

Abbildung 29: Eine schematische Darstellung des Nukleons mit all seinen Konstituenten und deren möglichen Spinorientierungen und Drehimpulsen.

# HERMES-Experiment

**Beteiligte Institute:** NIKHEF/Vrije Universiteit Amsterdam, Univ. of Michigan Ann Arbor, ANL Argonne, INFN Bari, Univ. of Colorado Boulder, MIT Cambridge, JINR Dubna, Univ. of Alberta Edmonton, Univ. Erlangen-Nürnberg, INFN Ferrara, INFN Frascati, Univ. Freiburg, Univ. Gent, DESY Hamburg, MPI Kernphys. Heidelberg, New Mexico State Univ. Las Cruces, Univ. Liverpool, Univ. of Wisconsin Madison, P.N. Lebedev Inst. Moscow, Univ. München, Caltech Pasadena, INFN Rome, St. Petersburg Nucl. Phys. Inst., Tokyo Inst. Tech., Univ. of Illinois Urbana-Champaign, Simon Fraser Univ. und TRIUMF Vancouver, Yerevan Phys. Inst., DESY Zeuthen.

**Sprecher:** E. Steffens, Univ. Erlangen-Nürnberg

Das Jahr 2000 markiert für HERMES das Ende der ersten sechsjährigen Betriebsphase mit longitudinal-polarisierten Targets, und es war gleichzeitig das bisher erfolgreichste Jahr der Datennahme.

Während des fast achtmonatigen Betriebs wurde mit polarisiertem Deuterium sowie unpolarisierten Targetgasen hoher Dichte gemessen. Auf Grund der Ende 1999 vorgenommenen Verbesserungen am polarisierten Target und des sehr zuverlässigen Betriebs von Maschine und Experiment konnte eine unerwartet große Menge polarisierter Daten hoher Qualität gewonnen werden.

Daneben wurde in der zweiten Hälfte der Periode ein Betriebsmodus eingeführt, bei dem die Elektronenfüllungen durch einstündige Operation mit unpolarisiertem Gas sehr hoher Dichte beendet wurden, was zu einer zusätzlichen großen Menge von „einfach-polarisierten“ Daten führte.

Nach Abschluss des Messbetriebs wurde das Experiment in die Parkposition gefahren und mit der Überholung der Magnetkammern begonnen. Am Target wurde die Umstellung auf transversal polarisierten Wasserstoff vorbereitet. Kernstück ist ein Haltefeldmagnet hoher Homogenität, der im Berichtsjahr ausgelegt wurde und 2001 gebaut und installiert werden soll.

Die Schwerpunkte der Analyse lagen im Jahr 2000 beim weitgehenden Abschluss der Untersuchungen

der Wasserstoffdaten (1996–97) und Aufbereitung zu Publikationen sowie bei ersten Analysen der Deuteriumdaten (1998–2000), deren Hauptmenge aus dem bisher erfolgreichsten Jahr 2000 stammt.

Eine neue Analyse der Protondaten hat dabei neue Werte für die Spinstrukturfunktion  $g_1^p$  im Bereich kleiner  $x$  erbracht, wo es bisher nur Daten des SMC-Experiments gab.

Weiterhin wurden am Proton erstmalig in einfach-polarisierten quasi-exklusiven Reaktionen azimutale Abhängigkeiten in der Verteilung führender Pionen oder reeller Photonen experimentell nachgewiesen. Dies sind starke Hinweise darauf, dass in der Leptonstreuung, und zu einem erheblichen Grad auch im HERMES-Experiment, neuartige Quark-Verteilungsfunktionen wie „Transversity“ oder „Skewed Parton Distributions“ gemessen werden können.

Im Bereich der Spinverteilungen für die einzelnen Quarks,  $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$ , haben erste Analysen unter Einschluss der Deuteriumdaten die erheblichen Verbesserungen aufgezeigt, die durch die neuen Daten möglich sein werden. Weitere Untersuchungen wurden an Daten von schwereren Kernen gemacht. Sie erlauben Aussagen zu Fragen, wie nach der Absorption des virtuellen Photons durch ein Quark im Nukleon die Bildung von Hadronen und deren Abschwächung im ausgedehnten Kern erfolgt.

## Datennahme 2000

Die Messperiode Januar bis August 2000 war die bisher erfolgreichste seit der Inbetriebnahme des Experiments. Der hervorragende Betrieb von HERA und die hohe Zuverlässigkeit des HERMES-Spektrometers ermöglichten es, 6 Millionen tiefunelastische Streueignisse (DIS) am polarisierten Deuteriumtarget zu sammeln (Abb. 30). Während der Monate Juli und August wurde das polarisierte Deuteriumtarget nicht nur in den beiden vektorpolarisierten Kernzuständen betrieben, sondern auch im tensorpolarisierten Zustand. Das ermöglichte, eine weitere Million DIS Ereignisse zu sammeln, die Zugang zu der bisher völlig unbekanntem Strukturfunktion  $b_1$  geben.

Zusätzlich zur Datennahme mit dem polarisierten Deuteriumtarget wurde, wie auch in den vergangenen Jahren, wieder an verschiedenen unpolarisierten Targets gemessen. Dafür wurde am Ende jeder HERA Elektronenfüllung, beginnend von 14 mA Strahlstrom, das polarisierte Deuteriumgas durch unpolarisierte Gase mit einer 100-fachen Dichte im Vergleich zur polarisierten Gasdichte ersetzt. Diese hohen Targetdichten führten zu einer Reduktion der Elektronenstrahllebensdauer von 12 Stunden auf ungefähr eine Stunde. Der Verlust an Luminosität für H1 und ZEUS bewegte sich im Bereich weniger Prozent. Diese Art von Datennahme ist so erfolgreich, dass in einer Stunde etwa 100 000 DIS-Ereignisse gemessen wurden, was folgende Gesamtzahlen DIS-Ereignisse pro Targetgas ergab:

Targetgas	DIS-Ereignisse
Wasserstoff	$6.6 \times 10^6$
Deuterium	$1.9 \times 10^6$
Helium-4	$1.1 \times 10^6$
Neon	$3.9 \times 10^6$
Summe:	$13.5 \times 10^6$

Für einige Analysen beim HERMES-Experiment, wie zum Beispiel der Bestimmung der Polarisation des  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Hyperons, ist es nicht nur wichtig, hohe Polarisationswerte zu haben, sondern auch die Helizität des Positronenstrahls regelmäßig zu ändern. Im Jahr 2000 wurde die Helizität einmal pro Monat gewechselt, und es gelang jeweils innerhalb einer HERA-Füllung, die Maschinenparameter so zu optimieren, dass wieder

