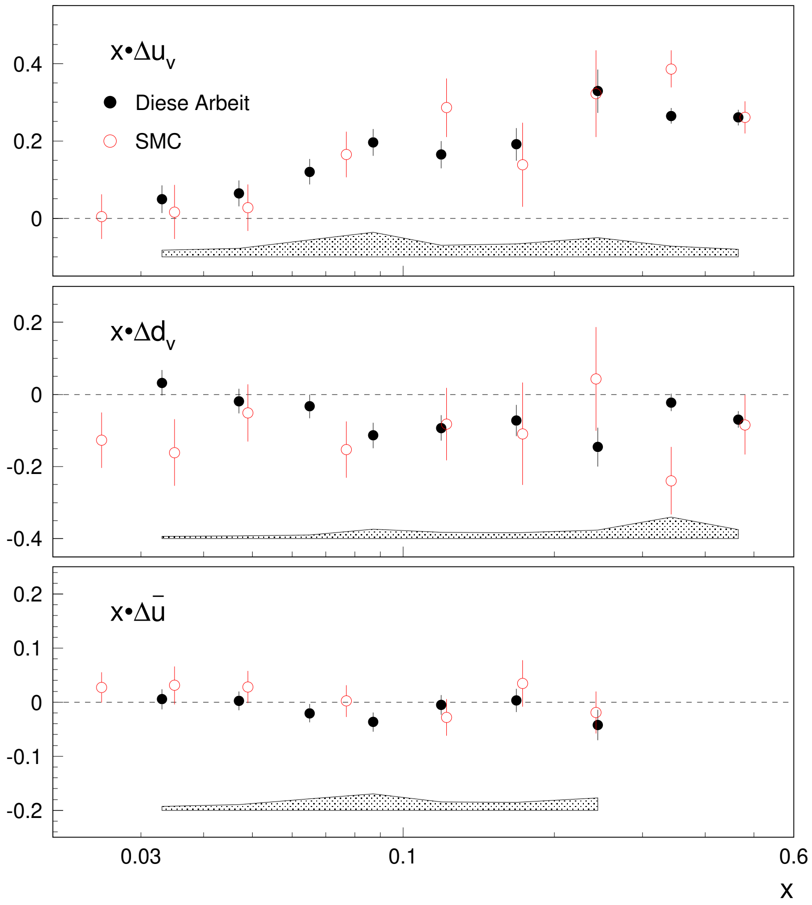

Abbildung 6.8.: Extrahierte polarisierte Verteilungen der Valenzquarks $x \cdot \Delta u_v$, $x \cdot \Delta d_v$ und des Seequarks $x \cdot \Delta \bar{u}$. Als Vergleich sind die Ergebnisse des SMC-Experimentes [Ade98a] angegeben. Alle Werte sind bei einem festen $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ extrahiert. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder. Das graue Band stellt den systematischen Fehler der Extraktion dieser Analyse dar.

Aus den extrahierten polarisierten Quarkverteilungen können die polarisierten Verteilungen der u- und d-Valenzquarks mittels $\Delta q_v = \Delta q - \Delta \bar{q}$ extrahiert werden. Die statistischen und systematischen Fehler werden mittels der Korrelationen aus Tabelle B.2 berechnet. In Abbildung 6.8 werden die ermittelten polarisierten Verteilungen der Valenzquarks $x \cdot \Delta u_v$ und $x \cdot \Delta d_v$ und der polarisierten Seequarkverteilung $x \cdot \Delta \bar{u}$ mit Ergebnissen des SMC-Experimentes bei einem gemeinsamen $Q_0^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ verglichen. Die vom SMC-Experiment ermittelten Datenpunkte [Ade98a] zeigen eine gute Übereinstimmung mit den in dieser Analyse extrahierten Werten, wobei die HERMES-Daten den SMC-Daten in ihrer statistischen Signifikanz überlegen sind. Die polarisierte Valenzverteilung der u-Quarks ist positiv, mit ansteigenden Werten bei größer werdendem x. Die polarisierte Valenzverteilung der d-Quarks ist fast über den gesamten kinematischen Bereich negativ. Der Vergleich der polarisierten Verteilung des $\bar{u}$-Quarks zeigt eine gute Übereinstimmung, trotz der vereinfachenden Annahme des SMC-Experimentes über die polarisierten Seequarkverteilungen. Dort wird eine $SU(3)_f$-Sorten-Symmetrie angenommen, so daß für die polarisierten Seequarkverteilungen gilt:

$$\Delta q_s(x) = \Delta u_s(x) = \Delta \bar{u}(x) = \Delta d_s(x) = \Delta \bar{d}(x) = \Delta s(x) = \Delta \bar{s}(x). \tag{6.38}$$

6.6.1. Parametrisierungen der polarisierten Quarkverteilungen

Die polarisierten Quarkverteilungen aus der 5-Parameter-Anpassung werden mit einem funktionalen Verlauf der GRSV-Parametrisierung [Rey01], unter Verwendung der unpolarisierten Quarkverteilungen bei mittlerem Q^2 in jedem x-Bin, angepaßt:

$$\begin{aligned}
\Delta u(x) &= N_u \cdot x^{\alpha_u}(1-x)^{\beta_u} \cdot u(x) && (6.39)\\
\Delta d(x) &= N_d \cdot x^{\alpha_d}(1-x)^{\beta_d} \cdot d(x) && (6.40)\\
\Delta \bar{u}(x) &= N_{\bar{u}} \cdot x^{\alpha_{\bar{u}}}(1-x)^{\beta_{\bar{u}}} \cdot \bar{u}(x) && (6.41)\\
\Delta \bar{d}(x) &= N_{\bar{d}} \cdot x^{\alpha_{\bar{d}}}(1-x)^{\beta_{\bar{d}}} \cdot \bar{d}(x) && (6.42)\\
\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x) &= N_{s+\bar{s}} \cdot x^{\alpha_{s+\bar{s}}}(1-x)^{\beta_{s+\bar{s}}} \cdot (s(x) + \bar{s}(x)). && (6.43)
\end{aligned}$$

Dabei geben N_q, α_q und β_q die drei Anpassungs-Parameter an, die in Tabelle 6.2 aufgelistet sind. Diese Anpassungsparameter werden benutzt, um den funktionalen Verlauf der polarisierten Quarkverteilungen bei großen x-Werten zu beschreiben.

6.6.2. Bestimmung der ersten Momente in führender Ordnung der QCD

Das erste Moment der polarisierten Quarkverteilungen ist definiert als

$$\Delta q_f(Q_0^2) = \int_0^1 \Delta q_f(x, Q_0^2)\, dx. \tag{6.44}$$

Quark-verteilung	Anpassungs-Parameter			χ^2/dof
	N_q	α_q	β_q	
Δu	0.80 ± 0.37	0.54 ± 0.18	-0.27 ± 0.58	0.32/9
Δd	-0.90 ± 0.57	0.70 ± 0.23	0.40 ± 1.30	0.49/9
$\Delta \bar{u}$	-70.0 ± 150	2.40 ± 0.93	7.80 ± 9.50	0.41/9
$\Delta \bar{d}$	-6.00 ± 8.10	-0.51 ± 0.35	48.0 ± 25.0	0.31/9
$\Delta s + \Delta \bar{s}$	7000 ± 42000	2.60 ± 1.80	52.0 ± 37.0	0.06/9

Tabelle 6.2.: Parameter einer Anpassung der x-Abhängigkeit an die extrahierten polarisierten Quarkverteilungen.

Dabei wird Δq_f als Anteil des entsprechenden Quarkspins zum Gesamtspin des Protons interpretiert.
Da die experimentellen Daten nicht über den gesamten kinematischen Bereich von $0 < x < 1$ vorliegen, werden die Beiträge zum ersten Moment im Bereich kleiner Werte ($x < 0.023$) und großer Werte ($x > 0.6$) von x durch Extrapolation der Daten abgeschätzt.

Kleine x-Werte
Die Extrapolation zu kleinen Werten von x hängt stark vom benutzten theoretischen Modell ab, und aufgrund fehlender Weltdaten gibt es keine einheitliche Vorhersage des Verhaltens der polarisierten Quarkverteilungen für $x \to 0$ [Abe97b]. Analysen der polarisierten Strukturfunktion $g_1(x)$ auf Basis der Regge-Theorie sagen eine $x^{-\alpha}$ Abhängigkeit von $\Delta q_f(x)$ mit einem mit $\alpha = 0$ verträglichen Exponenten voraus [Ell95]. Deshalb werden die polarisierten Quarkverteilungen dieser Analyse in den ersten drei x-Bins durch eine Konstante angepaßt, welche dann in dem Bereich kleiner x-Werte $0 < x < 0.023$ integriert wird. Der systematische Fehler dieser Größe wird konservativ zu 100% des erhaltenen Integrals in diesem Bereich angenommen.

Gemessener x-Bereich
Im gemessenen kinematischen x-Bereich wird das erste Moment über

$$\begin{aligned} \Delta q_f^{\text{mess}}(Q_0^2) &= \int_{0.023}^{0.6} \Delta q(x, Q_0^2) dx \\ &= \sum_i \left[\frac{\Delta q_f}{q_f}(x) \int\limits_{x_{i,u}}^{x_{i,o}} q_f(x, Q_0^2)\, dx \right] \end{aligned} \tag{6.45}$$

berechnet. Dabei wird die Polarisation der Quarksorte f als Q^2-unabhängig und konstant innerhalb jedes x-Bins mit den Grenzen $[x_{i,u}, x_{i,o}]$ angenommen. Der statistische (systematische) Fehler des ersten Momentes im gemessenen x-Bereich wird aus der quadratischen (linearen) Summe der statistischen (systematischen) Fehler der Datenpunkte bestimmt.

Große x-Werte
Die Extraktion zu großen x-Werten ($0.6 < x < 1$) erfolgt mit den im Abschnitt 6.6.1 bestimmten Parametern zum funktionalen Verlauf der polarisierten Quarkverteilungen. Als konservative Abschätzung wird der ermittelte Wert als systematische Unsicherheit verwendet.
Die in dieser Arbeit in führender Ordnung der QCD ermittelten ersten Momente findet man in Tabelle 6.3.

6.6.3. Vergleich der ersten Momente

Quark-sorten	Beiträge zum Integral			1. Moment
	0 - 0.023	0.023 - 0.6	0.6 - 1.0	0.0 - 1.0
Δu	0.035	$0.538 \pm 0.024 \pm 0.067$	0.027	$0.600 \pm 0.024 \pm 0.080$
Δd	-0.017	$-0.192 \pm 0.027 \pm 0.065$	-0.003	$-0.211 \pm 0.027 \pm 0.067$
$\Delta \bar{u}$	-0.003	$-0.031 \pm 0.021 \pm 0.043$	0.000	$-0.034 \pm 0.021 \pm 0.043$
$\Delta \bar{d}$	-0.011	$-0.014 \pm 0.023 \pm 0.037$	0.000	$-0.024 \pm 0.023 \pm 0.038$
$\Delta s + \Delta \bar{s}$	0.014	$0.039 \pm 0.034 \pm 0.077$	0.000	$0.053 \pm 0.034 \pm 0.078$
$\Delta u + \Delta \bar{u}$	0.032	$0.507 \pm 0.015 \pm 0.042$	0.027	$0.566 \pm 0.015 \pm 0.059$
$\Delta d + \Delta \bar{d}$	-0.028	$-0.206 \pm 0.017 \pm 0.044$	-0.003	$-0.237 \pm 0.017 \pm 0.052$
Δu_v	0.038	$0.569 \pm 0.042 \pm 0.105$	0.027	$0.634 \pm 0.042 \pm 0.115$
Δd_v	-0.028	$-0.206 \pm 0.047 \pm 0.096$	-0.003	$-0.236 \pm 0.047 \pm 0.100$
HERMES-Publikation				
$\Delta u + \Delta \bar{u}$	0.04	$0.51 \pm 0.02 \pm 0.03$		$0.57 \pm 0.02 \pm 0.03$
$\Delta d + \Delta \bar{d}$	-0.03	$-0.22 \pm 0.06 \pm 0.05$		$-0.25 \pm 0.06 \pm 0.05$
Δu_v	0.03	$0.52 \pm 0.05 \pm 0.08$		$0.57 \pm 0.05 \pm 0.08$
Δd_v	-0.03	$-0.19 \pm 0.11 \pm 0.13$		$-0.22 \pm 0.11 \pm 0.13$
SMC				
Δu_v		$0.59 \pm 0.08 \pm 0.07$		
Δd_v		$-0.33 \pm 0.11 \pm 0.09$		

Tabelle 6.3.: Das erste Moment der polarisierten Quarkverteilungen in führender Ordnung der QCD. Es sind sowohl die Beiträge für den gemessenen Bereich $0.023 \leq x \leq 0.6$, als auch für die extrapolierten Bereiche $x < 0.023$ und $x > 0.6$ angegeben. Das totale Integral wird aus der Summe der einzelnen Beiträge berechnet. Es sind die publizierten ersten Momente der Sorten- und Valenz-Zerlegung von HERMES angegeben [Ack99a]. Zusätzlich sind die ersten Momente der polarisierten Valenzquarks aus einer Analyse semiinklusiver Streuereignisse des SMC-Experimentes [Ade98a] aufgelistet (aus [Ack99a]). Alle ersten Momente sind bei einem gemeinsamen $Q_0^2 = 2.5\,\text{GeV}^2$ extrahiert.

Die in dieser Analyse ermittelten ersten Momente der Sorten-Zerlegung ($\Delta u + \Delta\bar{u}$ und $\Delta d + \Delta\bar{d}$) und Valenz-Zerlegung (Δu_v, Δd_v) werden in Tabelle 6.3 mit den ersten Momenten der publizierten Analyse von HERMES-Daten der Jahre 1995 bis 1997 verglichen [Ack99a]. Die Berechnung der statistischen und systematischen Fehler der ersten Momente aus der Sorten- und Valenz-Zerlegung werden mittels der in Tabelle B.6 angegebenen Korrelationen zwischen den ersten Momenten der verschiedenen Quarksorten ermöglicht.
Die Ergebnisse dieser Arbeit stimmen mit den publizierten Werten gut überein, trotz der vereinfachenden Annahme in der Publikation, daß die Seequarks gleiche Polarisationswerte besitzen.
Wie in Tabelle 6.3 gezeigt, stimmen die ersten Momente für den gemessenen x-Bereich von HERMES der Valenzquarks dieser Analyse im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten mit denen aus einer Analyse semiinklusiver Streuereignisse des SMC-Experimentes [Ade98a] überein.
Die im vorherigen Abschnitt ermittelten ersten Momente sind in führender Ordnung der QCD angegeben. Für einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen müssen QCD-Korrekturen nächsthöherer Ordnungen berücksichtigt werden. Diese sind abhängig vom negativen Viererimpulsübertrag Q_0^2, bei dem die ersten Momente berechnet werden. In [Ruh99] sind die in Kapitel 2 eingeführten, ersten Momente der Singlett- und Non-Singlett Koeffizienten-Funktionen bei $Q_0^2 = 2.5$ GeV^2 bis zur vierten Ordnung in α_s im $\overline{MS}$-Renormalisierungsschema berechnet worden. Die erhaltenen Werte für $\Delta C^S(Q^2)$ und $\Delta C^{NS}(Q^2)$ sind

$$\Delta C^S(2.5\,\mathrm{GeV}^2) = 0.869 \pm 0.018, \tag{6.46}$$
$$\Delta C^{NS}(2.5\,\mathrm{GeV}^2) = 0.795 \pm 0.045. \tag{6.47}$$

Für einen Vergleich werden die SU(3)$_f$-Singlett-Komponente

$$\Delta q_0 = \int_0^1 \left(\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x) + \Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x) + \Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)\right)\, dx, \tag{6.48}$$

die SU(3)$_f$-Triplett-Komponente

$$\Delta q_3 = \int_0^1 \left(\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x) - \Delta d(x) - \Delta\bar{d}(x)\right)\, dx \tag{6.49}$$

und die SU(3)$_f$-Oktett-Komponente

$$\Delta q_8 = \int_0^1 \left(\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x) + \Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x) - 2(\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x))\right)\, dx \tag{6.50}$$

berechnet. Da die Extraktion in dieser Analyse in führender Ordnung der QCD erfolgt, werden zusätzlich die QCD-Korrekturen aus den Gleichungen (6.46) und

(6.47) angebracht:

$$\Delta q_0 = \frac{\left(\Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} + (\Delta s + \Delta\bar{s})\right)_{LO}}{\Delta C^S(2.5\,\mathrm{GeV}^2)}, \tag{6.51}$$
$$\Delta q_3 = \frac{\left(\Delta u + \Delta\bar{u} - \Delta d - \Delta\bar{d}\right)_{LO}}{\Delta C^{NS}(2.5\,\mathrm{GeV}^2)}, \tag{6.52}$$
$$\Delta q_8 = \frac{\left(\Delta u + \Delta\bar{u} + \Delta d + \Delta\bar{d} - 2(\Delta s + \Delta\bar{s})\right)_{LO}}{\Delta C^{NS}(2.5\,\mathrm{GeV}^2)}. \tag{6.53}$$

Die sowohl für den gemessenen Bereich $0.023 \leq x \leq 0.6$, als auch für die extrapolierten Bereiche $x < 0.023$ und $x > 0.6$ erhaltenen Werte der Größen Δq_0, Δq_3 und Δq_8 sind mit dem jeweiligen Gesamtwert über das gesamte Integral in Tabelle 6.4 angegeben.

	0 - 0.023	0.023 - 0.6	0.6 - 1.0	0.0 - 1.0
Δq_0	0.020	$0.392 \pm 0.026 \pm 0.063$	0.028	$0.440 \pm 0.026 \pm 0.064$
Δq_3	0.075	$0.895 \pm 0.036 \pm 0.098$	0.037	$1.007 \pm 0.036 \pm 0.112$
Δq_8	-0.030	$0.282 \pm 0.101 \pm 0.229$	0.030	$0.282 \pm 0.101 \pm 0.237$

Tabelle 6.4.: Die in dieser Analyse aus den ersten Momenten berechneten axialen Kopplungskonstanten Δq_0, Δq_3 und Δq_8. Es sind sowohl die Beiträge für den gemessenen Bereich $0.023 \leq x \leq 0.6$, als auch für die extrapolierten Bereiche $x < 0.023$ und $x > 0.6$ angegeben. Das totale Integral wird aus der Summe der einzelnen Beiträge berechnet.

	Diese Arbeit	Vorhersagen
Δq_0	$0.440 \pm 0.026 \pm 0.064$	0.27 ± 0.04 [Ell95]
Δq_0		0.26 [Rey01] Standard-Szenario
Δq_0		0.25 [Rey01] Valenz-Szenario
Δq_3	$1.007 \pm 0.036 \pm 0.112$	$\lvert g_A/g_V \rvert = 1.257 \pm 0.003$ [Cas98]
Δq_8	$0.282 \pm 0.101 \pm 0.237$	$3F - D = 0.579 \pm 0.03$ Gl. (2.65)
Δq_8		0.583 [Rey01] Standard-Szenario
Δq_8		0.248 [Rey01] Valenz-Szenario

Tabelle 6.5.: Die aus den ersten Momenten berechneten axialen Kopplungskonstanten Δq_0, Δq_3 und Δq_8 im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen und anderen Analysen aus bestehenden Weltdaten.

In Tabelle 6.5 ist die in dieser Analyse berechnete Singlett-Komponente Δq_0, die im QPM den Spinbeitrag der Quarks zum Protonenspin angibt, mit Berechnungen von [Ell95], unter Verwendung bestehender Weltdaten, im $\overline{MS}$-Renormalisierungsschema verglichen.

Die Abweichung der Werte dieser Analyse von $\Delta q_0 = 0.440 \pm 0.026 \pm 0.064$ zu $\Delta q_0 = 0.27 \pm 0.04$ aus [Ell95] ist auf den hier ermittelten positiven Beitrag der Strangequarks zum Nukleonenspin von $\Delta s + \Delta \bar{s} = 0.053 \pm 0.034 \pm 0.078$ zurückzuführen, während er in [Ell95] negativ mit $\Delta s + \Delta \bar{s}$ = -0.11 ± 0.03 angegeben wird. Dort wird, anders als in dieser Analyse, die polarisierte Verteilung der Strangequarks nicht direkt gemessen, sondern nur indirekt über die Annahme einer $\mathrm{SU}(3)_f$-Sorten-Symmetrie bestimmt. Dabei wird die polarisierte Verteilung der Strangequarks gleich der der leichten Seequarks gesetzt.
Die Triplett-Komponente Δq_3 ist unter Annahme der Isospinsymmetrie über die Bjørken-Summenregel, siehe Abschnitt 2.4, mit den Axial- und Vektorkopplungskonstanten g_A und g_V für den Neutronzerfall verknüpft:

$$\Delta q_3 = a_3 = \left|\frac{g_A}{g_V}\right| = 1.257 \pm 0.003. \tag{6.54}$$

Der in dieser Analyse berechnete Wert von $\Delta q_3 = 1.007 \pm 0.036 \pm 0.112$ zeigt eine Differenz von zwei Standardabweichungen zur theoretischen Vorhersage.
Mit Annahme der $\mathrm{SU}(3)_f$-Sorten-Symmetrie kann nach Gleichung (2.64) die Oktett-Komponente Δq_8 aus Messungen von F und D, Gleichung (2.65), vorhergesagt werden. Die in Tabelle 6.5 angegebene Vorhersage von $\Delta q_8 = 3F$ - $D = 0.579 \pm 0.03$ ist größer als der in dieser Analyse ermittelte Wert von $\Delta q_8 = 0.282 \pm 0.101 \pm 0.237$. Die statistische und systematische Unsicherheit in der Bestimmung von Δq_8 in dieser Analyse ist allerdings sehr groß und somit im Rahmen der Fehler konsistent mit der theoretischen Vorhersage.

7. Zusammenfassung

HERMES hat während der ersten sechs Jahre der Datennahme die tiefinelastische Streuung longitudinal polarisierter Positronen an longitudinal polarisierten ^{3}He-, Wasserstoff- und Deuteriumtargets untersucht.

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde eine Analysemethode zur Sicherung der Datenqualität entwickelt, die Fehler und Störungen, die während der Datennahme innerhalb des HERMES-Spektrometers und -Targets, sowie der Strahlpolarimeter und der HERA-Beschleuniger auftraten, anhand von 32 Kennkriterien klassifiziert. Es wurde ein Verfahren zur einfachen Ereignisselektion in der Analyse der Daten entwickelt, das eine gute Qualität der Daten sichergestellt hat.

Im weiteren Verlauf konnten inklusive und semiinklusive Doppelspinasymmetrien am Proton und Deuteron mittels der gesammelten Daten der Jahre 1996 bis 2000 aus der polarisierten tiefinelastischen Streuung extrahiert werden. Die Daten decken einen kinematischen Bereich von $0.023 < x < 0.6$ und $1\,\mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \lesssim 20\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ ab. Für die Daten am polarisierten Wasserstofftarget konnten mit dem Schwellen-Čerenkovzähler semiinklusive Pionenasymmetrien und für die Daten am polarisierten Deuteriumtarget erstmals neben den Pionen- auch Kaonenasymmetrien mit dem RICH-Detektor über einen Impulsbereich von 4 GeV/c ≤ p ≤ 14 GeV/c extrahiert werden.

Die inklusiven Asymmetrien am Proton und Deuteron stimmen sehr gut mit Messungen am SLAC und CERN überein. Die semiinklusiven Asymmetrien der positiven und negativen Hadronen sind mit den einzigen bisher veröffentlichten semiinklusiven Hadronasymmetrien des SMC-Experimentes am CERN kompatibel, bei einer wesentlich verbesserten statistischen Genauigkeit der in dieser Analyse vorgestellten Meßergebnisse. Die aus den Daten am Proton und Deuteron extrahierten inklusiven und semiinklusiven Asymmetrien am Neutron sind im Rahmen der Fehler konsistent mit bestehenden Weltdaten aus Messungen am SLAC, sowie den in 1995 gesammelten Daten von HERMES am ^{3}He-Target.

Die gemessenen Asymmetrien dienten als Grundlage zur Extraktion der polarisierten Quarkverteilungen im Nukleon in führender Ordnung der QCD mittels des sogenannten Purity-Formalismus. Damit konnten erstmals die fünf Quarkpolarisationen $\frac{\Delta u}{u}(x)$, $\frac{\Delta d}{d}(x)$, $\frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}(x)$, $\frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}}(x)$ und $\frac{\Delta s + \Delta \bar{s}}{s + \bar{s}}(x)$ unabhängig voneinander als Funktion der Bjørkenschen Skalenvariablen x extrahiert werden.

