

Fakultät für Physik und Astronomie
Universität Heidelberg

Bachelorarbeit im Fach Physik
vorgelegt von

Mathias Wegner

aus Backnang

2010

Extraktion von Partonverteilungen im Proton
mit Wirkungsquerschnitten für Charm-Produktion
in ep-Streuung

Die Bachelorarbeit wurde von Mathias Wegner verfasst am
Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Kurzfassung

Die Extraktion eines PDF-Sets mit aktuellen Resultaten aus der Messung von D^* -Mesonen in tiefinelastischer Streuung bei HERA wird in dieser Bachelorarbeit behandelt. Die einfach differenziellen Wirkungsquerschnitte wurden in den Jahren zwischen 2004 und 2007 mit einer integrierten Luminosität von 347.7pb^{-1} vom H1-Detektor aufgezeichnet. Die Daten unterliegen dabei den Beschränkungen $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $|\eta(D^*)| < 1.8(1.5)$ und $p_t(D^*) > 1.25(1.5)\text{GeV}$. Mit Hilfe des Softwarepakets H1fitter wird ein neues PDF-Set erstellt. Mit diesem werden mit der Software HVQDIS einfach differenzielle Wirkungsquerschnitte von D^* -Mesonen generiert. Außerdem werden die Ergebnisse mit dem PDF-Set CTEQ5F3 verglichen.

Abstract

This bachelor thesis deals with the extraction of a PDF set with the latest results from the measurement of D^* mesons in deep inelastic scattering at HERA. The single differential cross sections were measured with an integrated luminosity of 347.7pb^{-1} by the H1 detector in the years 2004 - 2007. The data is limited to the conditions $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100$, $0.02 < y < 0.7$, $|\eta(D^*)| < 1.8(1.5)$ and $p_t(D^*) > 1.25(1.5)\text{GeV}$. A new PDF set is created with a software package called H1fitter. By using this PDF set the software HVQDIS produces single differential cross sections of D^* -mesons. In addition, the results are compared with the PDF set CTEQ5F3.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der H1-Detektor	2
3	Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung	3
4	Die Struktur des Protons	4
5	Charm-Produktion	8
6	Aufbau der Analyse	9
6.1	Fitten der PDF	9
6.2	Generierung von D*-Wirkungsquerschnitten	12
7	Ergebnisse	14
7.1	Parton Distribution Functions	14
7.2	D*-Wirkungsquerschnitte	16
8	Zusammenfassung	21
9	Anhang	23

1 Einleitung

Das DESY¹ in Hamburg ist mit seinem Speicherring HERA² das einzige Forschungszentrum weltweit, das Elektron-Proton-Streuung bei großen Schwerpunktsenergien untersuchen kann. Während der Datennahme in den Jahren zwischen 1992 und 2007 hatten die entgegen gerichteten Proton- und Elektronstrahlen Energien von 920GeV bzw. 27.5GeV, was einer Schwerpunktsenergie von 319GeV entspricht. Somit konnten alle Quarks bis auf das Top-Quark produziert werden. Die Strahlen waren in 180 Pakete mit jeweils ungefähr 10^{10} Teilchen unterteilt und trafen alle $96.5\mu\text{s}$ aufeinander.

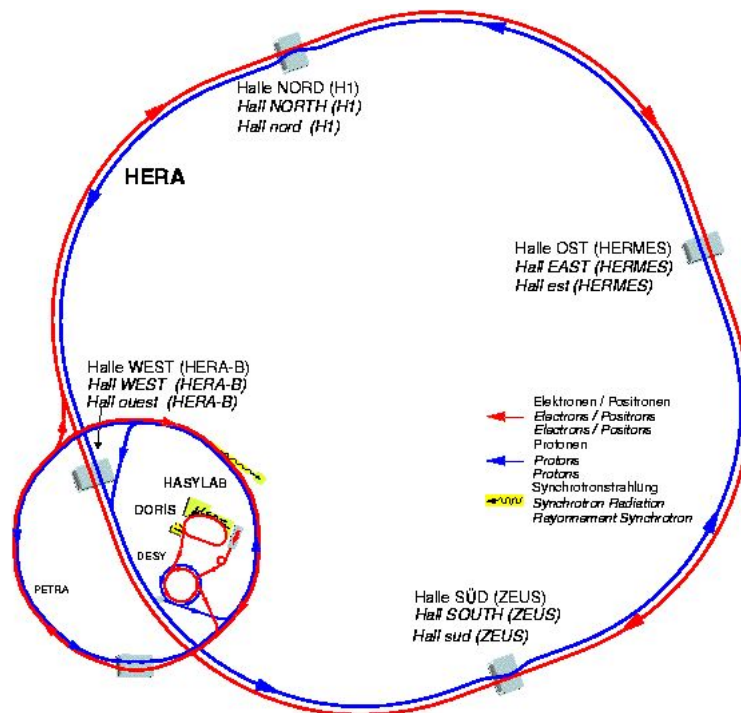


Abbildung 1: HERA, ihre Vorbeschleuniger und Experimentierhallen

Abbildung 1 zeigt HERA mit ihrem Umfang von 6336 m und ihren beiden Vorbeschleunigern DESY und PETRA³. Zu sehen sind ebenfalls die vier Experimentierhallen H1, ZEUS, HERMES und HERA-B, wobei in den beiden letzteren Hallen Messungen an ruhenden Targets vorgenommen wurden.

Eine wichtige Größe ist der Wirkungsquerschnitt, der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton ist. Allgemein können Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der Reaktionsrate R und der Luminosität \mathcal{L} , ein Maß für die Güte der Strahlen und deren gegenseitigen Durchdringung, berechnet werden:

$$\sigma = \frac{R}{\mathcal{L}} \quad (1)$$

¹Deutsches Elektronen-Synchrotron

²Hadron-Elektron-Ring-Anlage

³Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

2 Der H1-Detektor

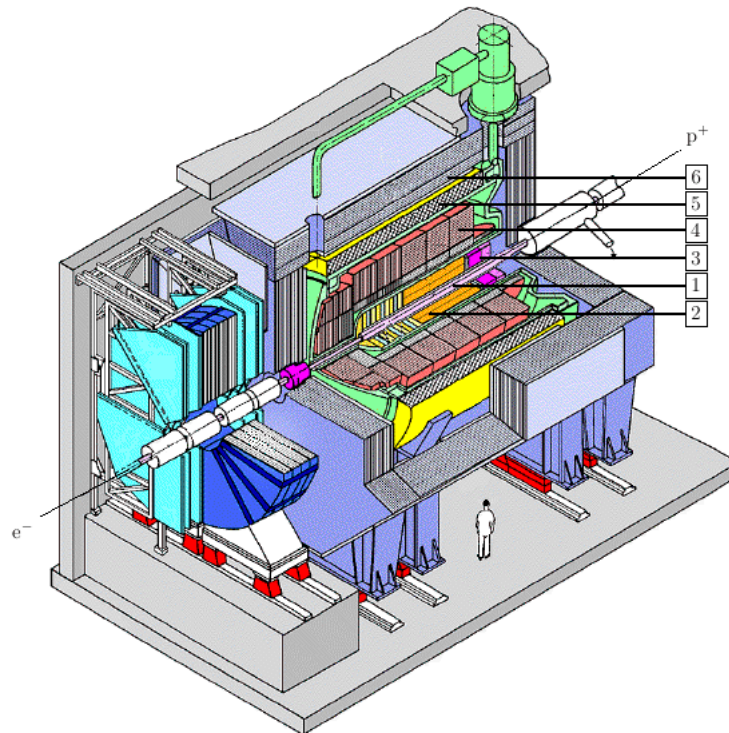


Abbildung 2: Eine Übersicht des H1-Detektors

Der H1-Detektor ermöglicht die Messung des gestreuten Elektrons und der entstandenen Teilchen im Endzustand bei Elektron-Proton-Streuung. Die Messkomponenten decken fast den kompletten Raumwinkel ab. Eine detaillierte Beschreibung ist unter [A⁺97] zu finden. Die wichtigsten Messkomponenten des Detektors sind schalenförmig aufgebaut:

- Der Ausgangspunkt von Teilchenspuren wird mit Silizium-Spurdetektoren [1] bestimmt. Diese verlaufen zylinderförmig direkt um den Wechselwirkungspunkt, in dem Proton- und Elektronstrahl aufeinander treffen.
- Die Hauptbestandteile des darauf folgenden zentralen Spurkammersystems [2] sind zwei Jet-Kammern, durch die die Spur geladener Teilchen ermittelt wird. Durch das Magnetfeld einer Spule [5] beschreiben die Teilchen gekrümmte Bahnen.
- Das sogenannte SPACAL-Kalorimeter [3] dient vor allem einer präzisen Energiemessung der gestreuten Elektronen im hinteren Bereich des Detektors, weist aber auch hadronische Aktivität nach.
- Im Flüssigargon-Kalorimeter [4] werden die meisten Teilchen komplett absorbiert und ihre Energie gemessen.
- Die bisher genannten Komponenten werden hauptsächlich von Myonen durchdrungen. Das Myonensystem [6] ist somit die äußerste Schicht des Detektors und dient zum Nachweis von Myonen.

Das Koordinatensystem ist so gewählt, dass der Protonenstrahl in positive z-Richtung verläuft und die positive x-Achse zum Mittelpunkt des HERA-Rings zeigt. Die y-Achse zeigt somit nach oben. Der Nullpunkt entspricht dem Wechselwirkungspunkt, in dem Proton- und Elektronenstrahl kollidieren. Um die Richtung der auslaufenden Strahlen beschreiben zu können, werden der Azimutwinkel ϕ (in der senkrechten Ebene relativ zur x-Achse) und der Polarwinkel θ (in der waagrechten Ebene relativ zur z-Achse) verwendet. Statt des Polarwinkels wird oft die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$ benutzt.

Die Bachelorarbeit befasst sich mit Daten, die vom H1-Detektor in den Jahren 1994-2000 und 2004-2007 erfasst wurden.