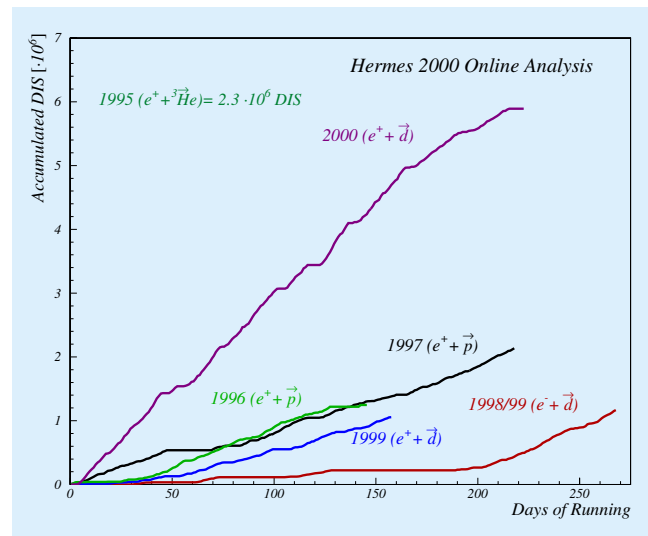


Abbildung 30: Tiefunelastische Streueignisse (DIS) pro Jahr und für die verschiedenen polarisierten Targets.

hohe Polarisationswerte erreicht wurden. Die Strahlpolarisation war über die gesamte Datennahme stabil und lag im Mittel bei 0.55 bis 0.60.

2000 war auch das erste Jahr, in dem HERMES nicht nur bei 27.5 GeV Strahlenergie Daten nahm, sondern auch bei der HERA-Injektionsenergie von 12 GeV. In drei Tagen Datennahme wurden insgesamt 3.8 Millionen DIS-Ereignisse an den vier verschiedenen unpolarisierten Targetgasen Wasserstoff, Deuterium, Stickstoff und Krypton gemessen. Diese Daten sind wichtig, um die Ursache für den vom HERMES-Experiment beobachteten Effekt der Abhängigkeit des Verhältnisses des longitudinalen zum transversalen tiefunelastischen Wirkungsquerschnittes  $R = \sigma_L/\sigma_T$  von der Kernmassenzahl zu verstehen (siehe auch Jahresbericht 1999).

## Das polarisierte HERMES-Target im Jahr 2000

Das HERMES-Target verwendet eine Speicherzelle, in die polarisierte Deuterium-Atome von einer Atomstrahlquelle (ABS) injiziert werden. Der Anteil von Deuterium-Atomen im Vergleich zu Molekülen in der Speicherzelle wird mit der Hilfe eines Massenspektrometers (TGA) aus einem Probestrahl aus dem Zentrum

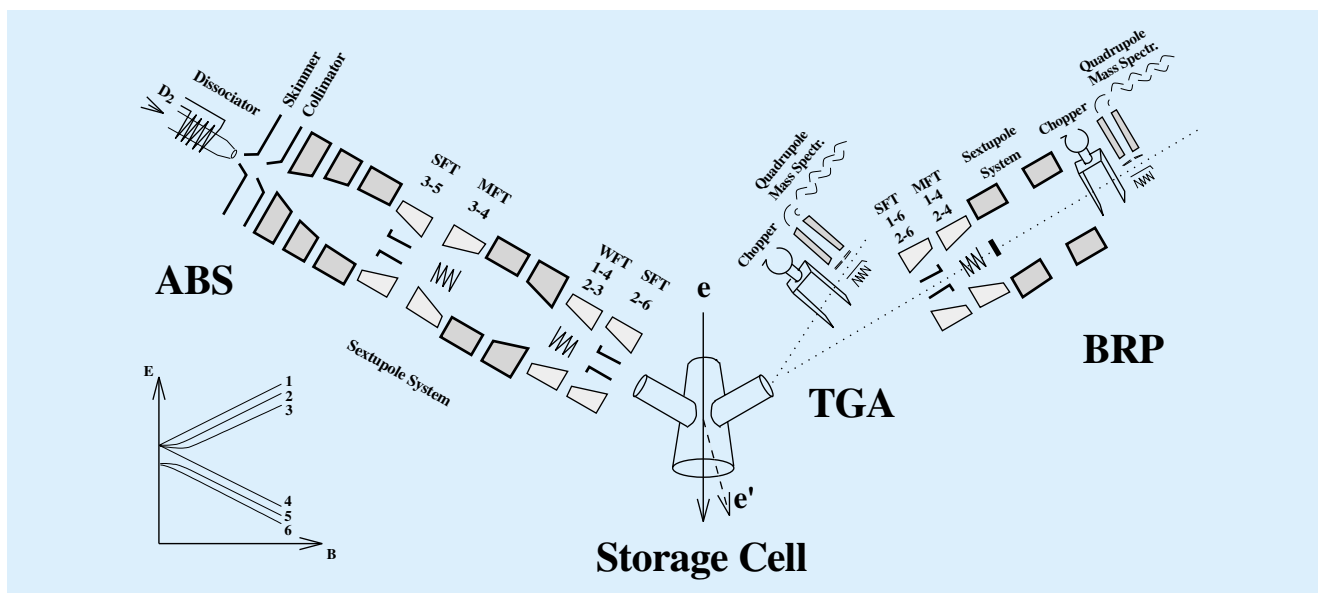


Abbildung 31: Schematische Darstellung des HERMES Targets.

der Zelle bestimmt. Aus dem gleichen Probestrahl wird auch die Polarisation der Atome mit einem Breit-Rabi Polarimeter (BRP) bestimmt. In den Jahren 1996 und 1997 wurde das Target mit Wasserstoff betrieben, seit 1998 wird Deuterium verwendet. Abbildung 31 zeigt schematisch den Aufbau des Targets.

Seit Ende 1999 wurden verschiedene technologische Verbesserungen vorgenommen, um die Targetdichte zu vergrößern. Der Querschnitt der Speicherzelle wurde von  $29 \times 9.8 \text{ mm}^2$  auf  $21 \times 9.8 \text{ mm}^2$  verkleinert und die Temperatur von 90 K auf 60 K verringert. Zusätzlich wurde der Radiofrequenz-Dissoziator durch einen Mikrowellen-Dissoziator ersetzt. Dank all dieser Verbesserungen lief das HERMES Deuteriumtarget in 2000 sehr stabil mit der doppelten Dichte des Wasserstofftargets in 1996/1997, was einer integrierten Flächendichte  $D_T = 2.1 \times 10^{14} \text{ Kerne/cm}^2$  entspricht. Während des normalen Betriebs wurde zwischen den beiden Vektor-Polarisationszuständen  $P_z^+$  und  $P_z^-$  alle 90 s geflippt. Sowohl der Anteil von Atomen zu Molekülen als auch die Polarisation der Atome zeigte in 2000 keine Abhängigkeit von der Zellentemperatur. Da sowohl die Rekombination wie die Depolarisation der Deuterium-Atome exponentiell von der Zellentemperatur abhängen, ist dies ein Zeichen, dass beide Effekte in der im Jahr 2000 verwendeten Speicherzelle stark unterdrückt waren. Diese Annahme wurde durch detaillierte Kali-

brierungsmessungen bestätigt, die die Separation des gemessenen molekularen Anteils in seine verschiedenen Bestandteile erlauben, wie Rekombination an der Zellenwand oder im Restgas. Das Ergebnis für den mittleren Anteil von Deuterium-Atomen in der Speicherzelle, welche nicht rekombinieren, ist  $\alpha_T^{\text{TGA}} = 0.996 \pm 0.014 \text{ (syst.)}$ .

