

Abbildung 36: Das HERMES Experiment nach dem Einbau des Rökstoßdetektors (versteckt unter Zuleitungen in der Mitte des Bildes). Im Hintergrund ist der blaue Spektrometer-Dipolmagnet zu erkennen. Ganz vorne im Bild sieht man das Strahlrohr in dem die Positronen (oder Elektronen) des HERA-Beschleunigers sich mit einem Impuls von 27.5 GeV/c auf das HERMES Gas-Target zubewegen, welches sich innerhalb des Rückstoßdetektors und Solenoid-Magneten befindet.

## **HERMES-Experiment**

**Beteiligte Institute:** NIKHEF und Vrije Universiteit Amsterdam, Univ. of Michigan Ann Arbor, ANL Argonne, Univ. und INFN Bari, Beijing Univ., Univ. of Colorado Boulder, JINR Dubna, Univ. Erlangen-Nürnberg, Univ. und INFN Ferrara, INFN Frascati, Univ. Gent, Univ. Gießen, Univ. Glasgow, DESY Hamburg, Univ. Sci. Technol. Hefei, P. N. Lebedev Inst. Moscow, IHEP Protvino, Univ. Regensburg, INFN und Ist. Sup. Sanità Rome, St. Petersburg Nucl. Phys. Inst., Tokyo Inst. Technol., Univ. of Illinois Urbana-Champaign, TRIUMF Vancouver, Andrzej Soltan Inst. Warsaw, Yerevan Phys. Inst., DESY Zeuthen

Sprecher: E.C. Aschenauer, DESY

Mit Beginn der Datennahme für das Jahr 2006 hat HERMES einen Rückstoßdetektor in Betrieb genommen, welcher die Akzeptanz des Experiments für den bisher fehlenden Nachweis des Rückstoßprotons aus exklusiven Streuereignissen erweitert. Für die Kollaboration bedeutet dies einen großen Schritt. Die Installation und Inbetriebnahme des Rückstoßdetektors erforderte den Abschied vom bisherigen Herzstück des HERMES Experiments, dem polarisierten Target, welches die Datennahme in den ersten zehn Jahren dominierte und zu einer Reihe einzigartiger Ergebnisse führte, die das bisher umfassendste Bild einer Beschreibung der Spinstruktur des Nukleons ergeben. Der potentielle Erkenntnisgewinn aus der Messung exklusiver Streuereignisse und die deutlich verbesserten Analysemöglichkeiten durch den zusätzlichen Nachweis der langsamen Rückstoßprotonen, sowie die Möglichkeit höherer Datenraten durch höhere Teilchendichten im Target rechtfertigen diesen Schritt.

Derzeit werden die Kalibration des Rückstoßdetektors abgeschlossen und erste Teilchenspuren aus dem im Jahre 2006 aufgezeichneten Datensatz für die Analyse bereitgestellt.

Der Schwerpunkt der Datenanalyse lag in der Fortführung der Untersuchungen der mit dem transversal polarisierten Wasserstofftarget aufgezeichneten Daten. Wie in vorangegangenen Beiträgen vorgestellt, werden hierbei azimuthale Wirkungsquerschnitts-Asymmetrien für Mesonen oder Photonen extrahiert. Die Analyse dieser Asymmetrien für die Produktion reeller Photonen im exklusiven Streuprozess (Tiefinelastische Virtuelle Compton Streuung) erlaubte erstmalig eine Abschätzung des Gesamtdrehimpulses der Quarks im Nukleon. Dieses neue Ergebnis öffnet einen Weg zur Bestimmung des Bahndrehimpulses der Quarks im Nukleon.

Weitere Untersuchungen der Tiefinelastischen virtuellen Compton Streuung wurden an Daten von unpolarisierten schweren Kernen durchgeführt, welche Rückschlüsse auf die Modifizierung der Generalisierten Partonverteilungen im nuklearen Medium erlauben.

Aus den bei HERMES in den Run-I aufgenommenen polarisierten Wasserstoff- und Deuteriumdaten wurden weitere Ergebnisse extrahiert. So wurde unter Verwendung von Doppelspin-Asymmetrien, gemessen für inklusive erzeugte Hadronen, die Gluonpolarisation als Funktion des Transversalimpulses der Hadronen bestimmt.

Desweiteren wurde unter Verwendung einer neuartigen Analysemethode die Polarisation der Strange-See-Quarks mit erheblich verbesserter Genauigkeit bestimmt.

### **Neue Detektorkomponenten**

### Der HERMES Rückstoßdetektor

Tiefinelastische Streuexperimente zeigen, dass Protonen und Neutronen aus fundamentaleren Bausteinen - den sogenannten Quarks - aufgebaut sind. Quarks werden mittels der starken Wechselwirkung, durch den Austausch von Gluonen als Botenteilchen zusammengehalten. Tiefinelastische Streuexperimente zeigen auch, dass Quarks massearme Teilchen mit einem Eigendrehimpuls (dem sogenannten Spin) von 1/2 und drittelzahligen Ladungen (entweder +2/3 oder -1/3) sind. Die Eigenschaften des Protons sollten sich also aus den Eigenschaften seiner Konstituenten, der Quarks ableiten lassen. In diesem Modell setzt sich z.B. die Gesamtladung +1 eines Protons aus der Summe der Ladungen der sogenannte Valenzquarks des Protons (2 u-Quarks, jedes mit der Ladung +2/3 und 1 d-Quark mit einer Ladung von -1/3) zusammen. Auch andere Eigenschaften des Protons wie etwa das magnetische Moment oder auch der Unterschied zwischen Proton und Neutron lassen sich relativ präzise in diesem einfachen Modell beschreiben.

Daher sollte auch die Beschreibung des Eigendrehimpulses des Protons (der Proton spin) sich einfach aus den einzelnen Beiträgen der Valenzquarks ergeben. Der Spin des Protons ergibt sich aus fundamentalen, unabhängigen Messungen zu 1/2. Jedes Quark trägt einen Spin 1/2. Richten sich zwei dieser Quarks parallel zum Spin des Nukleons aus, das dritte jedoch anti-parallel, scheint die Summe aufzugehen. Der gesamte Spin des Protons scheint also durch den Beitrag  $\Delta \Sigma = 1$  der Valzenquarks getragen zu werden.

