

Abbildung 39: Schematische Darstellung des Aufbaus des Nukleons aus Quarks und Gluonen. Ein Schwerpunkt des HERMES-Forschungsprogramms ist die Frage, wie der Spin des Nukleons sich aus den Spins der Quarks und Gluonen und ihren Bahndrehimpulsen zusammensetzt.

# 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.R. Kinney, University of Colorado (bis Juni 2008); K. Rith, Universität Erlangen-Nürnberg (seit Juli 2008)

**Nach dem Ende des Experimentierbetriebs im Sommer 2007 konzentrierten sich im Berichtsjahr die Aktivitäten der HERMES-Kollaboration auf die Fortführung und den Abschluss der Analyse des großen Datensatzes von über 100 Millionen tief-unelastischen Streueignissen, die seit Beginn der Datennahme im Jahr 1995 aufgezeichnet wurden. Die Analyse der Daten aus der ersten Phase der Datennahme bis zum Jahre 2000, in der vor allem die tief-unelastische Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen bzw. Positronen an longitudinal polarisierten Targets von atomarem Wasserstoff, Deuterium und Helium-3 untersucht wurde, ist weitgehend abgeschlossen. Diese Messungen dienten hauptsächlich der detaillierten Untersuchung der inneren Spinstruktur des Nukleons und der Bestimmung der Beiträge der Spins der einzelnen Quarksorten und der Gluonen zum Spin des Nukleons. Der Gesamtbeitrag der Quarkspins zum Spin des Nukleons wurde durch diese Messungen mit sehr kleinem Fehler zu etwa 1/3 festgelegt.**

Das physikalische Programm reicht aber weit über diesen speziellen Aspekt hinaus. HERMES ist ein Experiment, mit dem viele weitere Details der Struktur und der Erzeugung von Hadronen und der hadronischen Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Sonde

bei Schwerpunktsenergien von etwa 7 GeV untersucht werden. So erlaubte beispielsweise die weiter unten erläuterte Messung von Multiplizitäten geladener Kaonen in der tief-unelastischen Streuung an polarisierten und unpolarisierten Deuteriumtargets eine neuartige präzise Bestimmung der Impulsverteilung von Strange-Quarks im Nukleon. Eine Vielzahl von Ergebnissen zu unterschiedlichen Fragestellungen wurde bereits publiziert und die Veröffentlichung einiger weiterer Resultate ist in Vorbereitung.

In der zweiten Phase der Datennahme in den Jahren 2002-2005 kam ein transversal zur Strahlrichtung polarisiertes Wasserstofftarget zum Einsatz. Hauptziele der Messungen mit diesem transversal polarisierten Target sind die erstmalige experimentelle Bestimmung der sogenannten *Transversity*-Verteilung, welche angibt, wieviele Quarks mit einem bestimmten Bruchteil  $x$  am Longitudinalimpuls des Nukleons in einem transversal polarisierten Nukleon ihren Spin parallel bzw. antiparallel zum Spin des Nukleons haben, und der entsprechenden *Collins*-Fragmentationsfunktion. Diese Messungen erlaubten auch die erstmalige Bestimmung der sogenannten *Sivers*-Verteilungsfunktion für Up- und Down-Quarks, deren Existenz voraussetzt, dass Quarks in einem transversal polarisierten Nukleon einen von Null verschiedenen Bahndrehimpuls besit-

zen. Informationen über diese Verteilungen erhält man über Asymmetrien in den Azimutwinkelverteilungen der im tief-unelastischen Prozess erzeugten Hadronen. Von Bedeutung sind hierbei der Azimutwinkel  $\Phi$  um die Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons zwischen der Ebene, die durch das einlaufende und das gestreute Elektron/Positron aufgespannt wird und der Ebene, die durch das virtuelle Photon und das erzeugte Hadron festgelegt wird, sowie der Azimutwinkel  $\Phi_s$  zwischen der Streuebene und der Richtung des Target-Spinvektors. Vorläufige Resultate dieser Messungen wurden im letzten Jahresbericht ausführlich diskutiert. Im Berichtszeitraum wurden diese Messungen erweitert auf die Untersuchung von azimutalen Verteilungen von Paaren ungleichnamig geladener Pionen. Auch die Analyse der mit dem transversal polarisierten Target genommenen Daten nähert sich dem Ende und die Publikation der entsprechenden Resultate steht kurz bevor.

