

Untersuchungen zur
Tiefinelastischen Virtuellen
Compton-Streuung
am HERMES-Experiment

Diplomarbeit
von
Dietmar Zeiler
aus Nürnberg

Physikalisches Institut der
FRIEDRICH-ALEXANDER-Universität Erlangen-Nürnberg

September 2005

Zusammenfassung

Diese Arbeit untersucht die tiefinelastische virtuelle Compton-Streuung an einem unpolarisierten Deuterium-Target. Die Daten stammen aus dem HERMES-Experiment an der HERA-Speicherringanlage am DESY in Hamburg.

Beim Prozess der tiefinelastischen virtuellen Compton-Streuung wechselwirkt ein Lepton aus dem Elektronenstrahl der Speicherringanlage durch den Austausch eines virtuellen Photons mit einem aus dem Kernverbund gelösten Quark. Das Quark emittiert seinerseits ein reelles Photon, bevor es in den Kernverbund zurückfällt.

Die Messung der helizitäts-abhängigen Beam Spin Asymmetrie ermöglicht die Bestimmung führender Momente von sog. Compton-Formfaktoren. Mit Hilfe dieser Formfaktoren versucht man die Generalisierten Parton-Verteilungen des Deuterons zu bestimmen. Generalisierte Parton-Verteilungen sind verallgemeinerte Strukturfunktionen, die neben den Informationen über die Strukturfunktionen noch die Korrelation zwischen den Bestandteilen des Atomkerns und den Einfluss der transversalen Bewegung dieser Bestandteile beinhalten.

In dieser Arbeit wurde die Beam Spin Asymmetrie der unpolarisierten Deuterium-Daten des Jahres 2004 bestimmt und mit den Daten der Jahre 1999 und 2000 verglichen, um die Statistik des Ergebnisses zu maximieren.

Dazu wurde beschrieben, wie die HERA-Speicherringanlage und das HERMES-Experiment aufgebaut sind. Die Datennahme und die Sicherung der Datenqualität sind die nächsten Schritte, bevor Ergebnisse aus den neuen Daten extrahiert und mit früheren Daten verglichen werden konnten. Verschiedene Studien mit den genommenen Daten ebenso wie mit simulierten Daten sind in der Arbeit vorgestellt. Das Ergebnis der Beam Spin Asymmetrie wird zuletzt mit einer theoretischen Vorhersage verglichen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie	7
2.1	Aufbau der Nukleonen	7
2.2	Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung	9
2.3	Tiefinelastische virtuelle Compton-Streuung	10
2.4	Die Kinematik der exklusiven Photonproduktion	12
2.5	Darstellung durch GPDs	15
2.6	Interpretation der GPDs	19
2.7	Modelle zur Berechnung von GPDs	21
2.8	Asymmetrien	23
3	Das HERMES-Experiment	26
3.1	Die HERA Speicherringanlage	26
3.2	Das polarisierte Gas-Target	27
3.3	Das HERMES-Spektrometer	30
3.4	Die Spurrekonstruktion	31
3.5	Die Teilchen-Identifizierung	32
3.6	Trigger	34
4	Datennahme und Datenverarbeitung	36
4.1	Datenstruktur	36
4.2	Die Datenqualität	37
4.3	Datenselektion	39
4.4	Vergleich differentieller Wirkungsquerschnitte	43
4.5	Energie-Auflösung des Kalorimeters	49
5	Resultate	57
5.1	Wahl der Extraktions-Methode	57
5.2	Überprüfung der Resultate	59
5.3	Beam Spin Asymmetrie	61

5.4	Hintergrundkorrektur und Fehlerberechnung	63
5.5	Zusammenfassung	66
A	Monte Carlo-Studie zur DVCS-Messung nach Einbau des Recoil-Detektors	67
A.1	Der Recoil-Detektors	67
A.2	Unterscheidung der verschiedenen DVCS-Prozesse	68
A.3	Bestimmung der Rate der Zuschauerprotonen aus DVCS-Prozessen nach Installation des Recoil-Detektors	73
B	Abbildungsverzeichnis	74
C	Literaturverzeichnis	76

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit wird die Auswertung von Daten beschrieben, die am HERMES-Experiment genommen wurden. HERMES steht für "HERa MEasurement of Spin" und nutzt die Hamburger Elektronen Ring Anlage (HERA) am DESY (DEutschen SYNchrotron), um die Spin-Struktur der Nukleonen zu untersuchen.

Das Nukleon besteht aus drei Valenzquarks, die die äußeren Eigenschaften der Nukleonen, wie deren Ladung und Spin beschreiben. Das Proton besteht aus zwei Quarks mit dem Flavour „Up“ und der Ladung $+\frac{2}{3}$ (u-Quarks), sowie einem Quark mit Flavour „Down“ und Ladung $-\frac{1}{3}$ (d-Quarks). Die Ladungen sind in Vielfachen der Elementarladung angegeben. Das Neutron enthält ein u- und zwei d-Quarks. Daneben existieren die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen und Quark-Antiquark-Paare. Im naiven Quarkmodell setzt sich der Spin des Nukleons aus den Anteilen der drei Valenzquarks zusammen. Die beiden Quarks gleichen Flavours haben danach entgegengesetzten Spin und das dritte Quark bildet den Gesamtspin des Nukleons.