Messungen dieses Beitrages  $\Delta\Sigma$  in polarisierter, tiefinelastischer Streuung – u. a. von HERMES – zeigen jedoch, dass maximal 1/3 des Protonspins dem Beitrag der Quarks zugeschrieben werden kann. Diese Diskrepanz fand unter dem Namen *spin-puzzle* Eingang in die Literatur. HERMES ist eines der wichtigsten Experimente zur Klärung dieses Rätsels. Nachdem Präzisionsdaten der HERMES Kollaboration und anderer, ähnlicher Experimente an Forschungszentren weltweit, das Rätsel etabliert haben, konzentrieren sich die Anstrengungen der Spin-Physiker nun darauf, die übrigen Bausteine des Puzzles zu vermessen.

Neben den Quarks können auch die Gluonen zum Gesamtspin des Nukleons beitragen. Die HERMES Kollaboration konnte bereits erste Messungen veröffentlichen. Zurzeit erscheinen auch Daten der COMPASS Kollaboration am CERN. Außerdem werden in näherer Zukunft Daten aus Experimenten an RHIC erwartet. Alle bisher zugänglichen Messungen deuten allerdings darauf hin, dass auch der Beitrag der Gluonen zum Nukleonspin klein ist. Ein wenig Vorsicht ist bei diese Aussage angebracht, da die Messungen und ihre Interpretation sehr schwierig sind und die Präzision und der Umfang der Messungen noch einen großen Spielraum lassen.

Parallel zu diesen Anstrengungen wurde in den letzten Jahren erstmals ein theoretischer und experimenteller Zugang zu Bahndrehimpulskomponenten der Quarks innerhalb eines Nukleons identifiziert. Die vergleichsweise massearmen Quarks sind sehr stark innerhalb eines Nukleons gebunden. Sie führen schnelle Eigenbewegungen um ein gemeinsames Zentrum aus. Ein Teil dieser Bewegungen führt zu nicht-verschwindenden Bahndrehimpulskomponenten, die wiederum zum Gesamtspin des Nukleons beitragen können.

Die Vermessung des Bahndrehimpulses erfordert die Messung eines Abstandes vom Zentrum sowie des Impulses der Quarks senkrecht zu diesem Abstand. Daten, die in konventioneller tiefinelastischer Streuung gewonnen werden, sind nur auf den Impuls der Quarks sensitiv, Messungen der Ortskomponenten sind auf elastische Streuereignisse beschränkt und lassen keine Messung der Impulskomponenten zu.

Erst in den letzten Jahren wurde der theoretische Rahmen geschaffen, diese beiden Aspekte der Nukleonstruktur innerhalb sogenannter Generalisierter Partonverteilungen (*Genaralised Parton Distributions*, GPDs) zu erfassen. Verschiedene Kollaborationen weltweit konzentrieren nun ihre Anstrengungen darauf, Reaktionen zu vermessen, die die Extraktion dieser GPDs zulassen. Sind diese GPDs einmal hinreichend genau bestimmt, lässt sich aus ihnen der Bahndrehimpuls der Quarks innerhalb eines Nukleons ableiten.

Der Zugang zu den GPDs ist über die Vermessung des vollständigen Endzustandes einer Reaktion in einer sogenannten exklusiven Messung möglich, in denen das gestreute Nukleon intakt bleibt. Exklusive Messungen erfordern also den Nachweis aller Reaktionsprodukte und deren kinematische Verteilungen. Der Schwerpunkt der Messung liegt daher in möglichst einfachen Endzuständen bestehend aus dem gestreuten Elektron, dem gestreuten Nukleon und einem weiteren Reaktionsprodukt. Kompliziertere Endzustände sind sowohl experimentell als insbesondere auch theoretisch schwer zugänglich. Die HERMES Kollaboration konzentriert ihre Studien exklusiver Reaktionen daher auf die tiefvirtuelle Comptonstreuung (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS) sowie die exklusive Produktion von pseudo-skalaren oder Vektormesonen bei hinreichend großen Impulsüberträgen und Energien.

In den zurückliegenden Jahren konnten erste Daten zu diesen Reaktionen gemessen und publiziert werden, die zeigen, dass ein Zugang zu GPDs mit dem HERMES Experiment möglich ist. Insbesondere die Vermessung tief-virtueller Comptonsstreuung profitiert sowohl vom polarisierten Leptonenstrahl in HERA als auch von der Möglichkeit, diese Reaktionen in Elektron- und Positronstreuung zu messen. HERMES liefert damit einen weltweit einzigartigen Datensatz, der den Fortschritt in diesem Feld entscheidend vorantreibt.

Die Messungen zeigen jedoch einen methodischen Nachteil. Die Eigenschaften des HERMES Spektrometers in den ersten zehn Jahren der Datennahme waren nicht auf den Nachweis exklusiver Streuereignisse optimiert. Bei den vergleichsweise hohen Energien im HERMES Experiment reicht die erzielbare experimentelle Auflösung nicht aus, um durch reine Analysetechniken exklusive Reaktionen zu etablieren. Die Daten zeigen immer noch eine Beimischung nicht-exklusiver Streuereignisse, deren genauer Beitrag modelabhängig bestimmt werden muss und somit zur experimentellen Unsicherheit beiträgt. Mit Beginn der Datennahme im Jahr 2006 hat HERMES einen zusätzlichen Detektor in Betrieb genommen, welcher die Akzeptanz des Experiments in der für den bisher fehlenden Nachweis des Rückstoßnukleons aus exklusiven Streuereignissen erweitert. Für die Kollaboration bedeutet dies einen großen Schritt. Die Installation und Inbetriebnahme des Rückstoßdetektors bedeutet den Abschied vom bisherigen Herzstück des HERMES Experiments, dem polarisierten Target, welches die Datennahme und physikalischen Ergebnisse in den ersten zehn Jahren dominierte und zu einer Reihe einzigartiger Ergebnisse führte. Der potentielle Erkenntnisgewinn aus der Messung exklusiver Streuereignisse und die deutlich verbesserten Analysemöglichkeiten durch den zusätzlichen Nachweis der langsamen Rückstoßprotonen, dem Ausschluss zusätzlicher Reaktionsprodukten durch einen größeren Akzeptanzbereich und nicht zuletzt die Möglichkeit höher Datenraten durch höhere Teilchendichten im Target rechtfertigen diesen schwerwiegenden Entschluss.