Ein weiterer Schwerpunkt der Aktivitäten war die Fortführung der Untersuchungen von harten exklusiven Reaktionen, bei denen lediglich ein reelles Photon, ein Vektor-Meson oder ein pseudoskalares Meson erzeugt werden, das Nukleon jedoch intakt bleibt bzw. zu einer Resonanz angeregt wird. Langfristiges Ziel dieser Untersuchungen ist die Bestimmung von sogenannten *Generalisierten Parton-Verteilungen*. In diesen sind sowohl die Formfaktoren der elastischen als auch die Partonverteilungsfunktionen der tief-unelastischen Nukleonstreuung kodiert. Sie ermöglichen, wie bereits in früheren Jahresberichten erläutert, eine dreidimensionale Beschreibung der Struktur des Nukleons auf dem Niveau von Partonen, indem sie den Anteil eines Partons am longitudinalen Impuls des Nukleons mit seiner transversalen Position im Nukleons korrelieren. Außerdem erlauben sie, unter Verwendung der existierenden Information über den Beitrag der Quarkspins zum Spin des Nukleons, den Bahndrehimpuls von Quarks direkt zu bestimmen. Informationen über diese Verteilungen erhält man wiederum über azimutale Asymmetrien in den Verteilungen der erzeugten Photonen (Mesonen). HERMES hat verschiedene azimutale Asymmetrien extrahiert, die mit speziellen experimentellen Randbedingungen verknüpft sind (Strahl-Ladung, Strahl-Spin, longitudinale bzw. transversale

Polarisation des Streutargets) und sensitiv sind auf unterschiedliche *Generalisierte Parton-Verteilungen*. So wurde im Berichtszeitraum erstmals für die harte exklusive Erzeugung von reellen Photonen (tiefvirtuelle Compton-Streuung) eine kombinierte Analyse derartiger azimutaler Asymmetrien in Abhängigkeit von der Strahlladung und der transversalen Targetpolarisation durchgeführt und veröffentlicht.

Für die Datennahme in der dritten und letzten Phase von Anfang 2006 bis Mitte 2007 wurde das HERMES-Spektrometer um einen speziellen Rückstoß-Detektor erweitert, der die HERMES-Targetregion umschloss. Details dieses Detektors wurden in vorangehenden Jahresberichten ausführlich dargestellt. Er dient zum Nachweis von niederenergetischen Rückstoß-Protonen unter großen Streuwinkeln und der damit verbundenen verbesserten Identifizierung der harten exklusiven Elektroproduktion mit einem internen gasförmigen Wasserstoff- bzw. Deuterium-Target hoher Dichte. Die exakte Kalibrierung dieses Detektors und seine Einbindung in die Datenanalyse war einer der Schwerpunkte der HERMES-Aktivitäten im Berichtszeitraum.

## Ausgewählte HERMES-Ergebnisse

### Partonverteilungen von Strange-Quarks

Strange-Quarks tragen zu den Quantenzahlen des Nukleons nicht bei und sind daher nur als kurzlebige Quark-Antiquark Fluktuationen am Aufbau des Nukleons beteiligt. Es gibt nur wenige experimentelle Proben, die sensitiv auf den Strangeness Anteil im Nukleon sind. Die spärlichen experimentelle Informationen über die Impulsverteilung von Strange-Quarks im Nukleon basieren bisher nahezu ausschließlich auf der Messung von Ereignissen mit zwei Myonen entgegengesetzter Ladung im Endzustand in der tief-unelastischen Neutrino- bzw. Antineutrino-Nukleon-Streuung mit geladenen Strömen. Aus derartigen Messungen wurde gefolgert, dass bei den typischen Schwerpunktsenergien von Experimenten mit festem Streutarget die Quark-