Ein Fit, basierend auf einem „Rate Equation Model“, an die gemessenen Besetzungszahlen der Hyperfeinzustände erlaubt die Bestimmung der injizierten Polarisation für D-Atome mit sehr kleiner Unsicherheit. Die injizierte Polarisation war typischerweise 0.905, mit einem mittleren Verlust an Polarisation von weniger als 0.2% durch Spinaustausch-Stöße und weniger als 0.5% durch Kollisionen mit der Zellenwand. Die Hypothese von vernachlässigbaren Depolarisationseffekten wird hiermit bestätigt.

Die perfekten Bedingungen für das Target im Jahr 2000 führen zu einer Abschätzung des totalen Fehlers der Target-Polarisation von weniger als 4%.

## Messungen mit dem polarisierten Target

Im Berichtsjahr konnten viele Analysen der Daten am polarisierten Wasserstoff der Jahre 1996/1997 weitgehend abgeschlossen und veröffentlicht werden. Der

Schwerpunkt lag allerdings auf der Analyse der polarisierten Deuterium-Daten aus den Jahren 1998 und 1999. Dabei konnte erstmals die vollständige Hadron-Identifikation durch den RICH-Detektor ausgenutzt werden. Außerdem waren Daten, basierend auf unpolarisierten Targets, Gegenstand zahlreicher Analysen. Im Folgenden wird eine Auswahl dieser Ergebnisse vorgestellt.

### Die Spinstrukturfunktion $g_1$ von Proton und Deuteron

Die Ergebnisse der neuen Analysen der inklusiven Messungen für das Proton und das Deuteron sind in Abbildung 32 dargestellt. Ebenso wurden hier bereits veröffentlichte Daten vom CERN, SLAC und HERMES mit eingezeichnet.

Bemerkenswert sind insbesondere die weltweit neuen  $g_1^p$  Protondaten für den Bereich kleiner Bjorken- $x$ ,  $0.002 < x < 0.02$ , und kleiner Photon-Virtualitäten  $Q^2$ ,  $0.1 < Q^2 < 1.2 \text{ GeV}^2$ . Diese zeigen mit bisher bester Genauigkeit, dass die Spineffekte bei kleinen  $x$ -Werten noch signifikant und in etwa so groß sind wie im Bereich der Valenzquarks. Ein Vergleich der HERMES-Daten mit den bei wesentlich höheren Energien aufgezeichneten SMC-Daten deutet erstmalig auch für die Spinstrukturfunktion  $g_1^p$  auf eine Abhängigkeit von der  $Q^2$ -Skala bei kleinen  $x$ -Werten hin, in Analogie zu den bei H1 und ZEUS sehr gut vermessenen Skalenverletzungen der unpolarisierten Strukturfunktion  $F_2^p$  des Protons. Bisher ist es noch nicht möglich, Daten bei so kleinen Photon-Virtualitäten, das heißt bei relativ geringen Auflösungen, im Rahmen der Quantenchromodynamik zu interpretieren und damit die Kenntnis über die Quarkbeiträge zum Nukleonspin zu verbessern, jedoch kann man zu Recht davon ausgehen, dass sie neue Impulse für weitergehende Modelle liefern werden.

Für das Deuteron wurde etwa 1/7 der bisher aufgezeichneten Datenmenge analysiert. Bereits dieser erste Datensatz ist in seiner Qualität vergleichbar mit den Ergebnissen vom CERN und SLAC und befindet sich mit ihnen in guter Übereinstimmung. Im Gegensatz zum Proton ist das Deuteron noch nicht gut vermessen. Das HERMES-Experiment kann hier entscheidende Beiträge über den weiten kinematischen Bereich  $0.002 < x < 0.85$  liefern, sobald der volle Datensatz von etwa 8 Millionen Ereignissen für die Analyse aufbereitet ist.

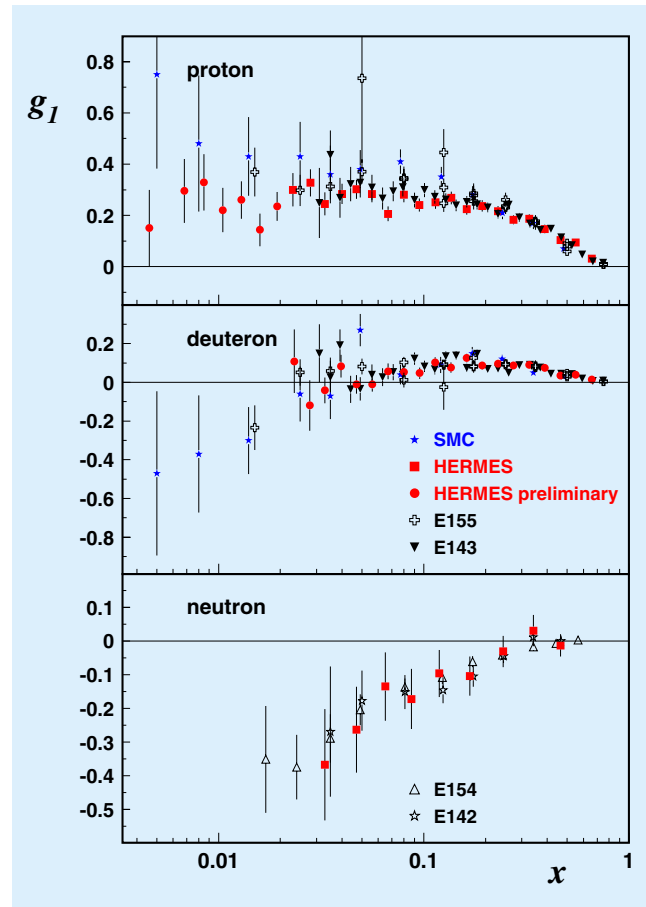


Abbildung 32: Spinstrukturfunktion  $g_1$  für Proton, Deuteron und Neutron in Abhängigkeit von der Bjorken-Skalenvariablen  $x$ . Die Abhängigkeit von der Photon-Virtualität  $Q^2$  ist nur schwach, was man aus der nur leichten Streuung der Datenpunkte der verschiedenen Experimente sehen kann. Die Fehlerbalken weisen die kombinierten statistischen und systematischen Unsicherheiten aus.

### Polarisierte Quark-Verteilungen

Die Messung der polarisierten Quarkdichten  $\Delta q(x)$  für up-, down- und strange-Quarks in Abhängigkeit von deren Impulsbruchteil  $x$  im Proton ist eine der zentralen Aufgaben des HERMES-Experiments. Die polarisierten Quarkdichten  $\Delta q(x) \equiv q^{\uparrow}(x) - q^{\downarrow}(x)$  geben dabei die Differenz an zwischen der Anzahl der Quarks, deren Spin parallel zum Spin des Protons ( $\uparrow\uparrow$ ) ausgerichtet ist, und der Anzahl der Quarks, deren Spin in die entgegengesetzte Richtung ( $\uparrow\downarrow$ ) orientiert ist.