Der HERMES Rückstoßdetektor wurde unter engen zeitlichen Rahmenbedingungen von verschiedenen an HERMES beteiligten Instituten, darunter die Universitäten Erlangen, Gent, Giessen und Glasgow sowie Gruppen des INFN Frascati und DESY Zeuthen und DESY Hamburg, verwirklicht. Der HERMES Detektor wurde auf den positiven Nachweis eines Rückstoßprotons aus der tief-virtuellen Comtonstreuung optimiert. Zusätzlich wird die Fähigkeit, Untergrundreaktionen durch den Nachweis von geladenen und ungeladenen Pionen zu identifizieren, verlangt. Um den geforderten Energie- und Winkelbereich abzudecken ist der HERMES Rückstoßdetektor aus drei unterschiedlichen Detektorsystemen zusammengesetzt, die im Folgenden beschrieben werden. Um diese einbauen und betreiben zu können, waren Veränderungen am Kollimatorsystem und dem Reaktionstarget notwendig.

Bestmögliche Daten erfordern den Nachweis von Rückstoßprotonen bis hinunter zur kinematisch erlaubten Reaktionsschwelle über einen großen Winkelbereich. Die Detektoren müssen zugleich Teilchenidentifikation, Impulsmessung und die Bestimmung des Entstehungsortes erlauben. Zu diesem Zweck wurde die Vakuumkammer um den HERMES Wechselwirkungspunkt erweitert um Raum für einen in diesem Vakuum operierenden Halbleiterstreifenzähler (Silikondetektor) zu erlangen. Der Silikondetektor setzt sich aus zwei



Abbildung 37: Darstellung der Spuren zweier Teilchenkandidaten in der Ereignisdarstellung des HERMES Rückstoßdetektors. Die roten Linien zeigen die rekonstruierte Anfangsrichtung der Teilchen an und gehen wegen der Krümmung im magnetischen Feld des Solenoiden nicht durch alle Punkte in der Sicht entlang des Strahls.

Doppelrhomben bestehend aus je 8 Detektormodulen zusammen. Jedes Detektormodul (vom Typ TIGRE) besitzt Streifen parallel und senkrecht zur Strahlachse, die unabhängig ausgelesen werden. Die Kombination von getroffenen Streifen innerhalb eines Moduls liefert einen Durchstoßpunkt. Die Kombination von solchen Punkten in hintereinanderliegenden Modulen ermöglicht die Rekonstruktion des Entstehungsortes innerhalb der Targetregion und den Winkel der Streuung. Zusätzlich wird für jeden getroffenen Streifen die erzeugte Ladungsmenge gespeichert. Diese wiederum ist abhängig von der Teilchensorte und dessen Energie, und erlaubt somit die Identifikation verschiedener Teilchenspezies. Niederenergetische Teilchen deponieren innerhalb des Detektors soviel Energie, dass sie dort stoppen. Für diese Teilchen misst der Silikondetektor die Gesamtenergie und erlaubt somit die Bestimmung des Teilchenimpulses. Dies ist auch für etwas schnellere Teilchen noch möglich, allerdings mit geringerer Genauigkeit.

Die Impulsbestimmung schnellerer Teilchen erfordert einen weiteren Detektor, der außerhalb des Vakuums installiert ist. Der Impuls eines Teilchens kann auf der

Krümmung seiner Bahn in einem Magnetfeld berechnet werden. Dazu wird folgendes verwandt: Ein 1.6 T starkes, sehr homogenes Magnetfeld entlang der Strahlachse wird von einem supraleitenden Solenoid-Magneten, der alle Detektoren umschließt, produziert. Die Durchstoßpunkte zur Rekonstruktion der Teilchenbahn im Magnetfeldes werden von den einzelnen Detektoren übernommen. Für diese Aufgabe ist im HERMES Rückstoßdetektor ein Spurdetektor aus szintillierenden Fasern (Scintillatordetektor) integriert. Dieser Detektor besteht aus zwei konzentrischen Doppelzylindern aus je zwei parallelen Lagen szintillierender Fasern sowie zwei um  $\pm 10$  Grad zur Strahlachse versetzten Lagen. Die Kombination getroffener Fasern aus den parallelen und Stereolagen innerhalb eines Zylinders liefern einen Durchstoßpunkt, die Kombination zweier Zylinder mit den Messungen des Silikondetektors insgesamt vier Punkte, die zur Berechnung des Bahnradius verwendet werden können. Ebenso wie beim Silikondetektor wird auch im Scintillatordetektor eine zur deponierten Energiemenge und somit ein für die Teilchensorte charakteristisches Energiesignal registriert und ausgewertet. Ein Beispiel mit dem Rückstoßdetektor gemessener Teilchenspuren ist in Abbildung 37 gezeigt.

Zum Nachweis von Photonen und zur Verbesserung der Teilchenidentifikation wurde um den Scintillatordetektor herum ein Photonendetektor (PD) konstruiert. Dieser Detektor besteht aus 3 unterschiedlich dicken Lagen Wolfram, um Photonen in geladene Teilchen zu konvertieren, zwischen denen sich herkömmliche, segmentierte Szintillationszähler befinden. Diese dienen dem Nachweis geladener Teilchen, entweder aus konvertierten Photonen oder primär geladener Teilchen hinreichend hohen Impulses. Die Messung der deponierten Energie erlaubt auch hier die Identifikation geladener Teilchen; die Segmentierung eine grobe Ortsbestimmung.