Es zeigt sich eine positive, mit größer werdendem x ansteigende Polarisation der u-Quarks mit Werten zwischen 15% und 63%. Die Polarisation der d-Quarks ist über den gesamten kinematischen Bereich vom Betrag kleiner als die der u-Quarks und negativ. Auch die Polarisation der d-Quarks steigt im Betrag mit größer werdendem x. Die Polarisation der $\bar{u}$-Quarks ist im Rahmen des statistischen und systematischen Fehlers mit Null verträglich, ebenso die $\bar{d}$-Quarks für den Bereich $x > 0.08$. Mit kleiner werdendem x ist eine steigende negative Polarisation der $\bar{d}$-Quarks erkennbar, die einen, im Vergleich zur Polarisation der $\bar{u}$-Quarks, kleineren systematischen Fehler aufweist. Die Polarisation der Strangequarks ist im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler mit Null verträglich, mit positiven Zentralwerten für den kinematischen Bereich $x < 0.1$.
Es wurden die polarisierten Quarkverteilungen bei $Q^2 = 2.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ berechnet und mit Parametrisierungen verglichen, die in führender Ordnung der QCD aus den Weltdaten ermittelt wurden. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der polarisierten Verteilungen der u- und d-Quarks zwischen der Messung und den Parametrisierungen an den Weltdaten.
Die Differenz der polarisierten Verteilungen der leichten Seequarks $\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d}$ wurde einer Vorhersage des Chiralen-Quark-Solitonen-Modells (CQSM) gegenübergestellt. Die Vorhersage des CQSM, daß $\Delta\bar{u} - \Delta\bar{d}$ positiv und ungleich Null ist, konnte bei kleinen Werten von x bestätigt werden, jedoch ist die Abweichung von Null kleiner als vorhergesagt. Weiterhin wurde eine Parametrisierung in nächsthöherer Ordnung der QCD an Weltdaten und an die in dieser Analyse extrahierten Deuteriumasymmetrien der Differenz $\Delta\bar{u}-\Delta\bar{d}$ erstellt und mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen. In dieser Parametrisierung wird explizit $\Delta\bar{u}(x) \neq \Delta\bar{d}(x)$ gesetzt und favorisiert, wie die Ergebnisse dieser Arbeit, keine Asymmetrie der polarisierten leichten Seequarkverteilungen im Bereich großer x-Werte. Konform mit den Ergebnissen dieser Arbeit gibt diese Parametrisierung den Verlauf der extrahierten Datenpunkte im Bereich kleiner x-Werte wieder.
Die polarisierten Valenzquarkverteilungen dieser Analyse stimmen mit den Resultaten des SMC-Experimentes überein, wobei die HERMES-Daten den SMC-Daten in ihrer statistischen Signifikanz überlegen sind.
Aus den polarisierten Quarkverteilungen wurden deren erste Momente bestimmt. Ein Vergleich der ersten Momente in der Sortenzerlegung $\Delta u + \Delta\bar{u}$ und $\Delta d + \Delta\bar{d}$ mit der publizierten Analyse von HERMES-Daten der Jahre 1995 bis 1997 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

Für den Anteil der Quarks zum Nukleonenspin wurden bei einer Skala von $Q^2 = 2.5\ \mathrm{GeV}^2/c^2$ folgende Werte bestimmt:

$$
\begin{aligned}
\Delta u &= 0.600 \pm 0.024\,(\text{stat.}) \pm 0.080\,(\text{sys.}),\\
\Delta d &= -0.211 \pm 0.027\,(\text{stat.}) \pm 0.067\,(\text{sys.}),\\
\Delta\bar{u} &= -0.034 \pm 0.021\,(\text{stat.}) \pm 0.043\,(\text{sys.}),\\
\Delta\bar{d} &= -0.024 \pm 0.023\,(\text{stat.}) \pm 0.038\,(\text{sys.}),\\
\Delta s + \Delta\bar{s} &= 0.053 \pm 0.034\,(\text{stat.}) \pm 0.078\,(\text{sys.}),\\
\Delta u + \Delta\bar{u} &= 0.566 \pm 0.015\,(\text{stat.}) \pm 0.059\,(\text{sys.}),\\
\Delta d + \Delta\bar{d} &= -0.237 \pm 0.017\,(\text{stat.}) \pm 0.052\,(\text{sys.}),\\
\Delta u_v &= 0.634 \pm 0.042\,(\text{stat.}) \pm 0.115\,(\text{sys.}),\\
\Delta d_v &= -0.236 \pm 0.047\,(\text{stat.}) \pm 0.100\,(\text{sys.}).
\end{aligned}
$$

Für einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen mußten QCD-Korrekturen nächsthöherer Ordnungen berücksichtigt werden. Diese sind abhängig vom negativen Viererimpulsübertrag Q^2, bei dem die ersten Momente berechnet wurden.
Zum Test der Vorhersage der Bjørken-Summenregel wurde die Triplett-Komponente Δq_3, sowie zum Test der $\mathrm{SU}(3)_f$-Sorten-Symmetrie die Oktett-Komponente Δq_8 berechnet. Dabei wurden die Werte $\Delta q_3 = 1.01 \pm 0.04\,(\text{stat.}) \pm 0.11\,(\text{sys.})$ und $\Delta q_8 = 0.28 \pm 0.10\,(\text{stat.}) \pm 0.24\,(\text{sys.})$ ermittelt. Innerhalb der experimentellen Unsicherheiten stimmen beide Größen mit den theoretischen Vorhersagen überein. Der gesamte Anteil der Quarkspins am Nukleonenspin wurde zu $\Delta q_0 = 0.44 \pm 0.03\,(\text{stat.}) \pm 0.06\,(\text{sys.})$ ermittelt.
Mit Analyse der Deuteriumdaten konnte der statistische Fehler in der Extraktion der polarisierten Verteilungen der d-Quarks stark reduziert werden. Ein Hauptteil des systematischen Fehlers besteht in den Unsicherheiten bei der Bestimmung des Fragmentationsprozesses. Zukünftige Analysen bei HERMES werden Fragmentationsfunktionen explizit messen und somit die systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der Polarisationen der Seequarks verkleinern.
Dank der Identifizierung von Pionen und Kaonen durch den RICH-Detektor über einen großen Impulsbereich und eines umfangreichen Datensatzes am polarisierten Deuteriumtarget konnte in dieser Analyse erstmals auf Symmetrieannahmen zwischen den polarisierten Seequarkverteilungen verzichtet werden. Eine Aussage über eine Verletzung der $\mathrm{SU}(3)_f$-Sorten-Symmetrie für die polarisierten Seequarks kann aufgrund der dominierenden systematischen Unsicherheiten jedoch nicht getroffen werden.

A. Tabellen der Ergebnisse: Ereignisse und Asymmetrien

A.1. Das Datennahmejahr 1996

Die folgenden Tabellen geben, neben den kinematischen Variablen, die Anzahl und die Asymmetrie der inklusiven und semiinklusiven Ereignisse für die in Tabelle 5.1 definierten x-Bins an. Die Werte von y, η, γ, D, und R, siehe Kapitel 2, werden aus den Mittelwerten von $\langle x\rangle$ und $\langle Q^2\rangle$ berechnet. Die Größe z ist die, in Abschnitt 2.5 definierte, relative Energie des Hadrons bezogen auf die Energie des virtuellen Photons.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Inklusive Ereignisse									
1	0.033	1.212	0.709	0.000	0.025	0.056	0.706	0.364	57512
2	0.047	1.466	0.597	0.000	0.042	0.074	0.581	0.350	68121
3	0.065	1.713	0.511	0.000	0.061	0.093	0.488	0.331	80080
4	0.087	1.990	0.442	0.000	0.082	0.116	0.418	0.306	80806
5	0.119	2.301	0.374	0.000	0.113	0.147	0.352	0.274	96624
6	0.168	2.653	0.305	0.000	0.158	0.193	0.287	0.238	98799
7	0.244	3.064	0.242	0.000	0.224	0.262	0.228	0.201	96809
8	0.342	3.759	0.212	0.000	0.288	0.331	0.205	0.161	43696
9	0.465	5.225	0.217	0.000	0.330	0.382	0.218	0.117	20774
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Hadronen h^+									
1	0.034	1.205	0.695	0.363	0.027	0.057	0.690	0.364	9131
2	0.048	1.449	0.589	0.391	0.043	0.074	0.571	0.351	12611
3	0.065	1.741	0.520	0.406	0.059	0.092	0.499	0.330	15054
4	0.087	2.136	0.476	0.414	0.076	0.111	0.458	0.297	14337
5	0.118	2.700	0.443	0.415	0.096	0.135	0.435	0.253	14444
6	0.166	3.630	0.424	0.409	0.118	0.163	0.431	0.196	10338
7	0.239	5.143	0.416	0.403	0.144	0.198	0.442	0.138	5603
8	0.337	7.161	0.410	0.397	0.173	0.237	0.450	0.097	1344
9	0.449	9.891	0.426	0.384	0.191	0.268	0.481	0.070	295

Tabelle A.1.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1996.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Hadronen h^-									
1	0.033	1.202	0.696	0.353	0.027	0.057	0.692	0.364	6193
2	0.047	1.457	0.595	0.374	0.042	0.074	0.577	0.351	8085
3	0.065	1.764	0.528	0.392	0.058	0.091	0.508	0.328	9257
4	0.087	2.158	0.482	0.396	0.075	0.111	0.466	0.296	8158
5	0.118	2.735	0.449	0.398	0.094	0.134	0.442	0.251	7663
6	0.166	3.750	0.438	0.391	0.115	0.160	0.449	0.192	4976
7	0.237	5.198	0.424	0.383	0.141	0.195	0.452	0.137	2610
8	0.338	7.319	0.419	0.378	0.170	0.234	0.461	0.095	576
9	0.447	9.789	0.423	0.403	0.192	0.268	0.477	0.071	130
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Pionen π^+									
1	0.033	1.213	0.705	0.365	0.026	0.057	0.702	0.364	5663
2	0.047	1.498	0.613	0.431	0.040	0.072	0.599	0.349	6487
3	0.064	1.866	0.559	0.474	0.054	0.089	0.546	0.323	6856
4	0.086	2.388	0.534	0.495	0.066	0.105	0.529	0.283	5797
5	0.117	3.078	0.507	0.518	0.082	0.126	0.514	0.235	5128
6	0.165	4.187	0.490	0.521	0.101	0.151	0.516	0.178	3275
7	0.238	5.819	0.473	0.529	0.126	0.185	0.515	0.126	1627
8	0.336	7.968	0.459	0.544	0.154	0.223	0.513	0.089	378
9	0.451	10.538	0.452	0.542	0.180	0.260	0.515	0.067	67
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Pionen π^-									
1	0.033	1.210	0.707	0.360	0.026	0.056	0.704	0.364	4359
2	0.047	1.516	0.621	0.421	0.039	0.072	0.609	0.348	4867
3	0.064	1.889	0.566	0.461	0.053	0.088	0.555	0.322	4949
4	0.086	2.383	0.533	0.483	0.066	0.105	0.529	0.284	3871
5	0.118	3.105	0.509	0.502	0.082	0.125	0.518	0.234	3220
6	0.165	4.276	0.501	0.503	0.099	0.150	0.529	0.175	1962
7	0.237	5.862	0.478	0.509	0.125	0.184	0.521	0.125	950
8	0.335	8.106	0.468	0.501	0.151	0.221	0.525	0.088	200
9	0.447	10.268	0.444	0.540	0.183	0.262	0.504	0.068	53

Tabelle A.2.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1996.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Inklusive Asymmetrie A_1			
1	0.033	1.212	$0.095 \pm 0.017 \pm 0.007$
2	0.047	1.466	$0.108 \pm 0.018 \pm 0.008$
3	0.065	1.713	$0.094 \pm 0.018 \pm 0.007$
4	0.087	1.990	$0.189 \pm 0.020 \pm 0.014$
5	0.119	2.301	$0.209 \pm 0.021 \pm 0.016$
6	0.168	2.653	$0.243 \pm 0.025 \pm 0.019$
7	0.244	3.064	$0.352 \pm 0.030 \pm 0.028$
8	0.342	3.759	$0.387 \pm 0.050 \pm 0.034$
9	0.465	5.225	$0.490 \pm 0.067 \pm 0.048$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$			
1	0.034	1.205	$0.085 \pm 0.034 \pm 0.006$
2	0.048	1.449	$0.120 \pm 0.035 \pm 0.009$
3	0.065	1.741	$0.079 \pm 0.036 \pm 0.006$
4	0.087	2.136	$0.171 \pm 0.040 \pm 0.013$
5	0.118	2.700	$0.225 \pm 0.042 \pm 0.017$
6	0.166	3.630	$0.296 \pm 0.051 \pm 0.022$
7	0.239	5.143	$0.509 \pm 0.070 \pm 0.037$
8	0.337	7.161	$0.498 \pm 0.141 \pm 0.037$
9	0.449	9.891	$0.907 \pm 0.277 \pm 0.067$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$			
1	0.033	1.202	$0.103 \pm 0.044 \pm 0.008$
2	0.047	1.457	$0.126 \pm 0.045 \pm 0.010$
3	0.065	1.764	$0.043 \pm 0.046 \pm 0.004$
4	0.087	2.158	$0.147 \pm 0.052 \pm 0.011$
5	0.118	2.735	$0.221 \pm 0.057 \pm 0.016$
6	0.166	3.750	$0.253 \pm 0.071 \pm 0.019$
7	0.237	5.198	$0.291 \pm 0.101 \pm 0.022$
8	0.338	7.319	$0.585 \pm 0.210 \pm 0.043$
9	0.447	9.789	$0.377 \pm 0.426 \pm 0.031$

Tabelle A.3.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Wasserstofftarget für das Jahr 1996 inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$			
1	0.033	1.213	$0.105 \pm 0.043 \pm 0.008$
2	0.047	1.498	$0.120 \pm 0.047 \pm 0.009$
3	0.064	1.866	$0.083 \pm 0.049 \pm 0.006$
4	0.086	2.388	$0.168 \pm 0.055 \pm 0.012$
5	0.117	3.078	$0.199 \pm 0.060 \pm 0.015$
6	0.165	4.187	$0.295 \pm 0.076 \pm 0.022$
7	0.238	5.819	$0.338 \pm 0.112 \pm 0.025$
8	0.336	7.968	$0.658 \pm 0.234 \pm 0.048$
9	0.451	10.538	$1.156 \pm 0.538 \pm 0.084$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$			
1	0.033	1.210	$0.114 \pm 0.052 \pm 0.009$
2	0.047	1.516	$0.123 \pm 0.055 \pm 0.009$
3	0.064	1.889	$0.056 \pm 0.058 \pm 0.004$
4	0.086	2.383	$0.126 \pm 0.067 \pm 0.010$
5	0.118	3.105	$0.127 \pm 0.075 \pm 0.010$
6	0.165	4.276	$0.177 \pm 0.096 \pm 0.013$
7	0.237	5.862	$0.276 \pm 0.145 \pm 0.020$
8	0.335	8.106	$0.272 \pm 0.317 \pm 0.021$
9	0.447	10.268	$1.138 \pm 0.617 \pm 0.083$

Tabelle A.4.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Wasserstofftarget für das Jahr 1996 inklusive aller Korrekturen.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC
Inklusive Asymmetrie A_1							
1	0.0070	0.0032	0.0060	0.0012	0.0004	0.0009	0.0001
2	0.0080	0.0037	0.0068	0.0014	0.0008	0.0010	0.0001
3	0.0071	0.0032	0.0059	0.0012	0.0014	0.0008	0.0001
4	0.0140	0.0065	0.0119	0.0023	0.0023	0.0017	0.0001
5	0.0157	0.0071	0.0131	0.0022	0.0038	0.0019	0.0001
6	0.0188	0.0083	0.0153	0.0021	0.0065	0.0019	0.0001
7	0.0280	0.0120	0.0221	0.0023	0.0117	0.0025	0.0000
8	0.0342	0.0132	0.0243	0.0022	0.0196	0.0031	0.0000
9	0.0476	0.0168	0.0308	0.0032	0.0319	0.0024	0.0001
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$							
1	0.0063	0.0029	0.0054	0.0011	0.0004	0.0009	0.0008
2	0.0089	0.0041	0.0076	0.0016	0.0009	0.0013	0.0007
3	0.0060	0.0027	0.0049	0.0010	0.0014	0.0008	0.0005
4	0.0127	0.0059	0.0108	0.0020	0.0020	0.0015	0.0009
5	0.0166	0.0077	0.0141	0.0022	0.0029	0.0016	0.0011
6	0.0218	0.0101	0.0186	0.0022	0.0040	0.0015	0.0015
7	0.0371	0.0174	0.0320	0.0028	0.0056	0.0020	0.0010
8	0.0368	0.0170	0.0313	0.0022	0.0087	0.0020	0.0010
9	0.0667	0.0310	0.0571	0.0037	0.0141	0.0036	0.0018
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$							
1	0.0081	0.0035	0.0065	0.0013	0.0004	0.0028	0.0010
2	0.0098	0.0043	0.0079	0.0017	0.0008	0.0032	0.0008
3	0.0036	0.0015	0.0027	0.0006	0.0014	0.0009	0.0003
4	0.0112	0.0050	0.0092	0.0017	0.0020	0.0026	0.0007
5	0.0165	0.0076	0.0139	0.0021	0.0028	0.0024	0.0011
6	0.0187	0.0087	0.0159	0.0019	0.0038	0.0018	0.0013
7	0.0216	0.0100	0.0183	0.0016	0.0054	0.0015	0.0006
8	0.0429	0.0200	0.0368	0.0025	0.0085	0.0029	0.0012
9	0.0306	0.0129	0.0238	0.0015	0.0141	0.0019	0.0008

Tabelle A.5.: Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisation (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R, der Spinstrukturfunktion g_2, der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen (SM und RC) zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1996.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$							
1	0.0078	0.0036	0.0066	0.0013	0.0004	0.0012	0.0010
2	0.0089	0.0041	0.0076	0.0016	0.0008	0.0013	0.0007
3	0.0062	0.0028	0.0052	0.0010	0.0012	0.0008	0.0005
4	0.0124	0.0057	0.0105	0.0018	0.0016	0.0015	0.0008
5	0.0146	0.0068	0.0125	0.0018	0.0023	0.0014	0.0010
6	0.0216	0.0101	0.0186	0.0020	0.0031	0.0015	0.0015
7	0.0248	0.0116	0.0213	0.0017	0.0046	0.0014	0.0007
8	0.0479	0.0225	0.0414	0.0027	0.0074	0.0026	0.0013
9	0.0841	0.0395	0.0728	0.0045	0.0131	0.0046	0.0023
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$							
1	0.0089	0.0039	0.0072	0.0014	0.0004	0.0031	0.0011
2	0.0095	0.0042	0.0077	0.0016	0.0008	0.0031	0.0007
3	0.0044	0.0019	0.0035	0.0007	0.0012	0.0012	0.0003
4	0.0096	0.0043	0.0080	0.0013	0.0016	0.0023	0.0006
5	0.0095	0.0043	0.0080	0.0011	0.0022	0.0014	0.0006
6	0.0131	0.0060	0.0111	0.0012	0.0030	0.0012	0.0009
7	0.0204	0.0094	0.0174	0.0014	0.0045	0.0014	0.0006
8	0.0208	0.0093	0.0171	0.0011	0.0071	0.0014	0.0005
9	0.0829	0.0389	0.0716	0.0045	0.0132	0.0057	0.0023

Tabelle A.6.: Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisation (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R, der Spinstrukturfunktion g_2, der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen (SM und RC) zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1996.

A.2. Das Datennahmejahr 1997

Die folgenden Tabellen geben, neben den kinematischen Variablen , die Anzahl und die Asymmetrie der inklusiven und semiinklusiven Ereignisse für die in Tabelle 5.1 definierten x-Bins an. Die Werte von y, η, γ, D, und R, siehe Kapitel 2, werden aus den Mittelwerten von $\langle x\rangle$ und $\langle Q^2\rangle$ berechnet. Die Größe z ist die, in Abschnitt 2.5 definierte, relative Energie des Hadrons bezogen auf die Energie des virtuellen Photons.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Inklusive Ereignisse									
1	0.033	1.212	0.708	0.000	0.025	0.056	0.706	0.364	152127
2	0.047	1.462	0.596	0.000	0.042	0.074	0.579	0.350	179897
3	0.065	1.709	0.511	0.000	0.061	0.093	0.487	0.331	213096
4	0.087	1.980	0.440	0.000	0.083	0.116	0.415	0.306	213966
5	0.119	2.293	0.373	0.000	0.113	0.147	0.350	0.275	254755
6	0.168	2.649	0.305	0.000	0.158	0.194	0.286	0.238	260253
7	0.244	3.047	0.241	0.000	0.225	0.263	0.227	0.202	253413
8	0.342	3.758	0.212	0.000	0.288	0.331	0.205	0.161	112569
9	0.465	5.201	0.216	0.000	0.330	0.382	0.218	0.117	53276
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Hadronen h^+									
1	0.034	1.206	0.696	0.365	0.027	0.057	0.691	0.364	24271
2	0.048	1.449	0.589	0.388	0.043	0.074	0.571	0.351	33798
3	0.065	1.746	0.522	0.404	0.059	0.092	0.501	0.329	40296
4	0.087	2.134	0.475	0.413	0.076	0.111	0.458	0.298	37571
5	0.118	2.704	0.443	0.414	0.096	0.135	0.435	0.253	37112
6	0.165	3.675	0.429	0.413	0.117	0.162	0.438	0.194	26040
7	0.238	5.156	0.418	0.408	0.143	0.197	0.444	0.138	14053
8	0.338	7.212	0.412	0.394	0.172	0.236	0.453	0.096	3377
9	0.446	9.791	0.424	0.390	0.191	0.268	0.478	0.071	779

Tabelle A.7.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1997.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Hadronen h^-									
1	0.033	1.206	0.699	0.351	0.026	0.057	0.695	0.364	16467
2	0.047	1.457	0.593	0.378	0.043	0.074	0.576	0.351	21295
3	0.064	1.766	0.529	0.389	0.058	0.091	0.510	0.328	24120
4	0.087	2.164	0.482	0.398	0.075	0.111	0.466	0.296	20987
5	0.118	2.742	0.450	0.394	0.094	0.133	0.443	0.251	19394
6	0.165	3.740	0.437	0.388	0.115	0.160	0.448	0.192	12976
7	0.238	5.239	0.426	0.383	0.141	0.195	0.454	0.136	6386
8	0.338	7.281	0.416	0.374	0.171	0.235	0.458	0.095	1444
9	0.445	9.532	0.414	0.381	0.196	0.270	0.465	0.072	321
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Pionen π^+									
1	0.033	1.215	0.706	0.367	0.026	0.057	0.703	0.364	15188
2	0.047	1.502	0.613	0.426	0.040	0.073	0.599	0.349	17879
3	0.064	1.869	0.562	0.468	0.054	0.088	0.549	0.323	18656
4	0.086	2.372	0.530	0.495	0.067	0.105	0.525	0.284	15240
5	0.118	3.095	0.509	0.511	0.082	0.125	0.517	0.234	13434
6	0.165	4.211	0.493	0.518	0.101	0.151	0.519	0.177	8742
7	0.237	5.829	0.475	0.533	0.125	0.184	0.517	0.126	4328
8	0.337	8.017	0.459	0.524	0.154	0.224	0.514	0.089	958
9	0.448	10.480	0.452	0.544	0.180	0.260	0.515	0.067	211
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Pionen π^-									
1	0.033	1.215	0.709	0.355	0.025	0.056	0.707	0.364	11867
2	0.047	1.510	0.617	0.421	0.040	0.072	0.604	0.348	13076
3	0.064	1.883	0.566	0.459	0.053	0.088	0.554	0.322	13201
4	0.087	2.387	0.533	0.484	0.067	0.105	0.529	0.283	10256
5	0.117	3.126	0.515	0.492	0.081	0.125	0.524	0.233	8425
6	0.165	4.260	0.500	0.494	0.099	0.150	0.528	0.176	5302
7	0.237	5.853	0.478	0.507	0.124	0.184	0.522	0.125	2462
8	0.337	7.893	0.453	0.504	0.157	0.225	0.505	0.090	526
9	0.447	10.118	0.438	0.542	0.186	0.264	0.496	0.069	106

Tabelle A.8.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1997.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Inklusive Asymmetrie A_1			
1	0.033	1.212	$0.0825 \pm 0.0093 \pm 0.0048$
2	0.047	1.462	$0.1073 \pm 0.0099 \pm 0.0063$
3	0.065	1.709	$0.1311 \pm 0.0102 \pm 0.0077$
4	0.087	1.980	$0.1687 \pm 0.0115 \pm 0.0100$
5	0.119	2.293	$0.2127 \pm 0.0119 \pm 0.0128$
6	0.168	2.649	$0.2723 \pm 0.0139 \pm 0.0168$
7	0.244	3.047	$0.3294 \pm 0.0172 \pm 0.0221$
8	0.342	3.758	$0.4956 \pm 0.0281 \pm 0.0342$
9	0.465	5.201	$0.5223 \pm 0.0380 \pm 0.0434$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$			
1	0.034	1.206	$0.0848 \pm 0.0189 \pm 0.0050$
2	0.048	1.449	$0.1191 \pm 0.0193 \pm 0.0070$
3	0.065	1.746	$0.1408 \pm 0.0200 \pm 0.0083$
4	0.087	2.134	$0.1950 \pm 0.0224 \pm 0.0115$
5	0.118	2.704	$0.2551 \pm 0.0237 \pm 0.0149$
6	0.165	3.675	$0.2972 \pm 0.0288 \pm 0.0173$
7	0.238	5.156	$0.3630 \pm 0.0397 \pm 0.0211$
8	0.338	7.212	$0.4585 \pm 0.0802 \pm 0.0271$
9	0.446	9.791	$0.7852 \pm 0.1558 \pm 0.0462$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$			
1	0.033	1.206	$0.0598 \pm 0.0245 \pm 0.0038$
2	0.047	1.457	$0.0900 \pm 0.0251 \pm 0.0057$
3	0.064	1.766	$0.0866 \pm 0.0258 \pm 0.0055$
4	0.087	2.164	$0.0688 \pm 0.0296 \pm 0.0046$
5	0.118	2.742	$0.1457 \pm 0.0323 \pm 0.0089$
6	0.165	3.740	$0.1843 \pm 0.0400 \pm 0.0111$
7	0.238	5.239	$0.2511 \pm 0.0581 \pm 0.0151$
8	0.338	7.281	$0.5617 \pm 0.1211 \pm 0.0327$
9	0.445	9.532	$0.4054 \pm 0.2516 \pm 0.0269$