3 Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Abbildung 3 zeigt schematische Feynmangraphen führender Ordnung für die Elektron-Proton-Streuung. Dabei beschreibt \mathbf{k} den Viererimpulsvektor des einlaufenden Elektrons und \mathbf{P} den des Protons. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton wird durch den Austausch elektroschwacher Eichbosonen beschrieben. Man unterscheidet zwischen neutralen Strömen, bei denen ein Photon γ oder ein Z^0 -Boson des Viererimpulses \mathbf{q} ausgetauscht wird, und geladenen Strömen, die durch den Austausch geladener W^\pm -Bosonen erfolgen. Je nach ausgetauschtem Eichboson bleibt das Elektron entweder erhalten oder wird während der Reaktion in ein Elektronneutrino umgewandelt. Die bei der Reaktion entstehenden Produkte sind in der Abbildung durch die Variable X gekennzeichnet.

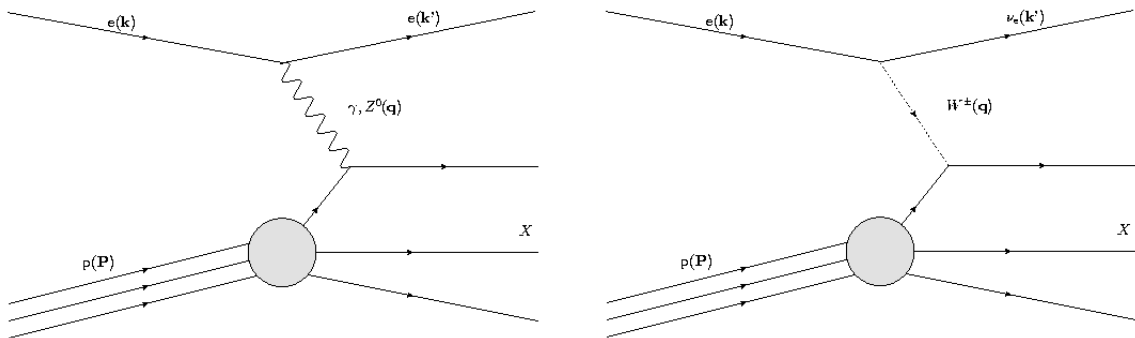


Abbildung 3: Die führende Ordnung tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung neutraler und geladener Ströme

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung wird mit Hilfe von lorentzinvarianten Variablen beschrieben. Es handelt sich dabei um den Viererimpulsübertrag Q^2 , die Björken-Skalenvariable x , die Inelastizität y und die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} .

- Der Viererimpulsübertrag Q^2 ergibt sich aus der absoluten Energieänderung des Elektrons:

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \quad (2)$$

- Die Björken-Skalenvariable x gibt an, welchen Bruchteil des gesamten Protonimpulses das streuende Quark trägt und kann somit Werte zwischen 0 und 1 annehmen:

$$x = \frac{Q^2}{2(\mathbf{P} \cdot \mathbf{q})} \quad (3)$$

- Die Inelastizität y beschreibt den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons und nimmt ebenfalls Werte zwischen 0 und 1 an:

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \quad (4)$$

- Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist ein Maß dafür, wie viel Energie für die Produktion neuer Teilchen zur Verfügung steht und kann für den HERA-Ring wie folgt genähert werden:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(\mathbf{k} + \mathbf{P})^2} \approx 2\sqrt{E_e E_P} = 318 \text{ GeV} \quad (5)$$

Es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$Q^2 = xys \quad (6)$$

Sind nur zwei der drei prozessbeschreibenden Variablen Q^2 , x und y bekannt, kann die dritte ermittelt werden.

Berechnungen, die nur die führende Ordnung berücksichtigen, beschreiben die gemessenen Daten nur ungenau. Berücksichtigt man zusätzlich Prozesse nächsthöherer Ordnung, lassen sich deutlich bessere Ergebnisse erzielen. Prozesse nächsthöherer Ordnung zeichnen sich dadurch aus, dass die Feynman-Graphen nicht nur mit Hilfe eines, sondern zwei Vertizes beschrieben werden. Die Abbildungen 4 und 5 zeigen beispielhaft Prozesse nächsthöherer Ordnung. Die Prozesse behalten quantenelektrodynamische und quantenchromodynamische Korrekturen, bei denen Photonen oder Gluonen eingefangen bzw. abgestrahlt werden. Auch wenn einige aktuelle Programme ihre Berechnungen in dritter Ordnung durchführen, wird in dieser Analyse nur auf die führende und nächsthöhere Ordnung zurückgegriffen.

4 Die Struktur des Protons

Eine ausführliche Herleitung der Zusammenhänge in diesem Unterkapitel gibt [Str07].

Elektron-Proton-Streuung kann sowohl elastisch als auch inelastisch erfolgen. Bei inelastischer Streuung wird das Proton in einen angeregten Zustand versetzt oder bei genügend hohen Energien aufgebrochen, was sich anhand von neu produzierten Hadronen und Leptonen beobachten lässt und als tiefinelastische Streuung bezeichnet wird. Das Proton ist also kein Elementarteilchen, sondern ein Vertreter der Hadronen. Die

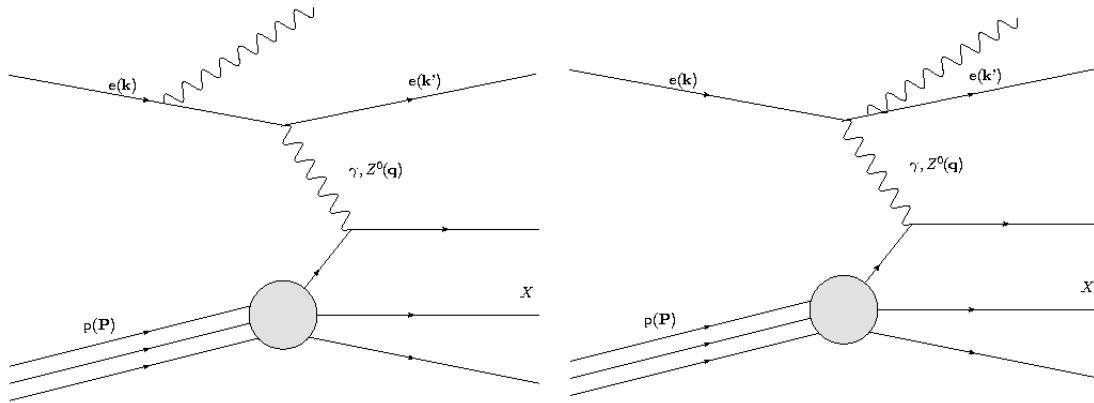


Abbildung 4: Zwei mögliche Ereignisse nächsthöherer Ordnung bei tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung (quantenelektrodynamischen Korrekturen)

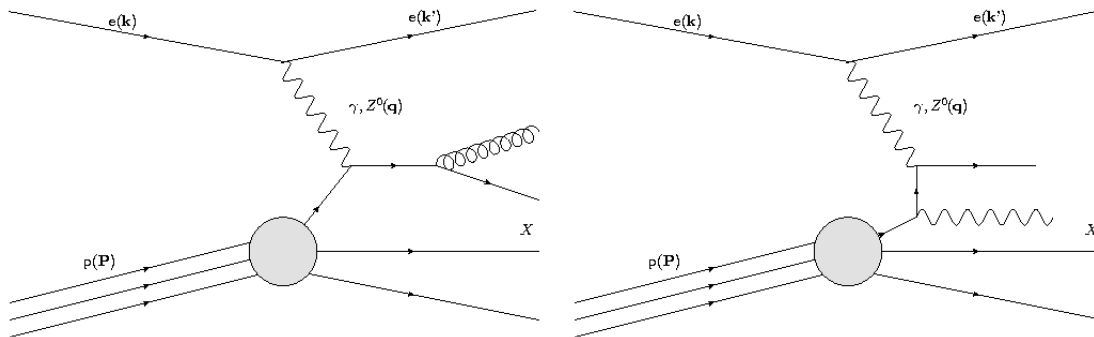


Abbildung 5: Zwei mögliche Ereignisse nächsthöherer Ordnung bei tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung (quantenchromodynamischen Korrekturen)

Struktur des Protons ist aus Quarks und Gluonen aufgebaut, die unter dem Begriff Partonen zusammengefasst werden.

Eine einfache Erklärung über den Aufbau des Protons gibt das Partonmodell, in dem das Proton aus masselosen Konstituenten aufgebaut ist. Als weitere Vereinfachungen wird angenommen, dass die Impulsrichtungen der Partonen parallel zu derjenigen des Protons liegen und somit keine Partontransversalimpulse existieren. Die tiefinelastische Streuung am Proton wird in diesem Model als elastische Streuung an einem Parton beschrieben, während die restlichen Konstituenten nicht an der Reaktion beteiligt sind. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton findet in einem so kleinen Zeitintervall statt, dass die Partonen untereinander nicht wechselwirken und daher das Elektron die Protonstruktur abtasten kann.

Im Gegensatz zur elastischen Streuung, bei der der Wirkungsquerschnitt nur nach einer einzelnen Variable differenziert ist, wird die inelastische Streuung mit Hilfe von zwei Variablen beschrieben, durch den Viererimpulsübertrag Q^2 und die Björken-Variable x . Unter den Vereinfachungen des Partonmodells lässt sich der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung mit der Kopplungskon-

stanten α der elektromagnetischen Wechselwirkung wie folgt beschreiben:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot (F_2(x)(1-y) + F_1(x)y^2x) \quad (7)$$

Die elektrische Strukturfunktion F_2 beschreibt die Ladungsverteilung und die magnetische Strukturfunktion F_1 die Verteilung des magnetischen Moments innerhalb des Protons. F_1 und F_2 erfüllen die Callan-Gross-Relation

$$F_2(x) = 2xF_1(x), \quad (8)$$

aus der folgt, dass die Partonen den Spin 1/2 tragen und als Quarks identifiziert werden können.