Das gesamte Detektorsystem wurde bis kurz vor dem Einbau Ende 2005 vollständig mit Hilfe kosmischer Höhenstrahlung getestet, um die verbleibende Datennahmezeit so effektiv wie möglich zu nutzen und die Integration in das bestehende HERMES Spektrometer und dessen Analyse zu vereinfachen. Diese Zeit



Abbildung 38: Deponierte Energie in der ersten und zweiten Lage des Silizium-Streifen-Zählers (Silikondetektors). Gezeigt sind experimentelle Daten nach einer vorläufigen Detektorkalibration. Schon hier zeichnet sich deutlich ein Band ab. Unterhalb von 3 MeV in der inneren Lage durchdringen alle Teilchen beide Detektoren, oberhalb hingegen werden Protonen in der zweiten Lage gestoppt, und bilden daher ein von links nach rechts abfallendes Band.



Abbildung 39: Winkeldifferenz der im Spektrometer gemessenen Leptonen  $\phi_{SP}$  und im Scintillatordetektor des Rückstoßdetektors gemessenen Teilchen  $\phi_{SFT}$  z. B. für die obere Detektorhälfte. Wie bei elastischer Streuung erwartet, werden die meisten Teilchen in entgegengesetzte Richtung emmitiert. Wenn man zusätzlich noch – wie hier geschehen – elastische Ereignisse durch Selektion im Spektrometer auswählt, erhält man eine scharfe Verteilung um 180° =  $\pi$ .

wurde auch zum Testen der Einbauprozedur verwendet. Der Einbau verlief dementsprechend zügig und nach Plan. Auch anfängliche Schwierigkeiten und ein konzeptioneller Schwachpunkt im Design des neuen Targetsystems konnten schnell behoben werden. Die Datennahme mit dem HERMES Rückstoßdetektor läuft seit Frühjahr 2006.

Erste Teilchenspuren können aus dem Datensatz extrahiert werden (siehe Abbildung 37). Die HERMES-Physiker arbeiten nun mit Hochdruck daran, den Datensatz zu kalibrieren. Schon mit einer ersten aber noch zu verbessernden Energiekalibration des Silikondetektors zeigt sich ein klares Band für Protonen mit dem zu erwartenden Energieverlust (siehe Abbildung 38). Die geometrische Anordnung der 4822 Fasern des Scintillatordetektors wurde in einem Eichexperiment präzise vermessen und die Detektorteile mit rekonstruierten Spuren eingemessen. Bereits mit einer vorläufigen Eichung wird die erwartete Winkelauflösung lediglich um 30% überschritten (siehe Abbildung 39). Da der Rückstoßdetektor noch nicht relativ zum Spektrometer geeicht ist, ergibt sich eine leichte Abweichung des Mittelwertes. In allen drei Lagen des Photonendetektors werden die erwarteten Signale gemessen. Abbildung 40 zeigt, dass diese tatsächlich realen Teilchendurchgängen entsprechen. Die gemessene Signalhöhe bildet eine Überhöhung aus, die umso deutlicher ausfällt, je stärker man mithilfe anderer Detektoren hauptsächlich elastisch gestreute Protonen auswählt.

Derzeit werden die Eichungen des Rückstoßdetektors abgeschlossen und Routinen, die die Datenqualität sicherstellen, implementiert. Erste, mithilfe der Informationen des Rückstoßdetektors gewonnene Ergebnisse sind für 2007 zu erwarten.



Abbildung 40: Amplitudenspektrum in der ersten Lage des Photonendetektors in logarithmischer Skala. Die obere blaue Kurve zeigt Ereignisse in denen ein schnelles Lepton im Spektrometer nachgewiesen wurde. Wenn man zusätslich verlangt, dass diese in entgenengesetzter Richtung zu den im Photonendetektor gemessenen Teilchen vom Target emmitiert wurden, erhält man die rote Verteilung. In beiden Fällen kann man die Erhöhung durch elastisch gestreute Protonen deutlich erkennen.

## Physikalische Ergebnisse mit Polarisierten Targets

# Exklusive Prozesse: Tiefinelastische virtuelle Compton-Streuung (DVCS)

Das besondere Interesse an einer Messung der Generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen resultiert aus der erstmaligen Möglichkeit den Anteil des Bahndrehimpulses der Quarks am Spin des Nukleons zu bestimmen. X. Ji zeigte im Jahre 1997, dass die Generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen E<sup>q</sup> und H<sup>q</sup> Informationen über den Gesamtdrehimpulses der Quarks J<sup>q</sup> enthalten, welcher sich aus der Summe des Quarkspins und deren Bahndrehimpulsen ergibt. Da der Beitrag der Quarkspins bereits mit guter Genauigkeit bekannt ist, ergibt sich folglich die Möglichkeit den Bahndrehimpuls der Quarks am Spin des Nukleons zu extrahieren.

Ähnlich wie im Fall der inklusiven und semi-inklusiven tiefinelastischen Streuung, in der die Struktur des Nukleons durch die Parton-Verteilungsfunktionen beschrieben wird, können harte exklusive Prozesse mit Hilfe der Generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen beschrieben werden. Diese ermöglichen erstmalig eine dreidimensionale Beschreibung des Nukleons, da sie sowohl von der transversalen Position als auch vom longitudinalen Impuls der Partonen innerhalb des Nukleons abhängen sowie deren Korrelation beschreiben. Die gewöhnlichen Partonen-Verteilungsfunktionen und elastischen nuklearen Formfaktoren sind als Grenzwerte bzw. Momente in den Generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen enthalten. Ein Beispiel eines harten exklusiven Prozesses ist die tiefinelastische virtuelle Compton-Streuung (DVCS).

Der DVCS-Prozess beschreibt die Streuung eines Leptons durch den Austausch eines virtuellen Photons an einem Nukleon oder Atom, bei dem ein reelles Photon entsteht. Dieser Prozess interferiert mit dem Bethe-Heitler-Prozess, da beide experimentell ununterscheidbare Endzustände besitzen. Beim Bethe-Heitler-Prozess wird das reelle Photon vom einlaufenden oder gestreuten Lepton emittiert, während es beim DVCS- Prozess von einem der Partonen stammt. Obwohl im typischen kinematischen Bereich von HERMES die Wahrscheinlichkeit für den DVCS-Prozess viel kleiner ist als die des Bethe-Heitler-Prozesses, kann man mit Hilfe des Interferenzterms Informationen über die DVCS-Amplitude erhalten.