Mitte der 1980er Jahre entdeckte die Europäische Myon Kollaboration (EMC), dass nur ein kleiner Anteil des Spins der Nukleonen von den Spins der Quarks getragen wird [A⁺88]. Diese Entdeckung führte zur „Spinkrise“. Die z-Komponente des Spins der Nukleonen s_z hat die Beiträge

$$s_z = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_z^q + \Delta g + L_z^g \quad (1.1)$$

$$= \frac{1}{2}(\Delta q_v + \Delta q_s) + L_z^q + \Delta g + L_z^g = \frac{1}{2}. \quad (1.2)$$

Hierbei ist $\Delta\Sigma$ der Anteil des Nukleonenspins, der von den Spins der Valenz- und Seequarks herrührt (Δq_v und Δq_s), Δg der Beitrag des Gluo-

nenspins und L_z^q (L_z^g) der Beitrag des Bahndrehimpulses der Quarks (Gluonen).

X. Ji fand im Jahre 1997, dass der Prozess der tiefinelastischen virtuellen Compton-Streuung (DVCS) eine Messung des Gesamtdrehimpulses der Quarks J^q ermöglicht.

$$J^q = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_z^q. \quad (1.3)$$

Da der Beitrag der Quarkspins bekannt ist, kann man damit den Anteil des Bahndrehimpulses der Quarks am Spin des Nukleons bestimmen.

Der DVCS-Prozess ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Dabei streut ein Lepton durch den Austausch eines virtuellen Photons an einem Nukleon oder Atom und es entsteht ein reelles Photon.

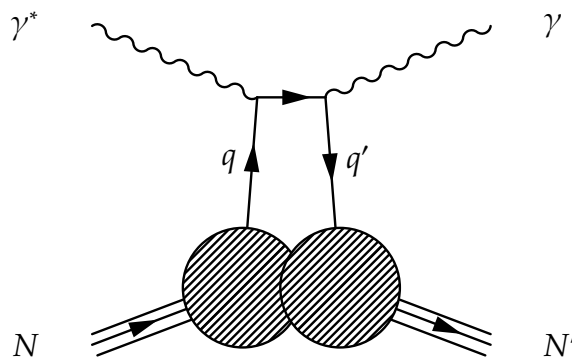


Abbildung 1.1: Tiefinelastische Virtuelle Compton-Streuung: Das virtuelle Photon wechselwirkt mit einem aus dem Kernverbund gelösten Quark. Nachdem ein reelles Photon emittiert wurde, fällt das Quark in den Kernverbund zurück und kann diesen in einen angeregten Zustand versetzen.

Den Zusammenhang zum nach A. H. Compton benannten Effekt erkennt man durch den Vergleich mit den beiden führenden Feynman-Graphen dieses Prozesses (siehe Abbildung 1.2). Hier wechselwirkt ein Photon mit einem aus dem Atomverbund gelösten Elektron, das - bevor es in den Atomverbund zurückfällt - ein Photon abstrahlt.

Die Besonderheit von DVCS besteht in der klaren Separierbarkeit des Prozesses dank der Interferenz mit dem Bethe-Heitler-Prozess. Diese beiden Prozesse werden in Kapitel 2 dieser Arbeit beschrieben. Dazu werden die sog. Generalisierten Parton-Verteilungen (GPDs) eingeführt und theoretische Modelle vorgestellt, mit deren Hilfe Vorhersagen für messbare physikalische Observablen gemacht werden konnten.

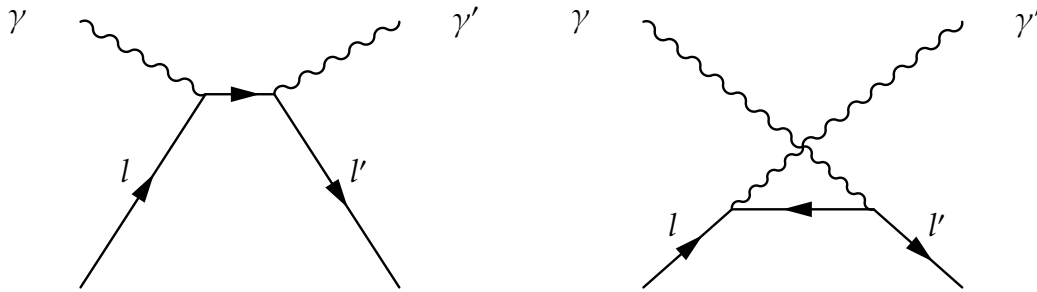


Abbildung 1.2: Die zwei Feynman-Graphen für Compton-Streuung: Ein reelles Photon γ streut an einem quasi-freien Elektron l und wird mit einer verminderten Energie als Photon γ' reemittiert. Das Elektron l' setzt die Energiedifferenz in kinetische Energie für einen Rückstoß um.