Messungen und Analysen am DESY [A⁺03] zeigen Abweichungen der Voraussagen des Partonmodells. Vor allem für große Inelastizitäten y machen sich Transversalimpulse der Partonen bemerkbar; die Strukturfunktionen zeigen eine schwache Abhängigkeit von Q^2 . Die Gleichungen 7 und 8 können daher nur als Näherung betrachtet werden. Die gemessenen Abweichungen von der Callan-Gross-Relation werden durch die longitudinale Strukturfunktion F_L

$$F_L(x, Q^2) := F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2). \quad (9)$$

ausgedrückt. Daraus ergibt sich schließlich die üblich verwendete Form

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot ((1 + (1-y)^2) \cdot F_2(x, Q^2) - y^2 \cdot F_L(x, Q^2)) \quad (10)$$

Wie der Gesamtimpuls des Protons auf die einzelnen Partonen verteilt ist, wird mit Hilfe von Verteilungsfunktionen (PDFs, Parton Distribution Functions) $q_f(x)$ beschrieben. Der Ausdruck $q_f(x)dx$ gibt den Erwartungswert für die Zahl der Quarks einer Flavours f an, deren Impulsbruchteil sich im Intervall $[x, x+dx]$ befindet. Die Strukturfunktion $F_2(x)$ lässt sich mit Hilfe der Quark- und Antiquarkimpulsverteilungen $q_f(x)$ und $\bar{q}_f(x)$ und deren Ladungen z_f ausdrücken:

$$F_2(x) = x \cdot \sum_f z_f^2 (q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)) \quad (11)$$

Der Quarkgehalt des Protons ist gegeben durch zwei Up-Valenzquarks, einem Down-Valenzquark und See-Quarks, wobei die Anzahl der See-Quarks der der Anti-See-Quarks entspricht. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass die schweren Quarks Charm, Bottom und Top nicht zum Protongehalt beitragen. Diese Beschreibung des Protons ohne schwere Quarks wird als Fixed Flavor Number Scheme (FFNS) bezeichnet. Die PDFs unterliegen folgenden Bedingungen:

$$\int_0^1 (u(x, Q^2) - \bar{u}(x, Q^2)) dx = 2 \quad (12)$$

$$\int_0^1 (d(x, Q^2) - \bar{d}(x, Q^2)) dx = 1 \quad (13)$$

$$\int_0^1 (s(x, Q^2) - \bar{s}(x, Q^2)) dx = 0 \quad (14)$$

u , \bar{u} , d , \bar{d} , s und \bar{s} bezeichnen die PDFs der drei leichten Quarks bzw. deren Antiquarks.

Quarks sind nicht die einzigen Elementarteilchen, die den Impuls des Protons tragen. Experimentell zeigt sich, dass der Anteil des Protonimpulses, der von elektrisch ungeladenen Teilchen getragen werden muss, bei einer Virtualität von $Q^2 = 4.0 \text{ GeV}^2$ $\epsilon_g = 43 \pm 2\%$ [A⁺01] beträgt. Diese ungeladenen Teilchen wurden als Gluonen identifiziert, die Eichbosonen der starken Wechselwirkung. Sie werden ebenfalls mit einer PDF $g(x, Q^2)$ beschrieben und müssen in den Berechnungen für die Impulserhaltung berücksichtigt werden:

$$\int_0^1 x \cdot (q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2) + g(x, Q^2)) dx = 1 \quad (15)$$

Es lassen sich nun Vorhersagen für den Verlauf einzelner PDFs machen.

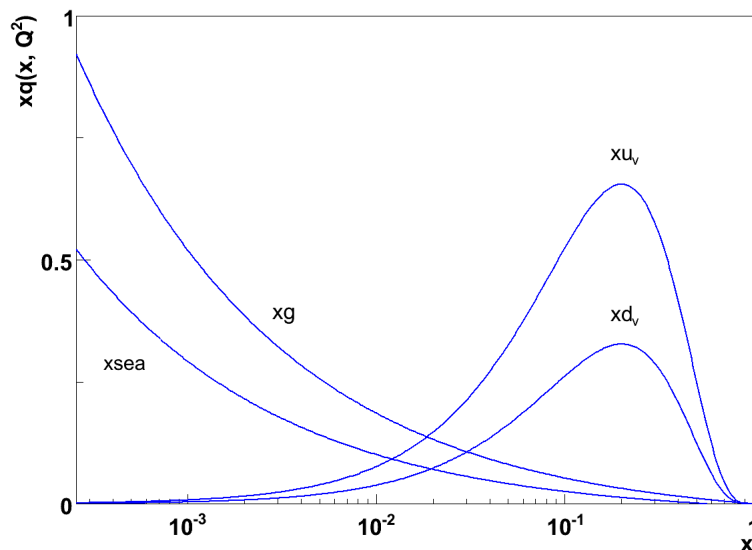


Abbildung 6: Der zu erwartende qualitative Verlauf der PDFs der Valenzquarks, Seequarks und Gluonen

Geht man vom einfachsten Fall aus, in dem das Proton nur aus nicht wechselwirkenden Valenzquarks besteht, trägt jedes Parton genau ein Drittel des gesamten Protonimpulses. Können die Valenzquarks untereinander wechselwirken, so ist es zwar immer noch am wahrscheinlichsten, dass ein streuendes Quark ein Drittel des Protonimpulses trägt, es ergeben sich aber statistische Fluktuationen und die Impulsverteilung weitet sich auf. Ausgeschlossen werden die Fälle, in denen Valenzquarks den vollen ($x \rightarrow 1$) oder keinen Impuls ($x \rightarrow 0$) tragen. In einem letzten Schritt wird berücksichtigt, dass das Proton zusätzlich aus Gluonen aufgebaut ist, die in Quark-Antiquark-Paare aufspalten können. Man erwartet eine Streuung an einem Gluon oder einem See-Quark für kleine x bei

stark inelastischen Prozessen. Das Maximum der Valenzquark-Verteilung erfährt daher eine Verschiebung in negative x -Richtung, da nun eine ganze Anzahl weiterer Teilchen winzige Impulsanteile des Protons tragen (Abbildung 6).

5 Charm-Produktion

Charm-Quarks⁴ werden bei tiefinelastischer Streuung hauptsächlich durch die Boson-Gluon-Fusion produziert:

$$\gamma + g \rightarrow c + \bar{c} \quad (16)$$

Bei der Beschreibung des Protons durch das FFNS können keine Charm-Quarks innerhalb des Protons existieren. Damit ist der in Abbildung 7 gezeigte Prozess die einzige Möglichkeit, Charm-Quarks in tiefinelastischer Streuung zu produzieren. Ein Gluon des Protons spaltet in ein Charm- und ein Anti-Charm-Quark auf. Das einlaufende Elektron streut elastisch an einem der beiden schweren Elementarteilchen. Die Verteilung der Charm-Quarks $F_2^{c\bar{c}}(x, Q^2)$ lässt sich analog zu Gleichung 17 durch doppelt differenzielle Charm-Wirkungsquerschnitte bestimmen:

$$\frac{d^2\sigma^{c\bar{c}}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot ((1 + (1 - y)^2) \cdot F_2^{c\bar{c}}(x, Q^2) - y^2 \cdot F_L^{c\bar{c}}(x, Q^2)) \quad (17)$$

Da an jedem produzierten Charm-Quark ein Gluon beteiligt ist, lassen sich mit Hilfe dieses Prozesses Rückschlüsse auf die Gluonverteilungen im Proton ziehen.

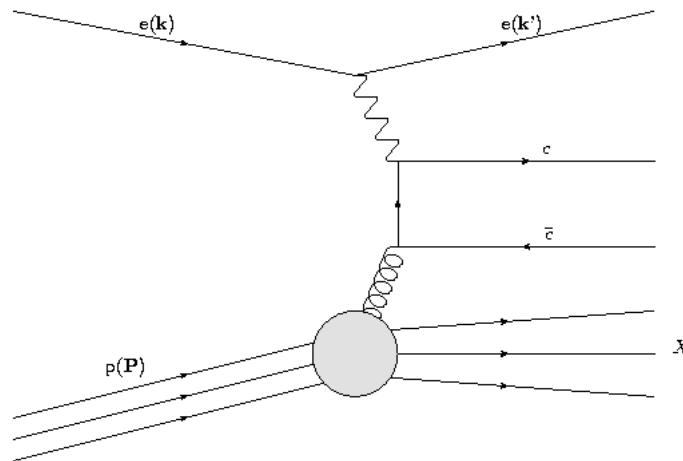


Abbildung 7: Der Boson-Gluon-Fusion als Prozess nächsthöherer Ordnung

Da freie Quarks nicht beobachtet werden, sondern nur in gebundenem Zustand mit anderen Quarks auftreten, sind Wirkungsquerschnitte der obigen Reaktion nicht direkt zugänglich. Diese lassen sich aber dennoch bestimmen, indem Wirkungsquerschnitte von schweren Hadronen mit einem Charm-Quark gemessen und ausgewertet werden. Hier bietet sich vor allem die Analyse von Ereignissen mit $D^{*\pm}$ -Mesonen an, in die $(22.4 \pm 2.8)\%$ der produzierten Charm-Quarks fragmentieren und nach kurzer Zeit wieder

⁴selbiges gilt ebenso für Bottom-Quarks

zerfallen. Ihr sogenannter goldener Zerfall tritt mit einer relativen Häufigkeit von 2.6 % [Y+06] auf:

$$D^{*\pm} \xrightarrow{(67.7\pm 0.5)\%} D^0 \pi_{\text{slow}}^{\pm} \xrightarrow{(3.8\pm 0.07)\%} K^{\mp} \pi^{\pm} \pi_{\text{slow}}^{\pm} \quad (18)$$

Alle drei entstandenen Teilchen können aufgrund ihrer Ladung direkt vom Detektor registriert werden. Durch diesen Zerfallskanal lassen sich D^* -Mesonen gut nachweisen. Der Vorteil dieses Zerfalls ergibt sich aus der Massendifferenz

$$\Delta M = M(D^{*\pm}) - M(D^0) = 145.4 \text{ MeV} \quad (19)$$

der beiden D-Mesonen, die damit nur leicht über der Masse des im ersten Zerfall produzierten Pions mit einer Masse von 139.6 MeV liegt. Aufgrund dessen hat das Pion einen stark eingeschränkten Impulsbereich und wird daher als "slow" bezeichnet. In der Massendifferenz gehen die Impulse der D^0 -Zerfallsteilchen in beide Terme ein, sodass die Auflösung von ΔM weitgehend durch die Impulsauflösung des π_{slow} gegeben ist.