Die Messung von azimuthalen Asymmetrien bezüglich unterschiedlicher Ladungen des Leptonbeams bzw. bezüglich der Polarisation des Strahls oder des Targets eröffnet einen experimentellen Zugang zur DVCS-Amplitude und damit zur Bestimmung der Generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen E<sup>q</sup> und H<sup>q</sup>. Eine erste Analyse der Asymmetrie bezüglich der Strahlladung, die insbesondere auf die Funktion H<sup>q</sup> sensitiv ist, wurde bereits veröffentlicht. Diese Messung wird in den nächsten Jahren mit deutlich höherer Statistik verbessert werden.

Besonderes Interesse galt der Analyse der mit einem transversal polarisierten Wasserstofftarget aufgezeichneten Daten. Die Asymmetrie bezüglich der transversalen Targetpolarisation ist eine der raren Messgrößen die auf die Funktion E<sup>q</sup> sensitiv sind. In diesem Jahr veröffentlichte HERMES erste Ergebnisse zur Messung der transversalen Targetspin-Asymmetrie sowie die erstmalige, modellabhängige Abschätzung des Gesamtdrehimpulses von Up- und Down-Quarks im Nukleon.

#### Transversale Targetspin-Asymmetrie

Die Asymmetrie bezüglich der transversalen Targetpolarisation ist definiert als

$$A_{\rm UT}(\phi, \phi_{\rm s}) = \frac{d\sigma(\phi, \phi_{\rm s}) - d\sigma(\phi, \phi_{\rm s} + \pi)}{d\sigma(\phi, \phi_{\rm s}) + d\sigma(\phi, \phi_{\rm s} + \pi)}$$
(1)

mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten d $\sigma$  für die Produktion exklusiver Photonen, dem azimuthalen Winkel  $\phi$  zwischen der Leptonenstreuebene und der Photonenproduktionsebene und  $\phi_s$ , dem Winkel zwischen dem Polarisationsvektor des Targets und der Leptonenstreuebene.

HERMES nahm während der Jahre 2002 bis 2005 Daten an einem transversal polarisierten Wasserstoffgas-Target. Die Ergebnisse beinhalten die Messungen der Jahre 2002 bis 2004 und ergeben eine Amplitude von

$$\left< A_{\rm UT}^{\sin(\phi-\phi_{\rm s})\cos\phi} \right> = -0.149 \pm 0.058(\text{stat.}) \pm 0.033(\text{syst.})$$
(2)

Von theoretischer Seite wurde ein Modell entwickelt. in dem die generalisierte Quark-Verteilungsfunktion E<sup>q</sup> in Abhängigkeit von den Gesamtdrehimpulsen der Upund Down-Quarks J<sup>u</sup> und J<sup>d</sup> beschrieben werden kann. Es wurde nachgewiesen, dass in diesem Modell die Amplitude der transversalen Targetspin-Asymmetrie  $A_{UT}^{sin(\varphi-\varphi_s)\cos\varphi}$  im Wesentlichen auf diese beiden Parameter sensitiv ist. Zur Abschätzung dieser Parameter wird die experimentell ermittelte Amplitude mit der in Abhängigkeit von den Gesamtdrehimpulsen - berechneten Amplituden verglichen und eine Fehlerminimierung durchgeführt. Aus diesen Überlegungen erhält man das in Abbildung 41 gezeigte Band für mögliche Werte von J<sup>u</sup> und J<sup>d</sup>, das dem Bereich einer Standardabweichung entspricht. Die Analyse ergibt einen Wert von  $J^{u} + J^{d}/0.29 = 0.42 \pm 0.21 \pm 0.06$ , wobei zunächst der experimentelle Fehler und dann der aud den Modellannahmen resultierende Fehler angegeben ist. Aus Abbildung 41 ergibt sich beispielsweise für die Annahme  $J^d = 0$  ein Wert von 0.4 für den Gesamtdrehimpuls der Up-Quarks im Nukleon.

### Strahlhelizitätsasymmetrie in Abhängigkeit von der Massenzahl des Targets

Darüber hinaus veröffentlichte HERMES in diesem Jahr vorläufige Ergebnisse der Asymmetrie bezüglich der Strahlhelizität für Targets verschiedener Massenzahl. Diese Messungen erlauben Rückschlüsse auf die Modifizierung der generalisierten Parton-Verteilungsfunktionen im nuklearen Medium.

Im Falle eines nuklearen Targets unterscheidet man zwischen dem kohärenten Prozess, bei dem am ganzen Kern gestreut wird und dem inkohärenten Prozess, bei dem der Kernverbund aufgebrochen wird und das reelle Photon im Endzustand von einem bestimmten Nukleon emittiert wird.

Um den kohärenten vom inkohärenten Anteil der Ereignisse zu trennen, nutzt man die Abhängigkeit vom



Abbildung 41: Modellabhängige Einschränkung der Gesamtdrehimpulse von Up- und Down-Quarks (J<sup>u</sup> und J<sup>d</sup>). Das blaue Rechteck zeigt das Ergebnis einer theoretischen Berechnung, die ausschließlich die Valenzquarks betrachtet.

Impulsübertrag t auf das Target. Hohe Werte von t entsprechen einer hohen Wahrscheinlichkeit für das Aufbrechen des Kernverbundes und damit dem inkohärenten Prozess. Zur besseren Vergleichbarkeit zwischen den verschiedenen Targets wurden die Bedingungen so gewählt, dass die kohärenten Daten einem mittleren t von 0.018 GeV<sup>2</sup> und die inkohärenten Daten einem mittleren t von 0.2 GeV<sup>2</sup> entsprechen.