Das dritte Kapitel widmet sich dem Aufbau der HERA-Speicherringanlage und des HERMES-Experiments. Sämtliche für die durchgeführte Analyse wichtigen Bestandteile werden dabei detailliert beschrieben. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Spurrekonstruktion und die Teilchenidentifikation gelegt werden.

Die Datennahme und -Aufbereitung werden in Kapitel 4 diskutiert. Dabei werden die Kriterien zur Sicherung der Datenqualität eingeführt und die Selektion der DVCS-Ereignisse beschrieben. Das Kapitel endet mit verschiedenen Studien zur Überprüfung der Detektor-Qualität.

Kapitel 5 stellt zunächst die Wahl der Extraktionsmethode vor. Die damit erzielten Ergebnisse werden anschließend überprüft und dargestellt. Dazu wird eine Hintergrund-Korrektur ausgeführt und eine Zusammenfassung gegeben.

Im Anhang wird eine durchgeführte Monte Carlo-Studie beschrieben, die sich mit der Messung von DVCS-Ereignissen am Deuteron nach Einbau des Recoil-Detektors beschäftigt hat.

Kapitel 2

Theorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für tiefinelastische Streuprozesse (DIS) behandelt werden. Insbesondere werden die Prozesse der tiefinelastischen virtuellen Compton-Streuung (DVCS) und des damit interferierenden Bethe-Heitler-Prozesses (BH) eingehender beschrieben werden. Zum Abschluss des Kapitels wird erklärt, welche Ergebnisse man sich von der Analyse der HERMES-Daten erwartet.

2.1 Aufbau der Nukleonen

Zu unserem Verständnis des Aufbaus der Nukleonen haben zwei grundlegende Arten von Streuexperimenten beigetragen. Die elastische Lepton-Nukleon-Streuung liefert die Formfaktoren der Nukleonen, die deren Ausdehnung nachwiesen. Formfaktoren sind interpretierbar als die Fourier-transformierte der Ladungsverteilung $f(\vec{x})$ [RJ02]

$$F(|\vec{q}|) = \int e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{x}}{\hbar}} f(\vec{x}) d^3x. \quad (2.1)$$

In der tiefinelastischen Streuung werden die Formfaktoren durch die Strukturfunktionen ersetzt, die nur im Zusammenhang mit Parton-Verteilungsfunktionen (PDFs) eine analoge anschauliche Bedeutung gewinnen. Partonen wurden Ende der 1960er Jahren als punktförmige Bestandteile des Nukleons postuliert, da die Strukturfunktionen für Elektron-Proton-Streuung nur sehr schwach von Q^2 abhängen. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von der Bjorken-Skala der Strukturfunktionen, also von der alleinigen Abhängigkeit der Strukturfunktionen vom Bjorken- x_B [Fey69]. Wenig später bestimmten Callan und Gross den Spin der Partonen zu $\frac{1}{2}$,

indem sie die Strukturfunktionen für den Prozess der virtuellen Compton-Streuung an Protonen berechneten [CG69]. Heute identifiziert man die Quarks, Antiquarks und Gluonen im Nukleon als Partonen. Die Strukturfunktionen können im Quark-Parton-Modell (in einem geeignet gewählten Bezugssystem) interpretiert werden als Summe der Verteilungsfunktionen der Quark- und Antiquark-Impulse, wobei x den Impulsbruchteil des (Anti-)Quarks am longitudinalen Impuls des Nukleons beschreibt. Allerdings enthalten die Strukturfunktionen keine Information über die von den Gluonen verursachte Skalenbrechung oder über die Korrelationen zwischen den Partonen oder deren transversale Bewegung. Daher wurden die sog. Generalisierten Parton-Verteilungen (GPDs) eingeführt [DMR⁺88, MRG⁺94].

GPDs können in verschiedenen Prozessen experimentell bestimmt werden. Der in vieler Weise direkteste Zugang ist durch tiefinelastische virtuelle Compton-Streuung möglich [KM03, Ji97]. Dabei streut ein virtuelles Photon an einem aus dem Nukleon gelösten Quark. Nach der Emission eines reellen Photons fällt das Quark zurück in das Nukleon und kann dieses anregen. Die Größe und die Phase der Amplitude von DVCS sind in nächstzuführender Ordnung und Twist in Q^2 störungstheoretisch berechenbar, da es keinen zusätzlichen Gluonenaustausch gibt. Außerdem kann der DVCS-Prozess wegen der Interferenz mit dem Bethe-Heitler-Prozess auch bei relativ niedrigen Energien gut extrahiert werden (siehe Kapitel 1.4). Durch Messung der GPDs H^q und E^q (diese werden später definiert) kann man den Gesamtdrehimpuls J^q der Quarks mit dem Flavour q mit Hilfe der Ji-Relation bestimmen [Ji98]

$$J^q = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x [H^q(x, \xi, t) + E^q(x, \xi, t)], \quad (2.2)$$

wobei die Bedeutung der kinematischen Variablen x , ξ und t im weiteren Verlauf dieser Arbeit erklärt wird. Mit diesen Kenntnissen kann man den Bahndrehimpuls der Quarks L_z^q wegen $J_q = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_z^q$ bestimmen, da der Spinbeitrag der Quarks $\Delta\Sigma$ bereits gemessen wurde. Daher wird DVCS weltweit an verschiedenen Hochenergiephysik-Einrichtungen (HERMES, H1, ZEUS, CLAS) untersucht.