zahldichte von Strange-Quarks jeweils etwa halb so groß ist wie die der leichten Up- und Down-Quarks im 'Nukleon-See'. HERMES hat zum ersten Male eine direkte Messung der Summe der Strange-Quark und der Anti-Strange-Quark Verteilung  $S(x) = s(x) + \bar{s}(x)$  mit einer anderen Technik durchgeführt, dem sogenannten 'Flavour-tagging'. Die grundlegende Idee hierbei ist, dass es einen Zusammenhang zwischen dem Flavour (dem Typ) des im tief-unelastischen Streuprozess getroffenen Quarks und den erzeugten Hadronen gibt. So liegt zum Beispiel die Annahme nahe, dass bei der Erzeugung eines positiv geladenes Kaons  $K^+$ , das aus einem Up-Quark und Anti-Strange-Quark aufgebaut ist, überwiegend eines dieser beiden Quarktypen im Nukleon getroffen wurde, und entsprechend bei der Erzeugung eines negativen Kaons  $K^-$  ein Strange-Quark und ein Anti-Up-Quark. Es gibt allerdings auch die Möglichkeit, dass das beobachtete Hadron das gestoßene Quark gar nicht enthält und in einem komplizierten Fragmentationsprozess erzeugt wurde. Die Erzeugungsraten für ein spezielles Hadron sind dann proportional zu einer Summe über alle Quarktypen aus dem Produkt der Verteilungsfunktion des getroffenen Quarks und einer Fragmentationsfunktion, die nicht von  $x$  abhängt und ein Maß dafür ist, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Quark eines bestimmten Typs in eine bestimmte Hadronensorte übergeht. HERMES hat in führender Ordnung der QCD die Impulsverteilung von Strange-Quarks und Anti-Strange-Quarks aus der Erzeugung von geladenen Kaonen in der tief-unelastischen Streuung an polarisierten und unpolarisierten Deuteriumtargets bestimmt. Das Deuteron ist ein isoskalares Target, d. h. die Up(Down)-Quark Verteilung im Proton und die Down(Up)-Quark Verteilung im Neutron sind identisch, und der Fragmentationsprozess kann beschrieben werden, ohne dass zusätzliche Annahmen bezüglich isospinabhängiger Fragmentation notwendig wären. Strange-Quarks tragen keinen Isospin und die Strange-Quark-Seeverteilungen im Proton und Neutron sind identisch. Daher kann unter der Annahme von Isospin-symmetrie und Invarianz des Fragmentationsprozesses unter Ladungskonjugation aus der Multiplizität der erzeugten geladenen Kaonen, d. h. ihrer Zahl bezogen auf die Zahl der tief-unelastischen Streueignisse, die

Strange-Quark-Verteilung bestimmt werden. Die Multiplizität ist proportional zur Summe aus zwei Termen. Der erste Term ist das Produkt aus der Summe der aus anderen Messungen wohlbekanntem Verteilungsfunktionen der leichten Quarks  $u(x) + d(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x)$  und einer Kombination von im Bereich der HERMES-Kinematik nicht so gut bekannten Fragmentationsfunktionen  $D_q^K$  von leichten Quarks und Antiquarks in geladenen Kaonen. Der zweite Term ist das Produkt von  $S(x)$  mit der Fragmentationsfunktion  $D_S^K$  von Strange- und Anti-Strange-Quarks in geladene Kaonen. Im oberen Teil der Abbildung 40 ist diese Multiplizität der geladenen Kaonen als Funktion der Variablen  $x$  gezeigt. Bei Werten von  $x$  oberhalb von ca. 0.3 ist  $S(x)$  in guter Näherung gleich Null und daher kann aus dem Wert der Multiplizität in diesem kinematischen Bereich der Wert von  $D_q^K$  bestimmt werden und hiermit dann im Bereich kleinerer Werte von  $x$  die Strange-Quark Verteilungsfunktion  $S(x)$ . In Abbildung 41 ist der extrahierte Verlauf von  $xS(x)$  als Funktion der Variablen  $x$  gezeigt. Die durchgezogene Kurve ist der beste Fit an die Daten, die gestrichelte Kurve ist das Resultat einer gängigen Parametrisierung (CTEQ6L) von  $xS(x)$  und die strichpunktierte Kurve diejenige der Summe der Verteilungen der leichten Antiquarks. Die von HERMES aus den Kaon-Multiplizitäten bestimmte Strange-Quark Verteilung ist deutlich verschieden von der CTEQ6L Parametrisierung und auch von der Annahme, dass diese etwa halb so groß ist, wie der Mittelwert der Verteilungen der leichten Anti-Up- und Down-Quarks.