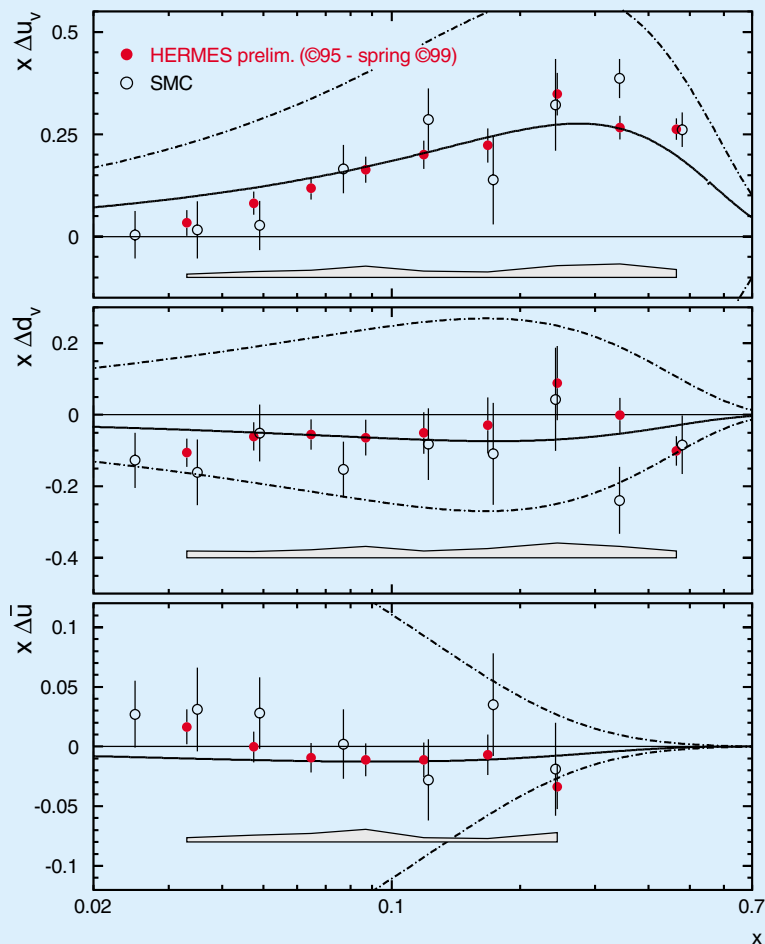


Abbildung 33: Neue HERMES-Resultate zu den polarisierten Valenzquark-Dichten  $x \cdot \Delta u_v(x)$  und  $x \cdot \Delta d_v(x)$ , sowie der polarisierten Seequarkdichte  $x \cdot \Delta \bar{u}(x)$ , gemessen bei einer „Auflösung“ von  $Q^2 = 2.5 (\text{GeV}/c)^2$ . Die HERMES-Datenpunkte bestätigen dabei mit einer wesentlich höheren Präzision frühere Ergebnisse des SMC-Experiments. Ebenfalls gute Übereinstimmung besteht mit einer theoretischen Parametrisierung der gemessenen Größen, welche als durchgezogene Linie in den Diagrammen eingezeichnet ist. Die strichpunktierten Linien begrenzen den theoretisch zulässigen Bereich für die Datenpunkte.

Ähnlich wie bei der Messung der polarisierten Strukturfunktion  $g_1(x)$  untersucht man dabei Asymmetrien im Wirkungsquerschnitt für die tiefunelastische Streuung der HERA-Strahlpositronen an einem Target aus polarisierten Deuterium-Kernen, deren Kernspin abwechselnd parallel und antiparallel zum Spin der Strahlpositronen ausgerichtet wird. Für die Bestimmung der polarisierten Quarkdichten wählt man gezielt semi-inklusive Streueignisse aus, bei denen im Spektro-

meter neben dem gestreuten Strahlpositron noch ein oder mehrere Hadronen in Koinzidenz nachgewiesen werden. Das Quark, welches bei dem tiefunelastischen Streuprozess getroffen wurde, wird aus dem Targetkern herausgeschlagen und bildet, da es als freies Quark nicht existieren kann, sofort neue Hadronen. Die Bestimmung des Hadrontyps erlaubt dann, eine Wahrscheinlichkeitsaussage zu treffen, welcher Sorte das getroffene Quark angehört. So entstehen beispielsweise

positive Pionen vorwiegend aus up-Quarks, wohingegen negative Kaonen bevorzugt bei der Streuung an strange-Quarks oder up-Antiquarks aus dem virtuellen Quarksee im Proton produziert werden.

Die Kombination semi-inklusive Asymmetrien, bei denen verschiedene Hadronen in Koinzidenz nachgewiesen werden, sowie die Kombination von Datensätzen, die an verschiedenen Targets gemessen wurden, ermöglicht es, die polarisierten Quarkdichten  $\Delta q(x)$  für verschiedene Quarksorten separat zu bestimmen. Abbildung 33 zeigt neue Resultate des HERMES-Experiments zu den polarisierten Valenzquarkdichten  $\Delta u_v(x)$  und  $\Delta d_v(x)$  sowie zur polarisierten Seequarkdichte  $\Delta \bar{u}(x)$ . Diese Ergebnisse basieren auf Daten, die von Sommer 1995 bis Frühjahr 1999 an Targets von polarisiertem Helium-3, Wasserstoff und Deuterium genommen wurden. Dabei wurden Hadronen lediglich nach ihrer Ladung, nicht aber nach ihrem Typ weiter unterschieden. Wie in Abbildung 33 ersichtlich, konnte die Präzision der Ergebnisse im Vergleich mit früheren Resultaten des SMC-Experiments am CERN deutlich verbessert werden. Es ist deutlich, dass die up-Valenzquarks zu einem hohen Grad positiv polarisiert sind, das heißt dass ihr Spin bevorzugt in Richtung des Protonspins ausgerichtet ist, wohingegen die down-Valenzquarks in geringerem Maße entgegengesetzt dem Protonspin orientiert sind. Für die Seequarks konnte bislang nur der über alle beteiligten Quarksorten gemittelte Beitrag ermittelt werden, da nicht zwischen den verschiedenen Hadron-Typen unterschieden werden konnte und somit nicht genügend unterschiedliche Asymmetrie-Datensätze zur Verfügung standen.

Zu Beginn des Jahres 1998 wurde bei HERMES ein so genannter RICH-Detektor („Ring Imaging Cherenkov Detector“) installiert. Mit diesem ist es seitdem möglich, zwischen geladenen Pionen, Kaonen und Protonen unter den gemessenen Hadronen zu unterscheiden. Die Kombination der unterschiedlichen semi-inklusive Asymmetrien für verschiedene Hadron-Typen erlaubt es, die polarisierte Seequarkdichte  $\Delta \bar{q}(x)$  in die Beiträge der einzelnen Quarksorten,  $\Delta \bar{u}(x)$ ,  $\Delta \bar{d}(x)$  sowie  $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)$  aufzuspalten.