Die extrahierten Verhältnisse der Strahlhelizitätsasymmetrie  $A_{LU}$  von verschiedenen nuklearen Targets (Deuterium, Stickstoff, Neon, Krypton und Xenon) relativ zur Asymmetrie am Wasserstofftarget sind in Abbildung 42 zu sehen. Die mittlere Strahlhelizitätsasymmetrie der nuklearen Targets übertrifft in der kohärenten Region die von Wasserstoff um zwei Standardabweichungen (oberer Graph). Dagegen sind die Verhältnisse in der inkohärenten Region (unterer Graph) konsistent mit 1. Beide Resultate befinden sich in guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen.

### **Bestimmung der Gluonpolarisation**

Wie eingangs dargelegt, besteht ein wesentliches ungelöstes Problem der heutigen Hadronphysik darin, dass die Zusammensetzung des Nukleon-Gesamtdrehimpulses aus denjenigen seiner partonischen Bestandteile bisher nur zu einem kleinem Teil bekannt ist. Mit Hilfe von Messergebnissen des HERMES-Experiments wurden bereits Antworten erhalten zum Eigendrehimpuls (Spin) von Valenz- und Seequarks, sowie kürzlich zum Gesamt(Spin+Bahn-)drehimpuls von u- und d-Quarks. Obwohl die Gluonen insgesamt etwa die Hälfte des Nukleonimpulses tragen, gibt es bisher noch keine genaueren Antworten zu ihrem Anteil  $\Delta G$ am Spin  $\frac{1}{2}$  des Nukleons. Aus Analysen der *inklu*siven Streuung im Rahmen einer sogenannten QCD-Analyse (in welchen aus der gemessenen kinematischen Abhängigkeit des polarisierten Lepton-Nukleon Wirkungsquerschnitts Parton-Verteilungsfunktionen extrahiert werden) können bisher nur indirekte, und daher relativ ungenaue Aussagen zur polarisierten Gluon-Verteilungsfunktion  $\Delta g(x)$  sowie zu deren Integral  $\Delta G = \int_0^1 dx \, \Delta g(x)$  erhalten werden. Mit x wird hier der vom Gluon getragene Bruchteil des Nukleonimpulses bezeichnet. Die direkte Messung ist schwierig und derzeit an vielen großen Beschleunigerzentren (RICH in Brookhaven, CERN in Genf, HERA in Hamburg) Gegenstand intensiver Forschung. Experimentell zugänglich ist in diesen Messungen das Verhältnis



Abbildung 42: Das Verhältnis der Strahlhelizitätsasymmetrie für Targets verschiedener Massenzahl A relativ zur Asymmetrie für Wasserstoff. Die gestrichelten Linien liegen bei eins, während die durchgezogene Linie die Anpassung einer konstanten Funktion an die Daten wiedergibt.

 $\frac{\Delta g}{\sigma}(x)$ , d. h. die Verteilungsfunktion der Gluonpolarisation, aus welcher die Gluonhelizität  $\Delta g(x)$  unmittelbar durch Multiplikation mit der recht gut bekannten unpolarisierten Gluon-Verteilungsfunktion G(x) extrahiert werden kann. Die gesuchte Größe AG wird dann im experimentell zugänglichen Bereich [x1,x2] über  $\Delta G = \int_{x_1}^{x_2} dx \frac{\Delta g}{g}(x) \cdot g(x)$  ermittelt, während deren Werte unter- bzw. oberhalb dieses Bereichs immer durch theoriebasierte Extrapolation bestimmt werden müssen. Im HERMES-Experiment werden am HERA-Beschleuniger Wechselwirkungen longitudinal polarisierter Positronen der Energie 27.5 GeV mit ebenfalls longitudinal polarisierten Protonen oder Deuteronen des internen HERMES-Gastargets untersucht. Als Messgröße zur Bestimmung der Gluonpolarisation dienen Doppelspin-Asymmetrien im Wirkungsquerschnitt inklusiver geladener Hadronen. Ein gewisser Anteil dieser Teilchen wird erzeugt durch Wechselwirkung des vom Strahlteilchen abgestrahlten virtuellen Photons mit einem Gluon im Nukleon und nicht, wie in den meisten Fällen, einem Quark im Nukleon. Im Rahmen und unter Ausnutzung eines QCD-basierten Quark-Parton-Modells, welches vom Monte Carlo Simulationsprogramm Pythia verwendet wird, bietet diese Reaktion die Möglichkeit, Informationen über die Verteilungsfunktion der Gluonpolarisation  $\frac{\Delta g}{\sigma}(x)$  zu erhalten. Insbesondere werden dazu Hadronen gebraucht, die mit möglichst hohem Transversalimpuls (p<sub>T</sub><sup>beam</sup>) erzeugt worden sind, weil dieser bevorzugt bei der (harten) Streuung am Gluon entsteht. Nur durch Auswahl dieser Ereignisse ist es möglich, den Untergrund von anderen Prozessen genügend stark zu reduzieren. Der o. g. Anteil der Gluonen am Streuprozess ist a priori unbekannt und muss in einer aufwendigen Monte Carlo Simulation ermittelt werden. Bei den relativ niedrigen Strahlenergien, welche heutigen Festtarget-Experimenten wie z. B. HERMES zur Verfügung stehen, sind die verschiedenen dabei zu modellierenden Prozesse nicht genügend genau bekannt. Diese Ungenauigkeit stellt den Hauptanteil des systematischen Fehlers der Messung dar, welcher erstmalig überhaupt detailliert ermittelt wurde.