## Transversale Einzelspin-Asymmetrien in der Elektroproduktion von $\pi^+\pi^-$ -Paaren

Im letzten Jahresbericht wurden vorläufige Resultate der Messung von semi-inklusiven azimuthalen Einzelspin-Asymmetrien von Pionen an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget ausführlich dargestellt. Diese Messungen dienen zur Bestimmung der *Transversity*-Verteilungen und der *Sivers*-Verteilungsfunktionen von Quarks. Im Berichtszeitraum wurde diese Analyse auf

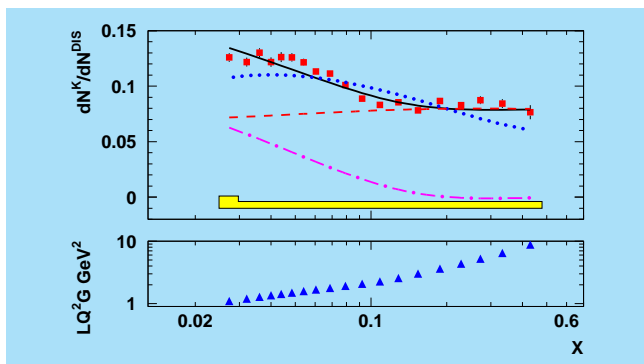


Abbildung 40: Die Multiplizitäten geladener Kaonen in der tief-unelastischen Streuung an einem Deuteriumtarget.

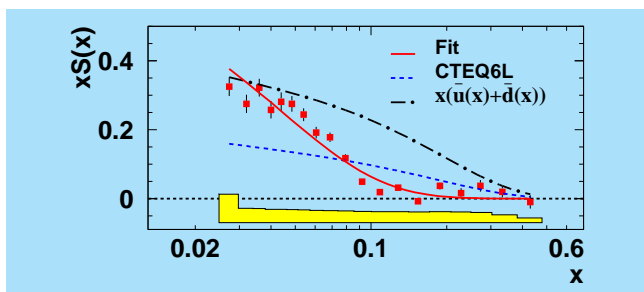


Abbildung 41: HERMES-Resultat für die Partonverteilung  $xS(x)$  aus den Multiplizitäten geladener Kaonen in der tief-unelastischen Streuung an einem Deuterium-Target.

geladenen Kaonen ausgedehnt und weitgehend abgeschlossen.

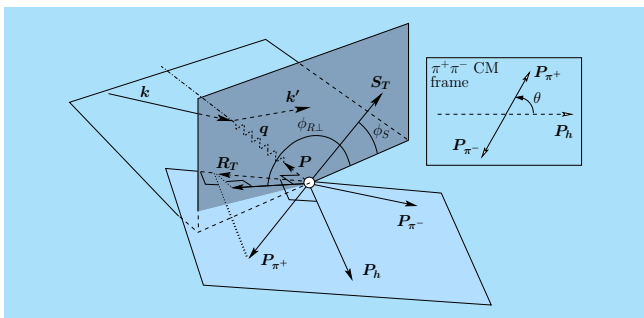


Abbildung 42: Schematische Darstellung der semi-inklusiven Streuung von Leptonen an einem transversal polarisiertem Target, bei der ein Pionenpaar nachgewiesen wurde.

Die Messung der *Transversity*-Verteilung wird dadurch erschwert, dass die Verteilung ungerade unter Chiralitätsumkehr ist. Da in harten Streuprozessen die Chiralität eine Erhaltungsgröße ist, muss die *Transversity*-Verteilung mit einer weiteren chiral-ungeraden Größe kombiniert werden. Dies kann z. B. die Fragmentationsfunktion sein. In der Abbildung 42 ist ein Prozess dargestellt, in dem neben dem gestreuten Lepton auch ein ungleichnamig geladenes Pionenpaar ( $\pi^+$  und  $\pi^-$ ) nachgewiesen wird. Diese Reaktion ist durch die Untersuchung zweier Hadronen im Endzustand komplexer als die 'gewöhnliche' semi-inklusive tief-unelastische Streuung, bei der nur ein Hadron im Endzustand untersucht wird. Jedoch erlaubt das Studium der Ausrichtung der Ebene, die durch die Impulsvektoren der beiden Hadronen aufgespannt wird, Zugang zur *Transversity*-Verteilung. Es existiert eine Korrelation zwischen dem transversalen Spin des Nukleons und dieser Ebene, welche zu einer Sinusabhängigkeit des Streuquerschnittes in den Winkeln  $\phi_S$  und  $\phi_{R\perp}$  führt.