Insbesondere der Beitrag der polarisierten strange-Quarkdichte,  $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)$ , ist dabei von großem theoretischen Interesse. Ein von Null verschiedener Beitrag der Polarisation der strange-Quarks würde die in

den vergangenen Jahren experimentell beobachtete Verletzung der Ellis-Jaffe-Summenregel erklären. Semi-inklusive Asymmetrien, bei denen zusammen mit dem gestreuten Strahlpositron ein negatives Kaon im Detektor nachgewiesen wird, eignen sich in besonderem Maße zur Bestimmung der Polarisation der strange-Quarks. Dies rührt daher, dass negative Kaonen aus jeweils einem strange-Quark und einem up-Antiquark, also Bestandteilen des virtuellen Quarksees im Proton, bestehen und daher besonders sensitiv auf diese Größen sind. In Abbildung 34 sind die weltweit ersten, vorläufigen Daten des HERMES-Experiments zu semi-inklusive Asymmetrien mit geladenen Kaonen gezeigt. Dabei fällt auf, dass in einem weiten Bereich für Werte von  $x < 0.1$ , in dem die Streuung an Quarks aus dem virtuellen See dominiert, die Asymmetrie für negative Kaonen Null oder sogar leicht negativ ist.

Die in Abbildung 34 gezeigten ersten Resultate basieren auf der Analyse von ungefähr 2 Millionen tiefunelastischen Streueignissen, bei denen gut 31 500 positive und 14 500 negative Kaonen in Koinzidenz nachgewiesen wurden. Dies entspricht etwa

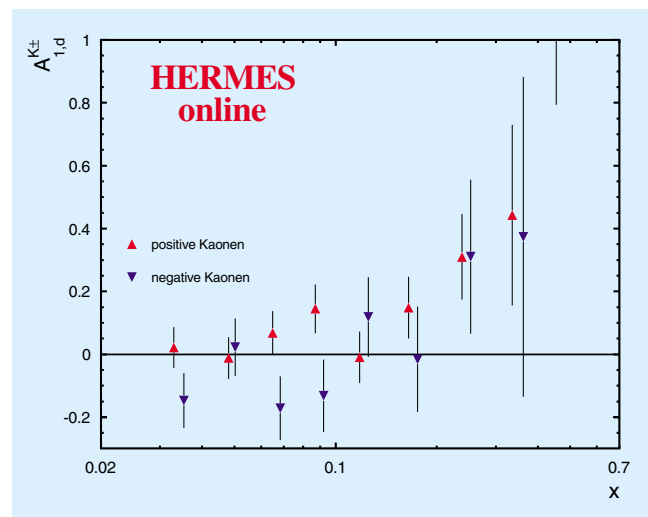


Abbildung 34: Resultate von HERMES zu semi-inklusive Kaon-Asymmetrien, bei denen in Koinzidenz mit dem gestreuten Strahlpositron ein geladenes Kaon im Detektor nachgewiesen wird. Diese Ergebnisse basieren auf einem Viertel des gesamten Datensatzes für die Streuung an einem polarisiertem Deuteriumtarget, den HERMES in den Jahren 1998 bis 2000 aufgezeichnet hat.

einem Viertel des Gesamtdatensatzes, der in den Jahren 1998 bis 2000 mit einem polarisierten Deuteriumtarget aufgezeichnet wurde. Die statistischen Unsicherheiten der gezeigten Asymmetrien werden sich nach erfolgter Auswertung des kompletten Datensatzes halbieren, und damit werden signifikante Aussagen über den Beitrag der strange-Quarks sowie der übrigen Quarksorten zum Gesamtspin des Protons möglich.

### Exklusive Reaktionen

In den letzten Jahren ist ein wachsendes theoretisches Interesse an den noch unbekanntenen so genannten „Skewed Parton Distributions“ (SPD) des Nukleons entstanden. Diese sind eine Verallgemeinerung der Parton-Verteilungen, welche in inklusiven tiefunelastischen Streuexperimenten gemessen werden. Sie geben zusätzlich zur Beschreibung der Struktur des Nukleons noch Informationen über die Korrelationen unter den Partonen und möglicherweise über deren Bahndrehimpulse. Im Rahmen der SPD-Beschreibung sind die Quantenzahlen des exklusiv produzierten Teilchens mit den verschiedenen Skewed Parton-Verteilungen verbunden. So spielen bei der exklusiven Produktion von Vektormesonen die unpolarisierten SPDs eine Rolle, bei der Produktion von pseudoskalaren Mesonen die polarisierten SPDs, während zur exklusiven Produktion von reellen Photonen beide Arten von Skewed Parton-Verteilungen beitragen. Gerade bei diesem Prozess, der tief-virtuellen Compton-Streuung („Deeply Virtual Compton Scattering“ DVCS), wird erwartet, dass der Beitrag des Bahndrehimpulses der Partonen zum Gesamtspin des Nukleons untersucht werden kann. Erste Ergebnisse zu diesem Prozess liegen vom HERMES-Experiment seit diesem Jahr vor.

Weiterhin wurde beim HERMES-Experiment die exklusive Leptoproduktion des  $\rho$ -Mesons gemessen. Der longitudinale Teil des Wirkungsquerschnitts wurde über die Winkelverteilung des  $\rho$ -Zerfalls bestimmt. Sie befindet sich in guter Übereinstimmung mit unpolarisierten SPDs, die auf theoretischen Berechnungen basieren. In der durch das HERMES-Experiment abgedeckten kinematischen Region sind große Korrekturen zu den führenden Termen („leading order terms“) notwendig. Es wird vermutet, dass diese Korrekturen in der exklusiven Produktion von Pionen und Photonen wesentlich kleiner sind.

In jüngerer Zeit wurde bei HERMES eine vorläufige Messung von exklusiver  $\pi^+$ -Produktion an einem Wasserstofftarget bei  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  ausgeführt. In dieser Messung wurde der exklusive Kanal ausgewählt, indem ein  $\pi^+$ -Meson nachgewiesen wurde. Als Abschätzung für den nicht-exklusiven Hintergrund wurde die Verteilung der  $\pi^-$ -Mesonen in der Missing Mass-Region des Rückstoß-Nukleons abgezogen. Die kinematische Verteilung der Ereignisse (in  $Q^2$ ,  $x$ ,  $-t$ ) stimmt mit Monte Carlo-Simulationen überein, die auf einem Generator basieren, der alle für die exklusive Pion-Produktion wichtigen Beiträge, wie zum Beispiel den Pion-Pol, enthält (Abb. 35). Die Effizienzen und Akzeptanzen für diesen Prozess werden sorgfältig untersucht, um den absoluten Wirkungsquerschnitt zu extrahieren. Zusätzlich wurden die azimutalen  $\sin \phi$ -Momente der Asymmetrie bei longitudinaler Targetpolarisation („Single Spin Asymmetry“ SSA) gemessen. Dabei ist  $\phi$  der azimutale Winkel zwischen der Streuebene des Leptons und der Ebene, die durch das Pion und das virtuelle Photon aufgespannt wird. Im exklusiven Limit  $z \rightarrow 1$  tritt eine dramatische Erhöhung mit Vorzeichenwechsel bei der  $\pi^+$ -SSA auf, die in der Fragmentations-