Tabelle A.9.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Wasserstofftarget für das Jahr 1997 inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$			
1	0.033	1.215	$0.0477 \pm 0.0236 \pm 0.0028$
2	0.047	1.502	$0.0971 \pm 0.0254 \pm 0.0057$
3	0.064	1.869	$0.1230 \pm 0.0269 \pm 0.0073$
4	0.086	2.372	$0.2076 \pm 0.0308 \pm 0.0121$
5	0.118	3.095	$0.2751 \pm 0.0332 \pm 0.0159$
6	0.165	4.211	$0.2841 \pm 0.0421 \pm 0.0164$
7	0.237	5.829	$0.2586 \pm 0.0618 \pm 0.0152$
8	0.337	8.017	$0.4908 \pm 0.1332 \pm 0.0285$
9	0.448	10.480	$0.7976 \pm 0.2783 \pm 0.0465$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$			
1	0.033	1.215	$0.0516 \pm 0.0285 \pm 0.0033$
2	0.047	1.510	$0.1042 \pm 0.0306 \pm 0.0066$
3	0.064	1.883	$0.0631 \pm 0.0322 \pm 0.0040$
4	0.087	2.387	$0.0488 \pm 0.0375 \pm 0.0033$
5	0.117	3.126	$0.0653 \pm 0.0415 \pm 0.0044$
6	0.165	4.260	$0.1391 \pm 0.0533 \pm 0.0085$
7	0.237	5.853	$0.2377 \pm 0.0817 \pm 0.0141$
8	0.337	7.893	$0.3980 \pm 0.1832 \pm 0.0236$
9	0.447	10.118	$-0.0836 \pm 0.4135 \pm 0.0142$

Tabelle A.10.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Wasserstofftarget für das Jahr 1997 inklusive aller Korrekturen.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC
Inklusive Asymmetrie A_1							
1	0.0048	0.0028	0.0036	0.0010	0.0004	0.0007	0.0001
2	0.0063	0.0037	0.0047	0.0014	0.0008	0.0010	0.0001
3	0.0077	0.0045	0.0058	0.0017	0.0014	0.0012	0.0001
4	0.0100	0.0058	0.0074	0.0020	0.0023	0.0015	0.0001
5	0.0128	0.0073	0.0094	0.0022	0.0038	0.0019	0.0001
6	0.0168	0.0093	0.0120	0.0023	0.0065	0.0022	0.0001
7	0.0221	0.0113	0.0145	0.0021	0.0118	0.0023	0.0000
8	0.0342	0.0170	0.0218	0.0028	0.0196	0.0040	0.0000
9	0.0434	0.0179	0.0230	0.0034	0.0319	0.0026	0.0001
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$							
1	0.0050	0.0029	0.0037	0.0011	0.0004	0.0009	0.0008
2	0.0070	0.0041	0.0052	0.0016	0.0009	0.0013	0.0007
3	0.0083	0.0048	0.0062	0.0018	0.0014	0.0014	0.0008
4	0.0115	0.0067	0.0086	0.0022	0.0020	0.0018	0.0010
5	0.0149	0.0087	0.0112	0.0025	0.0029	0.0018	0.0013
6	0.0173	0.0102	0.0131	0.0022	0.0039	0.0015	0.0015
7	0.0211	0.0124	0.0160	0.0020	0.0056	0.0015	0.0007
8	0.0271	0.0157	0.0202	0.0020	0.0087	0.0018	0.0009
9	0.0462	0.0269	0.0345	0.0032	0.0139	0.0031	0.0016
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$							
1	0.0038	0.0020	0.0026	0.0007	0.0004	0.0016	0.0006
2	0.0057	0.0031	0.0040	0.0012	0.0009	0.0023	0.0005
3	0.0055	0.0030	0.0038	0.0011	0.0013	0.0019	0.0005
4	0.0046	0.0024	0.0030	0.0008	0.0020	0.0012	0.0003
5	0.0089	0.0050	0.0064	0.0014	0.0028	0.0016	0.0007
6	0.0111	0.0063	0.0081	0.0014	0.0038	0.0013	0.0009
7	0.0151	0.0086	0.0110	0.0014	0.0054	0.0013	0.0005
8	0.0327	0.0192	0.0247	0.0024	0.0086	0.0028	0.0011
9	0.0269	0.0139	0.0178	0.0017	0.0143	0.0020	0.0008

Tabelle A.11.: Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisation (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R, der Spinstrukturfunktion g_2, der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen (SM und RC) zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1997.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$							
1	0.0028	0.0016	0.0021	0.0006	0.0004	0.0005	0.0005
2	0.0057	0.0033	0.0043	0.0013	0.0008	0.0011	0.0006
3	0.0073	0.0042	0.0054	0.0015	0.0012	0.0012	0.0007
4	0.0121	0.0071	0.0091	0.0022	0.0017	0.0019	0.0010
5	0.0159	0.0094	0.0121	0.0024	0.0022	0.0019	0.0014
6	0.0164	0.0097	0.0125	0.0020	0.0031	0.0014	0.0014
7	0.0152	0.0088	0.0114	0.0013	0.0046	0.0010	0.0005
8	0.0285	0.0168	0.0216	0.0020	0.0074	0.0020	0.0010
9	0.0465	0.0273	0.0351	0.0031	0.0129	0.0032	0.0016
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$							
1	0.0033	0.0018	0.0023	0.0006	0.0004	0.0014	0.0005
2	0.0066	0.0036	0.0046	0.0013	0.0008	0.0026	0.0006
3	0.0040	0.0022	0.0028	0.0008	0.0012	0.0014	0.0004
4	0.0033	0.0017	0.0021	0.0005	0.0016	0.0009	0.0002
5	0.0044	0.0022	0.0029	0.0006	0.0022	0.0007	0.0003
6	0.0085	0.0048	0.0061	0.0010	0.0030	0.0010	0.0007
7	0.0141	0.0081	0.0105	0.0012	0.0045	0.0012	0.0005
8	0.0236	0.0136	0.0175	0.0016	0.0076	0.0020	0.0008
9	0.0142	0.0029	0.0037	0.0003	0.0134	0.0004	0.0002

Tabelle A.12.: Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisation (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R, der Spinstrukturfunktion g_2, der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen (SM und RC) zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1997.

A.3. Zusammengefaßte Asymmetrien am Wasserstofftarget

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	y	z	η	γ	D	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Inklusive Asymmetrie A_1								
1	0.033	1.212	0.708	0.000	0.025	0.056	0.706	$0.085 \pm 0.008 \pm 0.005$
2	0.047	1.463	0.596	0.000	0.042	0.074	0.579	$0.107 \pm 0.009 \pm 0.007$
3	0.065	1.710	0.511	0.000	0.061	0.093	0.487	$0.122 \pm 0.009 \pm 0.008$
4	0.087	1.982	0.440	0.000	0.083	0.116	0.416	$0.174 \pm 0.010 \pm 0.011$
5	0.119	2.295	0.373	0.000	0.113	0.147	0.350	$0.212 \pm 0.010 \pm 0.013$
6	0.168	2.650	0.305	0.000	0.158	0.194	0.286	$0.265 \pm 0.012 \pm 0.017$
7	0.244	3.051	0.241	0.000	0.225	0.263	0.227	$0.335 \pm 0.015 \pm 0.024$
8	0.342	3.758	0.212	0.000	0.288	0.331	0.205	$0.469 \pm 0.024 \pm 0.034$
9	0.465	5.207	0.216	0.000	0.330	0.382	0.218	$0.514 \pm 0.033 \pm 0.044$

Tabelle A.13.: Zusammengefaßte kinematische Variablen und inklusive Asymmetrie für das Wasserstofftarget aus den Jahren 1996 und 1997.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$								
1	0.034	1.206	0.696	0.365	0.027	0.057	0.691	$0.085 \pm 0.017 \pm 0.005$
2	0.048	1.449	0.589	0.389	0.043	0.074	0.571	$0.119 \pm 0.017 \pm 0.007$
3	0.065	1.745	0.522	0.404	0.059	0.092	0.501	$0.126 \pm 0.018 \pm 0.008$
4	0.087	2.134	0.475	0.413	0.076	0.111	0.458	$0.189 \pm 0.020 \pm 0.012$
5	0.118	2.703	0.443	0.414	0.096	0.135	0.435	$0.248 \pm 0.021 \pm 0.015$
6	0.165	3.664	0.428	0.412	0.117	0.162	0.436	$0.297 \pm 0.025 \pm 0.018$
7	0.238	5.153	0.418	0.407	0.143	0.197	0.444	$0.399 \pm 0.034 \pm 0.025$
8	0.338	7.200	0.412	0.395	0.172	0.236	0.452	$0.468 \pm 0.070 \pm 0.029$
9	0.447	9.815	0.424	0.389	0.191	0.268	0.479	$0.814 \pm 0.136 \pm 0.051$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$								
1	0.033	1.205	0.698	0.351	0.026	0.057	0.694	$0.070 \pm 0.021 \pm 0.005$
2	0.047	1.457	0.593	0.377	0.043	0.074	0.576	$0.099 \pm 0.022 \pm 0.007$
3	0.064	1.766	0.529	0.390	0.058	0.091	0.510	$0.076 \pm 0.023 \pm 0.005$
4	0.087	2.163	0.482	0.398	0.075	0.111	0.466	$0.088 \pm 0.026 \pm 0.006$
5	0.118	2.740	0.450	0.395	0.094	0.133	0.443	$0.164 \pm 0.028 \pm 0.011$
6	0.165	3.742	0.437	0.389	0.115	0.160	0.448	$0.201 \pm 0.035 \pm 0.013$
7	0.238	5.229	0.425	0.383	0.141	0.195	0.453	$0.261 \pm 0.050 \pm 0.017$
8	0.338	7.290	0.417	0.375	0.171	0.235	0.459	$0.567 \pm 0.105 \pm 0.035$
9	0.446	9.598	0.416	0.387	0.195	0.269	0.468	$0.398 \pm 0.217 \pm 0.028$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$								
1	0.033	1.215	0.706	0.367	0.026	0.057	0.703	$0.061 \pm 0.021 \pm 0.004$
2	0.047	1.501	0.613	0.427	0.040	0.073	0.599	$0.102 \pm 0.022 \pm 0.006$
3	0.064	1.868	0.561	0.469	0.054	0.088	0.548	$0.114 \pm 0.024 \pm 0.007$
4	0.086	2.376	0.531	0.495	0.067	0.105	0.526	$0.198 \pm 0.027 \pm 0.012$
5	0.118	3.091	0.509	0.513	0.082	0.125	0.516	$0.257 \pm 0.029 \pm 0.016$
6	0.165	4.205	0.492	0.519	0.101	0.151	0.518	$0.287 \pm 0.037 \pm 0.018$
7	0.237	5.827	0.475	0.532	0.125	0.184	0.517	$0.277 \pm 0.054 \pm 0.017$
8	0.337	8.005	0.459	0.529	0.154	0.224	0.514	$0.532 \pm 0.116 \pm 0.033$
9	0.449	10.492	0.452	0.544	0.180	0.260	0.515	$0.873 \pm 0.247 \pm 0.054$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$								
1	0.033	1.214	0.709	0.356	0.025	0.056	0.706	$0.066 \pm 0.025 \pm 0.005$
2	0.047	1.511	0.618	0.421	0.040	0.072	0.605	$0.109 \pm 0.027 \pm 0.007$
3	0.064	1.884	0.566	0.459	0.053	0.088	0.554	$0.061 \pm 0.028 \pm 0.004$
4	0.087	2.386	0.533	0.484	0.067	0.105	0.529	$0.067 \pm 0.033 \pm 0.005$
5	0.117	3.121	0.514	0.494	0.081	0.125	0.523	$0.080 \pm 0.036 \pm 0.006$
6	0.165	4.264	0.500	0.496	0.099	0.150	0.528	$0.148 \pm 0.047 \pm 0.010$
7	0.237	5.855	0.478	0.507	0.124	0.184	0.522	$0.247 \pm 0.071 \pm 0.016$
8	0.336	7.946	0.457	0.503	0.155	0.224	0.510	$0.366 \pm 0.159 \pm 0.023$
9	0.447	10.165	0.440	0.541	0.185	0.263	0.498	$0.295 \pm 0.343 \pm 0.036$

Tabelle A.14.: Zusammengefaßte kinematische Variablen und semiinklusive Asymmetrien für das Wasserstofftarget aus den Jahren 1996 und 1997.

$\langle x\rangle$	0.033	0.047	0.065	0.087	0.119	0.168	0.245	0.342	0.466
ρ_{e^+,h^+}	0.371	0.401	0.404	0.391	0.360	0.300	0.228	0.165	0.116
ρ_{e^+,h^-}	0.311	0.326	0.318	0.297	0.264	0.214	0.154	0.109	0.073
ρ_{e^+,π^+}	0.306	0.308	0.291	0.267	0.233	0.187	0.136	0.095	0.068
ρ_{e^+,π^-}	0.272	0.268	0.247	0.220	0.187	0.146	0.102	0.069	0.046
ρ_{e^+,K^+}	0.131	0.137	0.133	0.123	0.111	0.092	0.069	0.048	0.035
ρ_{e^+,K^-}	0.093	0.088	0.080	0.071	0.060	0.046	0.031	0.021	0.014
ρ_{h^+,h^-}	0.128	0.132	0.121	0.111	0.098	0.088	0.073	0.056	0.050
ρ_{h^+,π^+}	0.828	0.767	0.720	0.682	0.648	0.623	0.598	0.573	0.577
ρ_{h^+,π^-}	0.108	0.098	0.084	0.075	0.065	0.058	0.046	0.032	0.026
ρ_{h^+,K^+}	0.346	0.334	0.323	0.310	0.303	0.304	0.297	0.288	0.302
ρ_{h^+,K^-}	0.041	0.041	0.037	0.034	0.033	0.027	0.025	0.013	0.022
ρ_{h^-,π^+}	0.108	0.100	0.086	0.077	0.066	0.059	0.046	0.032	0.027
ρ_{h^-,π^-}	0.877	0.818	0.775	0.739	0.707	0.682	0.659	0.633	0.634
ρ_{h^-,K^+}	0.042	0.041	0.037	0.032	0.030	0.027	0.023	0.017	0.016
ρ_{h^-,K^-}	0.290	0.266	0.248	0.236	0.224	0.214	0.202	0.190	0.187
ρ_{π^+,π^-}	0.104	0.087	0.075	0.066	0.059	0.051	0.040	0.026	0.019
ρ_{π^+,K^+}	0.013	0.010	0.009	0.008	0.006	0.007	0.006	0.003	0.001
ρ_{π^+,K^-}	0.016	0.013	0.010	0.009	0.010	0.007	0.005	0.003	0.004
ρ_{π^-,K^+}	0.020	0.017	0.013	0.013	0.012	0.010	0.008	0.006	0.000
ρ_{π^-,K^-}	0.006	0.005	0.004	0.003	0.003	0.001	0.002	0.000	0.000
ρ_{K^+,K^-}	0.053	0.056	0.054	0.045	0.046	0.037	0.036	0.024	0.015

Tabelle A.15.: Korrelationskoeffizienten $\rho_{ij} = \rho(A_1^i, A_1^j)$ der Asymmetrien am Wasserstofftarget. Die Werte wurden gemäß Gleichung (6.11) aus den Teilchenmultiplizitäten der unpolarisierten Messungen mit dem Wasserstofftarget im Jahr 2000 ermittelt.

A.4. Das Datennahmejahr 1998

Die folgenden Tabellen geben, neben den kinematischen Variablen , die Anzahl und die Asymmetrie der inklusiven und semiinklusiven Ereignisse für die in Tabelle 5.1 definierten x-Bins an. Die Werte von y, η, γ, D, und R, siehe Kapitel 2, werden aus den Mittelwerten von $\langle x\rangle$ und $\langle Q^2\rangle$ berechnet. Die Größe z ist die, in Abschnitt 2.5 definierte, relative Energie des Hadrons bezogen auf die Energie des virtuellen Photons.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Inklusive Ereignisse									
1	0.033	1.211	0.707	0.000	0.026	0.056	0.704	0.364	92118
2	0.047	1.463	0.596	0.000	0.042	0.074	0.579	0.350	109881
3	0.065	1.716	0.513	0.000	0.061	0.093	0.490	0.331	128982
4	0.087	1.994	0.443	0.000	0.082	0.116	0.419	0.305	128166
5	0.119	2.315	0.377	0.000	0.112	0.147	0.355	0.273	148475
6	0.168	2.680	0.309	0.000	0.156	0.192	0.291	0.237	146902
7	0.244	3.086	0.244	0.000	0.222	0.261	0.231	0.200	136684
8	0.342	3.768	0.213	0.000	0.288	0.331	0.205	0.161	58858
9	0.465	5.210	0.217	0.000	0.330	0.382	0.218	0.117	27584
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Hadronen h^+									
1	0.033	1.206	0.696	0.365	0.027	0.057	0.692	0.364	14779
2	0.048	1.455	0.592	0.390	0.043	0.074	0.574	0.351	19683
3	0.065	1.764	0.527	0.404	0.058	0.091	0.507	0.328	22801
4	0.087	2.162	0.481	0.413	0.075	0.111	0.465	0.296	20751
5	0.118	2.735	0.449	0.419	0.095	0.134	0.441	0.251	20276
6	0.165	3.710	0.434	0.414	0.116	0.161	0.443	0.193	13902
7	0.238	5.192	0.421	0.409	0.142	0.196	0.448	0.137	7171
8	0.338	7.222	0.414	0.409	0.172	0.236	0.454	0.096	1642
9	0.448	9.783	0.422	0.409	0.193	0.269	0.475	0.071	375

Tabelle A.16.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1998.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Hadronen h^-									
1	0.033	1.207	0.699	0.357	0.026	0.057	0.695	0.364	10720
2	0.047	1.462	0.596	0.380	0.042	0.074	0.579	0.350	13941
3	0.064	1.774	0.532	0.397	0.058	0.091	0.512	0.328	15641
4	0.087	2.181	0.487	0.403	0.074	0.110	0.471	0.295	13330
5	0.118	2.788	0.458	0.406	0.092	0.132	0.453	0.249	12470
6	0.165	3.747	0.439	0.402	0.114	0.160	0.450	0.192	7914
7	0.238	5.206	0.423	0.396	0.141	0.195	0.451	0.137	3988
8	0.338	7.266	0.416	0.388	0.171	0.235	0.458	0.096	868
9	0.447	9.960	0.431	0.398	0.189	0.266	0.487	0.070	201
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Pionen π^+									
1	0.033	1.213	0.705	0.355	0.026	0.057	0.702	0.364	9716
2	0.047	1.502	0.613	0.416	0.040	0.072	0.600	0.349	11159
3	0.064	1.883	0.565	0.454	0.053	0.088	0.553	0.322	11470
4	0.087	2.379	0.531	0.480	0.067	0.105	0.526	0.284	9410
5	0.118	3.087	0.508	0.499	0.082	0.126	0.515	0.235	8266
6	0.165	4.203	0.493	0.503	0.101	0.151	0.519	0.177	5211
7	0.237	5.754	0.470	0.513	0.127	0.185	0.510	0.127	2511
8	0.336	7.923	0.455	0.518	0.156	0.224	0.509	0.090	548
9	0.449	10.443	0.449	0.525	0.181	0.261	0.511	0.067	119
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Pionen π^-									
1	0.033	1.211	0.706	0.355	0.026	0.057	0.703	0.364	8279
2	0.047	1.505	0.614	0.411	0.040	0.072	0.601	0.349	9309
3	0.064	1.878	0.565	0.451	0.053	0.088	0.552	0.322	9416
4	0.086	2.382	0.532	0.474	0.067	0.105	0.528	0.284	7250
5	0.117	3.115	0.513	0.487	0.081	0.125	0.522	0.234	6236
6	0.165	4.199	0.493	0.494	0.101	0.151	0.519	0.178	3740
7	0.238	5.798	0.471	0.505	0.127	0.185	0.513	0.126	1727
8	0.336	7.823	0.449	0.515	0.158	0.226	0.501	0.090	357
9	0.449	10.498	0.452	0.529	0.180	0.260	0.514	0.067	87

Tabelle A.17.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1998.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Kaonen K^+									
1	0.033	1.211	0.703	0.377	0.026	0.057	0.699	0.364	1566
2	0.048	1.496	0.609	0.439	0.041	0.073	0.595	0.349	1915
3	0.065	1.868	0.559	0.467	0.054	0.089	0.546	0.323	2123
4	0.087	2.364	0.527	0.484	0.068	0.106	0.522	0.285	1712
5	0.118	3.105	0.509	0.506	0.082	0.126	0.518	0.234	1628
6	0.165	4.214	0.495	0.514	0.100	0.150	0.521	0.177	1102
7	0.239	5.881	0.476	0.519	0.125	0.185	0.520	0.125	530
8	0.335	7.947	0.458	0.543	0.154	0.223	0.512	0.089	130
9	0.457	10.160	0.430	0.560	0.191	0.269	0.486	0.068	28
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Kaonen K^-									
1	0.033	1.223	0.710	0.359	0.025	0.057	0.708	0.364	741
2	0.047	1.537	0.629	0.402	0.039	0.072	0.619	0.347	880
3	0.064	1.925	0.578	0.424	0.052	0.087	0.568	0.319	874
4	0.086	2.485	0.558	0.434	0.063	0.102	0.559	0.278	638
5	0.117	3.230	0.535	0.432	0.077	0.122	0.550	0.229	555
6	0.164	4.419	0.521	0.448	0.094	0.146	0.554	0.172	309
7	0.234	5.925	0.490	0.454	0.120	0.180	0.536	0.125	137
8	0.328	8.306	0.489	0.445	0.142	0.214	0.551	0.087	26
9	0.445	11.090	0.482	0.448	0.168	0.251	0.553	0.064	6

Tabelle A.18.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1998.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Inklusive Asymmetrie A_1			
1	0.033	1.211	$0.0097 \pm 0.0136 \pm 0.0012$
2	0.047	1.463	$0.0137 \pm 0.0141 \pm 0.0017$
3	0.065	1.716	$0.0183 \pm 0.0148 \pm 0.0026$
4	0.087	1.994	$0.0415 \pm 0.0167 \pm 0.0051$
5	0.119	2.315	$0.0851 \pm 0.0176 \pm 0.0105$
6	0.168	2.680	$0.1508 \pm 0.0206 \pm 0.0189$
7	0.244	3.086	$0.1863 \pm 0.0254 \pm 0.0260$
8	0.342	3.768	$0.3294 \pm 0.0419 \pm 0.0413$
9	0.465	5.210	$0.2750 \pm 0.0565 \pm 0.0509$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$			
1	0.033	1.206	$0.0032 \pm 0.0291 \pm 0.0007$
2	0.048	1.455	$0.0524 \pm 0.0298 \pm 0.0060$
3	0.065	1.764	$0.0244 \pm 0.0312 \pm 0.0033$
4	0.087	2.162	$0.0245 \pm 0.0355 \pm 0.0039$
5	0.118	2.735	$0.1145 \pm 0.0376 \pm 0.0135$
6	0.165	3.710	$0.1311 \pm 0.0450 \pm 0.0137$
7	0.238	5.192	$0.3124 \pm 0.0612 \pm 0.0283$
8	0.338	7.222	$0.0524 \pm 0.1251 \pm 0.0132$
9	0.448	9.783	$0.5719 \pm 0.2447 \pm 0.0558$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$			
1	0.033	1.207	$0.0221 \pm 0.0342 \pm 0.0021$
2	0.047	1.462	$-0.0264 \pm 0.0353 \pm 0.0027$
3	0.064	1.774	$-0.0373 \pm 0.0374 \pm 0.0043$
4	0.087	2.181	$-0.0417 \pm 0.0438 \pm 0.0054$
5	0.118	2.788	$0.0137 \pm 0.0468 \pm 0.0040$
6	0.165	3.747	$0.0276 \pm 0.0588 \pm 0.0058$
7	0.238	5.206	$0.1183 \pm 0.0818 \pm 0.0128$
8	0.338	7.266	$0.0404 \pm 0.1709 \pm 0.0127$
9	0.447	9.960	$0.2581 \pm 0.3297 \pm 0.0305$

Tabelle A.19.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Deuteriumtarget für das Jahr 1998 inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$			
1	0.033	1.213	$-0.0403 \pm 0.0353 \pm 0.0050$
2	0.047	1.502	$0.0443 \pm 0.0378 \pm 0.0051$
3	0.064	1.883	$0.0200 \pm 0.0403 \pm 0.0027$
4	0.087	2.379	$0.0289 \pm 0.0466 \pm 0.0041$
5	0.118	3.087	$0.0897 \pm 0.0504 \pm 0.0106$
6	0.165	4.203	$0.0987 \pm 0.0627 \pm 0.0104$
7	0.237	5.754	$0.1816 \pm 0.0909 \pm 0.0171$
8	0.336	7.923	$-0.1242 \pm 0.1937 \pm 0.0154$
9	0.449	10.443	$0.3445 \pm 0.4062 \pm 0.0366$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$			
1	0.033	1.211	$0.0449 \pm 0.0386 \pm 0.0041$
2	0.047	1.505	$-0.0418 \pm 0.0417 \pm 0.0041$
3	0.064	1.878	$-0.0556 \pm 0.0448 \pm 0.0060$
4	0.086	2.382	$0.0192 \pm 0.0531 \pm 0.0031$
5	0.117	3.115	$0.0378 \pm 0.0575 \pm 0.0052$
6	0.165	4.199	$0.0308 \pm 0.0743 \pm 0.0052$
7	0.238	5.798	$0.2201 \pm 0.1093 \pm 0.0203$
8	0.336	7.823	$0.1766 \pm 0.2437 \pm 0.0192$
9	0.449	10.498	$-0.1089 \pm 0.4774 \pm 0.0212$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^+}$			
1	0.033	1.211	$0.0753 \pm 0.0838 \pm 0.0108$
2	0.048	1.496	$0.0033 \pm 0.0885 \pm 0.0041$
3	0.065	1.868	$0.0669 \pm 0.0908 \pm 0.0094$
4	0.087	2.364	$0.2275 \pm 0.1053 \pm 0.0266$
5	0.118	3.105	$0.0395 \pm 0.1087 \pm 0.0104$
6	0.165	4.214	$0.2107 \pm 0.1300 \pm 0.0211$
7	0.239	5.881	$0.3738 \pm 0.1862 \pm 0.0337$
8	0.335	7.947	$0.5045 \pm 0.3755 \pm 0.0479$
9	0.457	10.160	$1.3806 \pm 0.8010 \pm 0.1287$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^-}$			
1	0.033	1.223	$-0.1678 \pm 0.1205 \pm 0.0177$
2	0.047	1.537	$-0.0988 \pm 0.1244 \pm 0.0144$
3	0.064	1.925	$0.0427 \pm 0.1359 \pm 0.0083$
4	0.086	2.485	$-0.0982 \pm 0.1609 \pm 0.0215$
5	0.117	3.230	$0.1200 \pm 0.1737 \pm 0.0155$
6	0.164	4.419	$0.3351 \pm 0.2295 \pm 0.0340$
7	0.234	5.925	$0.0384 \pm 0.3559 \pm 0.0168$
8	0.328	8.306	$-0.5344 \pm 0.7746 \pm 0.0610$
9	0.445	11.090	$1.7816 \pm 1.4035 \pm 0.1679$