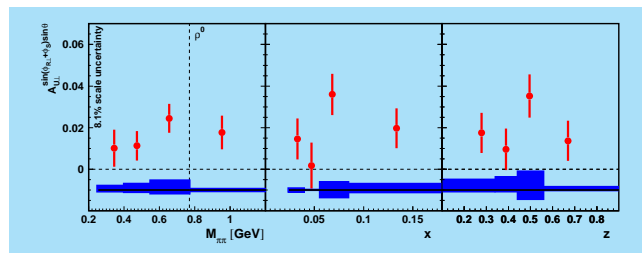


Abbildung 43: HERMES-Ergebnisse zu semi-inklusiven azimuthalen Asymmetrien von geladenen Pionenpaaren an einem transversal polarisierten Wasserstofftarget. Gezeigt sind die Asymmetrien in Abhängigkeit von der invarianten Masse des Pionenpaares (die  $\rho^0$  Masse ist durch eine gestrichelte vertikale Linie gekennzeichnet), von der Bjorken-Variablen  $x$  und vom Bruchteil  $z$  der Photonenergie, der auf das Pionenpaar fällt.

Für diese azimuthale Asymmetrie in der semi-inklusiven Pionenpaarproduktion gibt es zwei grundlegend gegensätzliche Vorhersagen. Eine davon erwartet einen Vorzeichenwechsel der Asymmetrie als Funktion von der invarianten Masse der beiden Pionen, welcher in der Umgebung der Masse des  $\rho^0$  Mesons stattfinden soll, also ungefähr bei 770 MeV. In Abbildung 43 sieht man,



dass die HERMES-Ergebnisse diese Vorhersage mit hoher Wahrscheinlichkeit ausschließen (die  $\rho^0$  Masse ist als gestrichelte vertikale Linie eingezeichnet). Die Asymmetrie bleibt im gesamten gemessenen Bereich positiv und hat ihr Maximum wahrscheinlich in der Nähe der  $\rho^0$  Masse.

## Exklusive Elektroproduktion von $\rho^0$ -Mesonen

Die exklusive Erzeugung eines  $\rho^0$  Mesons durch Streuung eines virtuellen Photons am Nukleon wird schon seit Jahrzehnten als interessanter Prozess betrachtet.

Der Spinzustand des erzeugten  $\rho^0$  Vektor-Mesons (Spin-1) ist in seiner Spindichtematrix kodiert. Das  $\rho^0$  zerfällt unmittelbar und zu fast 100% in ein Paar spinloser geladener Pionen  $\pi^+\pi^-$ . Die Messung der Winkelverteilung des  $\rho^0$  Mesons in Bezug auf die Impulsrichtung des einlaufenden Photons und der Winkelverteilung des Pionenpaares in Bezug auf die Impulsrichtung des erzeugten  $\rho^0$  Mesons erlaubt Rückschlüsse auf seinen Spinzustand. Eine komplette Messung seiner Spindichtematrix erfordert, dass sowohl der einlaufende Leptonstrahl als auch das Targetnukleon spin-polarisiert sind. Bisher wurden nur Ergebnisse aus  $\rho^0$ -Erzeugung in vollständig unpolarisierter Streuung publiziert. Die hier vorgestellte Messung von HERMES enthält erstmalig Ergebnisse, die mit polarisiertem Leptonstrahl erhalten wurden.

Die Helizität eines Teilchens ist die normierte Projektion seines Spins auf seine Bewegungsrichtung. Photon und  $\rho^0$ -Meson einerseits, sowie ein- und auslaufendes Nukleon andererseits, besitzen jeweils denselben Spin. Daher sind Helizitätsamplituden sehr gut geeignet, um alle möglichen Übergänge eines Photons in ein  $\rho^0$ -Meson zu beschreiben. Die Faltung der Spindichtematrix des einlaufenden virtuellen Photons mit den Helizitätsamplituden liefert die Spindichtematrix des erzeugten  $\rho^0$ -Mesons. Diese wiederum steht in direkter Beziehung zur Winkelabhängigkeit des differentiellen Erzeugungsquerschnittes für  $\rho^0$ -Mesonen. Dessen Messung erlaubt daher die Bestimmung von Elementen der

$\rho^0$ -Spindichtematrix (spin density matrix elements, SDMEs). Die gemessenen SDMEs können als Kombinationen von bestimmten Helizitätsamplituden interpretiert werden, da die Photon-Spindichtematrix aus der Reaktionskinematik berechnet werden kann.