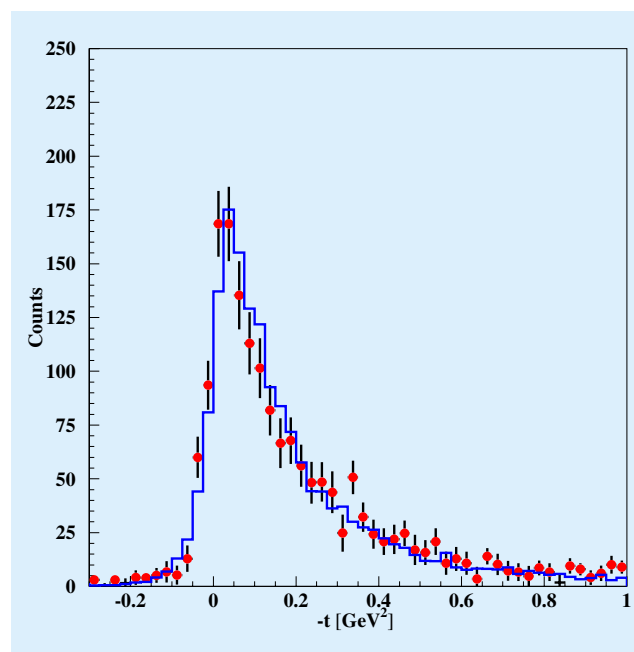


Abbildung 35: Verteilung des Viererimpulsübertragsquadrats  $t$  zum Nukleon in der Reaktion  $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$  aus Monte Carlo-Simulationen (Histogramm) im Vergleich mit Daten (Punkte).



region ( $z < 0.7$ ) nur etwa 2% beträgt. Im Falle der  $\pi^0$ -SSA wurde im exklusiven Limit zwar kein Vorzeichenwechsel, jedoch ein starkes Anwachsen verzeichnet. Des Weiteren wurde beim HERMES-Experiment auch die Elektroproduktion reeller Photonen bei kleinen  $t$ -Werten (DVCS) untersucht. Dieser Prozess wird von einem starken Untergrund, dem Bethe-Heitler Prozess, dominiert. Die Interferenz zwischen DVCS und dem Bethe-Heitler Prozess wurde dazu benutzt, die erste Messung der SSA (in Bezug auf die Strahlpolarisation) in der azimuthalen ( $\phi$ ) Verteilung der exklusiven Leptoproduktion reeller Photonen auszuführen. Im exklusiven Limit wurde ein großer Wert der SSA beobachtet, im Gegensatz zur Fragmentationsregion. Die  $\sin\phi$ - und  $\sin 2\phi$ -Momente dieser Messung geben Aufschluss über den imaginären Teil der Helizitäts-Amplituden im DVCS-Prozess. Diese bieten möglicherweise Zugang zum Bahndrehimpuls der Partonen.

## Messungen an unpolarisierten Targets

### Hadron-Produktion durch tiefunelastische Positronstreuung an schweren Kernen

Der Kenntnisstand über die Zeit, die zur Erzeugung eines Pions oder Protons in physikalischen Reaktionen bei hohen Energien nötig ist, ist sehr beschränkt. Die Bildungsdauer („formation time“) der Hadronen offenbart grundlegend neues Wissen über zusammengesetzte Systeme aus Quarks und Gluonen. Darüber hinaus sind quantitative Ergebnisse über die Hadron-Bildungsdauer zur Interpretation von Schwerionen-Kollisionen notwendig, die die Suche nach einem neuen Materiezustand, dem Quark-Gluon Plasma, zum Ziel haben. Es ist daher von hohem Interesse, experimentelle Informationen über diese Bildungsdauer und deren Abhängigkeit von der Art des erzeugten Teilchens zu bekommen.

Eine einfache Abschätzung der Bildungsdauer eines Hadrons ist im Rahmen des „Color-String“-Modells möglich. Dabei wird angenommen, dass die Zeit zur Bildung eines Hadrons ungefähr der Zeit entspricht, einen String mit einer Federkonstante von  $\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm}$  zu spannen. Die Idee hinter diesem Modell ist, dass das Potential der starken Wechselwirkung zwischen zwei

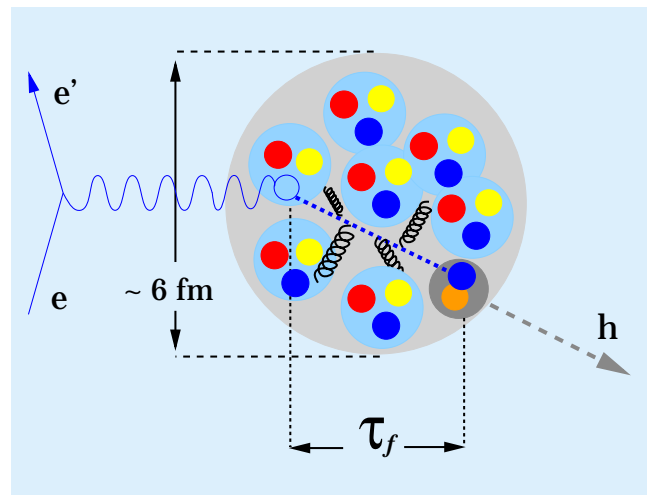


Abbildung 36: Schematische Abbildung der Hadronerzeugung in Positronstreuung. Ein Quark in einem Nucleon des  $^{14}\text{N}$ -Atomkerns wird getroffen, und es bilden sich Hadronen. Wegen der sekundären Wechselwirkung innerhalb des Atomkerns reduziert sich die Zahl der beobachtbaren Hadronen.

Quarks mit dem Abstand zunimmt, ähnlich einer normalen Feder. In diesem Rahmen lässt sich die Bildungslänge zu  $l_f \propto E/\kappa$  abschätzen, wobei  $E$  die Energie bezeichnet, die beiden Quarks zur Verfügung steht. Bei genügend hohen Energien entspricht diese Energie  $E$  ungefähr der vom einfallenden Strahl an das Target übertragenen Energie  $\nu$ . Typische Werte für  $\nu$  (oder  $E$ ) erreichen einige GeV, dementsprechend eine Bildungslänge von einigen fm. Da sich die Quarks innerhalb eines Protons mit einem beträchtlichen Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit  $c$  bewegen, ist die Bildungsdauer in der Größenordnung von  $10^{-23}$  Sekunden.