6 Aufbau der Analyse

Die Durchführung gliedert sich in zwei Abschnitte. Im ersten Teil erfolgt mit Hilfe des H1-Softwarepakets H1fitter (basierend auf QCDNUM [Bot10]) die Erzeugung eines PDF-Sets, wobei in diesem Schritt unter anderem Wirkungsquerschnitte von D^* -Mesonen eingehen. Mit diesem PDF-Set werden im zweiten Teil mit dem Programm HVQDIS [HS98] Charm- und $D^{*\pm}$ -Meson-Wirkungsquerschnitte generiert und mit H1-Ergebnissen verglichen. Im optimalen Fall sollten die generierten Wirkungsquerschnitte der D^* -Mesonen mit den ursprünglichen Daten für den Fit der PDF übereinstimmen. Codeänderungen in diesen beiden Programmpaketen nahmen den Großteil dieser Bachelorarbeit in Anspruch. Um eine Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu ermöglichen, sind die durchgeführten Codeänderungen im Anhang detailliert beschrieben.

6.1 Fitten der PDF

Die Software H1fitter dient der Erstellung von PDF-Sets des Protons und berücksichtigt Prozesse führender und nächsthöherer Ordnung. Da aktuelle Versionen dieses Softwarepakets das FFNS nicht unterstützen, HVQDIS allerdings Berechnungen nur im FFNS ausführt, wird in dieser Arbeit auf die ältere Version 16 des H1fitters zurückgegriffen. Bei den Änderungen des Codes handelt es sich dabei zusammengefasst um:

- Das Einlesen eines neuen Datensets
- Die grafische Ausgabe ohne die fehlerbehaftete Evolution zu höheren Q^2
- Die Ausgabe des PDF-Sets im LHAPDF-Format

Bei den neu einzulesenden Daten handelt es sich um nach Q^2 und y doppelt differenzierte Charm-Wirkungsquerschnitte, die aus D^* -Messungen am H1-Detektor gewonnen wurden und unter [H110] publiziert werden. Da die Charm-Daten nur Berechnungen für

die Gluonverteilung erlauben, müssen weitere zusätzliche Daten verwendet werden. Es handelt sich hierbei um Datensätze, die in [A⁺09] zu finden sind und zu der vom DESY veröffentlichten PDF-Set HERAPDF1.0 führten.

Allerdings werden Berechnungen nächsthöherer Ordnung für Prozesse geladener Ströme in FFNS nicht unterstützt. Die Daten geladener Ströme bestimmen vor allem die PDFs der Valenzquarks. Anstatt auf Berechnungen nächsthöherer Ordnung zu verzichten, wurden die Parameter der Valenzquarks auf feste Werte gesetzt. Die fixierten Werte entsprechen dabei den Parametern, die im PDF-Set HERAPDF1.0 die Valenzquark-Verteilung beschreiben. Neben den Charm-Daten werden nur Datensätze neutraler Ströme verwendet.

Variable	neuer Wert	alter Wert
Q_0^2	1.9	4.0
FSTRANGE	0.31	0.33
FCHARM	0.00	0.15
HFSCHEME	1	0
HFMASS	(1.3, 1.7) 1.5	1.4
ALPHAS	0.1176	0.1185
IPAR	22	1

Tabelle 1: Geänderte Einstellungen für den Fit

Tabelle 1 gibt eine Zusammenfassung der für diesen Fit verwendeten Einstellungen, die von den ursprünglichen Einstellungen abweichen. Da die gefixten Parameter der Valenzquarkverteilung nur für $Q^2 = 1.9\text{GeV}^2$ gültig sind, muss die Virtualität für diesen Fit ebenfalls auf 1.9GeV^2 heruntergesetzt werden. Der Anteil der Strange-Quarks ist bei dieser Skala ein wenig kleiner und macht nun 31 % aller negativ geladenen Quarks aus. Charm-Quarks tragen zur Protonstruktur nicht bei; ihr Anteil an allen positiv geladenen Quarks beträgt 0. Mittels der Einstellung HFSCHEME = 1 erfolgt der Fit im FFNS. Die Charmmasse wurde analog zu [H110] auf 1.5GeV gesetzt und mit einer Unsicherheit von $\pm 0.2\text{GeV}$ versehen. Der aktuell offizielle Wert der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s beträgt 0.1176. Die Variable IPAR bestimmt die Parameterdarstellung der zu fittenden Funktionen. Um diese im Anschluss von HVQDIS einlesen zu können, müssen diese im Format des Programms LHAPDF⁵ vorliegen. Die Parametrisierung erfolgt hier allgemein nach folgender Formel:

$$x \cdot f = A_f \cdot x^{B_f} \cdot (1 - x)^{C_f} \cdot (1 + D_f \cdot x + E_f \cdot x^2 + F_f \cdot x^3 + \dots) \quad (20)$$

Weil hohe Polynome einen verschwindend geringen Einfluss haben, werden deren Parameter weggelassen, um den Zeitaufwand des Fits zu reduzieren. Analog zur Parametrisierung des PDF-Sets HERAPDF1.0 [A⁺09] werden die folgenden fünf PDFs erstellt:

⁵siehe <http://projects.hepforge.org/lhapdf/>

$$x \cdot u_v = Au_v \cdot x^{Bu_v} \cdot (1-x)^{Cu_v} \cdot (1 + Du_v \cdot x + Eu_v \cdot x^2) \quad (21)$$

$$x \cdot d_v = Ad_v \cdot x^{Bd_v} \cdot (1-x)^{Cd_v} \cdot (1 + Dd_v \cdot x) \quad (22)$$

$$x \cdot g = Ag \cdot x^{Bg} \cdot (1-x)^{Cg} \cdot (1 + Dg \cdot x) \quad (23)$$

$$x \cdot \bar{D} = A\bar{d} \cdot x^{B\bar{d}} \cdot (1-x)^{C\bar{d}} \quad (24)$$

$$x \cdot \bar{U} = A\bar{u} \cdot x^{B\bar{u}} \cdot (1-x)^{C\bar{u}} \quad (25)$$

Dabei geben u_v , d_v und g die Valenzquarkverteilung und die Gluonverteilung an, \bar{U} und \bar{D} die Verteilungen aller Up-Type-Antiquarks (\bar{u}, \bar{c}) bzw. Down-Type-Antiquarks ($\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$). Unter der Vernachlässigung des Bottom-Quarks ist die Struktur des Protons mit diesen Funktionen und den beiden Parametern FSTRANGE und FCHARM vollständig definiert. Für die Quarks gilt:

$$u = u_v + \bar{U} \cdot (1 - FCHARM) = u_v + \bar{U} \quad (26)$$

$$\bar{u} = \bar{U} \cdot (1 - FCHARM) = \bar{U} \quad (27)$$

$$d = d_v + \bar{D} \cdot (1 - FSTRANGE) \quad (28)$$

$$\bar{d} = \bar{D} \cdot (1 - FSTRANGE) \quad (29)$$

$$s = \bar{s} = \bar{D} \cdot FSTRANGE \quad (30)$$

$$c = \bar{c} = \bar{U} \cdot FCHARM = 0 \quad (31)$$

Die dritte Änderung im Code betrifft die Ausgabe der PDF-Parameter. LHAPDF stellt dafür zwei verschiedene Methoden zur Verfügung. Zum einen besteht die Möglichkeit, die Parameter kurz und übersichtlich direkt per LHpdf zu übergeben, zum anderen können die Funktionen anhand tabellarisch angeordneter Funktionswerte per LHgrid übermittelt werden. Die Datei ist mit einigen MByte sehr groß und nur aufwändig zu erzeugen, bringt aber den Vorteil mit sich, dass Rechenoperationen sehr schnell ausgeführt werden. Da für diese Analyse keine Probleme aufgrund zu langer Rechenzeiten zu erwarten waren, wurde von der ersten Möglichkeit Gebrauch gemacht. Die komplette PDF kann im Anhang nachgeschlagen werden.

Der Fit durch den H1fitter erfolgt durch Variation aller freier Parameter der Gleichungen 21 bis 25. Da die drei Parameter Au_v , Ad_v und Ag der Normierung dienen und zusätzlich analog zu [A⁺09] die drei Bedingungen

$$B\bar{u} = B\bar{d} \quad (32)$$

$$A\bar{u} = A\bar{d} \cdot (1 - FSTRANGE) \quad (33)$$

$$Bu_v = Bd_v \quad (34)$$

gestellt werden, sind von den ursprünglich 19 Parametern nur 13 variabel. Als weitere Einschränkung sind in dieser Analyse die Parameter der Valenzquarks und ein Parameter des Gluons auf feste Werte gesetzt worden. Für den Fit verbleiben daher noch 6 freie Parameter. Tabelle 2 zeigt die für den Fit verwendeten Startwerte.

Parameter	Wert	Variation
Bg	0.2140	0.010
Cg	9.0140	0.500
Dg	0	0
Bu _v	0.6559	0
Cu _v	4.6520	0
Du _v	0	0
Eu _v	9.6930	0
Cd _v	4.3000	0
Dd _v	0	0
A \bar{d}	0.1626	0.001
B \bar{d}	-0.1651	0.001
C \bar{d}	2.4040	0.100
C \bar{u}	2.5820	0.010

Tabelle 2: Startwerte aller freien Fitparameter

6.2 Generierung von D^* -Wirkungsquerschnitten

HVQDIS generiert zu einer gegebenen PDF Charm-Quark-Ereignisse und stellt diese durch einfach und doppelt differenzierte Wirkungsquerschnitte dar. Ebenfalls wie im H1fitter werden Rechnungen in führender und nächsthöherer Ordnung berücksichtigt. Je nach gewünschter statistischer Genauigkeit kann der Berechnungsprozess zwischen wenigen Minuten und mehreren Tagen variieren. Für die Berechnungen steht eine Library zur Verfügung, die aus offiziellen PDFs verschiedener Forschungsgruppen weltweit besteht. Der Code musste in einem Punkt angepasst werden:

- Einlesen einer eigenen PDF

Um ein Vergleich mit Daten vom H1-Detektor machen zu können, muss zudem eine Fragmentation zu beobachtbaren Hadronen erfolgen. Bei den Hadronen handelt es sich um D^* -Mesonen; die Fragmentation wird von einer H1-internen Erweiterung von HVQDIS simuliert.