Abbildung 44 zeigt die Ergebnisse der Messung von 23  $\rho^0$ -SDMEs am Proton (Quadrate) und am Deuteron (Kreise) mit dem HERMES-Experiment.

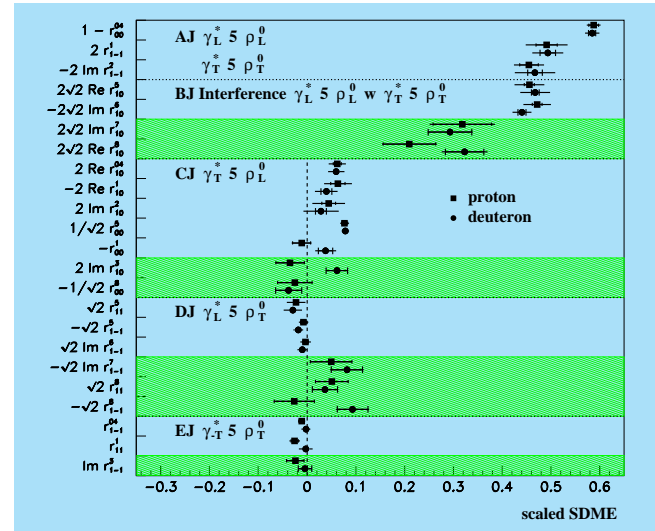


Abbildung 44: HERMES-Ergebnisse für die 23  $\rho^0$ -Spindichtematrixelemente am Proton (Quadrate) und am Deuteron (Kreise).

Die Klassen A bis E zeigen die SDMEs für die verschiedenen Übergänge  $\gamma_{L,T} \rightarrow \rho_{L,T}^0$ , für welche aufgrund der vermuteten Hierarchie der Helizitätsamplituden abnehmende Intensitäten erwartet werden. Hierbei bezeichnen die Indices L und T longitudinale und transversale Photonen bzw.  $\rho^0$ -Mesonen. Schraffierte Bereiche zeigen erstmalig diejenigen SDMEs, welche nur bei Vorhandensein eines polarisierten Leptonstrahls gemessen werden können. Die Daten zur Klasse A bestätigen die erwartete Dominanz der Übergänge bei gleicher Helizität,  $\gamma_L \rightarrow \rho_L^0$  und  $\gamma_T \rightarrow \rho_T^0$ . Die Daten zu Klasse B zeigen, dass diese beiden Übergänge stark interferieren. Der Vergleich der Klassen D und C (einfacher Helizitätsaustausch) zeigt, dass die Helizitätsamplitude des Übergangs  $\gamma_T \rightarrow \rho_L^0$  grösser ist als diejenige von

$\gamma_L \rightarrow \rho_T^0$ . Die SDMEs für eine Änderung der Helizität um 2 Einheiten  $\gamma_{-T} \rightarrow \rho_T^0$  sind innerhalb der Fehler mit Null verträglich.

## Datenanalyse mit dem Rückstoß-Detektor

Der in der letzten Phase der HERMES-Datennahme eingesetzte Rückstoß-Detektor ermöglicht es, weitgehend die Kinematik der Rückstoßprotonen festzulegen und die Auflösung im Impulsübertrag auf das Proton gegenüber der Auflösung, die man unter Verwendung nur der Informationen des Vorwärtsspektrometers erhält, um etwa eine Größenordnung zu verbessern. Er dient außerdem dazu, Ereignisse, bei denen der Rückstoßpartner nicht ein einzelnes Proton sondern z. B. eine  $\Delta$ -Resonanz ist, von den exklusiven Ereignissen zu trennen und gegebenenfalls auch die Asymmetrie dieses Beitrags zu bestimmen.

Da diese Messungen mit unpolarisierten Targets mit sehr viel höherer Targetdichte als im polarisierten Fall durchgeführt wurden, konnte zudem die Gesamtzahl von registrierten exklusiven Ereignissen substantiell gegenüber den Vorjahren erhöht werden. Wir erwarten daher aus diesen Daten Resultate mit sehr viel höherer statistischer Präzision und mit deutlich reduzierten systematischen Fehlern.