Experimentellen Aufschluss über die Bildungsdauer erhält man, wenn man den Erzeugungsprozess in einen Atomkern einbettet, wie in Abbildung 36 dargestellt. Das erzeugte Hadron kann mit den umgebenden Kernbausteinen wechselwirken. Daher wird die Anzahl der im Experiment beobachteten Hadronen bei Streuung an einem Quark in einem schweren Kern kleiner als in einem Proton sein. Diese Verminderung wird umso stärker sein, je früher das Hadron gebildet wird. Daher hat das Verhältnis der Anzahl produzierter Hadronen an schweren Kernen  $A$  zu der an Deuterium  $D$  die größte Empfindlichkeit für die Bildungsdauer  $\tau_f^h$ .

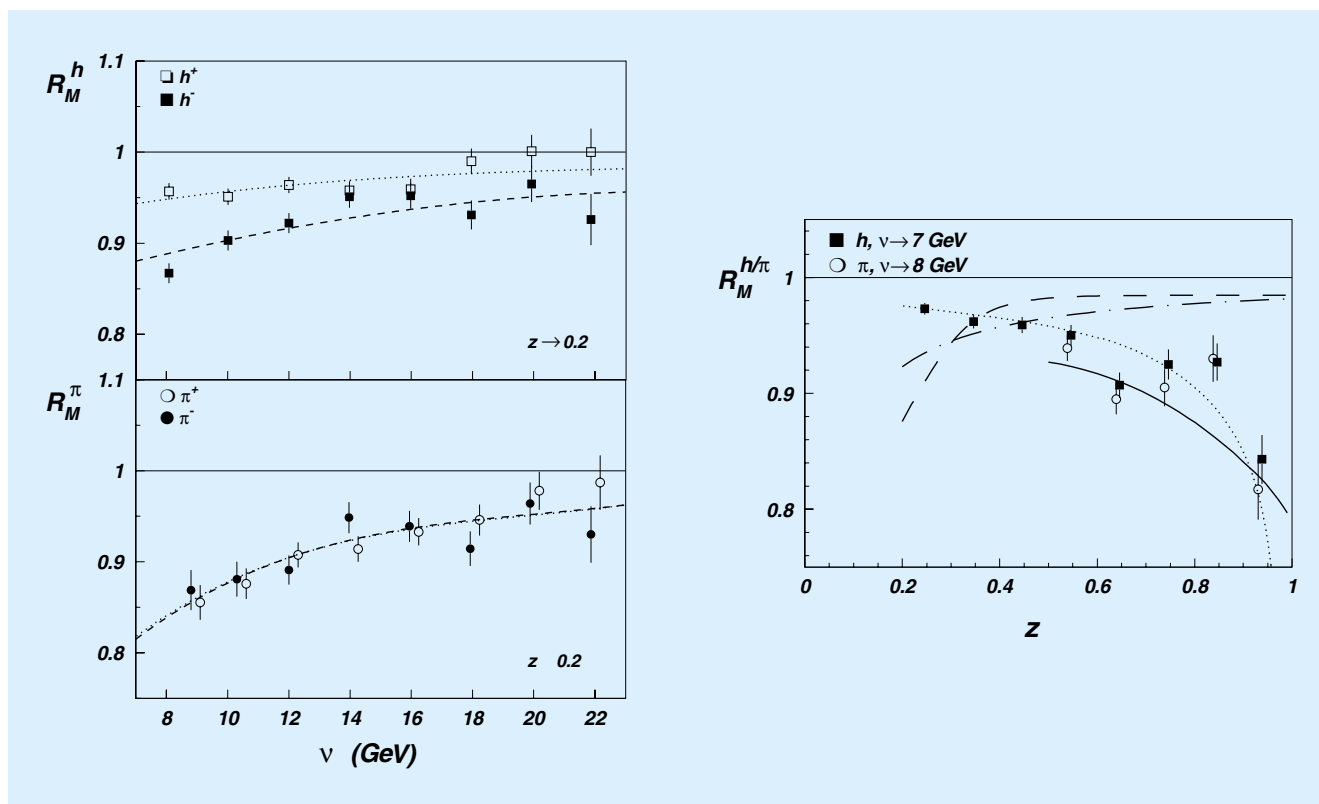


Abbildung 37: Das Verhältnis der Anzahl der an  $^{14}\text{N}$  und an  $\text{D}$  produzierten Hadronen, jeweils normiert auf die Anzahl tiefunelastischer Streueignisse. Auf der linken Seite ist dieses Verhältnis als Funktion des Energieübertrags  $\nu$  für positiv und negativ geladene Hadronen (oben) und positiv und negativ geladene Pionen (unten) gezeigt. Die rechte Figur zeigt das gleiche Verhältnis als Funktion des Energiebruchteils  $z$  des Hadrons.

Um den Einfluss der Kernumgebung auf den Erzeugungsprozess von Hadronen zu optimieren, sollte der Energieübertrag  $\nu$  nicht viel größer als 30 GeV sein. Ansonsten wird die Bildungslänge sehr viel größer als der Kerndurchmesser (etwa 6 fm für  $^{14}\text{N}$ ), und der Einfluss der Kernumgebung wird vernachlässigbar klein. Aus dieser Annahme folgt, dass die Wechselwirkung zwischen dem getroffenen Quark und der Umgebung sehr klein ist, wofür es in der Tat experimentelle Hinweise gibt. In dieser Hinsicht ist der vom HERMES-Experiment abgedeckte Energiebereich –  $\nu$  reicht von 7 bis 23 GeV – ideal.

Die Ergebnisse dieses Experiments sind in Abbildung 37 dargestellt. Die rechte Figur zeigt das Verhältnis der Anzahl der an  $^{14}\text{N}$  und an  $\text{D}$  produzierten

Hadronen, jeweils normiert auf die Anzahl tiefunelastischer Streueignisse, als Funktion des Bruchteils  $z$  der Energie des erzeugten Hadrons am Energieübertrag  $\nu$ . Die Daten zeigen einen überraschenden Abfall mit  $z$ . Qualitativ bedeutet dies, dass schnelle Hadronen eine kurze Bildungsdauer haben und deshalb im Verhältnis stark abgeschwächt werden. Lediglich das so genannte Gluon-Bremsstrahlungs-Modell (durchgezogene Linie) und eine Parametrisierung der Daten unter der Annahme  $\tau_f^h = c_h(1-z)\nu$  beschreiben die  $z$ -Abhängigkeit der Daten zufriedenstellend. Ältere Berechnungen unter der Annahme, dass  $\tau_f^h$  proportional zu  $z$  ist, befinden sich im Widerspruch zu den Daten.