Tabelle A.20.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Deuteriumtarget für das Jahr 1998 inklusive aller Korrekturen.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC	RICH
Inklusive Asymmetrie A_1								
1	0.0012	0.0003	0.0008	0.0001	0.0006	0.0005	0.0004	0.0000
2	0.0017	0.0005	0.0011	0.0002	0.0011	0.0003	0.0002	0.0000
3	0.0026	0.0006	0.0015	0.0002	0.0019	0.0006	0.0002	0.0000
4	0.0051	0.0014	0.0033	0.0005	0.0031	0.0019	0.0002	0.0000
5	0.0105	0.0029	0.0068	0.0009	0.0050	0.0054	0.0003	0.0000
6	0.0189	0.0052	0.0121	0.0013	0.0087	0.0104	0.0003	0.0000
7	0.0260	0.0064	0.0149	0.0012	0.0161	0.0123	0.0003	0.0000
8	0.0413	0.0113	0.0264	0.0019	0.0275	0.0112	0.0001	0.0000
9	0.0509	0.0094	0.0220	0.0018	0.0448	0.0030	0.0001	0.0000
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$								
1	0.0007	0.0001	0.0003	0.0000	0.0006	0.0003	0.0000	0.0000
2	0.0060	0.0018	0.0042	0.0007	0.0011	0.0036	0.0003	0.0000
3	0.0033	0.0008	0.0020	0.0003	0.0018	0.0017	0.0001	0.0000
4	0.0039	0.0008	0.0020	0.0003	0.0027	0.0018	0.0001	0.0000
5	0.0135	0.0039	0.0092	0.0011	0.0038	0.0081	0.0006	0.0000
6	0.0137	0.0045	0.0105	0.0010	0.0052	0.0052	0.0007	0.0000
7	0.0283	0.0107	0.0250	0.0017	0.0077	0.0012	0.0006	0.0000
8	0.0132	0.0018	0.0042	0.0002	0.0123	0.0010	0.0001	0.0000
9	0.0558	0.0196	0.0458	0.0024	0.0203	0.0149	0.0011	0.0000
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$								
1	0.0021	0.0008	0.0018	0.0003	0.0006	0.0004	0.0002	0.0000
2	0.0027	0.0009	0.0021	0.0004	0.0011	0.0009	0.0002	0.0000
3	0.0043	0.0013	0.0030	0.0005	0.0018	0.0021	0.0002	0.0000
4	0.0054	0.0014	0.0033	0.0005	0.0026	0.0029	0.0002	0.0000
5	0.0040	0.0005	0.0011	0.0001	0.0036	0.0009	0.0001	0.0000
6	0.0058	0.0009	0.0022	0.0002	0.0051	0.0011	0.0001	0.0000
7	0.0128	0.0040	0.0095	0.0007	0.0076	0.0006	0.0002	0.0000
8	0.0127	0.0014	0.0032	0.0002	0.0122	0.0008	0.0001	0.0000
9	0.0305	0.0088	0.0206	0.0010	0.0197	0.0059	0.0005	0.0000

Tabelle A.21.: Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisation (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R, der Spinstrukturfunktion g_2, der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen (SM und RC), sowie des RICH-Detektors zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1998.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC	RICH
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$								
1	0.0050	0.0014	0.0032	0.0005	0.0006	0.0035	0.0004	0.0004
2	0.0051	0.0015	0.0035	0.0006	0.0011	0.0031	0.0003	0.0004
3	0.0027	0.0007	0.0016	0.0002	0.0016	0.0014	0.0001	0.0001
4	0.0041	0.0010	0.0023	0.0003	0.0022	0.0022	0.0001	0.0010
5	0.0106	0.0031	0.0072	0.0008	0.0030	0.0064	0.0004	0.0005
6	0.0104	0.0034	0.0079	0.0007	0.0042	0.0039	0.0005	0.0003
7	0.0171	0.0062	0.0145	0.0009	0.0065	0.0007	0.0004	0.0002
8	0.0154	0.0042	0.0099	0.0005	0.0107	0.0024	0.0003	0.0012
9	0.0366	0.0118	0.0276	0.0013	0.0188	0.0090	0.0007	0.0031
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$								
1	0.0041	0.0015	0.0036	0.0006	0.0006	0.0009	0.0004	0.0002
2	0.0041	0.0014	0.0033	0.0005	0.0011	0.0014	0.0003	0.0001
3	0.0060	0.0019	0.0044	0.0007	0.0016	0.0031	0.0003	0.0002
4	0.0031	0.0007	0.0015	0.0002	0.0022	0.0013	0.0001	0.0001
5	0.0052	0.0013	0.0030	0.0003	0.0030	0.0026	0.0002	0.0002
6	0.0052	0.0011	0.0025	0.0002	0.0042	0.0012	0.0001	0.0005
7	0.0203	0.0075	0.0176	0.0011	0.0065	0.0011	0.0004	0.0005
8	0.0192	0.0060	0.0141	0.0007	0.0109	0.0034	0.0003	0.0012
9	0.0212	0.0037	0.0087	0.0004	0.0186	0.0025	0.0002	0.0026
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^+}$								
1	0.0108	0.0026	0.0060	0.0009	0.0006	0.0066	0.0006	0.0053
2	0.0041	0.0001	0.0003	0.0000	0.0011	0.0002	0.0000	0.0039
3	0.0094	0.0023	0.0054	0.0008	0.0016	0.0047	0.0003	0.0054
4	0.0266	0.0078	0.0182	0.0024	0.0022	0.0171	0.0005	0.0040
5	0.0104	0.0014	0.0032	0.0003	0.0030	0.0028	0.0001	0.0089
6	0.0211	0.0072	0.0169	0.0015	0.0042	0.0084	0.0004	0.0041
7	0.0337	0.0128	0.0299	0.0019	0.0064	0.0015	0.0004	0.0058
8	0.0479	0.0173	0.0404	0.0021	0.0105	0.0096	0.0005	0.0126
9	0.1287	0.0472	0.1104	0.0056	0.0207	0.0359	0.0014	0.0194
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^-}$								
1	0.0177	0.0057	0.0134	0.0020	0.0006	0.0032	0.0013	0.0091
2	0.0144	0.0034	0.0079	0.0012	0.0010	0.0033	0.0005	0.0110
3	0.0083	0.0015	0.0034	0.0005	0.0015	0.0024	0.0002	0.0069
4	0.0215	0.0034	0.0079	0.0010	0.0020	0.0069	0.0002	0.0183
5	0.0155	0.0041	0.0096	0.0010	0.0027	0.0083	0.0002	0.0074
6	0.0340	0.0115	0.0268	0.0022	0.0038	0.0131	0.0007	0.0106
7	0.0168	0.0013	0.0031	0.0002	0.0060	0.0002	0.0000	0.0153
8	0.0610	0.0183	0.0428	0.0021	0.0092	0.0102	0.0005	0.0369
9	0.1679	0.0609	0.1425	0.0065	0.0167	0.0410	0.0018	0.0465

Tabelle A.22.: Beiträge der Unsicherheiten nach Abschnitt 5.4 zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1998.

A.5. Das Datennahmejahr 1999

Die folgenden Tabellen geben, neben den kinematischen Variablen , die Anzahl und die Asymmetrie der inklusiven und semiinklusiven Ereignissse für die in Tabelle 5.1 definierten x-Bins an. Die Werte von y, η, γ, D, und R, siehe Kapitel 2, werden aus den Mittelwerten von $\langle x\rangle$ und $\langle Q^2\rangle$ berechnet. Die Größe z ist die, in Abschnitt 2.5 definierte, relative Energie des Hadrons bezogen auf die Energie des virtuellen Photons.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Inklusive Ereignisse									
1	0.033	1.212	0.708	0.000	0.025	0.056	0.705	0.364	105979
2	0.047	1.468	0.598	0.000	0.042	0.074	0.581	0.350	129833
3	0.065	1.723	0.515	0.000	0.060	0.092	0.492	0.331	152434
4	0.087	2.008	0.446	0.000	0.082	0.115	0.423	0.305	152424
5	0.119	2.331	0.379	0.000	0.111	0.146	0.358	0.272	178915
6	0.168	2.698	0.311	0.000	0.155	0.192	0.293	0.236	177915
7	0.244	3.131	0.248	0.000	0.220	0.259	0.235	0.198	167273
8	0.342	3.813	0.216	0.000	0.285	0.329	0.208	0.159	71813
9	0.464	5.236	0.218	0.000	0.328	0.380	0.220	0.117	33680
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Hadronen h^+									
1	0.034	1.209	0.697	0.365	0.027	0.057	0.692	0.364	16181
2	0.048	1.457	0.592	0.391	0.043	0.074	0.575	0.351	22551
3	0.065	1.763	0.527	0.407	0.058	0.091	0.507	0.328	26258
4	0.087	2.166	0.483	0.416	0.075	0.111	0.467	0.296	24340
5	0.118	2.755	0.452	0.420	0.094	0.133	0.446	0.250	23707
6	0.165	3.712	0.434	0.418	0.115	0.161	0.444	0.193	16050
7	0.238	5.202	0.422	0.414	0.142	0.196	0.449	0.137	8595
8	0.337	7.230	0.414	0.400	0.171	0.235	0.455	0.096	1971
9	0.444	9.655	0.421	0.409	0.193	0.268	0.473	0.072	454

Tabelle A.23.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1999.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Hadronen h^-									
1	0.033	1.207	0.699	0.353	0.026	0.057	0.695	0.364	12263
2	0.047	1.465	0.597	0.381	0.042	0.074	0.580	0.350	16397
3	0.065	1.778	0.532	0.396	0.058	0.091	0.512	0.328	17850
4	0.087	2.191	0.489	0.406	0.074	0.110	0.474	0.294	15846
5	0.118	2.797	0.459	0.407	0.092	0.132	0.454	0.248	14479
6	0.165	3.753	0.439	0.403	0.114	0.160	0.450	0.192	9539
7	0.238	5.239	0.426	0.396	0.141	0.195	0.454	0.136	4749
8	0.339	7.274	0.415	0.385	0.171	0.236	0.456	0.096	1022
9	0.444	9.570	0.416	0.377	0.195	0.269	0.468	0.072	224
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Pionen π^+									
1	0.033	1.216	0.705	0.355	0.026	0.057	0.702	0.364	10750
2	0.047	1.501	0.612	0.416	0.040	0.073	0.599	0.349	12907
3	0.064	1.880	0.564	0.456	0.053	0.088	0.551	0.322	13173
4	0.087	2.381	0.532	0.481	0.067	0.105	0.527	0.284	10957
5	0.118	3.099	0.510	0.496	0.082	0.125	0.518	0.234	9679
6	0.165	4.198	0.492	0.508	0.101	0.151	0.518	0.178	6040
7	0.238	5.781	0.470	0.519	0.127	0.185	0.511	0.126	3021
8	0.337	7.854	0.451	0.522	0.157	0.226	0.502	0.090	595
9	0.445	10.141	0.440	0.538	0.184	0.262	0.499	0.069	136
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Pionen π^-									
1	0.033	1.214	0.707	0.349	0.026	0.056	0.705	0.364	9377
2	0.047	1.510	0.617	0.411	0.040	0.072	0.605	0.348	10927
3	0.064	1.883	0.565	0.449	0.053	0.088	0.552	0.322	10728
4	0.086	2.388	0.534	0.474	0.066	0.105	0.529	0.283	8687
5	0.117	3.109	0.512	0.488	0.082	0.125	0.521	0.234	7272
6	0.165	4.197	0.493	0.496	0.101	0.151	0.519	0.178	4492
7	0.237	5.777	0.471	0.504	0.127	0.185	0.512	0.127	2057
8	0.338	7.805	0.446	0.514	0.159	0.227	0.497	0.090	410
9	0.451	10.220	0.438	0.508	0.187	0.265	0.497	0.068	93

Tabelle A.24.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1999.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Kaonen K^+									
1	0.034	1.218	0.702	0.383	0.026	0.057	0.699	0.364	1751
2	0.048	1.496	0.608	0.433	0.041	0.073	0.594	0.349	2303
3	0.065	1.879	0.563	0.469	0.054	0.088	0.550	0.322	2437
4	0.086	2.375	0.533	0.490	0.066	0.105	0.528	0.284	2137
5	0.118	3.131	0.514	0.499	0.081	0.125	0.524	0.233	1918
6	0.165	4.234	0.497	0.513	0.100	0.150	0.524	0.177	1286
7	0.237	5.778	0.471	0.525	0.126	0.185	0.513	0.127	689
8	0.335	7.866	0.453	0.544	0.156	0.224	0.506	0.090	142
9	0.439	9.792	0.431	0.537	0.187	0.264	0.486	0.071	45
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Kaonen K^-									
1	0.033	1.223	0.711	0.356	0.025	0.056	0.709	0.364	934
2	0.047	1.542	0.629	0.398	0.039	0.072	0.619	0.347	1039
3	0.064	1.931	0.582	0.429	0.051	0.087	0.573	0.319	980
4	0.086	2.496	0.558	0.426	0.063	0.103	0.560	0.278	799
5	0.118	3.248	0.534	0.449	0.077	0.122	0.549	0.228	637
6	0.166	4.362	0.509	0.450	0.097	0.149	0.540	0.173	366
7	0.234	6.032	0.499	0.438	0.118	0.179	0.548	0.123	153
8	0.334	7.836	0.454	0.457	0.156	0.224	0.506	0.091	42
9	0.432	10.133	0.453	0.442	0.177	0.255	0.515	0.069	5

Tabelle A.25.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 1999.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Inklusive Asymmetrie A_1			
1	0.033	1.212	$0.0127 \pm 0.0124 \pm 0.0014$
2	0.047	1.468	$0.0061 \pm 0.0127 \pm 0.0013$
3	0.065	1.723	$0.0032 \pm 0.0133 \pm 0.0019$
4	0.087	2.008	$0.0438 \pm 0.0149 \pm 0.0051$
5	0.119	2.331	$0.0795 \pm 0.0157 \pm 0.0096$
6	0.168	2.698	$0.1197 \pm 0.0183 \pm 0.0155$
7	0.244	3.131	$0.1964 \pm 0.0222 \pm 0.0261$
8	0.342	3.813	$0.3167 \pm 0.0369 \pm 0.0391$
9	0.464	5.236	$0.3415 \pm 0.0501 \pm 0.0527$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$			
1	0.034	1.209	$0.0155 \pm 0.0275 \pm 0.0020$
2	0.048	1.457	$-0.0404 \pm 0.0275 \pm 0.0045$
3	0.065	1.763	$-0.0250 \pm 0.0287 \pm 0.0033$
4	0.087	2.166	$0.0553 \pm 0.0322 \pm 0.0067$
5	0.118	2.755	$0.0884 \pm 0.0340 \pm 0.0103$
6	0.165	3.712	$0.0927 \pm 0.0412 \pm 0.0100$
7	0.238	5.202	$0.2143 \pm 0.0551 \pm 0.0192$
8	0.337	7.230	$0.3002 \pm 0.1121 \pm 0.0281$
9	0.444	9.655	$0.3656 \pm 0.2218 \pm 0.0373$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$			
1	0.033	1.207	$-0.0254 \pm 0.0314 \pm 0.0023$
2	0.047	1.465	$-0.0329 \pm 0.0319 \pm 0.0032$
3	0.065	1.778	$0.0012 \pm 0.0345 \pm 0.0018$
4	0.087	2.191	$0.0459 \pm 0.0393 \pm 0.0056$
5	0.118	2.797	$0.0897 \pm 0.0427 \pm 0.0103$
6	0.165	3.753	$0.0659 \pm 0.0527 \pm 0.0079$
7	0.238	5.239	$0.1307 \pm 0.0735 \pm 0.0132$
8	0.339	7.274	$0.3201 \pm 0.1553 \pm 0.0297$
9	0.444	9.570	$0.2463 \pm 0.3198 \pm 0.0292$

Tabelle A.26.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Deuteriumtarget für das Jahr 1999 inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$			
1	0.033	1.216	$0.0207 \pm 0.0332 \pm 0.0026$
2	0.047	1.501	$-0.0635 \pm 0.0349 \pm 0.0070$
3	0.064	1.880	$-0.0201 \pm 0.0372 \pm 0.0027$
4	0.087	2.381	$0.0262 \pm 0.0425 \pm 0.0038$
5	0.118	3.099	$0.1358 \pm 0.0456 \pm 0.0151$
6	0.165	4.198	$0.1312 \pm 0.0574 \pm 0.0127$
7	0.238	5.781	$0.1258 \pm 0.0817 \pm 0.0122$
8	0.337	7.854	$0.3529 \pm 0.1849 \pm 0.0317$
9	0.445	10.141	$0.2864 \pm 0.3847 \pm 0.0312$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$			
1	0.033	1.214	$-0.0214 \pm 0.0355 \pm 0.0019$
2	0.047	1.510	$-0.0533 \pm 0.0376 \pm 0.0049$
3	0.064	1.883	$0.0205 \pm 0.0413 \pm 0.0026$
4	0.086	2.388	$0.0426 \pm 0.0476 \pm 0.0051$
5	0.117	3.109	$0.0407 \pm 0.0526 \pm 0.0053$
6	0.165	4.197	$-0.0237 \pm 0.0668 \pm 0.0048$
7	0.237	5.777	$0.1497 \pm 0.0991 \pm 0.0139$
8	0.338	7.805	$0.0896 \pm 0.2261 \pm 0.0135$
9	0.451	10.220	$-0.4486 \pm 0.4676 \pm 0.0431$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^+}$			
1	0.034	1.218	$-0.0149 \pm 0.0783 \pm 0.0056$
2	0.048	1.496	$-0.0271 \pm 0.0797 \pm 0.0050$
3	0.065	1.879	$0.0665 \pm 0.0830 \pm 0.0092$
4	0.086	2.375	$0.0697 \pm 0.0921 \pm 0.0090$
5	0.118	3.131	$0.0554 \pm 0.0974 \pm 0.0112$
6	0.165	4.234	$0.1357 \pm 0.1183 \pm 0.0137$
7	0.237	5.778	$0.2938 \pm 0.1635 \pm 0.0257$
8	0.335	7.866	$0.1809 \pm 0.3625 \pm 0.0225$
9	0.439	9.792	$1.7499 \pm 0.6138 \pm 0.1531$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^-}$			
1	0.033	1.223	$-0.0989 \pm 0.1052 \pm 0.0124$
2	0.047	1.542	$0.0314 \pm 0.1134 \pm 0.0114$
3	0.064	1.931	$-0.2092 \pm 0.1254 \pm 0.0221$
4	0.086	2.496	$-0.0695 \pm 0.1411 \pm 0.0199$
5	0.118	3.248	$0.0507 \pm 0.1603 \pm 0.0096$
6	0.166	4.362	$0.1849 \pm 0.2140 \pm 0.0203$
7	0.234	6.032	$0.1609 \pm 0.3231 \pm 0.0211$
8	0.334	7.836	$0.5041 \pm 0.6544 \pm 0.0573$
9	0.432	10.133	$1.3736 \pm 1.7123 \pm 0.1272$

Tabelle A.27.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Deuteriumtarget für das Jahr 1999 inklusive aller Korrekturen.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC	RICH
Inklusive Asymmetrie A_1								
1	0.0014	0.0002	0.0010	0.0002	0.0006	0.0007	0.0004	0.0000
2	0.0013	0.0001	0.0005	0.0001	0.0011	0.0002	0.0002	0.0000
3	0.0019	0.0001	0.0003	0.0000	0.0019	0.0001	0.0002	0.0000
4	0.0051	0.0008	0.0035	0.0005	0.0030	0.0020	0.0002	0.0000
5	0.0096	0.0014	0.0064	0.0008	0.0050	0.0050	0.0003	0.0000
6	0.0155	0.0022	0.0096	0.0010	0.0086	0.0083	0.0003	0.0000
7	0.0261	0.0035	0.0157	0.0013	0.0159	0.0130	0.0003	0.0000
8	0.0391	0.0057	0.0253	0.0018	0.0271	0.0108	0.0001	0.0000
9	0.0527	0.0061	0.0273	0.0022	0.0444	0.0038	0.0001	0.0000
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$								
1	0.0020	0.0003	0.0012	0.0002	0.0006	0.0013	0.0001	0.0000
2	0.0045	0.0007	0.0032	0.0005	0.0011	0.0028	0.0002	0.0000
3	0.0033	0.0004	0.0020	0.0003	0.0018	0.0017	0.0001	0.0000
4	0.0067	0.0010	0.0044	0.0006	0.0026	0.0042	0.0003	0.0000
5	0.0103	0.0016	0.0071	0.0009	0.0037	0.0063	0.0004	0.0000
6	0.0100	0.0017	0.0074	0.0007	0.0052	0.0037	0.0005	0.0000
7	0.0192	0.0039	0.0171	0.0012	0.0077	0.0009	0.0004	0.0000
8	0.0281	0.0054	0.0240	0.0013	0.0123	0.0057	0.0006	0.0000
9	0.0373	0.0066	0.0292	0.0015	0.0199	0.0095	0.0007	0.0000
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$								
1	0.0023	0.0005	0.0020	0.0003	0.0006	0.0005	0.0003	0.0000
2	0.0032	0.0006	0.0026	0.0004	0.0011	0.0011	0.0002	0.0000
3	0.0018	0.0000	0.0001	0.0000	0.0018	0.0001	0.0000	0.0000
4	0.0056	0.0008	0.0037	0.0005	0.0026	0.0032	0.0002	0.0000
5	0.0103	0.0016	0.0072	0.0009	0.0036	0.0062	0.0004	0.0000
6	0.0079	0.0012	0.0053	0.0005	0.0051	0.0026	0.0003	0.0000
7	0.0132	0.0024	0.0105	0.0007	0.0076	0.0007	0.0003	0.0000
8	0.0297	0.0058	0.0256	0.0014	0.0123	0.0061	0.0006	0.0000
9	0.0292	0.0044	0.0197	0.0010	0.0202	0.0057	0.0005	0.0000

Tabelle A.28.: Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisation (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R, der Spinstrukturfunktion g_2, der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen (SM und RC), sowie des RICH-Detektors zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1999.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC	RICH
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$								
1	0.0026	0.0004	0.0017	0.0003	0.0006	0.0018	0.0002	0.0004
2	0.0070	0.0011	0.0051	0.0008	0.0011	0.0044	0.0004	0.0004
3	0.0027	0.0004	0.0016	0.0002	0.0016	0.0014	0.0001	0.0001
4	0.0038	0.0005	0.0021	0.0003	0.0022	0.0020	0.0001	0.0010
5	0.0151	0.0024	0.0109	0.0012	0.0030	0.0096	0.0007	0.0005
6	0.0127	0.0024	0.0105	0.0009	0.0042	0.0052	0.0007	0.0003
7	0.0122	0.0023	0.0101	0.0007	0.0065	0.0005	0.0003	0.0002
8	0.0317	0.0064	0.0282	0.0015	0.0109	0.0067	0.0007	0.0012
9	0.0312	0.0052	0.0229	0.0011	0.0189	0.0074	0.0006	0.0031
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$								
1	0.0019	0.0004	0.0017	0.0003	0.0006	0.0004	0.0002	0.0002
2	0.0049	0.0010	0.0043	0.0007	0.0010	0.0018	0.0003	0.0001
3	0.0026	0.0004	0.0016	0.0002	0.0016	0.0011	0.0001	0.0002
4	0.0051	0.0008	0.0034	0.0005	0.0022	0.0030	0.0002	0.0001
5	0.0053	0.0007	0.0033	0.0004	0.0030	0.0028	0.0002	0.0002
6	0.0048	0.0004	0.0019	0.0002	0.0042	0.0009	0.0001	0.0005
7	0.0139	0.0027	0.0120	0.0008	0.0065	0.0007	0.0003	0.0005
8	0.0135	0.0016	0.0072	0.0004	0.0111	0.0017	0.0002	0.0012
9	0.0431	0.0081	0.0359	0.0018	0.0196	0.0103	0.0009	0.0026
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^+}$								
1	0.0056	0.0003	0.0012	0.0002	0.0006	0.0013	0.0001	0.0053
2	0.0050	0.0005	0.0022	0.0004	0.0011	0.0019	0.0001	0.0039
3	0.0092	0.0012	0.0053	0.0008	0.0016	0.0047	0.0003	0.0054
4	0.0090	0.0013	0.0056	0.0007	0.0022	0.0052	0.0001	0.0040
5	0.0112	0.0010	0.0044	0.0005	0.0030	0.0039	0.0001	0.0089
6	0.0137	0.0024	0.0109	0.0009	0.0042	0.0054	0.0003	0.0041
7	0.0257	0.0053	0.0235	0.0015	0.0065	0.0012	0.0003	0.0058
8	0.0225	0.0033	0.0145	0.0007	0.0107	0.0034	0.0002	0.0126
9	0.1531	0.0315	0.1400	0.0071	0.0189	0.0455	0.0018	0.0194
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^-}$								
1	0.0124	0.0018	0.0079	0.0012	0.0006	0.0019	0.0008	0.0091
2	0.0114	0.0006	0.0025	0.0004	0.0010	0.0010	0.0002	0.0110
3	0.0221	0.0038	0.0167	0.0024	0.0015	0.0117	0.0008	0.0069
4	0.0199	0.0013	0.0056	0.0007	0.0020	0.0049	0.0001	0.0183
5	0.0096	0.0009	0.0041	0.0004	0.0028	0.0035	0.0001	0.0074
6	0.0203	0.0033	0.0148	0.0012	0.0040	0.0072	0.0004	0.0106
7	0.0211	0.0029	0.0129	0.0008	0.0058	0.0008	0.0002	0.0153
8	0.0573	0.0091	0.0403	0.0021	0.0106	0.0096	0.0005	0.0369
9	0.1272	0.0247	0.1099	0.0053	0.0170	0.0316	0.0014	0.0465

Tabelle A.29.: Beiträge der Unsicherheiten nach Abschnitt 5.4 zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 1999.