Mit Kernen als Targetmaterial kann mit DVCS auch Information über das Verhalten der Partonen im Kern bzw. die nuklearen Bindungskräfte gewonnen werden [Pol03]. Streuung am Deuteron liefert vor allem dann Informationen über Kerneffekte, wenn der DVCS-Prozess kohärent abläuft, also, wenn das Deuteron in seinem Grundzustand bleibt; wenn es in ein Proton und ein Neutron aufgebrochen wird, nennt man den Prozess inkohärent. Der kohärente Prozess überwiegt bei kleine Impulsüberträgen

auf das Target. Der Anteil von Streuprozessen am Neutron ist normalerweise klein wegen dessen verschwindender Gesamtladung.

2.2 Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung

Bei HERMES werden tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuexperimente durchgeführt

$$l + N \rightarrow l' + X. \quad (2.3)$$

Dazu streut man mit einem 27.5 GeV-Leptonenstrahl an einem (polarisierten) Target und beobachtet die Teilchen im Endzustand. Das Targetnukleon N kann dabei in einen angeregten Zustand X umgewandelt werden. Dieser Prozess wird in führender Ordnung durch den Austausch eines Photons γ oder eines Z^0 -Teilchens beschrieben und in der Quanten-Chromodynamik (QCD) interpretiert als die inkohärente Summe von elastischen Streuereignissen an den Quarks der verschiedenen Flavours. Bei den Energien, die bei HERMES verwendet werden, ist sowohl der Beitrag des Z^0 -Austauschteilchens, als auch der schwereren Quarkflavours (c, b, t) zum Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar.

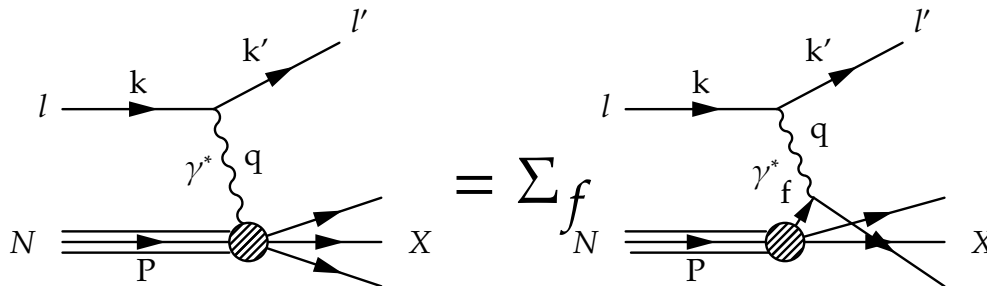


Abbildung 2.1: Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung: Das einlaufende Lepton l streut an einem Nukleon N und bricht dieses in den hadronischen Endzustand X auf. Dieser Prozess ist darstellbar als die elastischen Streuung an einem Quark, summiert über alle Quarkflavour f .

Zur Veranschaulichung des DIS-Prozesses dient der in Abbildung 2.1 gezeigte Feynman-Graph, in dem $k(k')$ den Vierer-Impuls des einlaufenden (auslaufenden) Leptons $l(l')$ darstellt, P den des Nukleons N vor dem Stoß

und q den des virtuellen Photons γ^* . Zur Beschreibung des DIS-Prozesses werden folgende Lorentz-invariante Größen benötigt

$$q^2 = -Q^2 = (k - k')^2 \quad (2.4)$$

$$s = E_{CMS}^2 = (P + k)^2 \quad (2.5)$$

$$W^2 = (P + q)^2. \quad (2.6)$$

Q^2 ist das negative Quadrat des Impulsübertrags auf das virtuelle Photon, s eine der Mandelstam-Variable, deren Wurzel die Energie des Prozesses im Schwerpunktsystem E_{CMS} angibt und W die invariante Masse des Photon-Nukleon-Systems.

Im Falle von Fixed-Target-Experimenten wie bei HERMES und der Vernachlässigung der quadratischen Terme in der Leptonenmasse m_l (wird auch im Folgenden verwendet) vereinfachen sich diese Größen im Ruhesystem des Nukleons mit der Masse M_N zu

$$Q^2 \simeq 2EE'(1 - \cos \theta) \quad (2.7)$$

$$s \simeq M_N^2 + 2M_N E \quad (2.8)$$

$$W^2 = M_N^2 + 2M_N \nu - Q^2. \quad (2.9)$$

Dabei ist $\nu = E - E'$ die Differenz der Energien des Leptons vor E bzw. nach dem Streuprozess E' und θ der Elektronenstreuwinkel - beides im Laborsystem. Außerdem benötigt man zwei dimensionslose SkalenvARIABLEN, um den Anteil der Leptonenstrahlenergie y , den das virtuelle Photon im Ruhesystem des Targets davonträgt, bzw. die Inelastizität x des Prozesses zu beschreiben