Der Rückstoß-Detektor besteht aus einem inneren Teil mit zwei Lagen von doppelseitigen Silizium-Streifenzählern (SSD) mit einer Dicke von 300  $\mu\text{m}$ , die noch im Vakuum der Targetkammer die Target-Speicherzelle (Wandstärke 75  $\mu\text{m}$ ) umschließen. Sie erlauben über den differentiellen Energieverlust eine Bestimmung des Impulses (der kinetischen Energie) der Rückstoß-Protonen, die nicht in der dünnen Wand der Speicherzelle gestoppt werden, im Bereich von etwa 100 MeV/c (5 MeV) bis ca. 200-250 MeV/c, deren Energie aber nicht ausreicht, auch die Wand der Vakuumkammer zu durchdringen. Außerhalb der Vakuumkammer befinden sich zwei zylindrische Detektoren aus szintillierenden Fasern (SFT). Rückstoßprotonen mit Impulsen oberhalb von ca. 250 MeV/c können

von diesen nachgewiesen werden. In diesem Impulsbereich wird zur Bestimmung des Teilchenimpulses die Ablenkung von geladenen Spuren im Magnetfeld eines Solenoiden mit einem longitudinalen Feld von 1 T verwendet. Dieses Magnetfeld diente außerdem dazu, niederenergetische Möller-Elektronen auf so enge Spiralbahnen zu lenken, dass sie nicht auf die Silizium-Streifenzähler treffen. Ein äußerer Zylinder von Szintillationszählern und dünnen Wolframplatten bildet den Photon-Detektor (PD). Er dient dem Nachweis von Photonen aus hadronischen Zerfällen und der weiteren Untergrundunterdrückung.

Das Verfahren zur Kalibrierung und für das interne Alignment dieses Detektorsystems war sehr aufwendig und zeitraubend. Es wurden sowohl Spuren kosmischer Teilchen als auch Spuren von Reaktionsprodukten aus dem Target bei ausgeschaltetem und eingeschaltetem Solenoidmagneten verwendet.

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen exemplarisch momentane Ergebnisse dieser Prozedur, die in einigen Details immer noch verbessert und optimiert wird.

Abbildung 45 zeigt das Potential der Trennung von Pionen und Protonen mit dem Rückstoß -Detektor. Aufgetragen ist der differentielle Energieverlust geladener Teilchen in dem inneren Silizium-Zähler gegen den aus der Krümmung der Teilchenbahnen im Magnetfeld bestimmten Impuls. Entsprechende Resultate gibt es auch für alle anderen Subdetektoren.

Die Abbildungen 46 und 47 demonstrieren, wie sauber exklusive Prozesse mithilfe des Rückstoß-Detektors identifiziert und vom Untergrund abgetrennt werden können, Abbildung 46 für die tief-virtuelle Compton-Streuung (DVCS), Abbildung 47 für die exklusive  $\rho^0$ -Produktion. In Abbildung 46 zeigt die obere Kurve als Funktion des Quadrats der fehlenden Masse  $M_X^2$  die Zahl der DVCS- Kandidaten, für die im Spektrometer nur ein gestreutes Elektron und ein hochenergetisches Photon nachgewiesen wurden aber keine weitere geladene Spur oder Energiedeposition durch ein neutrales Teilchen im Kalorimeter registriert wurde. Die untere Kurve zeigt die Ereignisse, die man erhält, wenn man zusätzlich eine positiv geladene Spur im Rückstoß-Detektor verlangt, und die ausgefüllte Fläche zeigt die

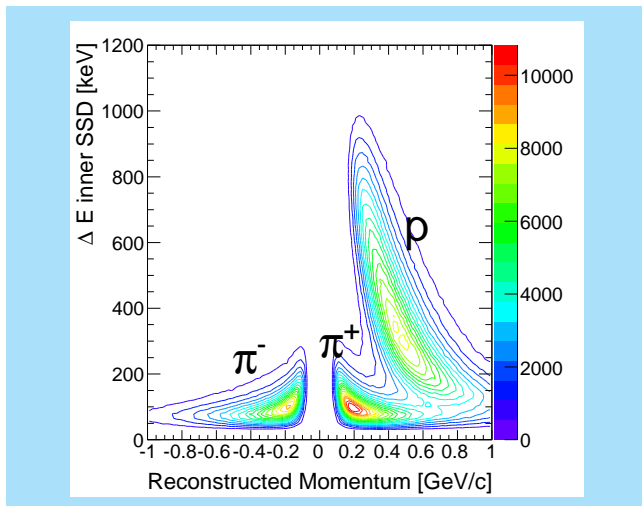


Abbildung 45: Pion-Proton Separation basierend auf dem differentiellen Energieverlust und dem rekonstruierten Teilchenimpuls im inneren Silizium-Zählern.