A.6. Das Datennahmejahr 2000

Die folgenden Tabellen geben, neben den kinematischen Variablen , die Anzahl und die Asymmetrie der inklusiven und semiinklusiven Ereignissse für die in Tabelle 5.1 definierten x-Bins an. Die Werte von y, η, γ, D, und R, siehe Kapitel 2, werden aus den Mittelwerten von $\langle x \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ berechnet. Die Größe z ist die, in Abschnitt 2.5 definierte, relative Energie des Hadrons bezogen auf die Energie des virtuellen Photons.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Inklusive Ereignisse									
1	0.033	1.213	0.708	0.000	0.025	0.056	0.706	0.364	549416
2	0.047	1.468	0.598	0.000	0.042	0.074	0.581	0.350	668196
3	0.065	1.726	0.516	0.000	0.060	0.092	0.493	0.330	789503
4	0.087	2.011	0.447	0.000	0.082	0.115	0.423	0.304	790785
5	0.119	2.334	0.380	0.000	0.111	0.146	0.358	0.272	927151
6	0.168	2.703	0.311	0.000	0.155	0.191	0.294	0.236	924908
7	0.244	3.126	0.248	0.000	0.220	0.259	0.234	0.198	872774
8	0.342	3.827	0.216	0.000	0.285	0.328	0.209	0.159	377265
9	0.464	5.230	0.218	0.000	0.329	0.381	0.219	0.117	176188
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Hadronen h^+									
1	0.034	1.208	0.697	0.364	0.027	0.057	0.692	0.364	84253
2	0.048	1.456	0.593	0.391	0.043	0.074	0.575	0.351	117197
3	0.065	1.765	0.528	0.405	0.058	0.091	0.508	0.328	137610
4	0.087	2.165	0.482	0.415	0.075	0.111	0.466	0.296	128007
5	0.118	2.754	0.452	0.418	0.094	0.133	0.445	0.250	124471
6	0.165	3.723	0.435	0.417	0.115	0.161	0.445	0.193	85603
7	0.238	5.192	0.421	0.411	0.142	0.196	0.448	0.137	46390
8	0.338	7.260	0.415	0.406	0.171	0.236	0.456	0.096	10422
9	0.446	9.698	0.421	0.403	0.193	0.269	0.474	0.071	2338

Tabelle A.30.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 2000.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Hadronen h^-									
1	0.033	1.209	0.699	0.354	0.026	0.057	0.695	0.364	63788
2	0.047	1.463	0.596	0.380	0.042	0.074	0.579	0.350	83523
3	0.065	1.778	0.532	0.396	0.058	0.091	0.513	0.328	94349
4	0.087	2.194	0.489	0.404	0.074	0.110	0.475	0.294	82729
5	0.118	2.789	0.458	0.406	0.093	0.132	0.453	0.249	77030
6	0.165	3.759	0.440	0.403	0.114	0.160	0.451	0.191	49846
7	0.238	5.256	0.428	0.396	0.140	0.194	0.456	0.136	24768
8	0.338	7.292	0.417	0.386	0.170	0.235	0.459	0.095	5259
9	0.445	9.691	0.421	0.391	0.193	0.268	0.474	0.071	1124
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Pionen π^+									
1	0.033	1.215	0.705	0.355	0.026	0.057	0.702	0.364	56022
2	0.047	1.502	0.613	0.417	0.040	0.072	0.600	0.349	67036
3	0.064	1.878	0.564	0.455	0.053	0.088	0.551	0.322	69451
4	0.087	2.377	0.531	0.480	0.067	0.105	0.526	0.284	57724
5	0.118	3.107	0.511	0.494	0.082	0.125	0.520	0.234	50514
6	0.165	4.205	0.492	0.504	0.101	0.151	0.518	0.177	32276
7	0.238	5.817	0.473	0.513	0.126	0.185	0.515	0.126	15926
8	0.338	7.978	0.456	0.524	0.156	0.225	0.509	0.089	3322
9	0.447	10.255	0.444	0.535	0.183	0.262	0.504	0.068	740
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Pionen π^-									
1	0.033	1.215	0.707	0.352	0.026	0.057	0.704	0.364	48707
2	0.047	1.507	0.616	0.410	0.040	0.072	0.603	0.348	55648
3	0.064	1.883	0.565	0.450	0.053	0.088	0.553	0.322	56529
4	0.086	2.391	0.535	0.473	0.066	0.105	0.530	0.283	45234
5	0.117	3.107	0.511	0.488	0.082	0.125	0.520	0.234	38695
6	0.165	4.195	0.492	0.497	0.101	0.151	0.518	0.178	23276
7	0.237	5.780	0.471	0.503	0.127	0.185	0.513	0.127	10941
8	0.337	7.904	0.454	0.509	0.156	0.225	0.506	0.090	2147
9	0.449	10.258	0.441	0.519	0.185	0.263	0.501	0.068	480

Tabelle A.31.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 2000.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	R	Ereignisse
Semiinklusive Ereignisse mit positiv geladenen Kaonen K^+									
1	0.033	1.213	0.701	0.384	0.026	0.057	0.697	0.364	8963
2	0.047	1.499	0.610	0.432	0.041	0.073	0.596	0.349	11582
3	0.065	1.874	0.562	0.467	0.054	0.088	0.549	0.322	12641
4	0.087	2.382	0.532	0.489	0.067	0.105	0.527	0.284	11104
5	0.118	3.115	0.512	0.504	0.082	0.125	0.521	0.233	10261
6	0.165	4.224	0.494	0.517	0.101	0.151	0.520	0.177	6848
7	0.238	5.804	0.471	0.531	0.127	0.185	0.513	0.126	3627
8	0.337	7.906	0.453	0.538	0.157	0.225	0.506	0.090	785
9	0.450	10.345	0.445	0.534	0.183	0.262	0.505	0.068	166
Semiinklusive Ereignisse mit negativ geladenen Kaonen K^-									
1	0.033	1.220	0.711	0.356	0.025	0.056	0.709	0.364	4830
2	0.047	1.528	0.625	0.398	0.039	0.072	0.614	0.347	5351
3	0.064	1.936	0.582	0.423	0.051	0.087	0.573	0.319	5249
4	0.086	2.505	0.560	0.427	0.062	0.102	0.563	0.277	4064
5	0.118	3.268	0.537	0.438	0.077	0.122	0.554	0.227	3382
6	0.165	4.426	0.519	0.448	0.095	0.147	0.553	0.171	2053
7	0.238	5.985	0.487	0.454	0.122	0.182	0.533	0.123	900
8	0.340	7.942	0.452	0.465	0.158	0.226	0.505	0.089	173
9	0.441	10.319	0.452	0.465	0.179	0.258	0.514	0.068	36

Tabelle A.32.: Kinematische Variablen und Ereigniszahlen für das Jahr 2000.

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Inklusive Asymmetrie A_1			
1	0.033	1.213	$0.0114 \pm 0.0051 \pm 0.0011$
2	0.047	1.468	$0.0212 \pm 0.0052 \pm 0.0016$
3	0.065	1.726	$0.0311 \pm 0.0054 \pm 0.0026$
4	0.087	2.011	$0.0516 \pm 0.0061 \pm 0.0045$
5	0.119	2.334	$0.0741 \pm 0.0064 \pm 0.0076$
6	0.168	2.703	$0.1172 \pm 0.0074 \pm 0.0129$
7	0.244	3.126	$0.1792 \pm 0.0091 \pm 0.0214$
8	0.342	3.827	$0.2664 \pm 0.0149 \pm 0.0309$
9	0.464	5.230	$0.3294 \pm 0.0204 \pm 0.0471$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$			
1	0.034	1.208	$0.0095 \pm 0.0112 \pm 0.0011$
2	0.048	1.456	$0.0309 \pm 0.0112 \pm 0.0028$
3	0.065	1.765	$0.0558 \pm 0.0116 \pm 0.0050$
4	0.087	2.165	$0.0476 \pm 0.0131 \pm 0.0050$
5	0.118	2.754	$0.0659 \pm 0.0138 \pm 0.0067$
6	0.165	3.723	$0.1204 \pm 0.0165 \pm 0.0089$
7	0.238	5.192	$0.1496 \pm 0.0221 \pm 0.0102$
8	0.338	7.260	$0.2687 \pm 0.0452 \pm 0.0179$
9	0.446	9.698	$0.3399 \pm 0.0908 \pm 0.0267$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$			
1	0.033	1.209	$-0.0122 \pm 0.0128 \pm 0.0009$
2	0.047	1.463	$0.0202 \pm 0.0132 \pm 0.0016$
3	0.065	1.778	$0.0325 \pm 0.0139 \pm 0.0030$
4	0.087	2.194	$0.0441 \pm 0.0160 \pm 0.0045$
5	0.118	2.789	$0.0681 \pm 0.0172 \pm 0.0067$
6	0.165	3.759	$0.1268 \pm 0.0214 \pm 0.0091$
7	0.238	5.256	$0.1987 \pm 0.0297 \pm 0.0117$
8	0.338	7.292	$0.2835 \pm 0.0632 \pm 0.0183$
9	0.445	9.691	$0.3104 \pm 0.1310 \pm 0.0253$

Tabelle A.33.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Deuteriumtarget für das Jahr 2000 inklusive aller Korrekturen.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$			
1	0.033	1.215	$0.0021 \pm 0.0135 \pm 0.0007$
2	0.047	1.502	$0.0316 \pm 0.0142 \pm 0.0029$
3	0.064	1.878	$0.0297 \pm 0.0151 \pm 0.0030$
4	0.087	2.377	$0.0274 \pm 0.0172 \pm 0.0034$
5	0.118	3.107	$0.0962 \pm 0.0185 \pm 0.0087$
6	0.165	4.205	$0.1267 \pm 0.0231 \pm 0.0087$
7	0.238	5.817	$0.1254 \pm 0.0328 \pm 0.0086$
8	0.338	7.978	$0.3418 \pm 0.0716 \pm 0.0198$
9	0.447	10.255	$0.1950 \pm 0.1521 \pm 0.0216$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$			
1	0.033	1.215	$-0.0136 \pm 0.0145 \pm 0.0009$
2	0.047	1.507	$0.0040 \pm 0.0155 \pm 0.0011$
3	0.064	1.883	$0.0373 \pm 0.0167 \pm 0.0031$
4	0.086	2.391	$0.0344 \pm 0.0193 \pm 0.0036$
5	0.117	3.107	$0.0824 \pm 0.0212 \pm 0.0074$
6	0.165	4.195	$0.0945 \pm 0.0273 \pm 0.0071$
7	0.237	5.780	$0.2017 \pm 0.0399 \pm 0.0111$
8	0.337	7.904	$0.3537 \pm 0.0899 \pm 0.0203$
9	0.449	10.258	$0.2064 \pm 0.1902 \pm 0.0220$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^+}$			
1	0.033	1.213	$0.0363 \pm 0.0324 \pm 0.0064$
2	0.047	1.499	$0.0651 \pm 0.0329 \pm 0.0068$
3	0.065	1.874	$0.1043 \pm 0.0340 \pm 0.0104$
4	0.087	2.382	$0.0717 \pm 0.0376 \pm 0.0078$
5	0.118	3.115	$0.0777 \pm 0.0394 \pm 0.0114$
6	0.165	4.224	$0.0629 \pm 0.0480 \pm 0.0070$
7	0.238	5.804	$0.1158 \pm 0.0665 \pm 0.0101$
8	0.337	7.906	$0.3947 \pm 0.1427 \pm 0.0253$
9	0.450	10.345	$0.2961 \pm 0.3077 \pm 0.0312$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^-}$			
1	0.033	1.220	$-0.0125 \pm 0.0429 \pm 0.0091$
2	0.047	1.528	$0.0327 \pm 0.0466 \pm 0.0112$
3	0.064	1.936	$-0.0150 \pm 0.0502 \pm 0.0071$
4	0.086	2.505	$0.0417 \pm 0.0580 \pm 0.0187$
5	0.118	3.268	$0.0065 \pm 0.0643 \pm 0.0079$
6	0.165	4.426	$0.0724 \pm 0.0822 \pm 0.0121$
7	0.238	5.985	$0.1036 \pm 0.1274 \pm 0.0171$
8	0.340	7.942	$-0.4128 \pm 0.3003 \pm 0.0434$
9	0.441	10.319	$0.9262 \pm 0.6482 \pm 0.0680$

Tabelle A.34.: Photon-Nukleon-Asymmetrie A_1 am Deuteriumtarget für das Jahr 2000 inklusive aller Korrekturen.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC	RICH
Inklusive Asymmetrie A_1								
1	0.0011	0.0002	0.0005	0.0001	0.0006	0.0006	0.0004	0.0000
2	0.0016	0.0004	0.0008	0.0003	0.0011	0.0005	0.0002	0.0000
3	0.0026	0.0006	0.0012	0.0004	0.0019	0.0010	0.0002	0.0000
4	0.0045	0.0010	0.0021	0.0006	0.0030	0.0023	0.0002	0.0000
5	0.0076	0.0014	0.0030	0.0008	0.0050	0.0047	0.0003	0.0000
6	0.0129	0.0022	0.0047	0.0010	0.0086	0.0081	0.0003	0.0000
7	0.0214	0.0034	0.0072	0.0012	0.0159	0.0118	0.0003	0.0000
8	0.0309	0.0051	0.0107	0.0015	0.0270	0.0091	0.0001	0.0000
9	0.0471	0.0063	0.0132	0.0021	0.0446	0.0036	0.0001	0.0000
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$								
1	0.0011	0.0002	0.0004	0.0001	0.0006	0.0008	0.0001	0.0000
2	0.0028	0.0006	0.0012	0.0004	0.0011	0.0021	0.0002	0.0000
3	0.0050	0.0011	0.0022	0.0007	0.0018	0.0039	0.0003	0.0000
4	0.0050	0.0009	0.0019	0.0005	0.0027	0.0036	0.0002	0.0000
5	0.0067	0.0013	0.0026	0.0006	0.0037	0.0047	0.0003	0.0000
6	0.0089	0.0023	0.0048	0.0009	0.0052	0.0048	0.0006	0.0000
7	0.0102	0.0028	0.0060	0.0008	0.0077	0.0006	0.0003	0.0000
8	0.0179	0.0051	0.0107	0.0012	0.0123	0.0051	0.0005	0.0000
9	0.0267	0.0065	0.0136	0.0014	0.0201	0.0088	0.0007	0.0000
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$								
1	0.0009	0.0002	0.0005	0.0002	0.0006	0.0002	0.0001	0.0000
2	0.0016	0.0004	0.0008	0.0003	0.0011	0.0007	0.0001	0.0000
3	0.0030	0.0006	0.0013	0.0004	0.0018	0.0018	0.0002	0.0000
4	0.0045	0.0008	0.0018	0.0005	0.0026	0.0031	0.0002	0.0000
5	0.0067	0.0013	0.0027	0.0006	0.0037	0.0047	0.0003	0.0000
6	0.0091	0.0024	0.0051	0.0009	0.0051	0.0049	0.0006	0.0000
7	0.0117	0.0038	0.0079	0.0011	0.0075	0.0010	0.0004	0.0000
8	0.0183	0.0054	0.0113	0.0012	0.0122	0.0054	0.0006	0.0000
9	0.0253	0.0059	0.0124	0.0013	0.0200	0.0071	0.0006	0.0000

Tabelle A.35.: Beiträge der Unsicherheiten der Strahl- und Targetpolarisation (P_B und P_T), des Wirkungsquerschnittsverhältnisses R, der Spinstrukturfunktion g_2, der Verschmierungs- und Strahlungskorrekturen (SM und RC), sowie des RICH-Detektors zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 2000.

Bin	**Total**	P_B	P_T	R	g_2	SM	RC	RICH
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$								
1	0.0007	0.0000	0.0001	0.0000	0.0006	0.0002	0.0000	0.0004
2	0.0029	0.0006	0.0013	0.0004	0.0011	0.0022	0.0002	0.0004
3	0.0030	0.0006	0.0012	0.0004	0.0016	0.0021	0.0002	0.0001
4	0.0034	0.0005	0.0011	0.0003	0.0022	0.0021	0.0001	0.0010
5	0.0087	0.0018	0.0038	0.0009	0.0030	0.0068	0.0005	0.0005
6	0.0087	0.0024	0.0051	0.0009	0.0042	0.0051	0.0006	0.0003
7	0.0086	0.0024	0.0050	0.0006	0.0064	0.0005	0.0003	0.0002
8	0.0198	0.0065	0.0137	0.0014	0.0108	0.0065	0.0007	0.0012
9	0.0216	0.0037	0.0078	0.0008	0.0188	0.0051	0.0004	0.0031
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$								
1	0.0009	0.0003	0.0005	0.0002	0.0006	0.0003	0.0001	0.0002
2	0.0011	0.0001	0.0002	0.0001	0.0010	0.0001	0.0000	0.0001
3	0.0031	0.0007	0.0015	0.0004	0.0016	0.0021	0.0002	0.0002
4	0.0036	0.0007	0.0014	0.0004	0.0022	0.0024	0.0002	0.0001
5	0.0074	0.0016	0.0033	0.0007	0.0030	0.0057	0.0004	0.0002
6	0.0071	0.0018	0.0038	0.0007	0.0042	0.0037	0.0005	0.0005
7	0.0111	0.0038	0.0081	0.0010	0.0065	0.0010	0.0004	0.0005
8	0.0203	0.0067	0.0141	0.0015	0.0108	0.0067	0.0007	0.0012
9	0.0220	0.0039	0.0083	0.0008	0.0192	0.0047	0.0004	0.0026
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^+}$								
1	0.0064	0.0007	0.0015	0.0005	0.0006	0.0032	0.0003	0.0053
2	0.0068	0.0012	0.0026	0.0008	0.0011	0.0045	0.0003	0.0039
3	0.0104	0.0020	0.0042	0.0013	0.0016	0.0073	0.0004	0.0054
4	0.0078	0.0014	0.0029	0.0008	0.0022	0.0054	0.0001	0.0040
5	0.0114	0.0015	0.0031	0.0007	0.0030	0.0055	0.0002	0.0089
6	0.0070	0.0012	0.0025	0.0004	0.0042	0.0025	0.0001	0.0041
7	0.0101	0.0022	0.0046	0.0006	0.0065	0.0005	0.0001	0.0058
8	0.0253	0.0075	0.0158	0.0016	0.0108	0.0075	0.0004	0.0126
9	0.0312	0.0056	0.0118	0.0012	0.0191	0.0077	0.0003	0.0194
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^-}$								
1	0.0091	0.0002	0.0005	0.0002	0.0006	0.0002	0.0001	0.0091
2	0.0112	0.0006	0.0013	0.0004	0.0010	0.0011	0.0002	0.0110
3	0.0071	0.0003	0.0006	0.0002	0.0015	0.0008	0.0001	0.0069
4	0.0187	0.0008	0.0017	0.0004	0.0020	0.0029	0.0001	0.0183
5	0.0079	0.0001	0.0003	0.0001	0.0027	0.0004	0.0000	0.0074
6	0.0121	0.0014	0.0029	0.0005	0.0039	0.0028	0.0001	0.0106
7	0.0171	0.0020	0.0041	0.0005	0.0062	0.0005	0.0001	0.0153
8	0.0434	0.0078	0.0165	0.0017	0.0110	0.0078	0.0004	0.0369
9	0.0680	0.0176	0.0370	0.0036	0.0179	0.0213	0.0009	0.0465

Tabelle A.36.: Beiträge der Unsicherheiten nach Abschnitt 5.4 zum systematischen Fehler der Asymmetrien für das Jahr 2000.

A.7. Zusammengefaßte Asymmetrien am Deuteriumtarget

Bin	$\langle x\rangle$	$\langle Q^2\rangle$	y	z	η	γ	D	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Inklusive Asymmetrie A_1								
1	0.033	1.213	0.708	0.000	0.025	0.056	0.706	$0.011 \pm 0.004 \pm 0.001$
2	0.047	1.467	0.598	0.000	0.042	0.074	0.581	$0.018 \pm 0.005 \pm 0.002$
3	0.065	1.725	0.516	0.000	0.060	0.092	0.493	$0.026 \pm 0.005 \pm 0.003$
4	0.087	2.009	0.446	0.000	0.082	0.115	0.423	$0.050 \pm 0.005 \pm 0.005$
5	0.119	2.332	0.380	0.000	0.111	0.146	0.358	$0.076 \pm 0.006 \pm 0.008$
6	0.168	2.700	0.311	0.000	0.155	0.191	0.294	$0.121 \pm 0.007 \pm 0.014$
7	0.244	3.123	0.248	0.000	0.220	0.259	0.234	$0.182 \pm 0.008 \pm 0.022$
8	0.342	3.819	0.216	0.000	0.285	0.328	0.208	$0.279 \pm 0.013 \pm 0.033$
9	0.464	5.229	0.218	0.000	0.329	0.381	0.219	$0.325 \pm 0.018 \pm 0.048$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^+}$								
1	0.034	1.208	0.697	0.364	0.027	0.057	0.692	$0.010 \pm 0.010 \pm 0.001$
2	0.048	1.456	0.593	0.391	0.043	0.074	0.575	$0.024 \pm 0.010 \pm 0.003$
3	0.065	1.765	0.528	0.405	0.058	0.091	0.508	$0.042 \pm 0.010 \pm 0.005$
4	0.087	2.165	0.482	0.415	0.075	0.111	0.466	$0.046 \pm 0.011 \pm 0.005$
5	0.118	2.752	0.452	0.418	0.094	0.133	0.445	$0.074 \pm 0.012 \pm 0.008$
6	0.165	3.720	0.435	0.417	0.115	0.161	0.445	$0.118 \pm 0.015 \pm 0.010$
7	0.238	5.193	0.421	0.411	0.142	0.196	0.448	$0.174 \pm 0.019 \pm 0.013$
8	0.338	7.252	0.415	0.406	0.171	0.236	0.456	$0.251 \pm 0.040 \pm 0.019$
9	0.446	9.701	0.421	0.404	0.193	0.269	0.474	$0.368 \pm 0.079 \pm 0.031$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{h^-}$								
1	0.033	1.209	0.699	0.354	0.026	0.057	0.695	$-0.010 \pm 0.011 \pm 0.001$
2	0.047	1.463	0.596	0.380	0.042	0.074	0.579	$0.008 \pm 0.012 \pm 0.002$
3	0.065	1.778	0.532	0.396	0.058	0.091	0.513	$0.021 \pm 0.012 \pm 0.003$
4	0.087	2.192	0.489	0.404	0.074	0.110	0.474	$0.036 \pm 0.014 \pm 0.005$
5	0.118	2.790	0.458	0.406	0.093	0.132	0.453	$0.065 \pm 0.015 \pm 0.007$
6	0.165	3.757	0.440	0.403	0.114	0.160	0.451	$0.109 \pm 0.019 \pm 0.009$
7	0.238	5.249	0.427	0.396	0.140	0.194	0.455	$0.182 \pm 0.026 \pm 0.012$
8	0.338	7.287	0.417	0.386	0.170	0.235	0.459	$0.263 \pm 0.055 \pm 0.019$
9	0.445	9.708	0.422	0.390	0.193	0.268	0.475	$0.296 \pm 0.114 \pm 0.026$

Tabelle A.37.: Zusammengefaßte kinematische Variablen und Asymmetrien für das Deuteriumtarget aus den Jahren 1998, 1999 und 2000.