Die linke Figur in Abbildung 37 zeigt das Verhältnis der Anzahl der produzierten Hadronen an  $^{14}\text{N}$  und

an  $D$  als Funktion des Energieübertrags  $\nu$  für positiv und negativ geladene Hadronen (oberer Teil) sowie positiv und negativ geladene Pionen (unterer Teil). Die Daten lassen sich durch die oben angegebene Beschreibung  $\tau_f^{\pm} \propto (1-z)\nu$  parametrisieren. Aus dieser Beschreibung lässt sich ableiten, dass es, abhängig von  $z$  und  $\nu$ , zwischen  $0.2$  und  $8 \times 10^{-23}$  Sekunden dauert, ein positiv oder negativ geladenes Pion zu bilden. Im oberen linken Bild in Abbildung 37 wird gezeigt, dass positiv geladene Hadronen sehr viel weniger abgeschwächt werden als negativ geladene. Weniger Abschwächung bedeutet weniger Streuung des gebildeten Hadrons und somit, dass positive Hadronen – im Durchschnitt – später gebildet werden. Da die Bildungsdauer für positiv und negativ geladene Pionen ähnlich ist, muss dieses unerwartete Ergebnis dem Beitrag von Protonen unter den positiv geladenen Hadronen zugeschrieben werden, die vermutlich eine sehr viel größere Bildungsdauer haben. Diese Annahme kann bestätigt oder widerlegt werden, wenn die im Jahr 1999 unter Verwendung des RICH-Detektors genommenen Kryptonaten analysiert sind, wobei dann zwischen Pionen, Kaonen und Protonen unterschieden werden kann.

### Vektormeson Erzeugung

Die vergangenen Jahre haben interessante Ergebnisse auf dem Gebiet der Elektroproduktion von  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  Mesonen hervorgebracht. Die Kinematik dieser Reaktionen am HERMES-Experiment weist unseren Daten eine wichtige Rolle zu. Niedrigenergie-Experimente haben gezeigt, dass der Wirkungsquerschnitt stark mit der Energie abnimmt. Auf der anderen Seite zeigen Hochenergie-Experimente, wie die Kollisionsexperimente bei HERA, in ihrem viel höheren Energiebereich einen fast flachen bzw. einen leicht steigenden Wirkungsquerschnitt. Bei HERA „Collider“-Energien überwiegt die Produktion von Vektormesonen durch einen 2-Gluonen-Austauschmechanismus. Neuere Berechnungen, die auf dem Skewed Parton Distribution Formalismus basieren, deuten an, dass im kinematischen Bereich des HERMES-Experimentes der Quark-Austauschmechanismus dominieren sollte, aber auch ein Beitrag vom 2-Gluonen-Austausch erwartet wird. HERMES ist das einzige Experiment im Energiebereich oberhalb der Resonanzproduktion und unterhalb der Energien, bei denen der 2-Gluonen-Aus-

tausch dominiert. Daher kann es Daten in dem Bereich liefern, in dem der neue SPD-Formalismus getestet werden kann.

Im HERMES-Experiment misst man das gestreute Lepton und die Zerfallsprodukte der Vektormesonen: zwei entgegengesetzt geladene Pionen beim Zerfall des  $\rho^0$ , zwei entgegengesetzt geladene Kaonen beim Zerfall des  $\phi$  bzw. zwei entgegengesetzt geladene Pionen und die zwei Photonen eines  $\pi^0$  beim Zerfall des  $\omega$ . Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte werden Daten verwendet, die mit einem unpolarisierten Gastarget genommen wurden. Die Akzeptanz für die Vektormeson-Produktion ist auf den Energiebereich von 4 bis 6 GeV beschränkt, wobei  $Q^2$  zwischen  $0.7$  und  $5.0 \text{ GeV}^2$  liegt.

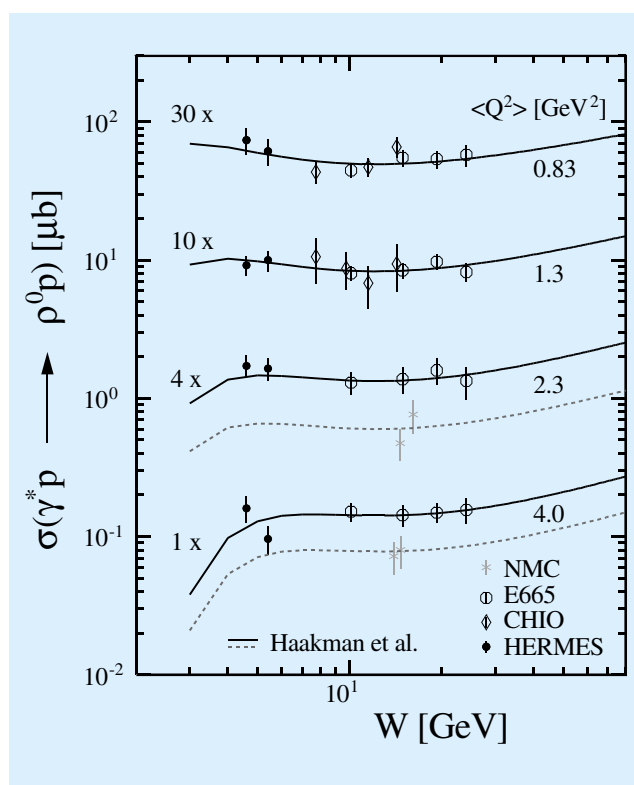


Abbildung 38: Der vom HERMES-Experiment gemessene Elektroproduktions-Wirkungsquerschnitt für  $\rho^0$ -Mesonen (volle Punkte) im Vergleich mit bereits bestehenden Daten und einer theoretischen Rechnung von Haakman et al. Der Unterschied in den NMC- und HERMES-, E665- und CHIO-Daten liegt an einem Problem in der Normierung, das durch die neuen HERMES-Daten allein leider nicht gelöst werden kann.

Infolge des endlichen Auflösungsvermögens des Detektors bleibt unter dem eigentlichen Spektrum der exklusiven Vektormeson-Produktion ein Untergrund, welcher vorwiegend von Hadronen aus Fragmentationsprozessen der tiefunelastischen Streuung herrührt.

Dieser Untergrund kann mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen abgeschätzt werden, welcher, geeignet normiert, von der eigentlichen Massenverteilung abgezogen werden kann.

Die Akzeptanzkorrektur für das HERMES-Spektrometer wurde auch durch eine Monte Carlo Simulation berechnet. Am Ende wurden Korrekturen für den Untergrund von doppelt-dissoziativen Prozessen und für QED-Strahlungseffekte durchgeführt.

Die Daten für die Vektormeson-Produktion wurden mit Hilfe des inklusiven Wirkungsquerschnittes, den man aus dem gleichen Datensatz extrahiert, normalisiert. Die erforderlichen Normierungsfaktoren erhält man durch Vergleich der Daten für die tiefunelastische Streuung am HERMES-Experiment mit denen von anderen Experimenten, wobei die passenden  $Q^2$ - und  $x$ -Bereiche gewählt werden müssen.

Der resultierende Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion von  $\rho^0$  Mesonen wird in Abbildung 38 mit bereits bestehenden Daten verglichen. Die Kurven zeigen die Rechnungen von Haakman et al., welche die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit der Protonstrukturfunktion  $F_2^p(x, Q^2)$  ins Verhältnis setzt. Dieses Modell beschreibt alle Daten für  $W > 4$  GeV gut.