Beachtet werden muss in diesem Schritt, dass der H1-Detektor aufgrund seiner Geometrie und Auflösung nicht alle Ereignisse registrieren kann und daher nur Ereignisse eines bestimmten kinematischen Bereichs zur Analyse verwendet werden, um unerwünschte Effekte zu unterdrücken. Tabelle 3 zeigt die Einschränkungen, die an dieser Stelle gemacht werden.

Um das Elektron mit dem SPACAL-Kalorimeter mit guter Genauigkeit nachweisen zu können, muss dessen Streuwinkel θ_e nach einer Reaktion mit dem Proton zwischen 153° und 177° liegen [Boe07]. Dieses Kriterium wird von Ereignissen erfüllt, die die Bedingung $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$ einhalten und somit im Bereich mittlerer Virtualitäten tiefinelastischer Streuung liegen. Zusätzlich wird mit diesem Cut die Produktion von Z^0 - und W^\pm - Bosonen unterdrückt, die Massen von ca. 91GeV bzw. 80GeV besitzen. Der

Parameter	min	max
Q^2	5 GeV ²	100 GeV ²
y	0.02	0.7
η	-1.8/-1.5	1.8/1.5
p_t	1.25/1.50 GeV	-

Tabelle 3: Die Beschränkungen des Phasenraums bei der Generierung der D^* -Wirkungsquerschnitte

Cut in der Variable y beschränkt die Energie des auslaufenden Elektrons, das im Bereich $0.02 < y < 0.7$ mit einer guten Auflösung detektiert werden kann. Da der Detektor nicht den kompletten Raumwinkel abdecken kann, muss zusätzlich eine Einschränkung in der Winkelverteilung der produzierten D^* -Mesonen gemacht werden. Der Cut mit $|\eta| < 1.8$ umfasst einen Winkelbereich zwischen 18.77° und 161.2° relativ zum Protonstrahl. Außerdem werden langsame Pionen nur vom Detektor erfasst, wenn die Bedingung $p_t(D^*) > 1.25\text{GeV}$ erfüllt ist. Andernfalls haben diese einen zu kleinen Impuls.

Wirkungsquerschnitte werden differenziell in einer weiteren Variable z gemessen, die den Teil der Energie angibt, die das Photon auf das produzierte D^* -Meson überträgt. Sie kann aus Elektronenstrahlenergie E_e und Energie $E(D^*)$ bzw. Impuls in z -Richtung $p_z(D^*)$ des D^* -Mesons berechnet werden:

$$z = \frac{E(D^*) - p_z(D^*)}{2 \cdot y E_e} \quad (35)$$

Die Wirkungsquerschnitte, die mit dem eigenen PDF-Set generiert werden, werden verglichen mit Wirkungsquerschnitten, die zum einen von Messungen des H1-Detektors resultieren und zum anderen mit Hilfe eines weiteren PDF-Sets generiert werden. Es handelt sich dabei um das PDF-Set CTEQ5F3 der Kollaboration CTEQ⁶, die ebenfalls im FFNS erstellt ist und Berechnungen nächsthöherer Ordnung berücksichtigt.

⁶<http://www.phys.psu.edu/~cteq/>

7 Ergebnisse

7.1 Parton Distribution Functions

Die aus dem Fit resultierenden Parameter der in Abschnitt 6.1 definierten Funktionen der einzelnen PDFs sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Der Fit ergibt mit diesen Parametern bei einer Charmmasse von 1.5GeV ein reduziertes χ^2 von 1.050. Dabei ergibt sich für die beiden Datensätze neutraler Ströme ein χ^2 von 0.745 bzw. 1.022, und für die Datensätze der Charm-Daten ein χ^2 von 1.400. Die Daten werden also in einer geeigneten Weise beschrieben. Die Gleichungen 12, 13 und 14 sind erfüllt. Der Gluonanteil beträgt $39.7_{-0.2}^{+0.5}\%$ und liegt damit etwas unter dem Wert ϵ_g von $(43 \pm 2)\%$, der allerdings für ein Q^2 von 4.0GeV^2 statt 1.9GeV^2 gültig ist und daher als etwas größer erwartet wird.

Parameter	A	B	C	D	E
uv	3.6190	0.6559	4.6520	0	9.6930
dv	2.1280	0.6559	4.3000	0	-
g	3.9870	0.1016	6.7970	0	-
\bar{u}	0.1145	-0.1697	2.3620	-	-
\bar{d}	0.1660	-0.1697	3.3250	-	-

Tabelle 4: Die durch den Fit resultierenden Parameterwerte

Im Folgenden sind die gefitteten PDFs grafisch veranschaulicht und werden mit den beiden PDF-Sets HERAPDF1.0 und CTEQ5F3 verglichen. Zur besseren Übersicht sind die Impulsverteilungen der See-Quarks und der Gluonen um den Faktor 0.2 herunterskaliert. Die Fehlerbänder ergeben sich aus der Variation der Charm-Quarkmasse um $\pm 0.2\text{GeV}$.

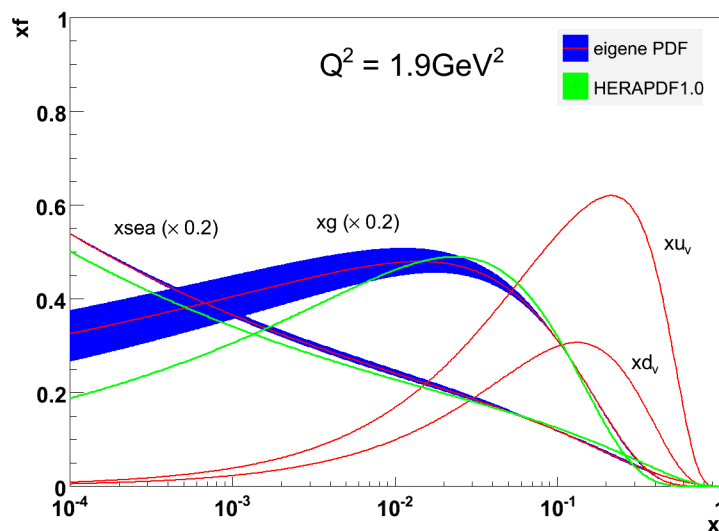


Abbildung 8: Die gefitteten PDFs im Vergleich zu HERAPDF1.0 bei $Q^2 = 1.9\text{GeV}^2$

Da die Parameter der Valenzquark-PDFs in dieser Analyse auf die entsprechenden Werte von HERAPDF1.0 fixiert sind, sind die Verteilungen der Valenzquarks in Abbildung 8 identisch. Allgemein lässt sich eine starke Abweichung der Gluonverteilung vor allem für kleine x beobachten. In diesem kinematischen Bereich zeigt die Gluonverteilung der gefitteten PDF ein dominanteres Verhalten, die Verteilung der See-Quarks liegt dagegen nur leicht über HERAPDF1.0.

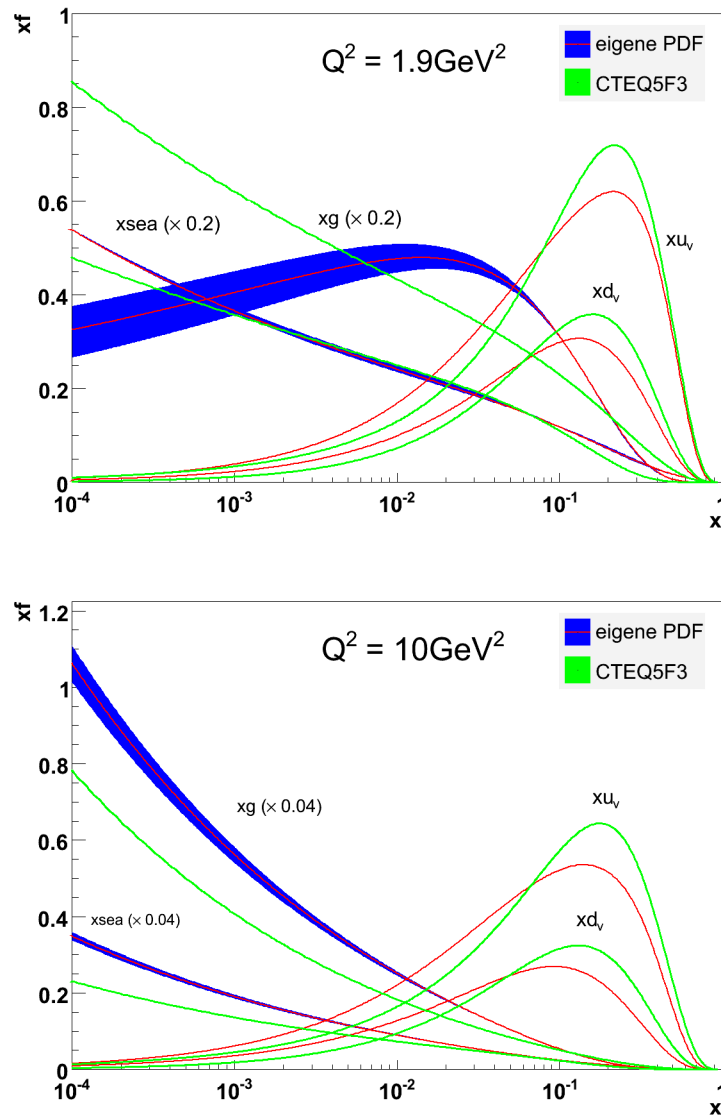


Abbildung 9: Die gefitteten PDFs im Vergleich zu CTEQ5F3 bei $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$

Abbildung 9 vergleicht die gefitteten PDFs mit CTEQ5F3 bei den Virtualitäten $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Die Valenzquarks haben in CTEQ5F3 einen deutlich größeren Einfluss für $x > 0.08$, sind aber für kleiner werdende x weniger dominant. Bei $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$

ergibt sich der größte Unterschied in der Gluonverteilung, die in diesem Fit für mittelgroße x ein Maximum aufweist und in CTEQ5F3 für kleiner werdende x monoton ansteigt. Der Verlauf der See-Quark-Verteilungen ist über weite Bereiche über sehr ähnlich. Für $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ liegen die Gluon- und die Seequark-Verteilung dieses Fits deutlich über den Verteilungen von CTEQ5F3.