Die am Proton bzw. Deuteron für positive (negative) Hadronen h<sup>+</sup> (h<sup>-</sup>) gemessenen Asymmetrien sind in Abbildung 43 dargestellt. Analysiert wurden Ereignisse ohne Registrierung des gestreuten Positrons (Photoproduktion), einer Ereignisklasse mit bestmöglicher Statistik. Die Darstellung der aus der Monte Carlo (MC) Simulation erwarteten Asymmetrien für  $\Delta g/g = 0, \pm 1$ (Kurven) über  $p_T^{beam}$  zeigt, dass schon für Hadron-Transversalimpulse oberhalb von 1 GeV Asymmetrien



Abbildung 43: Gemessene Asymmetrien für die Produktion von positiven (links) und negativen (rechts) Hadronen an einem Proton- und Deuteriumtarget. Die Kurven stellen Berechnungen dieser Asymmetrien innerhalb eines Monte Carlo Modells für verschiedene angenommene Werte von  $\Delta g/g$  dar.

erwartet werden, die deutlich von  $\Delta g/g$  abhängen. Bedingt durch die jeweils verschiedenen Quark-Zusammensetzungen, je nach nach Typ des Targetnukleons und Ladung des erzeugten Hadrons, ergeben sich dabei recht unterschiedliche Erwartungen an die zu messenden Asymmetrien. Obwohl die gemessenen Daten recht starke, systematisch bedingte Fluktuationen zeigen, kann schon von diesem Vergleich mit den Erwartungen für verschiedene angenommene Werte von  $\frac{\Delta g}{g}$ (durchgehende bzw. gestrichelte Kurven) geschlossen werden, dass der Wert von  $\frac{\Delta g}{g}$  nicht allzuweit von Null verschieden sein dürfte.

Es gibt keine eindeutige kinematische Zuordnung zwischen dem (gemessenen) Transversalimpuls des Hadrons  $p_T^{beam}$  und dem (gesuchten) Anteil des Gluons am Nukleonimpuls x. Darüber hinaus hängt die Messgröße  $p_T^{beam}$  von der Experimentkinematik ab, weshalb ein Vergleich der Resultate verschiedener Experimente eine Darstellung von  $\Delta g/g$  über x erfordert. Für die Umrechnung wurden zwei unterschiedliche Methoden verwendet. Abbildung 44 zeigt die Ergebnisse beider Methoden im Vergleich, hier noch in Abhängigkeit von  $p_T^{beam}$ . Der innere Bereich der Fehlerbalken im linken Bild (Methode I) zeigt die statistische Ungenauigkeit, der gesamte Balken die kombinierte statistische und



Abbildung 44: Ergebnisse der Extraktion der Gluonpolarisation aus den gemessenen Asymmetrien für die zwei verschiedenen, im Text erklärten Methoden in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Hadronen.

systematische Ungenauigkeit. Im rechten Bild illustriert der Korridor, dass die zweite Methode (Methode II) eine funktionale Abhängigkeit liefert (der Innenkorridor zeigt die statistische und der Aussenkorridor die systematische Ungenauigkeit), während dort die Punkte nur zur Illustration dienen. Beide Methoden liefern konsistente Ergebnisse.



Abbildung 45: Ergebnisse der Extraktion der Gluonpolarisation aus den gemessenen Asymmetrien für die zwei verschiedenen, im Text erklärten Methoden in Abhängigkeit von x. Ebenfalls dargestellt sind die derzeit verfügbaren Ergebnisse anderer Experimente (Messpunkte) sowie eine Vielzahl theoretischer Vorhersagen (Kurven).

In Abbildung 45 werden die Ergebnisse beider Methoden in Abhängigkeit von x gezeigt, gemeinsam mit jüngsten Ergebnissen des COMPASS-Experiments, welches speziell für die Messung der Gluonpolarisation durchgeführt wird. Gleichzeitig wird eine Vielzahl theoretischer Vorhersagen gezeigt, welche aus QCD-Analysen stammen, die auf inklusiven und semiinklusiven Messungen des tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuprozesses basieren. Deren Variation untereinander repräsentiert den Stand der gegenwärtigen theoretischen Kenntnis über  $\frac{\Delta g}{\sigma}(x)$ . Demgegenüber zeigt das vorliegende HERMES-Ergebnis (Methode I, gefüllter Punkt), wie auch schon das jüngste COMPASS-Ergebnis (gefülltes Quadrat) den aktuellen Stand der experimentellen Genauigkeit. Mit diesen beiden Messungen ist es erstmals gelungen, den Anteil  $\Delta G$  der Gluonen am Spin des Nukleons im Bereich mittlerer x (0.06...0.3, wo die unpolarisierte Gluon-Verteilungsfunktion g(x) nur moderate Werte annimmt, deutlich einzugrenzen: dort ist die polarisierte Gluon-Verteilungsfunktion  $\Delta g(x)$  sehr klein bzw. sogar mit Null verträglich.

## Messung der Strange-Quark Polarisation $\Delta S$ des Nukleons

Die Helizitätsverteilung  $\Delta S(x)$  der Strange-Quarks und -Antiquarks im Nukleon ist vor allem deshalb von großem Interesse, da sich damit die Eigenschaften des Quark-Sees untersuchen lassen. Im Gegensatz zu Upund Down-Quarks kommen Strange-Quarks nicht als Valenzquarks vor, sondern treten ausschließlich als Quantenfluktuationen im Quarksee in Erscheinung.

HERMES ist aufgrund seiner sehr leistungsfähigen Teilchenidentifizierungs-Detektoren besonders gut für eine solche Messung geeignet: geladene Kaonen, Pionen und Protonen können praktisch im gesamten von HERMES abgedeckten Impulsbereich sehr gut voneinander getrennt werden. Dies ermöglicht die Anwendung der Methode des Flavour-Taggings in der Analyse der Daten. Die grundlegende Idee hierbei ist, dass es einen Zusammenhang zwischen dem Flavour des im tiefinelastischen Streuprozesses getroffenen Quarks und den hinterher beobachteten Hadronen gibt. Findet man beispielsweise im Endzustand eines solchen Streuprozesses ein positiv geladenes Kaon K<sup>+</sup>, so liegt die Schlussfolgerung nahe, dass im Streuprozess entweder ein Up-Quark oder ein Anti-Strange-Quark getroffen wurde, da das K<sup>+</sup>-Meson aus diesen beiden Teilchen aufgebaut ist.