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{\nu}{E} \quad (2.10)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M_N \nu}. \quad (2.11)$$

2.3 Tiefinelastische virtuelle Compton-Streuung

DVCS ist ein Spezialfall eines DIS-Ereignisses, bei dem ein Lepton durch den Austausch eines virtuellen Photons an einem Nukleon oder Atom streut und im Endzustand ein reelles Photon mit Vierer-Impuls v entsteht (siehe Abbildung 2.2). Das reelle Photon kann dabei vom Quark im Anfangszustand oder nach der Absorption des virtuellen Quarks im Endzustand emittiert werden.

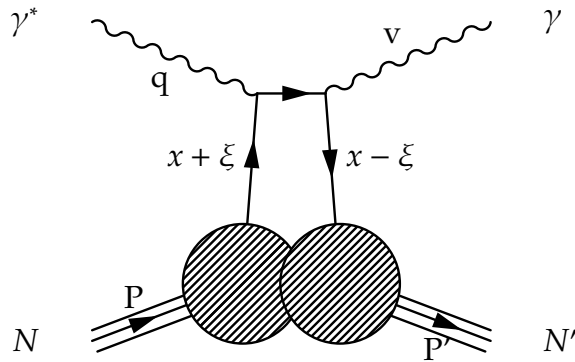


Abbildung 2.2: Tiefinelastische Virtuelle Compton-Streuung: Das virtuelle Photon wechselwirkt mit einem aus dem Kernverbund gelösten Quark. Nachdem ein reelles Photon emittiert wurde, fällt das Quark in den Kernverbund zurück und kann diesen in einen angeregten Zustand versetzen.

DVCS zeichnet sich durch das Vorhandensein einer sog. harten Skala und durch seinen exklusiven Charakter aus. Als harte Skala dient bei HERMES die Bedingung $Q^2 \gg M_N^2$ und wird benötigt, damit in perturbativer QCD das Nukleon in einzelne Quarks aufgelöst werden kann. Ein exklusiver Prozess besteht im Endzustand aus drei Teilchen; im Falle von DVCS dem gestreuten Lepton, dem Nukleon und einem Photon. Exklusive Prozesse, bei denen das Photon durch ein pseudoskalar oder ein Vektor-Meson ersetzt wird, sind wegen der Hadronisierung des Mesons schwerer zu beschreiben als DVCS.

Der gleiche Endzustand wie bei DVCS wird auch mit dem rein elektromagnetischen Bethe-Heitler-Prozess (siehe Abbildung 2.3) erreicht, weswegen beide Prozesse interferieren. Beim BH-Prozess wird das reelle Photon vom ein- oder auslaufenden Lepton als Bremsstrahlung im Feld des Kerns abgegeben. Zum ersten Mal beschrieben wurde der Prozess von Bethe und Heitler in den 1930er Jahren [BH34]. Für Spin-1-Targets wurde die Kinematik des Prozesses in [KM03] berechnet. Über den größten kinematischen Bereich ist der Wirkungsquerschnitt für den BH-Prozess viel höher als für DVCS. Für kleine Werte des Impulsübertrags ($Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$) - wie sie bei HERMES erreicht werden - sind die beiden Wirkungsquerschnitte vergleichbar groß.

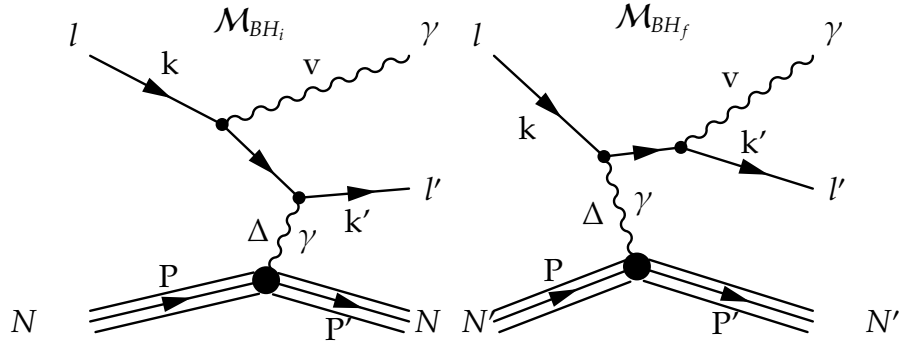


Abbildung 2.3: Bethe-Heitler Prozess: Das linke Diagramm zeigt die Abstrahlung des Photons vom Anfangszustands-Lepton ($\mathcal{M}_{BH,i}$) und das rechte die Abstrahlung des Photons vom Endzustands-Lepton ($\mathcal{M}_{BH,f}$).