Bin	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$	y	z	η	γ	D	$A_1 \pm$ stat. $\pm$ sys.
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^+}$								
1	0.033	1.215	0.705	0.355	0.026	0.057	0.702	$0.000 \pm 0.012 \pm 0.001$
2	0.047	1.502	0.613	0.417	0.040	0.072	0.600	$0.021 \pm 0.012 \pm 0.004$
3	0.064	1.879	0.564	0.455	0.053	0.088	0.551	$0.022 \pm 0.013 \pm 0.003$
4	0.087	2.378	0.531	0.480	0.067	0.105	0.526	$0.027 \pm 0.015 \pm 0.004$
5	0.118	3.104	0.511	0.495	0.082	0.125	0.519	$0.101 \pm 0.016 \pm 0.010$
6	0.165	4.204	0.492	0.504	0.101	0.151	0.518	$0.124 \pm 0.020 \pm 0.009$
7	0.238	5.806	0.472	0.514	0.126	0.185	0.514	$0.131 \pm 0.029 \pm 0.010$
8	0.338	7.958	0.455	0.523	0.156	0.225	0.508	$0.294 \pm 0.063 \pm 0.021$
9	0.447	10.262	0.444	0.534	0.183	0.262	0.504	$0.222 \pm 0.134 \pm 0.024$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{\pi^-}$								
1	0.033	1.214	0.707	0.352	0.026	0.057	0.704	$-0.008 \pm 0.013 \pm 0.001$
2	0.047	1.507	0.616	0.410	0.040	0.072	0.603	$-0.008 \pm 0.014 \pm 0.002$
3	0.064	1.882	0.565	0.450	0.053	0.088	0.553	$0.025 \pm 0.015 \pm 0.003$
4	0.086	2.390	0.535	0.473	0.066	0.105	0.530	$0.034 \pm 0.017 \pm 0.004$
5	0.117	3.108	0.511	0.488	0.082	0.125	0.520	$0.073 \pm 0.019 \pm 0.007$
6	0.165	4.196	0.492	0.497	0.101	0.151	0.518	$0.073 \pm 0.024 \pm 0.007$
7	0.237	5.781	0.471	0.503	0.127	0.185	0.513	$0.197 \pm 0.035 \pm 0.012$
8	0.337	7.883	0.452	0.510	0.157	0.225	0.504	$0.303 \pm 0.079 \pm 0.019$
9	0.449	10.282	0.442	0.519	0.185	0.263	0.502	$0.087 \pm 0.165 \pm 0.025$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^+}$								
1	0.033	1.213	0.701	0.383	0.026	0.057	0.697	$0.034 \pm 0.028 \pm 0.007$
2	0.047	1.498	0.610	0.433	0.041	0.073	0.596	$0.047 \pm 0.029 \pm 0.006$
3	0.065	1.874	0.562	0.467	0.054	0.088	0.549	$0.095 \pm 0.030 \pm 0.010$
4	0.087	2.379	0.532	0.489	0.067	0.105	0.527	$0.087 \pm 0.033 \pm 0.010$
5	0.118	3.116	0.512	0.504	0.082	0.125	0.521	$0.071 \pm 0.035 \pm 0.011$
6	0.165	4.224	0.494	0.516	0.101	0.151	0.521	$0.088 \pm 0.042 \pm 0.009$
7	0.238	5.808	0.471	0.529	0.127	0.185	0.514	$0.164 \pm 0.058 \pm 0.014$
8	0.337	7.906	0.454	0.539	0.157	0.225	0.507	$0.381 \pm 0.125 \pm 0.027$
9	0.449	10.226	0.441	0.537	0.185	0.263	0.500	$0.672 \pm 0.260 \pm 0.063$
Semiinklusive Asymmetrie $A_1^{K^-}$								
1	0.033	1.221	0.711	0.356	0.025	0.056	0.709	$-0.039 \pm 0.038 \pm 0.010$
2	0.047	1.531	0.626	0.398	0.039	0.072	0.615	$0.018 \pm 0.041 \pm 0.012$
3	0.064	1.934	0.582	0.424	0.051	0.087	0.572	$-0.033 \pm 0.044 \pm 0.009$
4	0.086	2.502	0.560	0.428	0.062	0.102	0.562	$0.013 \pm 0.051 \pm 0.019$
5	0.118	3.262	0.536	0.439	0.077	0.122	0.553	$0.024 \pm 0.056 \pm 0.009$
6	0.165	4.418	0.518	0.448	0.095	0.147	0.552	$0.112 \pm 0.073 \pm 0.015$
7	0.237	5.985	0.489	0.452	0.121	0.181	0.535	$0.104 \pm 0.112 \pm 0.018$
8	0.338	7.966	0.456	0.462	0.156	0.224	0.510	$-0.284 \pm 0.257 \pm 0.047$
9	0.441	10.421	0.457	0.460	0.177	0.257	0.520	$1.108 \pm 0.557 \pm 0.090$

Tabelle A.38.: Zusammengefaßte kinematische Variablen und Asymmetrien für das Deuteriumtarget aus den Jahren 1998, 1999 und 2000.

$\langle x \rangle$	0.033	0.047	0.065	0.087	0.119	0.168	0.245	0.342	0.466
ρ_{e^+,h^+}	0.380	0.407	0.406	0.392	0.358	0.297	0.226	0.163	0.113
ρ_{e^+,h^-}	0.333	0.345	0.339	0.318	0.284	0.229	0.166	0.117	0.079
ρ_{e^+,π^+}	0.313	0.312	0.293	0.268	0.231	0.185	0.134	0.094	0.065
ρ_{e^+,π^-}	0.292	0.284	0.265	0.237	0.202	0.157	0.112	0.075	0.052
ρ_{e^+,K^+}	0.134	0.138	0.132	0.124	0.110	0.090	0.067	0.048	0.032
ρ_{e^+,K^-}	0.098	0.094	0.086	0.075	0.064	0.049	0.034	0.023	0.015
ρ_{h^+,h^-}	0.132	0.130	0.125	0.113	0.102	0.091	0.075	0.056	0.054
ρ_{h^+,π^+}	0.828	0.767	0.720	0.681	0.646	0.623	0.595	0.571	0.568
ρ_{h^+,π^-}	0.112	0.097	0.086	0.077	0.069	0.059	0.047	0.034	0.031
ρ_{h^+,K^+}	0.345	0.332	0.319	0.311	0.303	0.298	0.294	0.288	0.278
ρ_{h^+,K^-}	0.043	0.040	0.038	0.036	0.030	0.028	0.022	0.021	0.013
ρ_{h^-,π^+}	0.112	0.098	0.088	0.077	0.071	0.061	0.049	0.035	0.022
ρ_{h^-,π^-}	0.880	0.822	0.779	0.745	0.714	0.689	0.668	0.642	0.656
ρ_{h^-,K^+}	0.046	0.041	0.038	0.034	0.031	0.028	0.020	0.017	0.015
ρ_{h^-,K^-}	0.289	0.266	0.248	0.233	0.221	0.215	0.201	0.191	0.185
ρ_{π^+,π^-}	0.107	0.087	0.076	0.067	0.062	0.052	0.040	0.028	0.018
ρ_{π^+,K^+}	0.013	0.010	0.008	0.007	0.007	0.006	0.004	0.002	0.005
ρ_{π^+,K^-}	0.016	0.012	0.011	0.010	0.008	0.008	0.005	0.003	0.006
ρ_{π^-,K^+}	0.023	0.016	0.013	0.014	0.013	0.012	0.006	0.006	0.006
ρ_{π^-,K^-}	0.007	0.005	0.005	0.004	0.004	0.004	0.002	0.003	0.000
ρ_{K^+,K^-}	0.056	0.056	0.055	0.048	0.045	0.037	0.029	0.031	0.035

Tabelle A.39.: Korrelationskoeffizienten $\rho_{ij} = \rho(A_1^i, A_1^j)$ der Asymmetrien am Deuteriumtarget. Die Werte wurden gemäß Gleichung (6.11) aus den Teilchenmultiplizitäten ermittelt.

B. Tabellen der Ergebnisse: Polarisierte Quarkverteilungen

Extrahierte Quarkpolarisationen					
Bin	$\frac{\Delta u}{u} \pm$ stat. $\pm$ sys.	$\frac{\Delta d}{d} \pm$ stat. $\pm$ sys.	$\frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}} \pm$ stat. $\pm$ sys.	$\frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}} \pm$ stat. $\pm$ sys.	$\frac{\Delta\Delta s+\Delta\bar{s}}{s+\bar{s}} \pm$ stat. $\pm$ sys.
1	$0.116 \pm 0.041 \pm 0.023$	$-0.035 \pm 0.058 \pm 0.020$	$0.030 \pm 0.104 \pm 0.043$	$-0.223 \pm 0.104 \pm 0.031$	$0.108 \pm 0.211 \pm 0.231$
2	$0.132 \pm 0.036 \pm 0.023$	$-0.115 \pm 0.054 \pm 0.019$	$0.017 \pm 0.111 \pm 0.070$	$-0.137 \pm 0.107 \pm 0.032$	$0.315 \pm 0.199 \pm 0.417$
3	$0.185 \pm 0.033 \pm 0.045$	$-0.124 \pm 0.051 \pm 0.026$	$-0.151 \pm 0.124 \pm 0.158$	$-0.088 \pm 0.112 \pm 0.063$	$0.181 \pm 0.200 \pm 0.229$
4	$0.277 \pm 0.033 \pm 0.063$	$-0.245 \pm 0.055 \pm 0.068$	$-0.326 \pm 0.158 \pm 0.273$	$0.112 \pm 0.133 \pm 0.155$	$0.143 \pm 0.235 \pm 0.112$
5	$0.259 \pm 0.032 \pm 0.026$	$-0.212 \pm 0.057 \pm 0.045$	$-0.059 \pm 0.212 \pm 0.181$	$0.069 \pm 0.156 \pm 0.145$	$-0.095 \pm 0.284 \pm 0.119$
6	$0.299 \pm 0.036 \pm 0.031$	$-0.202 \pm 0.072 \pm 0.046$	$0.058 \pm 0.385 \pm 0.269$	$-0.036 \pm 0.247 \pm 0.125$	$0.088 \pm 0.442 \pm 0.157$
7	$0.438 \pm 0.048 \pm 0.045$	$-0.319 \pm 0.105 \pm 0.076$	$-1.310 \pm 0.864 \pm 0.706$	$0.796 \pm 0.557 \pm 0.439$	$-0.049 \pm 0.890 \pm 0.580$
8	$0.459 \pm 0.035 \pm 0.048$	$-0.097 \pm 0.105 \pm 0.258$	—	—	—
9	$0.650 \pm 0.049 \pm 0.048$	$-0.537 \pm 0.183 \pm 0.194$	—	—	—

Tabelle B.1.: Resultate für die fünf extrahierten Quarkpolarisationen mit der Wahl der Anpassungsparameter nach Abschnitt 6.4.

Bin	$(\frac{\Delta u}{u}, \frac{\Delta d}{d})$	$(\frac{\Delta u}{u}, \frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}})$	$(\frac{\Delta u}{u}, \frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}})$	$(\frac{\Delta u}{u}, \frac{\Delta s+\Delta \bar{s}}{s+\bar{s}})$	$(\frac{\Delta d}{d}, \frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}})$	$(\frac{\Delta d}{d}, \frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}})$	$(\frac{\Delta d}{d}, \frac{\Delta s+\Delta \bar{s}}{s+\bar{s}})$	$(\frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}, \frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}})$	$(\frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}, \frac{\Delta s+\Delta \bar{s}}{s+\bar{s}})$	$(\frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}}, \frac{\Delta s+\Delta \bar{s}}{s+\bar{s}})$
1	-0.522	-0.861	0.546	-0.315	0.544	-0.851	-0.217	-0.621	-0.022	-0.096
2	-0.588	-0.834	0.538	-0.235	0.533	-0.825	-0.152	-0.604	-0.083	-0.150
3	-0.605	-0.821	0.507	-0.172	0.492	-0.807	-0.106	-0.567	-0.120	-0.172
4	-0.619	-0.778	0.465	-0.167	0.449	-0.774	-0.108	-0.549	-0.123	-0.144
5	-0.623	-0.740	0.435	-0.146	0.390	-0.706	-0.093	-0.532	-0.110	-0.200
6	-0.636	-0.717	0.444	-0.134	0.365	-0.702	-0.023	-0.541	-0.140	-0.211
7	-0.671	-0.765	0.486	-0.110	0.413	-0.722	0.057	-0.553	-0.126	-0.301
8	-0.867	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9	-0.900	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Tabelle B.2.: Korrelationskoeffizienten der fünf extrahierten Quarkpolarisationen mit der Wahl der Anpassungsparameter nach Abschnitt 6.4.

Bin	**Total**	P_B	P_T	Yield	RC	RICH	SM	R	g_2	Frag.	Unpol.	$\Delta q_{See} \stackrel{x\geq 0.3}{=} 0$
Systematische Unsicherheiten von $\Delta u/u$												
4	0.0232	0.0042	0.0053	0.0006	0.0002	0.0040	0.0005	0.0009	0.0003	0.0217	0.0018	0.0000
5	0.0229	0.0051	0.0066	0.0006	0.0001	0.0027	0.0005	0.0006	0.0004	0.0211	0.0016	0.0000
6	0.0449	0.0061	0.0080	0.0005	0.0003	0.0015	0.0012	0.0005	0.0005	0.0437	0.0002	0.0000
7	0.0625	0.0096	0.0124	0.0006	0.0006	0.0027	0.0016	0.0005	0.0007	0.0603	0.0006	0.0000
8	0.0255	0.0091	0.0120	0.0006	0.0001	0.0014	0.0010	0.0002	0.0008	0.0202	0.0007	0.0000
9	0.0308	0.0106	0.0144	0.0007	0.0002	0.0011	0.0013	0.0001	0.0011	0.0249	0.0018	0.0000
10	0.0450	0.0146	0.0194	0.0007	0.0008	0.0010	0.0035	0.0001	0.0015	0.0374	0.0004	0.0000
11	0.0483	0.0183	0.0267	0.0008	0.0005	0.0000	0.0018	0.0001	0.0017	0.0039	0.0007	0.0349
12	0.0476	0.0255	0.0352	0.0007	0.0004	0.0004	0.0024	0.0001	0.0029	0.0021	0.0025	0.0173
Systematische Unsicherheiten von $\Delta d/d$												
4	0.0197	0.0044	0.0066	0.0011	0.0017	0.0061	0.0050	0.0003	0.0013	0.0158	0.0026	0.0000
5	0.0194	0.0055	0.0085	0.0011	0.0013	0.0055	0.0036	0.0005	0.0016	0.0148	0.0029	0.0000
6	0.0257	0.0075	0.0108	0.0010	0.0006	0.0033	0.0043	0.0003	0.0020	0.0210	0.0035	0.0000
7	0.0680	0.0126	0.0173	0.0011	0.0001	0.0068	0.0041	0.0004	0.0024	0.0635	0.0077	0.0000
8	0.0451	0.0136	0.0196	0.0014	0.0014	0.0029	0.0108	0.0002	0.0031	0.0361	0.0027	0.0000
9	0.0458	0.0176	0.0268	0.0021	0.0014	0.0039	0.0202	0.0001	0.0042	0.0240	0.0008	0.0000
10	0.0757	0.0253	0.0393	0.0024	0.0030	0.0042	0.0264	0.0001	0.0061	0.0502	0.0049	0.0000
11	0.2584	0.0424	0.0752	0.0028	0.0023	0.0002	0.0280	0.0000	0.0109	0.0142	0.0038	0.2406
12	0.1938	0.0764	0.1225	0.0026	0.0020	0.0015	0.0091	0.0001	0.0198	0.0181	0.0146	0.1234

Tabelle B.3.: Beiträge der Unsicherheiten nach Abschnitt 6.5 zum systematischen Fehler der extrahierten Quarkpolarisationen $\Delta u/u$ und $\Delta d/d$.

Bin	**Total**	P_B	P_T	Yield	RC	RICH	SM	R	g_2	Frag.	Unpol.	$\Delta q_{See} \overset{x \geq 0.3}{=} 0$
Systematische Unsicherheiten von $\Delta\bar{u}/\bar{u}$												
4	0.0426	0.0010	0.0029	0.0007	0.0023	0.0034	0.0016	0.0002	0.0002	0.0422	0.0018	0.0000
5	0.0697	0.0011	0.0028	0.0010	0.0014	0.0003	0.0028	0.0001	0.0002	0.0695	0.0014	0.0000
6	0.1584	0.0029	0.0050	0.0011	0.0023	0.0019	0.0042	0.0004	0.0001	0.1572	0.0180	0.0000
7	0.2732	0.0076	0.0100	0.0013	0.0027	0.0010	0.0079	0.0005	0.0001	0.2720	0.0210	0.0000
8	0.1811	0.0017	0.0070	0.0022	0.0004	0.0031	0.0017	0.0001	0.0008	0.1805	0.0126	0.0000
9	0.2692	0.0134	0.0240	0.0039	0.0040	0.0033	0.0168	0.0000	0.0026	0.2671	0.0013	0.0000
10	0.7059	0.0191	0.0471	0.0070	0.0052	0.0099	0.0560	0.0002	0.0071	0.6940	0.1044	0.0000
Systematische Unsicherheiten von $\Delta\bar{d}/\bar{d}$												
4	0.0306	0.0040	0.0060	0.0008	0.0023	0.0043	0.0102	0.0017	0.0012	0.0169	0.0215	0.0000
5	0.0322	0.0040	0.0055	0.0012	0.0006	0.0029	0.0098	0.0006	0.0016	0.0270	0.0120	0.0000
6	0.0629	0.0020	0.0039	0.0011	0.0002	0.0009	0.0096	0.0002	0.0019	0.0616	0.0067	0.0000
7	0.1550	0.0032	0.0051	0.0012	0.0011	0.0070	0.0020	0.0002	0.0023	0.1546	0.0051	0.0000
8	0.1454	0.0037	0.0074	0.0019	0.0006	0.0035	0.0062	0.0001	0.0030	0.1449	0.0005	0.0000
9	0.1251	0.0075	0.0115	0.0020	0.0016	0.0043	0.0015	0.0000	0.0042	0.1227	0.0185	0.0000
10	0.4394	0.0161	0.0381	0.0041	0.0023	0.0024	0.0049	0.0002	0.0075	0.4339	0.0541	0.0000
Systematische Unsicherheiten von $(\Delta s + \Delta\bar{s})/(s + \bar{s})$												
4	0.2306	0.0034	0.0072	0.0001	0.0018	0.0437	0.0115	0.0008	0.0006	0.0873	0.2084	0.0000
5	0.4171	0.0046	0.0098	0.0002	0.0009	0.0509	0.0129	0.0014	0.0008	0.1253	0.3942	0.0000
6	0.2294	0.0052	0.0095	0.0004	0.0023	0.0420	0.0140	0.0005	0.0010	0.0836	0.2087	0.0000
7	0.1124	0.0046	0.0089	0.0008	0.0015	0.0737	0.0197	0.0002	0.0013	0.0567	0.0600	0.0000
8	0.1186	0.0089	0.0145	0.0003	0.0011	0.0676	0.0168	0.0001	0.0015	0.0814	0.0491	0.0000
9	0.1566	0.0034	0.0189	0.0008	0.0005	0.0705	0.0003	0.0002	0.0028	0.1364	0.0228	0.0000
10	0.5804	0.0071	0.0238	0.0002	0.0008	0.1338	0.0065	0.0001	0.0038	0.5568	0.0903	0.0000

Tabelle B.4.: Beiträge der Unsicherheiten nach Abschnitt 6.5 zum systematischen Fehler der extrahierten Quarkpolarisationen $\Delta\bar{u}/\bar{u}$, $\Delta\bar{d}/\bar{d}$ und $(\Delta s + \Delta\bar{s})/(s + \bar{s})$.

Bin	χ^2_{min}/dof
1	0.85
2	0.81
3	0.99
4	0.84
5	1.21
6	0.93
7	1.19
8	1.35
9	0.97

Tabelle B.5.: Reduziertes χ^2 aus der Extraktion der fünf extrahierten Quarkpolarisationen mit der Wahl der Anpassungsparameter nach Abschnitt 6.4.

	Δu	Δd	$\Delta\bar{u}$	$\Delta\bar{d}$	$\Delta s + \Delta\bar{s}$
Δu	1	-0.646	-0.789	0.505	-0.185
Δd	-0.646	1	0.461	-0.769	-0.074
$\Delta\bar{u}$	-0.789	0.461	1	-0.573	-0.088
$\Delta\bar{d}$	0.505	-0.769	-0.573	1	-0.181
$\Delta s + \Delta\bar{s}$	-0.185	-0.074	-0.088	-0.181	1

Tabelle B.6.: Korrelationskoeffizienten der ersten Momente der fünf extrahierten polarisierten Quarkverteilungen.

C. Datenqualitätsstatistik

In diesem Kapitel sind die Statistiken zusammengefaßt, die die Größe der prozentualen Verluste an Luminosität aufgrund einzelner Selektionskriterien, DQ-Schnitte 1 bis 32, für die jeweiligen Datennahmejahre zeigen. Dabei werden die Datennahmejahre 1996 bis 2000 betrachtet. Die in Gleichung (4.3) eingeführte normierte Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ des Luminositätsmonitors in einem Burst ist proportional zu der in diesem Zeitraum verfügbaren Luminosität.
In den Tabellen ist neben der integrierten normierten Zählrate im jeweiligen Jahr auch die prozentual verworfene Luminosität angegeben.
Im Abschnitt C.1 sind die Statistiken für den Verlust aufgrund der betroffenen DQ-Schnitte aufgeführt. In Abschnitt C.2 sind die Statistiken für der Verlust an Luminosität exklusiv für einen DQ-Schnitt angegeben. Dabei bedeutet exklusiv, daß ein DQ-Schnitt die Daten ohne Koinzidenz zu den anderen 31 DQ-Schnitten verwirft.
Alle Tabellen beinhalten drei Spalten. In der Spalte „Oben und Unten" ist die Summe der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ des Luminositätsmonitors für die obere und untere Spektrometerhälfte angegeben. Die Spalten „Oben" bzw. „Unten" geben die entsprechende Summe der normierten Zählraten in der oberen bzw. unteren Spektrometerhälfte wieder.