Angenommen das beobachtete K<sup>+</sup>-Meson stammt in der Tat von einem Anti-Strange-Quark, das durch eine Quantenfluktuation innerhalb des Protons kurzzeitig als virtuelles Teilchen entstanden ist. Im nächsten Augenblick wäre es bereits wieder mit seinem zugehörigen Strange-Quark annihiliert, wenn durch die Kollision nicht genau im richtigen Moment genügend Energie zugeführt würde, um die virtuellen Teilchen in reale Teilchen zu verwirklichen. In diesem Fall könnten wir mittels einer gemessenen Spin-Asymmetrie direkt Rückschlüsse auf die Helizitätsverteilung der Anti-Strange-Quarks im Nukleon ziehen!

Leider macht es uns die Natur nicht ganz so einfach, denn es ist ebenfalls möglich, dass in Wirklichkeit das Up-Quark getroffen wurde und das Anti-Strange-Quark lediglich im sogenannten Fragmentationsprozess, bei dem sich die Quarks wieder zu Hadronen zusammenfinden, erzeugt wurde. Dann hätte die beobachtete Spin-Asymmetrie lediglich etwas mit der Helizitätsverteilung der Up-Quarks zu tun, da das im K<sup>+</sup>-Meson enthaltene Anti-Strange-Quark zum Zeitpunkt des Streuprozesses noch gar nicht existierte.

Es ist sogar möglich, dass *keines* der beiden Quarks aus dem Nukleon stammt und die Bestandteile des  $K^+$ -Mesons ausschließlich bei der Fragmentation gebildet wurden.

Doch auch wenn es keine eindeutige Zuordnung zwischen den Hadronen im Endzustand und dem Flavour der getroffenen Quarks gibt, ist die Situation nicht völlig hoffnungslos: wenn man ein Kaon im Endzustand findet, ist es immerhin *wahrscheinlicher*, dass ein Strange- oder Anti-Strange-Quark getroffen wurde als in anderen Fällen. Dieser komplizierte statistische Zusammenhang wird mittels sogenannter Fragmentationsfunktionen beschrieben. Eine Fragmentationsfunktion gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Quark der Sorte q letztlich in einem Hadron vom Typ h endet. Es gibt beispielsweise eine Fragmentationsfunktion, die ausdrückt, wie wahrscheinlich es ist, dass ein im Streuprozess getroffenes Anti-Strange-Quark in ein K<sup>+</sup>-Meson fragmentiert und eine weitere Fragmentationsfunktion, die denselben Zusammenhang für den Fall beschreibt, dass ein Up-Quark getroffen wurde. Auf diese Weise lässt sich dann letztendlich doch der Zusammenhang zwischen einer gemessenen Kaonen-Spinasymmetrie und der Helizitätsverteilung der Strange- und Anti-Strange-Quarks herstellen.

Ein großes Problem bisheriger Messungen bestand vor allem darin, dass diese Fragmentationsfunktionen mit beträchtlichen systematischen Ungenauigkeiten behaftet sind, da sie aus Messungen von e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Kollisionsexperimenten bei wesentlich höheren Energien stammen. Bei solch hohen Energien ist die Näherung, dass Up-, Down- und Strange-Quarks die selbe Masse haben, gerechtfertigt, da die Quarkmassen verschwindend klein im Vergleich zur verfügbaren Energie sind. Hingegen sind diese Massenunterschiede zwischen verschiedenen Quarksorten im HERMES-Energiebereich durchaus relevant und können nicht einfach vernachlässigt werden. Bei der folglich zur Anwendung auf die HERMES-Daten erforderlichen Extrapolation ergeben sich die oben erwähnten, beträchtlichen systematischen Unsicherheiten. Immerhin sah es jedoch bereits mit diesen Fragmentationsfunktionen im Rahmen der Messgenauigkeit sehr danach aus, dass die Polarisation der Strange-Quarks mit Null verträglich ist und die Strange-Quarks somit kaum zum Spin des Nukleons beitragen.

Mit einem neuen Analyseansatz gelang es nun kürzlich, dieses Ergebnis mit erheblich verbesserter Präzision zu bestätigen. Basis für diese neue Analyse ist der statistisch sehr umfangreiche Datensatz aus dem Jahr 2000, der mit einem polarisierten Deuteron-Target genommen wurde. Da das Deuteron ein isoskalares Target ist, kann der Fragmentationsprozess beschrieben werden, ohne dass zusätzliche Annahmen bezüglich isospinabhängiger Fragmentation notwendig wären. Auch tragen Strange-Quarks keinen Isospin, so dass die Strange-Quark-Seeverteilungen bei Proton und Neutron identisch sind. Damit kann dann unter der Annahme von Isospinsymmetrie sowie Invarianz des Fragmentationsprozesses unter Ladungskonjugation direkt aus den HERMES Deuteron-Target-Daten nicht nur die Kaonen-Spinasymmetrie sondern auch die erforderliche Fragmentationsfunktion von Strange- und Anti-Strange-Quarks in geladene Kaonen (K<sup>+</sup> und K<sup>-</sup> zusammengenommen) gewonnen werden. Der große Vorteil dieser Methode besteht darin, dass nun keine Extrapolation "fremder" Fragmentationsfunktionen in den HERMES-Energiebereich mehr erforderlich ist.

Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 46 dargestellt. Aufgetragen ist die Summe der Strangeund Anti-Strange-Quark-Polarisation  $\Delta S(x)$  gegen die Bjorken-Skalen-Variable x. Übereinstimmend mit früheren HERMES-Messungen geben die neuen Resultate im Bereich 0.02 < x < 1 keinen Hinweis auf eine von Null verschiedene Polarisation des Strange-Quark-Sees. Das Integral über den von HERMES untersuchten kinematischen Bereich ergibt den Wert  $\int_{0.02}^{1} \Delta S \, dx = 0.006 \pm 0.029 \pm 0.007.$ 



Abbildung 46: Ergebnis der neuen isoskalaren Analyse der HERMES-Deuteron-Daten. In Übereinstimmung mit bereits früher publizierten HERMES-Resultaten – jedoch nun mit deutlich gesteigerter Präzision – beobachtet man im kinematischen Bereich 0.02 < x < 1eine mit null verträgliche Polarisation der Strange-Seequarks.