2.4 Die Kinematik der exklusiven Photonproduktion

Die wichtigste experimentelle Größe bei der Beschreibung von Streuexperimenten ist der Wirkungsquerschnitt. Dieser kann interpretiert werden als ein Maß für die Wahrscheinlichkeit für die Reaktion zwischen zwei Stoßpartnern [PRSZ04]. Allgemein hängt der Wirkungsquerschnitt vom Wechselwirkungspotential des Prozesses ab und wird experimentell in Abhängigkeit vom vorgegebenen Fluss der einfallenden Strahlteilchen und der Flächendichte der Streuzentren aus der Reaktionsrate bestimmt

$$\sigma_{total} = \frac{\#(\text{Reaktionen} / \text{Zeiteinheit})}{\#(\text{Strahlteilchen} / \text{Zeiteinheit}) \cdot \#(\text{Streuzentren} / \text{Flächeneinheit})}. \quad (2.12)$$

Experimentell ist meist nur der differentielle Wirkungsquerschnitt zugänglich. Theoretisch lässt sich der Wirkungsquerschnitt über das Übergangsmatrixelement \mathcal{M} berechnen, das als Matrixelement des Hamilton-Operators des Wechselwirkungspotentials \mathcal{H}_{int} zwischen der Wellenfunktion des Anfangs- und des Endzustands $\psi_{i|f}$ definiert ist

$$\mathcal{M} = \langle \psi_i | \mathcal{H}_{int} | \psi_f \rangle. \quad (2.13)$$

Den Zusammenhang zum totalen Wirkungsquerschnitt erhält man unter Berücksichtigung des Phasenraums aus Fermis Zweiter Goldener Regel zu

$$\sigma \propto |\mathcal{M}|^2. \quad (2.14)$$

Eine weitere zentrale Größe in einem Streuexperiment ist die Luminosität \mathcal{L}

$$\mathcal{L} = \Phi_{Beam} \cdot N_{Target}, \quad (2.15)$$

die als das Produkt des Flusses der Strahlteilchen Φ_{Beam} pro Zeit- und Flächeneinheit und der Zahl der Streuzentren im Target N_{Target} definiert ist. Die über einen längeren Zeitraum integrierte Luminosität multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt ergibt die Zahl der Reaktionen, die in diesem Zeitraum beobachtet wurden.

Für die exklusive Photon-Produktion (siehe Abbildung 2.4) an einem unpolarisierten, nuklearen Target mit Massenzahl A

$$l(k) + A(P) \rightarrow l(k') + A(P') + \gamma(q), \quad (2.16)$$

hängt der differentielle Wirkungsquerschnitt von vier kinematischen Variablen ab [BMK02]

$$\frac{d\sigma}{dx_A dQ^2 dt d\phi} = \frac{\alpha^3 x_A y}{16\pi^2 Q^2 e^3} \frac{2\pi y}{Q^2} \frac{|\tau|^2}{\sqrt{1 + 4x_A^2 M_A^2 / Q^2}}, \quad (2.17)$$

wobei α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung und e die Elementarladung sind. ϕ ist der azimuthale Winkel zwischen der Leptonen-Streuebene (aufgespannt durch k und k') und der Photon-Produktionsebene (siehe Abbildung 2.5), aufgespannt auf das virtuelle und das reelle Photon. Sein Wertebereich ist damit zwischen $-\pi < \phi < \pi$ und unter Paritätstransformation verhält er sich wie $\phi \rightarrow -\phi$. Er ist invariant unter Lorentz-Boosts entlang der Richtung des virtuellen Photons.

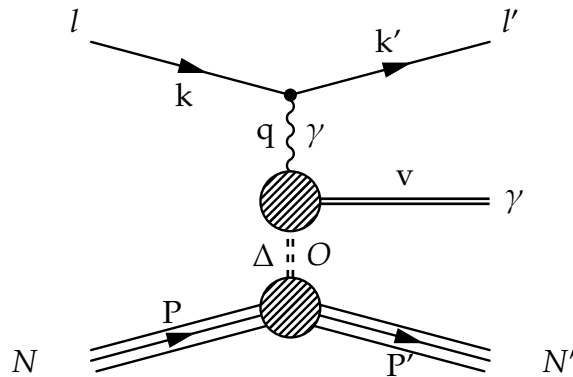


Abbildung 2.4: Exklusive Photon-Produktion: Das virtuelle Photon wechselwirkt mit dem aus dem Nukleon emittierten Objekt O . Das Nukleon kann dadurch in eine Resonanz N' angeregt werden, während aus O ein Meson oder Photon entsteht.

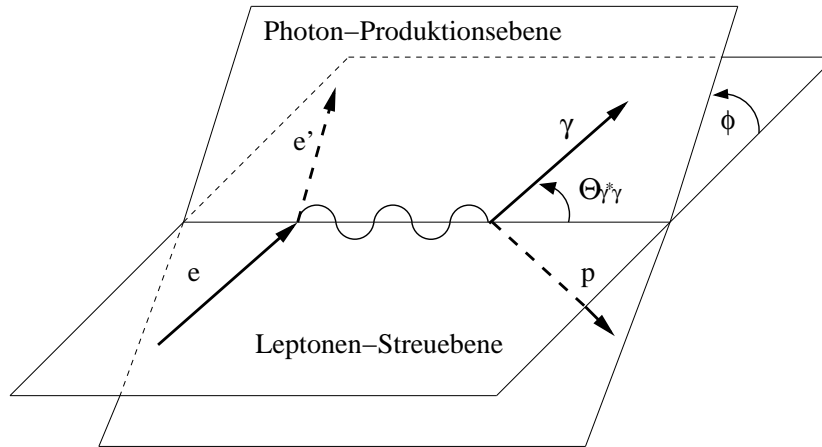


Abbildung 2.5: Definition des Winkels ϕ zwischen der Streuebene und der Photon-Produktionsebene.