7.2 D^* -Wirkungsquerschnitte

Die Abbildungen 10 und 11 zeigen die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte nach Q^2 , x , y , p_t , η und z im Bereich $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $|\eta(D^*)| < 1.8$ und $p_t(D^*) > 1.25\text{GeV}$. Die Schaubilder beinhalten die vom H1-Detektor gewonnenen Wirkungsquerschnitte und vergleichen diese mit generierten Wirkungsquerschnitten des Programms HVQDIS. Bei den verwendeten PDFs handelt es sich um die für diese Arbeit gefittete PDF und um CTEQ5F3, siehe Abschnitt 7.1. Allgemein zeigt sich, dass die Wirkungsquerschnitte, die HVQDIS mit der gefitteten PDF generiert, tendenziell über den Wirkungsquerschnitten liegen, die aus den Daten des H1-Detektors gewonnen wurden. Im Gegensatz dazu liefert HVQDIS mit CTEQ5F3 tendenziell etwas zu kleinere Wirkungsquerschnitte.

Die Abbildungen 12 und 13 zeigen die einfach differenzierten Wirkungsquerschnitte, deren Bereich wegen $|\eta(D^*)| < 1.5$ und $p_t(D^*) > 1.5\text{GeV}$ stärker eingeschränkt ist. Auch hier zeigt sich das selbe Verhalten der generierten Wirkungsquerschnitte. Während HVQDIS mit der gefitteten PDF Wirkungsquerschnitte generiert, die zum großen Teil über den Wirkungsquerschnitten liegen, die die Daten des H1-Detektors ergeben, liegen die Wirkungsquerschnitte bei der Verwendung von CTEQ5F3 meistens darunter.

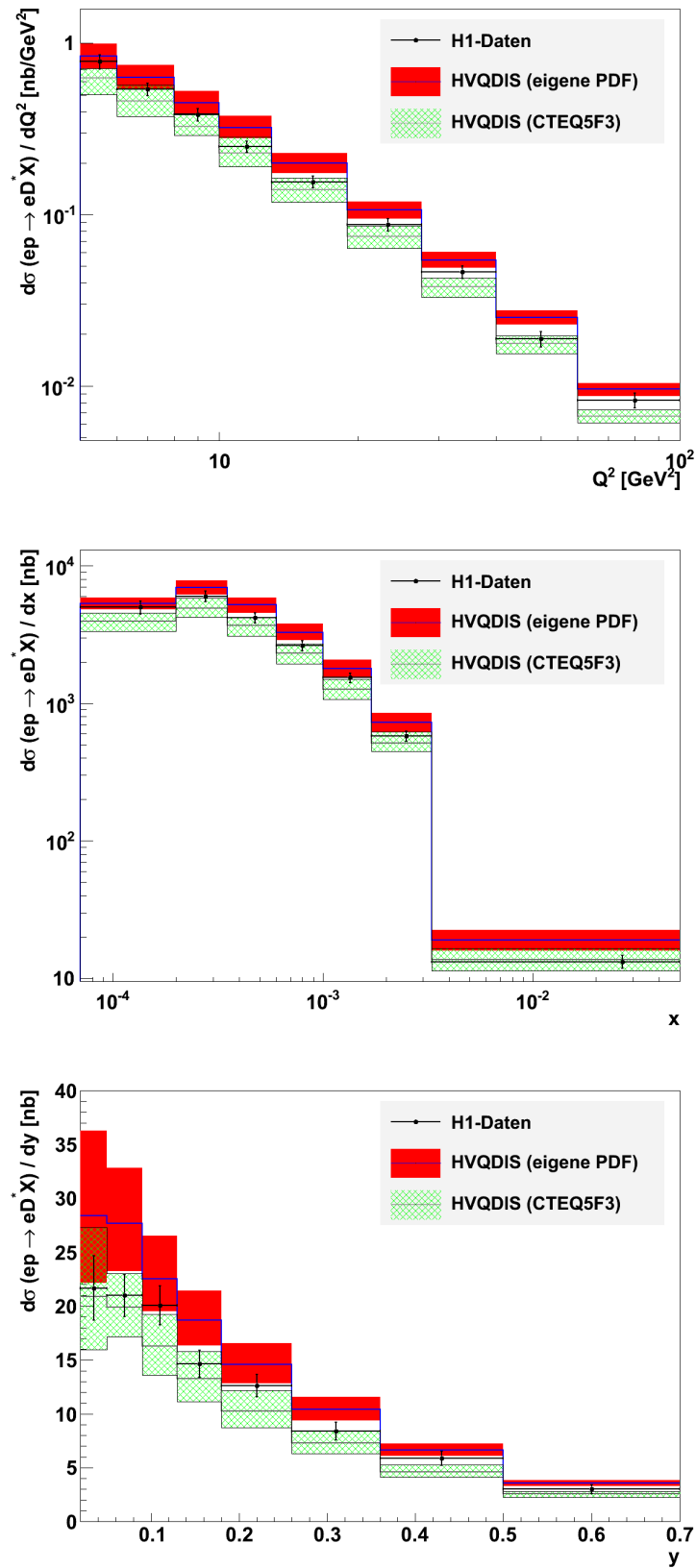


Abbildung 10: Die einfach differenzierten Wirkungsquerschnitte nach Q^2 , x und y im Bereich $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $|\eta(D^*)| < 1.8$ und $p_t(D^*) > 1.25\text{GeV}$

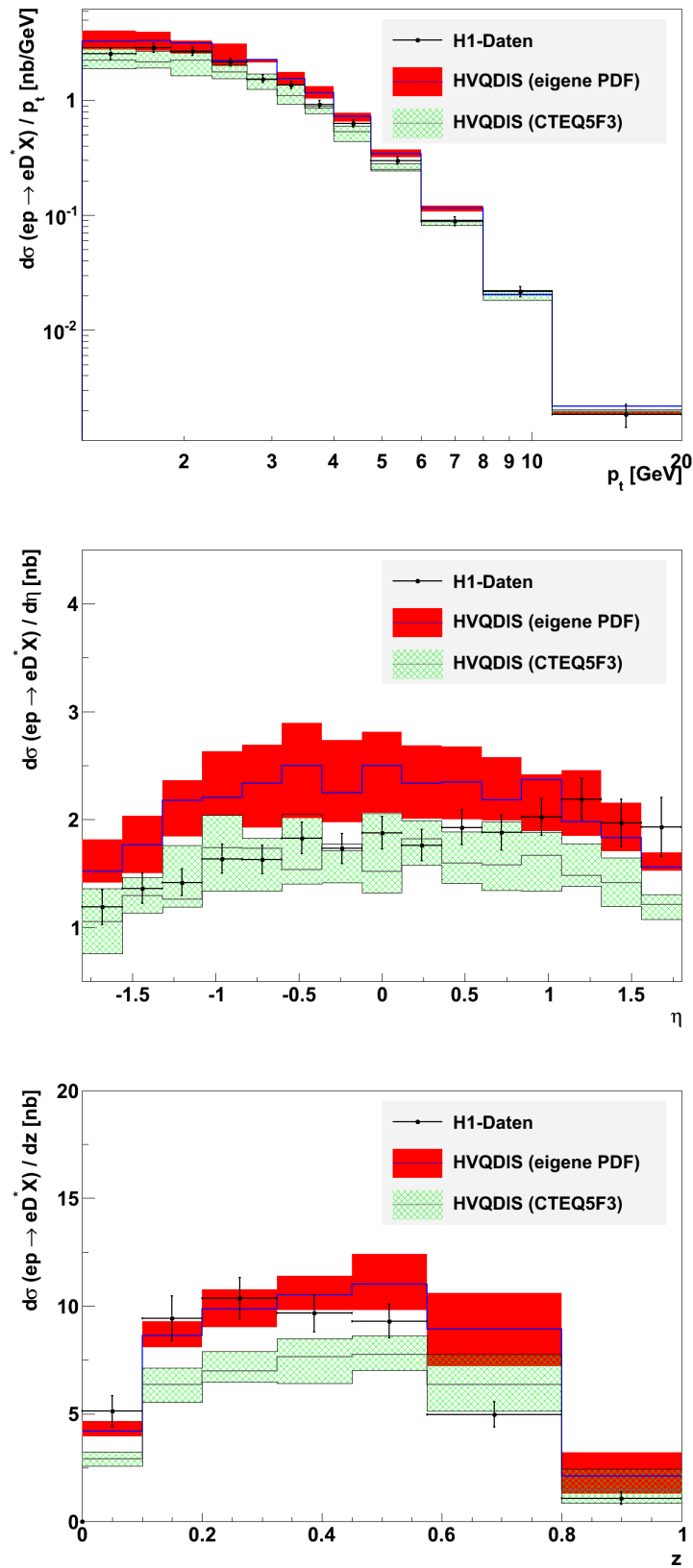


Abbildung 11: Die einfach differenzierten Wirkungsquerschnitte nach p_t , η und z im Bereich $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $|\eta(D^*)| < 1.8$ und $p_t(D^*) > 1.25\text{GeV}$