C.1. DQ-Statistik der betroffenen Selektionskriterien

DQ-Schnitt	Betrifft		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	20775.1 (4.1 %)	10387.6 (4.1 %)	10387.6 (4.1 %)
1: Strahlpol.	38673.5 (7.7 %)	19336.7 (7.7 %)	19336.7 (7.7 %)
2: Totzeitkor.	9995.6 (2.0 %)	4997.8 (2.0 %)	4997.8 (2.0 %)
3: Bürstlänge	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
4: Strahlstrom	42.4 (0.0 %)	21.2 (0.0 %)	21.2 (0.0 %)
5: Lumirate	34022.8 (6.7 %)	17011.4 (6.7 %)	17011.4 (6.7 %)
6: Erster Burst	9365.2 (1.9 %)	4682.6 (1.9 %)	4682.6 (1.9 %)
7: Letzter Burst	306.1 (0.1 %)	153.0 (0.1 %)	153.0 (0.1 %)
8: μDST DQ	19902.8 (3.9 %)	9951.4 (3.9 %)	9951.4 (3.9 %)
9: Logb. verwerfen	92661.7 (18.4 %)	46330.8 (18.4 %)	46330.8 (18.4 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13: Logb. e-Pol. (AHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14: Logb. e-Pol. (EHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
17: GMS (Kalo.)	13.4 (0.0 %)	9.8 (0.0 %)	41.7 (0.0 %)
18: GMS (Lumi, H2)	400.0 (0.1 %)	524.4 (0.2 %)	262.0 (0.1 %)
19: TRD DQ	3872.5 (0.8 %)	2026.7 (0.8 %)	3668.5 (1.5 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	3199.7 (0.6 %)	3595.6 (1.4 %)	2939.2 (1.2 %)
21: Schlechte Runs	21064.2 (4.2 %)	10532.1 (4.2 %)	10532.1 (4.2 %)
22:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
23: α_0	21643.4 (4.3 %)	10821.7 (4.3 %)	10821.7 (4.3 %)
24: α_R	21643.4 (4.3 %)	10821.7 (4.3 %)	10821.7 (4.3 %)
25: Čerenkov DQ	129.7 (0.0 %)	1658.7 (0.7 %)	2492.2 (1.0 %)
26:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	33084.8 (6.6 %)	16542.4 (6.6 %)	16542.4 (6.6 %)
28: Polarimeter DQ	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
29: Target Magnet	3363.4 (0.7 %)	1681.7 (0.7 %)	1681.7 (0.7 %)
30: Totzeitkor. ok	107.6 (0.0 %)	53.8 (0.0 %)	53.8 (0.0 %)
31: $\alpha_R < 0.7$	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.1.: Datenqualitätsstatistik der betroffenen DQ-Schnitte für das Jahr 1996. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Betrifft		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	16953.5 (1.6 %)	8476.8 (1.6 %)	8476.8 (1.6 %)
1: Strahlpol.	48362.7 (4.4 %)	24181.3 (4.4 %)	24181.3 (4.4 %)
2: Totzeitkor.	16139.7 (1.5 %)	8069.8 (1.5 %)	8069.8 (1.5 %)
3: Bürstlänge	0.3 (0.0 %)	0.1 (0.0 %)	0.1 (0.0 %)
4: Strahlstrom	750.7 (0.1 %)	375.4 (0.1 %)	375.4 (0.1 %)
5: Lumirate	48664.3 (4.5 %)	24332.2 (4.5 %)	24332.2 (4.5 %)
6: Erster Burst	21048.4 (1.9 %)	10524.2 (1.9 %)	10524.2 (1.9 %)
7: Letzter Burst	484.3 (0.0 %)	242.1 (0.0 %)	242.1 (0.0 %)
8: μDST DQ	5371.5 (0.5 %)	2685.8 (0.5 %)	2685.8 (0.5 %)
9: Logb. analysierbar	16095.5 (1.5 %)	8047.8 (1.5 %)	8047.8 (1.5 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13: Logb. e-Pol. (AHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14: Logb. e-Pol. (EHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
17: GMS (Kalo.)	9246.6 (0.8 %)	4623.3 (0.8 %)	4623.3 (0.8 %)
18: GMS (Lumi, H2)	15011.8 (1.4 %)	7509.8 (1.4 %)	7794.1 (1.4 %)
19: TRD DQ	6692.5 (0.6 %)	5504.3 (1.0 %)	5512.6 (1.0 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	2236.9 (0.2 %)	2607.9 (0.5 %)	1198.0 (0.2 %)
21: Schlechte Runs	2582.2 (0.2 %)	1291.1 (0.2 %)	1291.1 (0.2 %)
22:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
23: α_0	3149.8 (0.3 %)	1574.9 (0.3 %)	1574.9 (0.3 %)
24: α_R	3155.8 (0.3 %)	1577.9 (0.3 %)	1577.9 (0.3 %)
25: Čerenkov DQ	1350.8 (0.1 %)	1533.3 (0.3 %)	2662.7 (0.5 %)
26:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	20267.2 (1.9 %)	10133.6 (1.9 %)	10133.6 (1.9 %)
28: Polarimeter DQ	39844.8 (3.6 %)	19922.4 (3.6 %)	19922.4 (3.6 %)
29: Target Magnet	19302.6 (1.8 %)	9651.3 (1.8 %)	9651.3 (1.8 %)
30: Totzeitkor. ok	1168.3 (0.1 %)	584.1 (0.1 %)	584.1 (0.1 %)
31: $\alpha_R < 0.7$	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.2.: Datenqualitätsstatistik der betroffenen DQ-Schnitte für das Jahr 1997. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Betrifft		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	4347.3 (0.9 %)	2173.6 (0.9 %)	2173.6 (0.9 %)
1: Strahlpol.	5436.8 (1.1 %)	2718.4 (1.1 %)	2718.4 (1.1 %)
2: Totzeitkor.	4127.3 (0.8 %)	2063.7 (0.8 %)	2063.7 (0.8 %)
3: Bürstlänge	1.9 (0.0 %)	1.0 (0.0 %)	1.0 (0.0 %)
4: Strahlstrom	84.8 (0.0 %)	42.4 (0.0 %)	42.4 (0.0 %)
5: Lumirate	5538.2 (1.1 %)	2769.1 (1.1 %)	2769.1 (1.1 %)
6: Erster Burst	9655.4 (1.9 %)	4827.7 (1.9 %)	4827.7 (1.9 %)
7: μDST DQ	4266.7 (0.8 %)	2133.3 (0.8 %)	2133.3 (0.8 %)
8: μDST DQ PID	117.1 (0.0 %)	58.5 (0.0 %)	58.5 (0.0 %)
9: Logb. analysierbar	5941.8 (1.2 %)	2970.9 (1.2 %)	2970.9 (1.2 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16: Target DQ	14882.6 (2.9 %)	7441.3 (2.9 %)	7441.3 (2.9 %)
17: GMS (Kalo.)	2146.2 (0.4 %)	1073.1 (0.4 %)	1271.4 (0.5 %)
18: GMS (Lumi, H2)	2157.3 (0.4 %)	1079.5 (0.4 %)	1099.8 (0.4 %)
19: TRD DQ	6276.7 (1.2 %)	4030.3 (1.6 %)	4205.4 (1.7 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	3354.2 (0.7 %)	3097.3 (1.2 %)	2904.6 (1.1 %)
21: Schlechte Runs	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
22: HV-Trips (RICH)	47.9 (0.0 %)	42.3 (0.0 %)	24.0 (0.0 %)
23: α_0	5553.2 (1.1 %)	2776.6 (1.1 %)	2776.6 (1.1 %)
24: α_R	7983.5 (1.6 %)	3991.8 (1.6 %)	3991.8 (1.6 %)
25: RICH DQ	3483.4 (0.7 %)	1741.7 (0.7 %)	1741.7 (0.7 %)
26: Tensorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	7606.7 (1.5 %)	3803.4 (1.5 %)	3803.4 (1.5 %)
28: Polarimeter DQ	23553.2 (4.6 %)	11776.6 (4.6 %)	11776.6 (4.6 %)
29:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
30: Totzeitkor. Tr. 21	1970.3 (0.4 %)	985.2 (0.4 %)	985.2 (0.4 %)
31:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.3.: Datenqualitätsstatistik der betroffenen DQ-Schnitte für das Jahr 1998. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Betrifft		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	3782.8 (0.7 %)	1891.4 (0.7 %)	1891.4 (0.7 %)
1: Strahlpol.	7531.2 (1.4 %)	3765.6 (1.4 %)	3765.6 (1.4 %)
2: Totzeitkor.	7303.3 (1.4 %)	3651.7 (1.4 %)	3651.7 (1.4 %)
3: Bürstlänge	0.1 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
4: Strahlstrom	103.0 (0.0 %)	51.5 (0.0 %)	51.5 (0.0 %)
5: Lumirate	7255.2 (1.4 %)	3627.6 (1.4 %)	3627.6 (1.4 %)
6: Erster Burst	14852.0 (2.8 %)	7426.0 (2.8 %)	7426.0 (2.8 %)
7: μDST DQ	2557.3 (0.5 %)	1278.7 (0.5 %)	1278.7 (0.5 %)
8: μDST DQ PID	118.6 (0.0 %)	59.3 (0.0 %)	59.3 (0.0 %)
9: Logb. analysierbar	10564.1 (2.0 %)	5282.1 (2.0 %)	5282.1 (2.0 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16: Target DQ	140967.4 (26.7 %)	70483.7 (26.7 %)	70483.7 (26.7 %)
17: GMS (Kalo.)	493.7 (0.1 %)	574.7 (0.2 %)	913.9 (0.3 %)
18: GMS (Lumi, H2)	536.6 (0.1 %)	273.6 (0.1 %)	271.2 (0.1 %)
19: TRD DQ	364.9 (0.1 %)	1613.1 (0.6 %)	182.5 (0.1 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	816.7 (0.2 %)	1086.1 (0.4 %)	419.7 (0.2 %)
21: Schlechte Runs	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
22: HV-Trips (RICH)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
23: α_0	91709.5 (17.4 %)	45854.8 (17.4 %)	45854.8 (17.4 %)
24: α_R	101746.3 (19.3 %)	50873.1 (19.3 %)	50873.1 (19.3 %)
25: RICH DQ	3719.5 (0.7 %)	1859.8 (0.7 %)	1859.8 (0.7 %)
26: Tensorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	111731.0 (21.2 %)	55865.5 (21.2 %)	55865.5 (21.2 %)
28: Polarimeter DQ	4585.1 (0.9 %)	2292.6 (0.9 %)	2292.6 (0.9 %)
29: Target Magnet	609.3 (0.1 %)	304.6 (0.1 %)	304.6 (0.1 %)
30: Totzeitkor. Tr. 21	756.4 (0.1 %)	378.2 (0.1 %)	378.2 (0.1 %)
31: $\alpha_R < 0.7$	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.4.: Datenqualitätsstatistik der betroffenen DQ-Schnitte für das Jahr 1999. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Betrifft		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	13951.8 (0.7 %)	6975.9 (0.7 %)	6975.9 (0.7 %)
1: Strahlpol.	37522.9 (1.8 %)	18761.5 (1.8 %)	18761.5 (1.8 %)
2: Totzeitkor.	5414.6 (0.3 %)	2707.3 (0.3 %)	2707.3 (0.3 %)
3: Bürstlänge	1770.9 (0.1 %)	885.4 (0.1 %)	885.4 (0.1 %)
4: Strahlstrom	309.6 (0.0 %)	154.8 (0.0 %)	154.8 (0.0 %)
5: Lumirate	40732.6 (1.9 %)	20366.3 (1.9 %)	20366.3 (1.9 %)
6: Erster Burst	71205.2 (3.4 %)	35602.6 (3.4 %)	35602.6 (3.4 %)
7: μDST DQ	12486.6 (0.6 %)	6243.3 (0.6 %)	6243.3 (0.6 %)
8: μDST DQ PID	684.6 (0.0 %)	342.3 (0.0 %)	342.3 (0.0 %)
9: Logb. analysierbar	13431.1 (0.6 %)	6715.5 (0.6 %)	6715.5 (0.6 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16: Target DQ	82687.2 (4.0 %)	41343.6 (4.0 %)	41343.6 (4.0 %)
17: GMS (Kalo.)	6418.7 (0.3 %)	4933.3 (0.5 %)	24642.4 (2.4 %)
18: GMS (Lumi, H2)	32013.7 (1.5 %)	16024.2 (1.5 %)	16014.9 (1.5 %)
19: TRD DQ	2290.5 (0.1 %)	3467.5 (0.3 %)	1145.3 (0.1 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	2749.7 (0.1 %)	2154.6 (0.2 %)	1416.9 (0.1 %)
21: Schlechte Runs	40771.0 (1.9 %)	20385.5 (1.9 %)	20385.5 (1.9 %)
22: HV-Trips (RICH)	51.5 (0.0 %)	1050.8 (0.1 %)	30.1 (0.0 %)
23: α_0	27841.1 (1.3 %)	13920.6 (1.3 %)	13920.6 (1.3 %)
24: α_R	45471.5 (2.2 %)	22735.7 (2.2 %)	22735.7 (2.2 %)
25: RICH DQ	17323.5 (0.8 %)	8661.8 (0.8 %)	8661.8 (0.8 %)
26: Tensorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	49328.4 (2.4 %)	24664.2 (2.4 %)	24664.2 (2.4 %)
28: Polarimeter DQ	33545.9 (1.6 %)	16772.9 (1.6 %)	16772.9 (1.6 %)
29:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
30: Totzeitkor. Tr. 21	4258.2 (0.2 %)	2129.1 (0.2 %)	2129.1 (0.2 %)
31:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.5.: Datenqualitätsstatistik der betroffenen DQ-Schnitte für das Jahr 2000. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die betroffenen Selektionskriterien.

C.2. DQ-Statistik exklusiv für einen DQ-Schnitt

DQ-Schnitt	Exklusiv		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
1: Strahlpol.	21202.8 (4.2 %)	10471.1 (4.2 %)	10226.2 (4.1 %)
2: Totzeitkor.	1566.0 (0.3 %)	772.9 (0.3 %)	771.0 (0.3 %)
3: Bürstlänge	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
4: Strahlstrom	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
5: Lumirate	5226.0 (1.0 %)	2331.3 (0.9 %)	2486.6 (1.0 %)
6: Erster Burst	5958.8 (1.2 %)	2926.7 (1.2 %)	2919.5 (1.2 %)
7: Letzter Burst	26.8 (0.0 %)	13.4 (0.0 %)	13.4 (0.0 %)
8: μDST DQ	8915.4 (1.8 %)	4404.5 (1.7 %)	4367.1 (1.7 %)
9: Logb. analysierbar	57300.2 (11.4 %)	28349.3 (11.2 %)	27800.5 (11.0 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13: Logb. e-Pol. (AHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14: Logb. e-Pol. (EHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
17: GMS (Kalo.)	2.2 (0.0 %)	1.1 (0.0 %)	24.6 (0.0 %)
18: GMS (Lumi, H2)	84.3 (0.0 %)	253.4 (0.1 %)	79.7 (0.0 %)
19: TRD DQ	1395.3 (0.3 %)	735.6 (0.3 %)	1492.3 (0.6 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	1903.4 (0.4 %)	1863.6 (0.7 %)	1494.2 (0.6 %)
21: Schlechte Runs	17977.1 (3.6 %)	8850.2 (3.5 %)	8890.0 (3.5 %)
22:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
23: α_0	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
24: α_R	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
25: Čerenkov DQ	0.0 (0.0 %)	1082.8 (0.4 %)	1390.2 (0.6 %)
26:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
28: Polarimeter DQ	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
29: Target Magnet	727.0 (0.1 %)	353.9 (0.1 %)	332.9 (0.1 %)
30: Totzeitkor. ok	19.1 (0.0 %)	8.0 (0.0 %)	9.5 (0.0 %)
31: $\alpha_R < 0.7$	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.6.: Qualitätsstatistik der exklusiv für einen DQ-Schnitt betroffenen Daten für das Jahr 1996. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die exklusiv betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Exklusiv		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
1: Strahlpol.	32272.3 (3.0 %)	15943.6 (2.9 %)	16092.2 (2.9 %)
2: Totzeitkor.	8007.8 (0.7 %)	3941.2 (0.7 %)	4000.0 (0.7 %)
3: Bürstlänge	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
4: Strahlstrom	344.3 (0.0 %)	172.1 (0.0 %)	153.5 (0.0 %)
5: Lumirate	36156.3 (3.3 %)	18038.4 (3.3 %)	17999.9 (3.3 %)
6: Erster Burst	16510.8 (1.5 %)	8192.5 (1.5 %)	8215.2 (1.5 %)
7: Letzter Burst	26.0 (0.0 %)	13.0 (0.0 %)	13.0 (0.0 %)
8: μDST DQ	2876.4 (0.3 %)	1410.7 (0.3 %)	1426.3 (0.3 %)
9: Logb. analysierbar	4427.1 (0.4 %)	2169.2 (0.4 %)	2213.5 (0.4 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13: Logb. e-Pol. (AHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14: Logb. e-Pol. (EHX)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
17: GMS (Kalo.)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
18: GMS (Lumi, H2)	1409.4 (0.1 %)	706.0 (0.1 %)	259.5 (0.0 %)
19: TRD DQ	2552.5 (0.2 %)	2761.6 (0.5 %)	1380.2 (0.3 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	1267.4 (0.1 %)	1745.6 (0.3 %)	667.4 (0.1 %)
21: Schlechte Runs	1725.8 (0.2 %)	862.9 (0.2 %)	862.9 (0.2 %)
22:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
23: α_0	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
24: α_R	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
25: Čerenkov DQ	901.9 (0.1 %)	1168.4 (0.2 %)	2018.8 (0.4 %)
26:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	547.9 (0.1 %)	273.9 (0.1 %)	273.9 (0.1 %)
28: Polarimeter DQ	33914.9 (3.1 %)	16927.4 (3.1 %)	16950.2 (3.1 %)
29: Target Magnet	15838.5 (1.5 %)	7777.5 (1.4 %)	7657.7 (1.4 %)
30: Totzeitkor. ok	906.7 (0.1 %)	453.4 (0.1 %)	453.4 (0.1 %)
31: $\alpha_R < 0.7$	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.7.: Qualitätsstatistik der exklusiv für einen DQ-Schnitt betroffenen Daten für das Jahr 1997. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die exklusiv betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Exklusiv		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	73.8 (0.0 %)	27.1 (0.0 %)	36.9 (0.0 %)
1: Strahlpol.	4028.2 (0.8 %)	2014.1 (0.8 %)	1999.9 (0.8 %)
2: Totzeitkor.	1085.6 (0.2 %)	539.8 (0.2 %)	539.5 (0.2 %)
3: Bürstlänge	1.9 (0.0 %)	0.9 (0.0 %)	0.9 (0.0 %)
4: Strahlstrom	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
5: Lumirate	1178.4 (0.2 %)	569.9 (0.2 %)	589.2 (0.2 %)
6: Erster Burst	6338.4 (1.2 %)	3139.2 (1.2 %)	3114.5 (1.2 %)
7: μDST DQ	2093.6 (0.4 %)	1041.3 (0.4 %)	1036.1 (0.4 %)
8: μDST DQ PID	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
9: Logb. analysierbar	830.2 (0.2 %)	403.1 (0.2 %)	376.3 (0.1 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16: Target DQ	3507.0 (0.7 %)	1747.2 (0.7 %)	1742.3 (0.7 %)
17: GMS (Kalo.)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	153.8 (0.1 %)
18: GMS (Lumi, H2)	3.7 (0.0 %)	2.7 (0.0 %)	10.8 (0.0 %)
19: TRD DQ	4303.0 (0.8 %)	2734.4 (1.1 %)	3082.8 (1.2 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	968.3 (0.2 %)	1066.4 (0.4 %)	1509.0 (0.6 %)
21: Schlechte Runs	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
22: HV-Trips (RICH)	43.6 (0.0 %)	39.8 (0.0 %)	21.8 (0.0 %)
23: α_0	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
24: α_R	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
25: RICH DQ	2615.4 (0.5 %)	1293.9 (0.5 %)	1290.3 (0.5 %)
26: Tensorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	20.9 (0.0 %)	10.5 (0.0 %)	10.5 (0.0 %)
28: Polarimeter DQ	18971.1 (3.7 %)	9390.0 (3.7 %)	9410.9 (3.7 %)
29:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
30: Totzeitkor. Tr. 21	14.1 (0.0 %)	6.4 (0.0 %)	7.0 (0.0 %)
31:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.8.: Qualitätsstatistik der exklusiv für einen DQ-Schnitt betroffenen Daten für das Jahr 1998. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die exklusiv betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Exklusiv		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
1: Strahlpol.	3743.8 (0.7 %)	1859.3 (0.7 %)	1871.9 (0.7 %)
2: Totzeitkor.	128.5 (0.0 %)	64.1 (0.0 %)	63.5 (0.0 %)
3: Bürstlänge	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
4: Strahlstrom	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
5: Lumirate	3260.8 (0.6 %)	1618.8 (0.6 %)	1628.5 (0.6 %)
6: Erster Burst	9522.1 (1.8 %)	4730.2 (1.8 %)	4746.2 (1.8 %)
7: μDST DQ	718.4 (0.1 %)	356.1 (0.1 %)	358.9 (0.1 %)
8: μDST DQ PID	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
9: Logb. analysierbar	2758.6 (0.5 %)	1307.0 (0.5 %)	1379.3 (0.5 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16: Target DQ	28709.0 (5.4 %)	14133.1 (5.4 %)	14345.4 (5.4 %)
17: GMS (Kalo.)	17.0 (0.0 %)	268.7 (0.1 %)	612.6 (0.2 %)
18: GMS (Lumi, H2)	52.4 (0.0 %)	27.5 (0.0 %)	26.2 (0.0 %)
19: TRD DQ	134.4 (0.0 %)	715.5 (0.3 %)	67.2 (0.0 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	167.2 (0.0 %)	268.1 (0.1 %)	94.8 (0.0 %)
21: Schlechte Runs	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
22: HV-Trips (RICH)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
23: α_0	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
24: α_R	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
25: RICH DQ	2314.5 (0.4 %)	1132.8 (0.4 %)	1157.3 (0.4 %)
26: Tensorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	225.7 (0.0 %)	111.1 (0.0 %)	112.9 (0.0 %)
28: Polarimeter DQ	2136.8 (0.4 %)	1068.4 (0.4 %)	1066.6 (0.4 %)
29: Target Magnet	284.8 (0.1 %)	142.4 (0.1 %)	142.4 (0.1 %)
30: Totzeitkor. Tr. 21	12.0 (0.0 %)	6.0 (0.0 %)	6.0 (0.0 %)
31: $\alpha_R < 0.7$	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.9.: Qualitätsstatistik der exklusiv für einen DQ-Schnitt betroffenen Daten für das Jahr 1999. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die exklusiv betroffenen Selektionskriterien.

DQ-Schnitt	Exklusiv		
	Oben und Unten	Oben	Unten
0: Targetbit	44.1 (0.0 %)	22.1 (0.0 %)	22.1 (0.0 %)
1: Strahlpol.	15792.0 (0.8 %)	7895.9 (0.8 %)	7896.0 (0.8 %)
2: Totzeitkor.	494.8 (0.0 %)	246.4 (0.0 %)	246.2 (0.0 %)
3: Bürstlänge	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
4: Strahlstrom	0.3 (0.0 %)	0.1 (0.0 %)	0.1 (0.0 %)
5: Lumirate	27493.7 (1.3 %)	13516.6 (1.3 %)	13263.7 (1.3 %)
6: Erster Burst	58949.1 (2.8 %)	29400.1 (2.8 %)	29143.2 (2.8 %)
7: μDST DQ	5763.6 (0.3 %)	2866.8 (0.3 %)	2811.5 (0.3 %)
8: μDST DQ PID	320.8 (0.0 %)	160.4 (0.0 %)	160.4 (0.0 %)
9: Logb. analysierbar	1432.8 (0.1 %)	616.5 (0.1 %)	716.4 (0.1 %)
10: Logb. Vektorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
11: Logb. unpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
12: Logb. keine Info.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
13:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
14:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
15: Gastyp	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
16: Target DQ	32732.0 (1.6 %)	16249.2 (1.6 %)	16221.8 (1.6 %)
17: GMS (Kalo.)	2320.8 (0.1 %)	1201.7 (0.1 %)	20709.5 (2.0 %)
18: GMS (Lumi, H2)	24785.5 (1.2 %)	12382.2 (1.2 %)	12120.0 (1.2 %)
19: TRD DQ	841.9 (0.0 %)	1661.9 (0.2 %)	420.9 (0.0 %)
20: HV-Trips (FC, BC)	1201.4 (0.1 %)	813.3 (0.1 %)	633.4 (0.1 %)
21: Schlechte Runs	28363.2 (1.4 %)	13015.4 (1.2 %)	14181.6 (1.4 %)
22: HV-Trips (RICH)	0.0 (0.0 %)	852.8 (0.1 %)	4.2 (0.0 %)
23: α_0	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
24: α_R	1201.5 (0.1 %)	600.7 (0.1 %)	600.7 (0.1 %)
25: RICH DQ	14678.8 (0.7 %)	7255.7 (0.7 %)	7160.9 (0.7 %)
26: Tensorpol.	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
27: Targetpol.	1955.6 (0.1 %)	977.8 (0.1 %)	977.8 (0.1 %)
28: Polarimeter DQ	19928.5 (1.0 %)	9964.2 (1.0 %)	9959.2 (1.0 %)
29:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)
30: Totzeitkor. Tr. 21	51.5 (0.0 %)	25.7 (0.0 %)	24.3 (0.0 %)
31:	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)	0.0 (0.0 %)

Tabelle C.10.: Qualitätsstatistik der exklusiv für einen DQ-Schnitt betroffenen Daten für das Jahr 2000. Gezeigt ist die Summe und der prozentuale Anteil der verworfenen normierten Zählrate $\mathcal{L}_{DQ}$ (Gleichung 4.3) durch die exklusiv betroffenen Selektionskriterien.

D. Korrektur der statistischen Korrelation

Nach Gleichung (6.11) und Abschnitt A.1 in [Fun98] ist der Korrelationskoeffizient zwischen zwei Asymmetrien $A_1^{h_i}$ und $A_1^{h_j}$ gegeben durch

$$Cor\left(A_1^{h_i},\, A_1^{h_j}\right) = \frac{\langle n^{h_i} n^{h_j}\rangle}{\sqrt{\langle (n^{h_i})^2\rangle\langle (n^{h_j})^2\rangle}} \tag{D.1}$$

und der Korrelationskoeffizient zwischen der inklusiven Asymmetrie A_1^{DIS} und einer semiinklusiven $A_1^{h_j}$ des Teilchentyps h_j durch

$$Cor\left(A_1^{DIS},\, A_1^{h_j}\right) = \frac{\langle n^{h_j}\rangle}{\sqrt{\langle (n^{h_j})^2\rangle}}. \tag{D.2}$$

Mit der Anzahl der tiefinelastisch gestreuten Leptonen N_{DIS} in einem x-Bin ist die Multiplizität $\langle n^{h_j}\rangle$ des Teilchentyps h_j definiert als

$$\langle n^{h_j}\rangle = \frac{\sum_k^{N_{DIS}} N_k^{h_j}}{N_{DIS}}. \tag{D.3}$$

Dabei gibt $N_k^{h_j}$ die Anzahl der Hadronen vom Teilchentyps h_j in Koinzidenz zu dem k-ten DIS-Ereignis an. Analog dazu ist das Quadrat der Multiplizität definiert als

$$\langle \left(n^{h_j}\right)^2\rangle = \frac{\sum_k^{N_{DIS}} \left(N_k^{h_j}\right)^2}{N_{DIS}}. \tag{D.4}$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (D.3) und (D.4) in (D.2) erhält man

$$Cor\left(A_1^{DIS},\, A_1^{h_j}\right) = \frac{\sum_k^{N_{DIS}} N_k^{h_j}}{\sqrt{N_{DIS}} \cdot \sqrt{\sum_k^{N_{DIS}} \left(N_k^{h_j}\right)^2}}. \tag{D.5}$$

Da für die semiinklusiven Ereignisse keine Strahlungskorrekturen angebracht werden, verändert sich deren Gesamtzahl pro x-Bin nicht. Eine Korrektur muß in erster Näherung nur auf die Zählrate der inklusiven Ereignisse in einem x-Bin erfolgen.
Der statistische Fehler der inklusiven Asymmetrie ist nach Gleichung (5.11) gegeben durch

$$\delta A_{||} = \frac{L^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} + L^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{\left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} + N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2} \sqrt{\left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} \cdot \delta N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2 + \left(N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} \cdot \delta N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}\right)^2}. \tag{D.6}$$

Da die Zahl der Ereignisse einer Poissonverteilung unterliegt, berechnen sich die Unsicherheiten der inklusiven Zählrate nach Gleichung (5.12)zu $\delta N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}(\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow})} = \sqrt{N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}(\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow})}}$. Unter der Annahme, daß die Zählraten für die jeweiligen Spineinstellungen nahezu gleich sind, kann man mit der Vereinfachung

$$\frac{1}{2} N_{DIS} = N^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} = N^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} \tag{D.7}$$

den Ausdruck des statistischen Fehlers $\delta A_{||}$ vereinfachen:

$$\delta A_{||} = \frac{L^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} + L^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}} L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}}}{\left(L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Rightarrow}} + L_P^{\stackrel{\rightarrow}{\Leftarrow}}\right)^2} \cdot \frac{2}{\sqrt{N_{DIS}}}. \tag{D.8}$$

Eine Veränderung des, aus den Zählraten ermittelten, statistischen Fehlers $\delta A_{||}$ durch den Korrekturfaktor C_{Born} aus Gleichung (5.22) bedeutet nach Gleichung (D.8) eine Korrektur der DIS-Zählrate in einem x-Bin von

$$N_{\text{Born}} = \frac{N_{DIS}}{(C_{\text{Born}})^2}. \tag{D.9}$$

Mit der Verwendung der korrigierten inklusiven Zählrate N_{Born}, eingesetzt in Gleichung (D.5), ergibt sich der korrigierte statistische Korrelationskoeffizient zwischen inklusiver und semiinklusiver Asymmetrie zu

$$Cor\left(A_1^{DIS}, A_1^{h_j}\right) = C_{\text{Born}} \cdot \frac{\sum_k^{N_{DIS}} N_k^{h_j}}{\sqrt{N_{DIS}} \cdot \sqrt{\sum_k^{N_{DIS}} \left(N_k^{h_j}\right)^2}}. \tag{D.10}$$

Literaturverzeichnis

[Abe97a] K. Abe et al., E154 Kollaboration. *Measurements of the neutron spin structure function g_2^n and asymmetry A_2^n*. Phys. Lett. **B 405** (1997), 377.

[Abe97b] K. Abe et al., E154 Kollaboration. *Precision Determination of the Neutron Spin Structure Function g_1^n*. Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 26.

[Abe98] K. Abe et al., E143 Kollaboration. *Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2*. Phys. Rev. **D 58** (1998), 112003.