Die drei weiteren Variablen beschreiben den Energieübertrag im Verlauf des Prozesses. Dabei ist Q^2 der schon diskutierte Vierer-Impulsübertrag vermittelt durch das virtuelle Photon. x_A ist nicht die Bjorken-Variable, kann aber analog zu ihr interpretiert werden als Anteil des getroffenen Quarks am positiven Lichtkegelimpuls des Kerns. Dazu geht man in ein Bezugssystem über, in dem das Nucleon in positive und das virtuelle Photon in negative z -Richtung fliegen (Lorentz-Boost entlang der Richtung des virtuellen Photons!).

Als neue kinematische Variable im Vergleich zu DIS taucht im Fall von exklusiver Photon- oder Meson-Produktion das Quadrat t des Vierer-Impulsübertrags auf das Nucleon Δ auf

$$t = \Delta^2 = (P' - P)^2 < 0. \quad (2.18)$$

Dabei wird vom Nucleon ein nicht näher definiertes Objekt O emittiert, das wiederum nach der Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon in ein Meson oder Photon übergeht.

Im Ruhesystem des Nucleons vereinfacht sich t für einen kohärenten Prozess zu

$$t = 2M(M - E_{N'}). \quad (2.19)$$

Die Skalenvariable x_A wird im Folgenden mit Hilfe der Beziehung

$$\xi \approx \frac{x_A}{2 - x_A} \quad (2.20)$$

durch den skewness-Parameter ξ ersetzt, der in führender Ordnung direkt beobachtbar ist.

Für die Beschreibung der Prozesses an einem polarisierten Target benötigt man noch einen weiteren azimuthalen Winkel θ aufgrund des zusätzlichen Freiheitsgrades.

Die Amplitude τ des Prozesses beschreibt das Matricelement \mathcal{M} , summiert über alle Endzustände des Spins und gemittelt für die Anfangszustände des Spins. \mathcal{M} berechnet sich als die kohärente Summe der Amplituden der beitragenden Bremsstrahlungs- und DVCS-Prozesse

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{BH_i} + \mathcal{M}_{BH_f} + \mathcal{M}_{DVCS_i} + \mathcal{M}_{DVCS_f}, \quad (2.21)$$

dabei steht i(f) für Emission des reellen Photons im Anfangs-(End-)zustand. Diese Summe gilt nur in der Näherung vom Austausch eines virtuellen Photons. Die Amplitude des BH-Prozesses ist exakt berechenbar, wenn man das Wissen über die nuklearen Formfaktoren aus der elastischen Streuung verwendet.

Damit ergibt sich für das Quadrat der Amplitude folgende Summe

$$|\tau|^2 = |\tau_{BH}|^2 + |\tau_{DVCS}|^2 + \tau_{DVCS}\tau_{BH}^* + \tau_{DVCS}^*\tau_{BH} = |\tau_{BH}|^2 + |\tau_{DVCS}|^2 + I, \quad (2.22)$$

in der I für den Interferenzterm steht.

Die expliziten Formeln zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte von DVCS und Bethe-Heitler können in [Ji97, Rad96] bzw. [MT69] nachgelesen werden. Der DVCS-Wirkungsquerschnitt hat ein Maximum für $\theta_{\gamma^*\gamma} = 0$, während der BH-Wirkungsquerschnitt noch zwei weitere Maxima zeigt aufgrund des Propagators des virtuellen Photons [KN02]. $\theta_{\gamma^*\gamma}$ ist der Polarwinkel zwischen dem virtuellen und dem reellen Photon.

2.5 Darstellung durch GPDs

Im Bjorken-Grenzfall von hohen Impulsüberträgen $Q^2 \gg M^2$ des virtuellen Photons und kleinem 4er-Impulsübertrag t auf das Proton, kann DVCS beschrieben werden durch das sog. „handbag“-Diagramm (Abbildung 2.2)[Ji97]. Dies ist kein Feynman-Diagramm, da die Quarks im Anfangs- und Endzustand keine freien Teilchen sind. In diesem Bereich faktorisiert DVCS [CFS97, Rad96, CF99] in einen Anteil harter Photon-Quark-Streuung, der mit Hilfe von pQCD berechenbar ist, und einen weichen Anteil, der die Struktur des Nukleons beschreibt und mit Hilfe der GPDs ausgedrückt werden kann (siehe Abbildung 2.6). Die Photon-Quark-Streuung ist dabei der Amplitude des Compton-Effekts, ausgedrückt durch die Klein-Nishima-Formel, sehr ähnlich [Kra05].