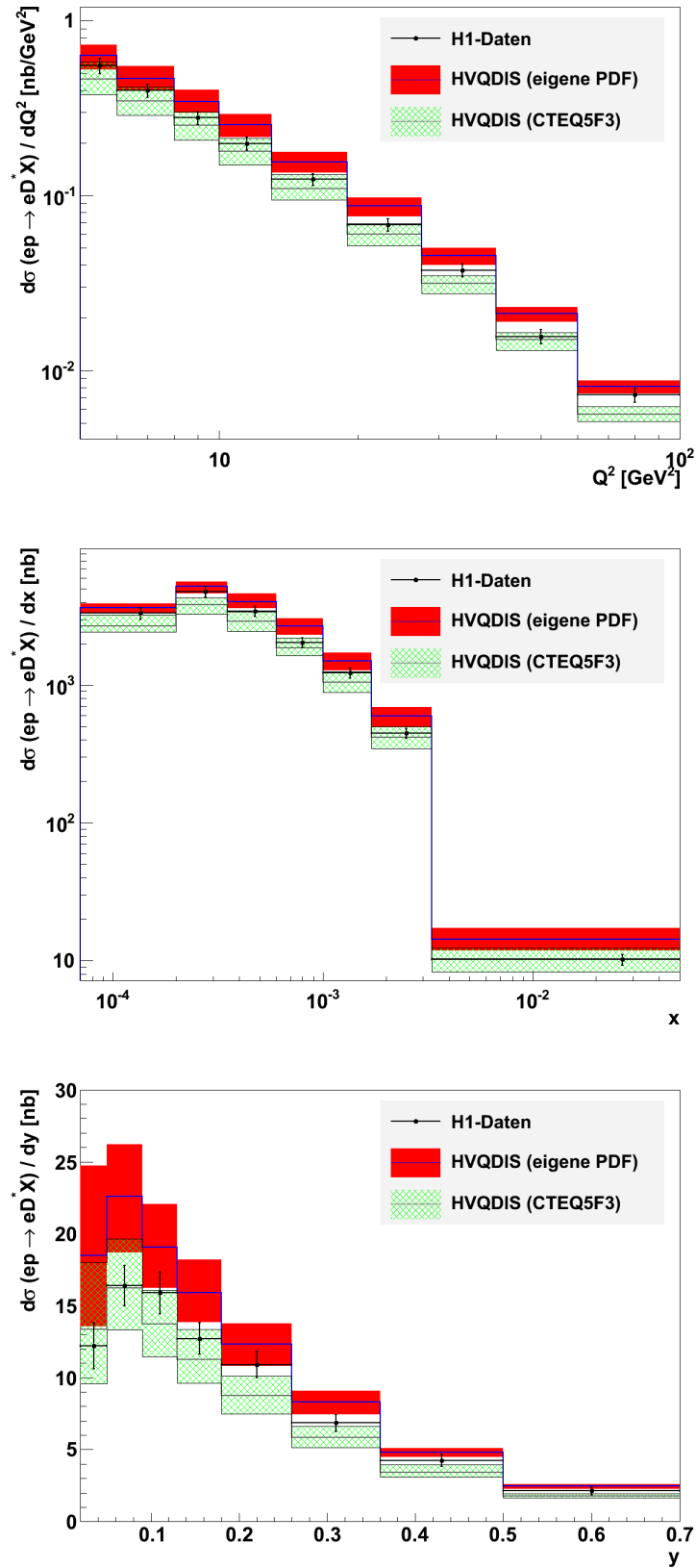


Abbildung 12: Die einfach differenzierten Wirkungsquerschnitte nach Q^2 , x und y im Bereich $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $|\eta(D^*)| < 1.5$ und $p_t(D^*) > 1.5\text{GeV}$

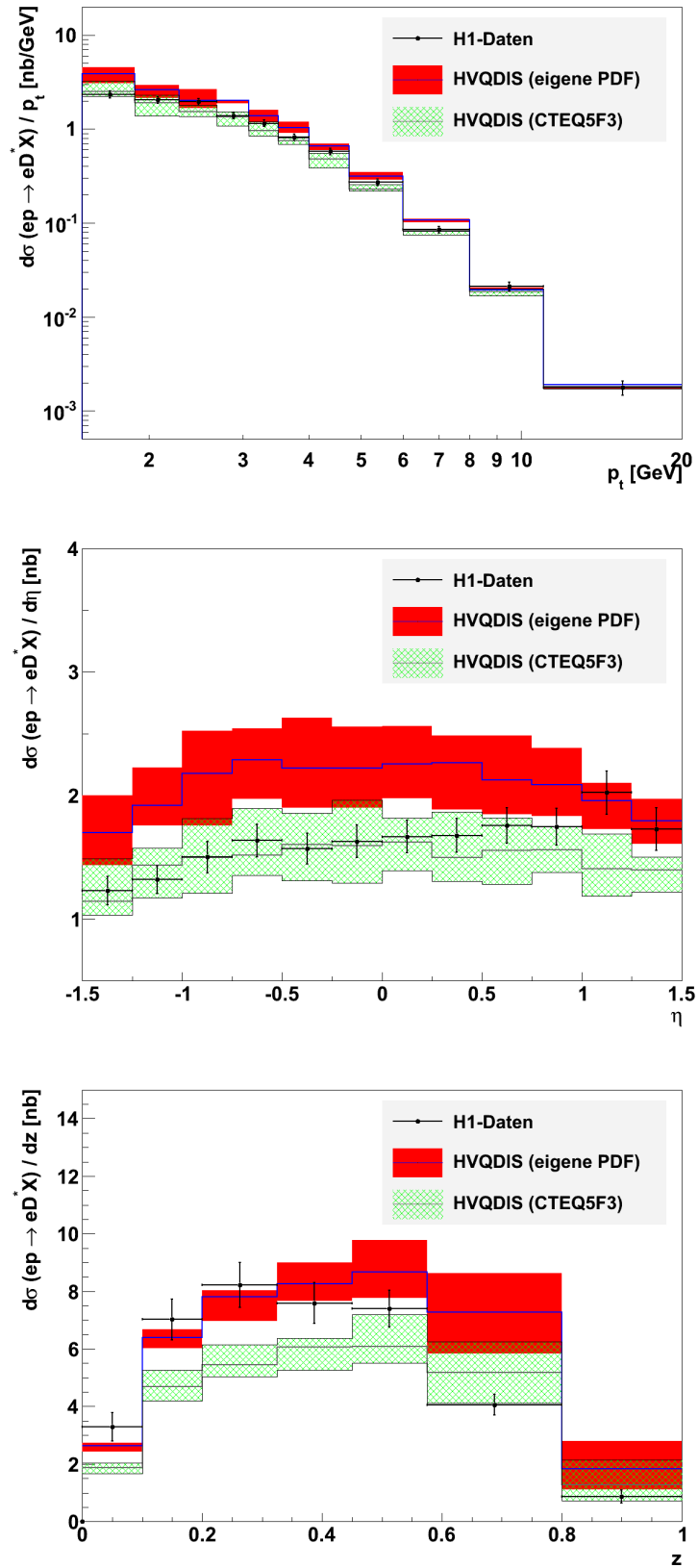


Abbildung 13: Die einfach differenzierten Wirkungsquerschnitte nach p_t , η und z im Bereich $5\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $0.02 < y < 0.7$, $|\eta(D^*)| < 1.5$ und $p_t(D^*) > 1.5\text{GeV}$

8 Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Bestimmung eines PDF-Sets mit Hilfe des H1fitters mit aktuellen H1-D*-Resultaten und der Generierung von D*-Wirkungsquerschnitten mit HVQDIS. Das neue PDF-Set ist mit dem Fixed Flavor Number Scheme erstellt worden.

Bei der Erstellung der PDF ergab sich allerdings das Problem, dass die Berechnung nächsthöherer Ordnung nicht für alle Prozesse existiert. Deshalb wurden die Parameter der Valenzquark-Verteilungen fixiert und die restlichen Berechnungen in nächsthöherer Ordnung durchgeführt. Die gefitteten PDFs beschreiben die Daten mit einem reduzierten χ^2 von 1.050 in einer geeigneten Weise.

Es zeigte sich, dass bei der Verwendung des eigenen PDF-Sets die mit HVQDIS generierten einfach differentiellen D*-Wirkungsquerschnitte im Allgemeinen etwas über den Wirkungsquerschnitten liegen, die durch Messungen am H1-Detektor gewonnen wurden. Im Vergleich dazu liegen die Wirkungsquerschnitte, die mit Hilfe des PDF-Sets CTEQ5F3 generiert wurden, hauptsächlich unterhalb. Die gemessenen Daten werden mit dem eigenen PDF-Set etwa gleich gut wie mit dem PDF-Set CTEQ5F3 beschrieben.

Literatur

- [A⁺97] Abt, I. u. a. (H1): *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A386** (1997), 310-347
- [A⁺01] Adloff, C. u. a. (H1): *Deep-Inelastic Inclusive ep Scattering at Low x and a Determination of α_s* , Eur. Phys. J., **C21** (2001), 33-61, [arXiv:hep-ex/0012053v1]
- [A⁺03] Adloff, C. u. a. (H1): *Measurement and QCD Analysis of Neutral and Charged Current Cross Sections at HERA*, Eur. Phys. J., **C30** (2003), 1-32 [hep-ex/0304003v1]
- [A⁺09] Aaron, F. D. u. a. (H1): *Measurement of the D^* Meson Production Cross Section and F2CC, at High Q^2 , in ep Scattering at HERA*, 2009, [arXiv:0911.3989v1]
- [Boe07] Bönig, M.-O.: *Messungen des D^* -Meson-Produktionsquerschnitts in tiefinelastischer Streuung mit dem H1-Experiment*, Dissertation, 2007
- [Bot10] Botje, M.: *QCDNUM: Fast QCD Evolution and Convolution*, 2010, [arXiv:1005.1481v1]
- [H110] H1-Kollaboration: *Measurement of $D^{*\pm}$ Meson Production and Determination of F_2^c at Low Q^2 in Deep-Inelastic Scattering at HERA*, Publikation in Vorbereitung
- [HS98] Harris, B. W. und Smith, J.: *Charm quark and $D^{*\pm}$ cross sections in deeply inelastic scattering at DESY HERA*, Phys. Rev., **D57** (1998), 2806-2812, [hep-ph/9706334v2]
- [Jun09] Jung, A. W.: *Measurement of the $D^{*\pm}$ Meson Cross Section and Extraction of the Charm Contribution, $F_2^c(x, Q^2)$, to the Proton Structure in Deep Inelastic ep Scattering with the H1 Detector at HERA*, Dissertation, 2009
- [Str07] Straumann, U.: *Eine Methode zur Untersuchung der Protonstruktur und der starken Wechselwirkung*, 2007 http://www.physik.uzh.ch/~strauman/dis_H07.pdf
- [Y+06] Yao, W.-M. u.a. (PDG): *Review of Particle Physics*, 2007 J. Phys., **G33** (2006), 1-1232

9 Anhang

Änderungen in den Programmpaketen

Die folgenden beiden Teile des Anhangs behandeln die in den Softwarepaketen vorgenommenen Änderungen und sollen somit die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse dieser Arbeit ermöglichen. Die bearbeiteten Versionen der Programmpakete H1fitter und HVQDIS befinden sich momentan auf `/h1wgs/h1hdbpi1/x04/usr/wegnerm/fitting/current`. Mit Hilfe der ausführbaren Datei `wegner.x` können die einzelnen Schritte der Analyse nachvollzogen werden.