Ereignisse, die man erhält, wenn man zusätzlich fordert, dass die Differenz  $\Delta p$  zwischen dem Impuls, den man aus der Kinematik der im Spektrometer nachgewiesenen Teilchen für einen exklusiven Prozess erwartet, und dem Impuls, der von dem Rückstoß-Detektor gemessen wird, kleiner als 1 GeV/c ist.

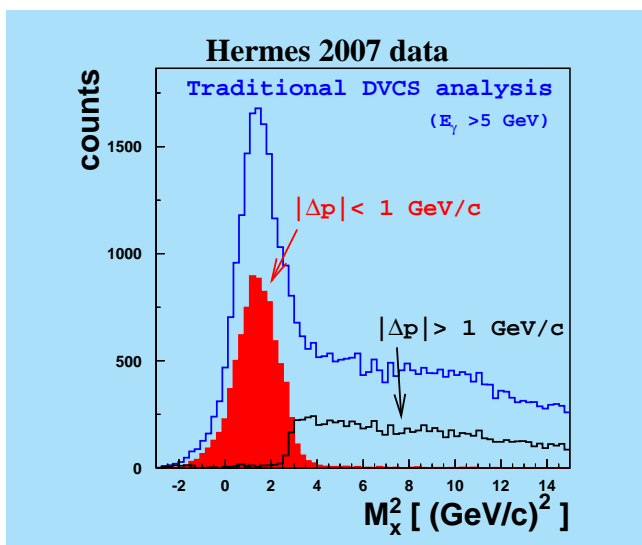


Abbildung 46: Identifizierung von Ereignissen der tief-virtuellen Compton-Streuung mithilfe des Rückstoß-Detektors.

Entsprechend sind in Abbildung 47 als Funktion der fehlenden Energie  $\Delta E_{\pi\pi}$  die  $\rho^0$ -Kandidaten gezeigt, bei denen anstelle des hochenergetischen Photons ein  $\pi^+ \pi^-$  Paar nachgewiesen wurde (blaue Kurve). Die Trennung von Untergrund und Signal ist mit diesen Daten sehr schwierig. Die untere schwarze Kurve zeigt wiederum die Ereignisse, die man erhält, wenn man zusätzlich eine positiv geladene Spur im Rückstoß-Detektor verlangt, und die rote Kurve zeigt die Ereignisse, die man mit der zusätzlichen Forderung erhält, dass  $\Delta p$  kleiner als 1 GeV/c ist. Man erhält ein nahezu untergrundfreies Signal.

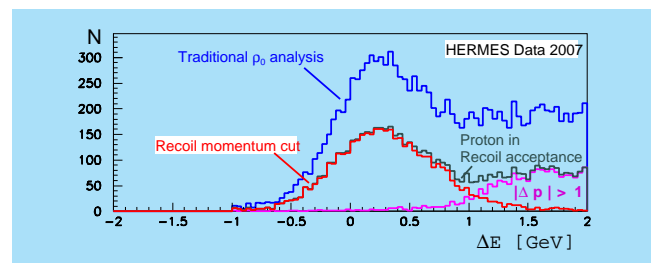


Abbildung 47: Identifizierung von Ereignissen der exklusiven Erzeugung von  $\rho^0$  Mesonen mithilfe des Rückstoß-Detektors.

Hervorzuheben ist hierbei, dass für diese erste Analyse weder die zusätzliche Möglichkeit der Teilchenidentifizierung noch weitere kinematische Einschränkungen aufgrund von Koplanaritätsbedingungen oder kinematischen Fits verwendet wurden. Für weitergehende Analysen, die gegenwärtig vorbereitet werden, sollen diese zusätzlichen Möglichkeiten eingesetzt werden, ebenso die Möglichkeit der Unterdrückung des assoziierten Untergrundes z. B. aus dem Zerfall  $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$  mithilfe des Photon-Detektors.