[Abe99] K. Abe et al., E143 Kollaboration. *Measurements of $R = \sigma_L/\sigma_T$ for 0.03 $< x <$ 0.1 and fit to world data.* Phys. Lett. **B 452** (1999), 194.

[Ack97] K. Ackerstaff et al., HERMES Kollaboration. *Measurement of the Neutron Spin Structure Function g_1^n with a Polarised ^{3}He Internal Target.* Phys. Lett. **B 404** (1997), 383.

[Ack98] K. Ackerstaff et al., HERMES Kollaboration. *The HERMES Spectrometer.* Nucl. Instr. and Meth. **A 417** (1998), 230.

[Ack99a] K. Ackerstaff et al., HERMES Kollaboration. *Flavor decomposition of the polarized quark distributions in the nucleon from inclusive and semi-inclusive deep-inelastic scattering.* Phys. Lett. **B 464** (1999), 123.

[Ack99b] K. Ackerstaff et al., HERMES Kollaboration. *Observation of a Coherence Length Effect in Exclusive ρ^0 Electroproduction.* Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 3025.

[Ada95] D. Adams et al., Spin Myon Kollaboration (SMC). *A new measurement of the spin-dependent structure function $g_1(x)$ of the deuteron.* Phys. Lett. **B 357** (1995), 248.

[Ada96] M. R. Adams et al., E665 Kollaboration. *Proton and deuteron structure functions in muon scattering at 470 GeV.* Phys. Rev. **D 54** (1996), 3006.

[Ade98a] B. Adeva et al., Spin Myon Kollaboration (SMC). *Polarised quark distributions in the nucleon from semi-inclusive spin asymmetries.* Phys. Lett. **B 420** (1998), 180.

[Ade98b] B. Adeva et al., Spin Myon Kollaboration (SMC). *Spin asymmetries A_1 and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering*. Phys. Rev. **D 58** (1998), 112001.

[Adl69] S. L. Adler. *Axial-Vector Vertex in Spinor Electrodynamics*. Phys. Rev. **177** (1969), 2426.

[Adl97a] S. L. Adler, W. A. Bardeen. *Absence of Higher-Order Corrections in the Anomalous Axial-Vector Divergence Equation*. Phys. Lett. **B 406** (1997), 256.

[Adl97b] C. Adloff et al., H1 Kollaboration. *Measurement of event shape variables in deep inelastic e p scattering*. Phys. Lett. **B 406** (1997), 256.

[Air98] A. Airapetian et al., HERMES Kollaboration. *Measurement of the Proton Spin Structure Function g_1^p with a Pure Hydrogen Target*. Phys. Lett. **B 442** (1998), 484.

[Ako97] N. Akopov et al., HERMES g_1^n-Gruppe. *Determination of the 1995 Data Quality and the Extraction of the Spin Structure Function of the Neutron*. HERMES Interner Report **97-007b**.

[Ako00] N. Akopov et al. *The* HERMES *Dual-Radiator Ring Imaging Čerenkov Detector*. HERMES Interner Report **01-003**. Nucl. Instr. and Meth. **A**.

[Aku94] I. Akushevich, N. Shumeiko. *Radiative effects in deep inelastic scattering of polarized leptons by polarized light nuclei*. J. Phys. **G 20** (1994), 513.

[Aku97] I. Akushevich et al. *POLRAD 2.0 FORTRAN code for the radiative corrections calculation to deep inelastic scattering of polarized particles*. Comp. Phys. Comm. **104** (1997), 201.

[Aku01a] I. Akushevich. Private Mitteilung, 2001.

[Aku01b] I. Akushevich, A. Ilyichev, N. Shumeiko. *Radiative effects in scattering of polarized leptons by polarized nucleons and light nuclei*. hep-ph/0106180 .

[Alt77] G. Altarelli, G. Parisi. *Asymptotic Freedom in Parton Language*. Nucl. Phys. **B 126** (1977), 298.

[Alt82] G. Altarelli. *Partons in Quanten Chromodynamics*. Phys. Rep. **81** (1982), 1.

[And83] B. Anderson et al. *Parton Fragmentation and String Dynamics*. Phys. Rep. **97** (1983), 31.

[Ans95] M. Anselmino, A. Efremov and E. Leader. *The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering*. Phys. Rep. **261** (1995), 1. Erratum-ibid 281:399, 1997.

[Ant96] P. L. Antony et al., E142 Kollaboration. *Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized ^3He and the study of the neutron spin structure*. Phys. Rev. **D 54** (1996), 6620.

[Ant99a] P. L. Anthony et al., E154 Kollaboration. *Measurement of the Deuteron Spin Structure Function $g_1^d(x)$ for 1 $(GeV/c)^2 < Q^2 <$ 40 $(GeV/c)^2$*. Phys. Lett. **B 463** (1999), 339.

[Ant99b] P. L. Antony et al., E155 Kollaboration. *Measurement of the proton and deuteron spin structure functions g_2 and asymmetry A_2*. Phys. Lett. **B 458** (1999), 529.

[Arn84] M. Arneodo et al., Europäische Myon Kollaboration (EMC). *Quark and Diquark Fragmentation into Neutral Strange Particles as Observed in Muon-Proton Interactions at 280 GeV*. Phys. Lett. **B 145** (1984), 156.

[Arn95] M. Arneodo et al., New Muon Collaboration (NMC). *Measurement of the proton and the deuteron structure functions F_2^p and F_2^d*. Phys. Lett. **B 364** (1995), 107.

[Ash88] J. Ashman et al., Europäische Myon Kollaboration (EMC). *The measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering*. Phys. Lett. **B 206** (1988), 364.

[Att93] C. C. degli Atti et al. *Nuclear effects in deep inelastic scattering of polarized electrons off polarized ^3He and the neutron spin structure functions*. Phys. Rev. **C 48** (1993), 968.

[Ava96] H. Avakian et al. *Performance of F101 radiation resistant lead glass shower counters*. Nucl. Instr. and Meth. **A 378** (1996), 155.

[Ava98] H. Avakian et al. *Performance of the electromagnetic calorimeter of the* HERMES *experiment*. Nucl. Instr. and Meth. **A 417** (1998), 69.

[Bai99] B. Bains et al. *Determination of the charged hadron asymmetries from the 1997 data*. HERMES Interner Report **99-015**.

[Bar87] R. Barlow. *Event Classification Using Weighting Methods*. Journal of Computational Physics **72** (1987), 202.

[Bar93] D. P. Barber et al. *The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA*. Nucl. Instr. and Meth. **A 329** (1993), 79.

[Bar94] D. P. Barber et al. *High spin polarization at the HERA electron storage ring*. Nucl. Instr. and Meth. **A 338** (1994), 166.

[Bau00] C. Baumgarten. *Studies of Spin Relaxation and Recombination at the* HERMES *Hydrogen/Deuterium Gas Target*. Dissertation, Ludwig-Maximilians Universität München, 2000.

[Bec00a] M. Beckmann. *Extraction of Polarised Quark Distributions of the Nucleon from Deep Inelastic Scattering at the* HERMES *Experiment*. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universitat Freiburg i. Brsg., 2000.

[Bec00b] M. Beckmann et al. *The Longitudinal Polarimeter at HERA*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (2000), 21.

[Bec00c] M. Beckmann, M. Düren, T. Lindemann, C. Simani, M. C. Vetterli, M. G. Vincter, J. Wendland, S. Yoneyama. *New results on the flavor decomposition of the quark polarizations in the nucleon from 1995-1999 data on polarized ^{3}He, hydrogen and deuterium targets.* HERMES Interner Report **00-058**.

[Bec01] M. Beckmann. Private Mitteilung, 2001.

[Bel69] J. S. Bell, R. Jackiw. *A PCAC Puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ-Model*. Nuovo Cimento **60 A** (1969), 74.

[Ben89] A. C. Benvenuti et al., BCDMS Kollaboration. *A high Statistics Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and R from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2*. Phys. Lett. **B 223** (1989), 485.

[Ben96] T. Benisch. *Der Luminositätsmonitor für das* HERMES*-Experiment*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.

[Ben98] T. Benisch. *Polarisierte Bhabha-Streuung und Luminositätsmessung im* HERMES*-Experiment*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[Ber95] S. Bernreuther et al. *Design and performance of the large* HERMES *drift chambers*. Nucl. Instr. and Meth. **A 367** (1995), 96.

[Ber98] S. Bernreuther et al. *The* HERMES *back drift chambers*. Nucl. Instr. and Meth. **A 416** (1998), 45.

[Bin95] J. Binnewies, B. A. Kniehl, G. Kramer. *Next-to-leading order fragmentation functions for pions and kaons*. Z. Phys. **C 65** (1995), 471.

[Bjø66] J. D. Bjørken. *Applications of the Chiral U(6) $\otimes$ U(6) Algebra of Current Densities*. Phys. Rev. **148** (1966), 1467.

[Bjø69a] J. D. Bjørken. *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*. Phys. Rev. **179** (1969), 1547.

[Bjø69b] J. D. Bjørken and E. A. Paschos. *Inelastic Electron-Proton and γ-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*. Phys. Rev. **185** (1969), 1975.

[Blo99] J. Blouw et al. *Design and performance of a large microstrip gas tracker for* HERMES. Nucl. Instr. and Meth. **A 434** (1999), 227.

[Bö97] H. Böttcher, Y. Gärber, U. Stösslein. *Results on the Top/Bottom Detector Alignment for the 1997 Data*. HERMES Interner Report **97-053**.

[Bra96] B. Braun. *Polarization of the* HERMES *Hydrogen Target: Proceedings of the* 12th *Int. Symposium on high Energy Spin Physics, Amsterdam, 1996* .

[Bra97] B. Braun. *The* HERMES *Polarimeter: Proceedings of the* 7th *Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana-Champaign, 1997* .

[Bra00] S. Brauksiepe. *Extraktion der Polarisierten Quark-Verteilungen des Nukleons bei* HERMES . Dissertation, Albert-Ludwigs-Universitat Freiburg i. Brsg., 2000.

[Bre69] J. Breidenbach, J. I. Friedman and H. W. Kendall et al. *Observed Behavior of Highly inelastic Electron - Proton Scattering*. Phys. Rev. Lett. **23** (1969), 935.

[Bre99] J. Breitweg et al., ZEUS Kollaboration. *Measurement of multiplicity and momentum spectra in the current and target regions of the Breit frame in deep inelastic scattering at HERA*. Eur. Phys. J **C 11** (1999), 251.

[Cal68] C. G. Callan und D. J. Gross. Phys. Rev. Lett. **21** (1968), 311.

[Cal69] C. G. Callan und D. J. Gross. *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*. Phys. Rev. Lett. **22** (1969), 156.

[Cas98] C. Caso et al. *Review of Particle Physics*. Eur. Phys. J **C 3** (1998), 1.

[DeS98a] D. DeSchepper et al. *The* HERMES *polarized ^{3}He internal gas target*. Nucl. Instr. and Meth. **A 419** (1998), 16.

[DeS98b] D. DeSchepper, R. Kaiser, E. Cisbani. *Particle identification with the* HERMES *RICH detector: Description of the different approaches.* HERMES Interner Report **98-008**.

[DeS00] D. DeSchepper et al. *The* HERMES *Čerenkov detector*. HERMES Interner Report **00-021**.

[Dok77] Y. L. Dokshitser. *Calculation of structure functions of deep-inelastic scattering and $e^+ e^-$ annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics.* Sov. Phys. **JETP 46** (1977), 641.

[Dü95] M. Düren. *The* HERMES-*Experiment: From the Design to the First Results.* Habilitation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1995.

[Dü01] M. Düren. Interner Bericht: *Some trivial remarks about the propagation of statistical errors in radiative corrections and elsewhere.*
Private Mitteilung, 2001, **http://hermes.desy.de/errorcalc**.

[Ell74] J. Ellis, R. Jaffe. *Sum rule for deep-inelastic electroproduction from polarized protons.* Phys. Rev. **D 9** (1974), 1444.
Erratum ibid D 10:1669, 1974.

[Ell95] J. Ellis, M. Karliner. *Determination of α_s and the Nucleon Spin Decomposition using Recent Polarized Structure Function Data.* Phys. Lett. **B341** (1995), 397.
J. Ellis, M. Karliner, Invited Lectures at the International School of Nucleon Spin Structure, Erice, 1995.
The strange spin of the nucleon. hep-ph/9601280.

[Fey69] R. P. Feynman. *Very High-Energy collisions of Hadrons.* Phys. Rev. Lett. **23** (1969), 1415.

[Fie78] R. D. Field, R. P. Feynman. *A Parametrization of the Properties of Quark Jets.* Nucl. Phys. **B 136** (1978), 1.

[Fri74] H. Fritsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler. *Advantages of the color octet gluon picture.* Phys. Lett. **B 47** (1974), 365.

[Fun98] M. A. Funk. *A Measurement of the Polarised Parton Densities of the Nucleon in Deep-Inelastic Scattering at* HERMES. Dissertation, Universität Hamburg, 1998.

[Gä01a] Y. Gärber. Private Mitteilung, 2001.

[Gä01b] Y. Gärber. *Messung der Proton-Spinstrukturfunktion g_1 bis zu kleinstmöglichen Bjorken-x mit dem* HERMES-*Experiment.* Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, 2001.

[GEA94] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool.* Computing and Networks Division, Application Software Group, CERN, Genf, Schweiz, 1994.

[Geh95] T. Gehrmann, W. J. Stirling. *Spin-dependent parton distributions from polarized structure function data.* Z. Phys. **C 65** (1995), 461.

[Geh96] T. Gehrmann, W. J. Stirling. *Polarized parton distributions in the nucleon.* Phys. Rev. **D 53** (1996), 6100.

[Gei98] P. Geiger. *Measurement of Fragmentation Functions at* HERMES. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universitat Heidelberg, 1998.

[Gel64] M. Gell-Mann. *A Schematic Model of Baryons and Mesons.* Phys. Lett. **8** (1964), 214.

[Goe00a] K. Goeke et al. *Polarized antiquark distributions from the chiral quark-soliton model: summary of the results.* hep-ph/0003324 .

[Goe00b] K. Goeke et al. *Quark distribution functions in the chiral quark-soliton model: cacellation of quantum anomalies.* hep-ph/0001272 .

[Gol96] A. Golendoukhin. *The* HERMES *Polarised Proton Target at HERA.* Amsterdam, 1996. Proc. of the 12th Int. Symposium on High Energy Spin Physics.

[Gri72] V. N. Gribov, L. N. Lipatov. *Deep inelastic ep scattering in perturbation theory.* Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972), 438.

[Gro00] D. E. Groom et al., Particle Data Group. *Review of Particle Physics.* Eur. Phys. J **C 15** (2000), 1.

[Gut99a] A. Gute. Private Mitteilung, 1999.

[Gut99b] A. Gute. *Messung der polarisierten Strukturfunktion g_1^p des Protons im* HERMES-*Experiment.* Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1999.

[Hal84] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics.* John Wiley & Sons, 1984.

[Has99] D. Hasch. *Messung der polarisierten Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ des Protons mit dem* HERMES-*Experiment*. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, 1999.

[Hen99] M. Henoch. *Interpretation der Polarisationsmessungen am polarisierten Wasserstofftarget des* HERMES-*Experimentes am DESY in Hamburg*. Diplomarbeit, Universität Münster, 1999.

[Hen00] M. Henoch. *The sampling correction on α_r for 1997.* HERMES Interner Report **00-004**.

[Hom01] B. Hommez. Private Mitteilung, 2001.

[Hug99] E. W. Hughes. *Polarized Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering: Inclusive Results, Proceedings of the 7^{th} Int. Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD, Zeuthen 19-23 April 1999*. Nucl. Phys. **B 79** (1999), 511.

[Jam94] F. James. *MINUIT - Function Minimization and Error Analysis*. Computing and Networks Division, CERN, Genf, Schweiz, 1994.

[Jun00] P. Jung. *Pion-Kaon Separation mit dem* HERMES-*RICH-Detektor*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2000.

[Kai97a] R. Kaiser. *Measurement of the Spin Structure of the Nucleon using Polarised Deep Inelastic Scattering*. Dissertation, Simon Fraser Universität Kanada, 1997.

[Kai97b] R. Kaiser. *Particle Identification at* HERMES. HERMES Interner Report **97-025**.

[Kai00] R. Kaiser. *Likelihood analysis for the RICH IRT method.* HERMES Interner Report **00-026**.

[Kai01] R. Kaiser. Private Mitteilung, 2001.

[Kod79a] J. Kodaira et al. *QCD higher order effects in spin-dependent deep inelastic electroproduction*. Nucl. Phys. **B 159** (1979), 99.

[Kod79b] J. Kodaira et al. *Quantum-chromodynamic effects in polarized electroproduction*. Phys. Rev. **D 20** (1979), 627.

[Kol98] H. Kolster. *The* HERMES *Gaseous Internal Polarized Proton Target and its use in the HERA Positron Storage Ring*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998.

[Lac98] W. Lachnit. *Die hinteren* HERMES-*Driftkammern und ihr Einfluß auf systematische Fehler von Asymmetriemessungen*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[Lai00] H. L. Lai et al. *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions*. Eur. Phys. J **C 12** (2000), 375.

[Lam95] B. Lampe. *Trends in polarized lepton nucleon scattering*. Fortsch. Phys. **43** (1995), 673.

[Lar94] S. A. Larin. *The next-to-leading QCD approximation to the Ellis-Jaffe sum rule*. Phys. Lett. **B 334** (1994), 192.

[Len01] P. Lenisa. Private Mitteilung, 2001.

[Lip75] L. N. Lipatov. *The parton model and perturbation theory*. Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975), 94.

[Man92] L. Mankiewicz et al. *PEPSI - A Monte Carlo generator for polarized leptoproduction*. Comp. Phys. Comm. **71** (1992), 305.

[McL93] I. McLaren et al. *EPIO - Experimental Physics Input Output Package*. CERN Program Library Long Writeup I101, CERN CN Division, Application Software and Databases Group, Genf, Schweiz, 1993.

[Men97] F. M. Menden. *Measurement of the Valence Quark Spin Distributions of the Nucleon Using Deep Inelastic Scattering at* HERMES. Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik Universität Hamburg, 1997.

[Men01] F. M. Menden. Dissertation in Vorbereitung .

[Mer96] R. Mertig, W. L. van Neerven. *The calculation of the two-loop spin splitting functions $P_{ij}^{(1)}(\alpha)$*. Z. Phys. **C 70** (1996), 637.

[Neg00] K. Negodaeva. *The PID efficiency of the* HERMES *RICH detector for the IRT method*. HERMES Interner Report **00-028**.

[Ouy97] J. Ouyang. HERMES *Charged Pion Fragmentation Functions.* HERMES Interner Report **97-047**.

[Pre97] J. Pretz. *Messung der polarisierten Quarkverteilungen in semi-inklusiver Myon-Nukleon-Streuung*. Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität in Mainz, 1997.

[Pro94] Programming Techniques Group. *ADAMO - An entity-relationship programming system, Version 3.3*. ECP Division, CERN, Genf, Schweiz, 1994.

[Reg01] D. Reggiani. Private Mitteilung, 2001.

[Rey95] E. Reya, M. Glück, W. Vogelsang. *Radiative Parton Model Analysis of Polarized Deep Inelastic Lepton Nucleon scattering*. Phys. Lett. **B359** (1995), 201.

[Rey98] E. Reya, M. Glück, A. Vogt. *Dynamical Parton Distributions Revisted*. Eur. Phys. J **C 5** (1998), 461.

[Rey01] E. Reya, M. Glück, M. Stratmann, W. Vogelsang. *Models for the Polarized Parton Distributions of the Nucleon*. hep-ph/0011215 .

[Rit97] K. Rith. *Quark-Gluon Structure of the Nucleon, in Lectures on QCD, Applications*. Springer, Berlin, 1997. Lecture Notes in Physics, eds. F. Lenz, H. Grießhammer, D. Stoll.

[Rob90] R. G. Roberts. *The Structure of the Proton*. Cambridge University Press, 1990.

[Ruh99] M. Ruh. *Measurement of the Polarised Quark Distributions of the Nucleon at* HERMES. Dissertation, Albert-Ludwigs-Universitat Freiburg i. Brsg., 1999.

[Sch01] P. Schweitzer. Private Mitteilung, 2001.

[Shu82] E. V. Shuryak und A. I. Vainstein. Nucl. Phys. **B 201** (1982), 141.

[Sim01a] M. C. Simani. Private Mitteilung, 2001.

[Sim01b] M. C. Simani. Dissertation in Vorbereitung .

[Sjö94] T. Sjöstrand. *High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*. Comp. Phys. Comm. **82** (1994), 74.

[Sok64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov. *On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation*. Sov. Phys. Doklady **8** (1964), 1203.

[Ste97] J. Stewart. *The* HERMES *Polarised Hydrogen Internal Gas Target*. Urbana-Champaign, 1997. Proc. of the 7th Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams.

[Tal98] H. A. M. Tallini. *A measurement of the quark spin distributions of the nucleon at* HERMES. Dissertation, University of Liverpool, 1998.

[Tip99] B. E. Tipton. *Measurement of the Polarized Parton Distributions With Spin-dependent Deep-inelastic Scattering*. Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1999.

[Vog96] W. Vogelsang. *Rederivation of the spin-dependent next-to-leading order splitting functions*. Phys. Rev. **D 54** (1996), 2023.

[Wan77] S. Wandzura und F. Wildczek. *Sum Rules for Spin-Dependent Electroproduction-Test of Relativistic Constituent Quarks*. Phys. Rev. **D 54** (1977), 2023.

[Wan96] W. Wander. *Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im* HERMES-*Experiment*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.

[Wei98] C. Weiskopf. *Untersuchung der Bhabha-Asymmetrien mit dem* HERMES-*Luminositätsmonitor*. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[Wei01] C. Weiskopf. Private Mitteilung, 2001.

[Wen99] J. Wendland. *Improved particle identification at* HERMES *and polarised valence quark distributions in the proton*. Master thesis, Simon Fraser Universität Kanada, 1999.

[Wen01] J. Wendland. Private Mitteilung, 2001.

[Whi90] L. W. Whitlow et al. *A precise extraction of $R = \sigma_L/\sigma_T$ from a global analysis of the SLAC deep inelastic $e\,p$ and $e\,d$ scattering cross-sections*. Phys. Lett. **B 250** (1990), 193.

[Whi92] L. W. Whitlow et al. *Precise measurements of proton and deuteron structure functions from a global analysis of the SLAC deep inelastic electron scattering cross sections*. Phys. Lett. **B 282** (1992), 475.

[Yu 98] J. Yu für die CCFR/NuTeV Kollaboration. *Strange sea and α_s measurements from ν-N deep inelastic scattering at CCFR/NuTeV*. hep-ex/9806030 .

[Zij94] E. B. Zijlstra, W. L. van Neerven. *Order-α_s^2 corrections to the polarized structure function $g_1(x, Q^2)$*. Nucl. Phys. **B 417** (1994), 61.

Danksagung

Während meiner Zeit in der HERMES-Kollaboration hatte ich die Gelegenheit, in einem internationalen Team von Wissenschaftlern mitzuwirken. Diese Zusammenarbeit hat mir sehr viel Spaß und Freude bereitet, und ich danke allen hier nicht namentlich erwähnten Beteiligten für ihren persönlichen Beitrag an der erfolgreichen Fertigstellung meiner Doktorarbeit.

Herrn Prof. Dr. A. Wagner danke ich, mir die Möglichkeit gegeben zu haben, ein so interessantes und herausforderndes Projekt selbständig bewältigen zu können.
Prof. Dr. Michael Düren danke ich für die Bereitschaft, sich meiner wissenschaftlichen Betreuung anzunehmen.
Prof. Dr. W. Scobel danke ich für sein persönliches Interesse bei meinen gelegentlichen Besuchen der EDDA-Gruppe.

Ich danke den ehemaligen Kollegen Holger Ihssen, Michael Ruh und Knut Woller für die freundliche Aufnahme und Zusammenarbeit zu Beginn meiner Doktorarbeitszeit. Besonders erwähnt sei hier Knut Woller, der mir nicht nur viele Tricks und Kniffe im Umgang mit UNIX und C beigebracht hat.
Marc Beckmann und Larry Felawka danke ich für die äußerst angenehme Atmosphäre in unserem Büro. Speziell möchte ich Larry Felawka für die zahlreichen Diskussionen über EDV, Aktienmärkte und den Rest der Welt danken. Marc Beckmann danke ich für seine ruhige und besonnene Art, mit der er auch in hektischen Phasen nie den Überblick verliert.

York Holler danke ich für die überaus informativen und netten Schichten, die wir im HERMES-Kontrollraum verbracht haben. Aber auch unsere abendlichen Gespräche haben mir immer Spaß gemacht.

Den jetzigen und ehemaligen Mitgliedern der Δq-Gruppe danke ich für die fruchtbare Zusammenarbeit, die ein Gelingen meiner Arbeit ermöglicht hat. Besonders hervorzuheben ist dabei Jürgen Wendland, mit dem ich zusammen die Analyse der Daten erfolgreich bewältigen konnte. Außerdem danke ich Maria Chiara Simani, der Targetexpertin unserer Δq-Gruppe, für die produktive Zusammenarbeit.

Weiterhin danke ich Stephan Brauksiepe, Andreas Gute, Matthias Hartig, Mark Henoch und Felix Menden für die gute Teamarbeit bei HERMES.

Frank Bauer danke ich für die schöne Zeit in Japan und sein Interesse an den Analysefortschritten bei HERMES.

Für ihre ausdauernde Unterstützung während meiner Studienzeit danke ich meinen Eltern, auch wenn Ihnen mein Fachgebiet noch so fremd erscheint. Ich hoffe, daß ich später meinen Kindern dieselbe uneingeschränkte Unterstützung zukommen lassen kann.
Mein letzter und ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Anke und meinem Sohn Simon, die mir durch ihre Liebe die Zeit außerhalb der Physik so farbenfroh und warm bereitet haben.