Änderungen im H1fitter

Das Einlesen eines Datensets erfolgt innerhalb der Routine `read_data()`. Ein Code für das Einlesen von Charm-Daten ist bereits eingearbeitet und kann als Hilfestellung verwendet werden. Die Variablen `ISNC`⁷, `ISEPLUS`⁸ und `ISCHARM`⁹ sind auf `.true.` gesetzt. Die Unterteilung des Datensets in einzelne Bins muss explizit im Code angegeben werden und erfolgt mit Hilfe der beiden Variablen `NQ2BINS(NDATASETS)` und `NXBINS(NDATASETS, i)`.

Der H1fitter benötigt für jeden Datenpunkt den Wirkungsquerschnitt, die kinematischen Variablen Q^2 , x und y sowie den totalen, den statistischen und den unkorrelierten Fehler. Sollte wie im Falle dieser Arbeit das Datenset nur zwei der drei Variablen Q^2 , x und y enthalten, lässt sich die fehlende Variable anhand von Formel 6 errechnen. Das einzulesende Datenset enthält Angaben über den statistischen und den gesamten systematischen Fehler. Zudem ist der Interpolationsfehler in einen größeren Phasenraum gegeben. Als totaler Fehler wird daher verwendet:

$$\delta_{\text{tot}} = \sqrt{\delta_{\text{pol}}^2 + \delta_{\text{sys}}^2 + \delta_{\text{stat}}^2} \quad (36)$$

Als korrelierter Fehler wird eine Unsicherheit der Luminosität von 3,4% angenommen. Für den unkorrelierten Fehler erhält man:

$$\delta_{\text{unc}} = \sqrt{\delta_{\text{sys}}^2 - (3.4\%)^2} \quad (37)$$

Für eine detailliertere Fehlerbehandlung stehen die Arrays ALPHA und BETA zur Verfügung, in denen die unkorrelierten und korrelierten Fehler gespeichert werden und anschließend verarbeitet werden.

Um die gefittete PDF in HVQDIS verwenden zu können, müssen die einzelnen PDF-Parameter in eine Datei ausgegeben werden. Die Datei muss dabei das PDF-Format des Programmpakets LHAPDF besitzen. Die Ausgabe erfolgt direkt nach dem Fit in der Subroutine `fcn(npar, g, f, p, iflag, futil)`. Die erstellte PDF hat folgenden Inhalt:

⁷neutrale Ströme

⁸Positron-Proton-Streuung

⁹Charm-Daten

```

'Version' '5.0'
'Description: '
'This PDF is made by using h1fitter'
'Evolution:'
'nlo',0.1900E+01,0.1000E+01
'QCDNUM_MRST3'
'grid-file',100,1.E-4,1d0,100,1d0,1d10
'Alphas:'
'Variable','nlo','Internal'
1,0.9119E+02,0.1500E+01,0.4500E+01,0.1800E+03
'QCDparams:'
1,1
0.338,0.243
'Parametrization:'
'MRST',-1,5
'uv','x-taylor'
1.0,6
2,3,4,5,6,7
'dv','x-taylor'
1.0,4
8,9,10,11,12,13
'Ubar','x-taylor'
1.0,3
14,15,16,17
'Dbar','x-taylor'
1.0,3
18,19,20,21
'g','x-taylor'
1.0,4
22,23,24,25,26,27
'Compose:'
'tbar','none'
'bbar','none'
'cbar','none'
'sbar','composite'
0.0,0.0,0.0,0.31,0.0
'ubar','composite'
0.0,0.0,1.0,0.0,0.0
'dbar','composite'
0.0,0.0,0.0,0.69,0.0
'g','composite'
0.0,0.0,0.0,0.0,1.0
'd','composite'
0.0,1.0,0.0,0.69,0.0
'u','composite'

```



```

1.0,0.0,1.0,0.0,0.0
's', 'composite'
0.0,0.0,0.0,0.31,0.0
'c', 'none'
'b', 'none'
't', 'none'
'Parameterlist:'
'list', 0, 29
0.1176E+00, 0.3619E+01, 0.6559E+00, 0.4652E+01, 0.0000E+00, 0.9693E+01,
0.0000E+00, 0.2128E+01, 0.6559E+00, 0.4300E+01, 0.0000E+00, 0.0000E+00,
0.0000E+00, 0.1186E+00, -.1666E+00, 0.1883E+01, 0.0000E+00, 0.1718E+00,
-.1666E+00, 0.4730E+01, 0.0000E+00, 0.4000E+01, 0.9758E-01, 0.6804E+01,
0.0000E+00, 0.0000E+00, 0.0000E+00, 0.3100E+00, 0.0000E+00
'End:'

```

Desweiteren unterstützt der H1fitter die Evolution zu höheren Q^2 bei FFNS nicht. Für einen Plot müssen die Datenpunkte der gefitteten PDF ausgelesen werden, bevor die fehlerbehaftete Evolution durchlaufen wird. Das Auslesen von 100 Datenpunkten erfolgt ebenfalls in der Routine `fcu(npar,g,f,p,iflag,futil)` und wird durch folgenden Code realisiert:

```

open (89,file='output/output.txt')
do ivariable=0,100
varx=0.0001
varx=varx*(10000.0**(0.01*ivariable))
p(0)=varx
p(1)=ag * varx**bg * (1.-varx)**cg * (1. + dg * varx + fg * varx**3)
p(4)=aubar * varx**bubar * (1.-varx)**cubar * (1. + dubar * varx)
p(5)=adbar * varx**bdbar * (1.-varx)**cdbar * (1. + ddbar * varx)
p(6)=aUv * varx**bUv * (1.-varx)**cUv * (1. + dUv*varx + eUv *varx**2)
p(7)=aDv * varx**bDv * (1.-varx)**cDv * (1. + dDv*varx + fDv * varx**3)
p(2)=prt(4)+prt(6)
p(3)=prt(5)+prt(7)
p(8)=prt(4)+prt(5)
write(89,*) p(0), p(1), p(2), p(3), p(4), p(5), p(6), p(7), p(8), p(9)
enddo
close(89)

```

Die Dateien `h1fitter.kumac` und `showpdf.kumac` müssen dementsprechend abgeändert werden, um die ausgegebene Datei `output.txt` einzulesen und zu verarbeiten.

Änderungen in HVQDIS

Die einzige Änderung betrifft die Routine `PDF(IIPDF,X,SCALE2)`, in der die zu verwendende PDF mittels des Programmpakets LHAPDF eingelesen wird. Die ursprüngliche Version unterstützt nur das Einlesen von offiziellen PDFs mit Hilfe einer Library. Um eine eigene PDF verwenden zu können, wird diese zuerst durch die beiden Routinen `InitPDFset(pdffile)` und `InitPDF(number)` eingelesen. Beachtet werden muss desweiteren, dass die Routine `structm(xxx,qqq,upv,dnv,dsea,str,chm,bot,top,glu)` hier nicht verwendet werden kann. Es muss auf die Routine `evolvePDF(xin,qin,fvec)` zurückgegriffen werden, die für gegebene x und Q^2 einen 13-dimensionalen Vektor `fvec` ausgibt. Der Vektor enthält die Werte der Verteilungsfunktionen aller 12 Quarks und des Gluons. Zusätzlich muss die Variable `xmin` auf einen größeren Wert als 0.0001 angepasst werden, um Programmabstürze zu vermeiden.

Das Einlesen einer eigenen PDF durch Pfad und Dateinamen der PDF erfolgt in der Routine `PDF(IIPDF,X,SCALE2)`. Bei Änderungen muss daher der Code neu kompiliert werden. Alle weiteren Änderungen werden in `hvqdis.dat` vorgenommen. Sollen für die Ergebnisse der D^* -Wirkungsquerschnitte unterschiedliche Cuts gesetzt werden, empfiehlt es sich hier, die Cuts möglichst groß zu wählen. Die eigentlichen Einschränkungen sollten dann erst bei der Fragmentation gesetzt werden, da die Integration von Charm-Verteilungen sehr zeitaufwändig ist.

Die Cuts, die dann für die Fragmentation gesetzt werden sollen, werden in `histo.def` vorgenommen. Das Binning muss in `darrays.f` und `analyze.kumac` vorgenommen werden.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe

Heidelberg, den

Danksagung

Nach einem halben Jahr am DESY ist es nun endlich geschafft. Die Bachelorarbeit ist fertig - mit der Hilfe von einigen Personen, denen ich hier danken möchte:

- An erster Stelle möchte ich Herrn Schultz-Coulon danken. Nicht nur, weil er mir die Möglichkeit gegeben hat, meine Bachelorarbeit in Hamburg zu schreiben. Ich bin auch sehr dankbar, da für mich als einer der ersten Bachelorstudenten neuartige Probleme entstanden sind, die er schnell beseitigen konnte.
- Meiner Freundin Ying-Ying möchte ich dafür danken, dass sie mich für ein halbes Jahr nach Hamburg hat gehen lassen. Die Zeit, die ich ihr in diesem halben Jahr nicht geben konnte, wird selbstverständlich nachgeholt.
- Meine Mutter Bruni und mein Bruder Jens-Hagen haben mich mit ihren Besuchen aufgeheitert und mich immer wieder ermutigt, mein Ziel zu erreichen. Vielen Dank für eure Unterstützung.
- Danke auch an Eva, Katja, Michi und Klaus, die mich am DESY sehr stark unterstützt haben und ohne deren Hilfe ich mit meiner Arbeit nicht fertig geworden wäre.

Des weiteren möchte ich allen danken, die mich während meines Studiums begleitet und unterstützt haben, vor allem meinen Freunden in Heidelberg, mit denen ich im letzten halben Jahr die Wochenenden verbracht habe.