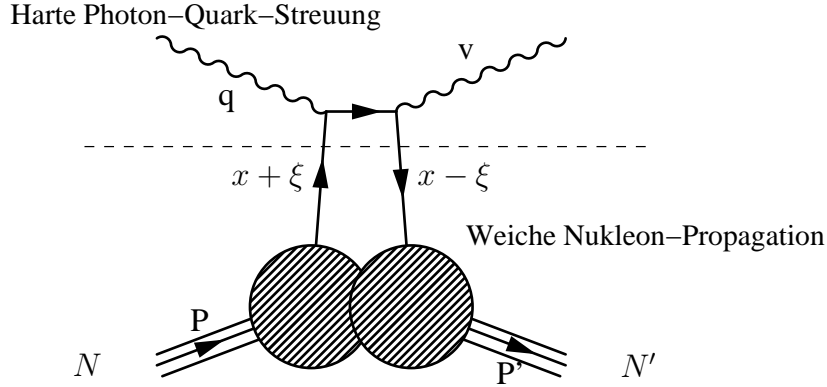


Abbildung 2.6: Veranschaulichung der Faktorisierung der DVCS-Amplitude

Explizit berechnen kann man die Quadrate der verschiedenen Amplituden durch eine Kontraktion des DVCS-Tensors $T_{\mu\nu}$ oder/und dem elektromagnetischen Strom J_α mit dem entsprechenden leptonischen Tensor L [KM03]

$$|\tau_{DVCS}|^2 = \frac{e^6}{q^4} (-g^{\alpha\beta}) L_{DVCS}^{\mu\nu} \sum_{S'} T_{\alpha\mu} (T_{\beta\nu})^\dagger, \quad (2.23)$$

$$|\tau_{BH}|^2 = \frac{e^6}{t^4} L_{BH}^{\mu\nu} \sum_{S'} J_\mu (J_\nu)^\dagger, \quad (2.24)$$

$$I = \frac{\pm e^6}{q^2 t^2} L^{\alpha\mu\nu} \sum_{S'} [J_\mu (T_{\alpha\nu})^\dagger + h.c.], \quad (2.25)$$

mit dem Vorzeichen (\pm) für Elektronen bzw. Positronen. Dabei wurde über Photonen- und Leptonen-Polarisation summiert und der Spin des Targets offen gelassen.

Der DVCS-Tensor kann bis zu Twist-3 und in führender Ordnung berechnet werden, in höherer Ordnung treten Schwierigkeiten aufgrund von Helizitätsflips auf [BKMS01].

In der Operator-Produkt-Entwicklung kann der DVCS-Tensor als das zeitgeordnete Produkt des elektromagnetischen Stroms j_α

$$J_\alpha(\tilde{P}, t, \tilde{q} | S, S') = \frac{1}{e} \langle P', S' | j_\alpha | P, S \rangle, \quad j_\alpha = \sum_{i=u,d,s} e_i \bar{\psi} \gamma_\alpha \psi, \quad (2.26)$$

das zwischen den zwei hadronischen Zuständen mit verschiedenen Impulsen (P, P') und Spins (S, S') steht, geschrieben werden (siehe Formel 2.29)[Ji98, KM02]. $\tilde{P} = P + P'$ und $\tilde{q} = \frac{q+v}{2}$ sind Lichtkegelkoordinaten. Wie schon oben erwähnt, wird für die Beschreibung von DVCS zweckmäßig ein Koordinatensystem gewählt, in dem das Nukleon in positive und das virtuelle Photon in negative z -Richtung fliegen. In diesem Bezugssystem im Lichtkegelformalismus können GPDs einfach physikalisch interpretiert werden: sie repräsentieren die Interferenz der Wellenfunktionen des einlaufenden Partons mit Impulsanteil $x + \xi$ und des auslaufenden Partons mit Impulsanteil $x - \xi$ (siehe Abbildung 2.6). Dies erklärt, warum DVCS sensitiv ist auf die Korrelationen zwischen Partonen im Nukleon, da beide Photonen an eine Quark-Linie koppeln [MRG⁺94].

Für ein Spin-1-Target berechnet sich der hadronische Strom zu

$$J_\mu = -\epsilon_2^* \cdot \epsilon_1 P_\mu G_1 + (\epsilon_2^* P \epsilon_{1\mu} + \epsilon_1 P \epsilon_{2\mu}^*) G_2 - \epsilon_2^* P \epsilon_1 P \frac{P_\mu}{2M^2} G_3 \quad (2.27)$$

mit den drei Formfaktoren $G_i(t^2)$ und $\epsilon_{1\mu}(\epsilon_{2\mu})$ für die drei Polarisationsvektoren des Anfangs- (End-)Zustands-Hadrons. Die drei Formfaktoren sind aus Experimenten wie z.B. [GG01] bekannt.

In führender Ordnung und Twist-2 kann der DVCS-Tensor parametrisiert werden durch einen vektoriellen Anteil V_1^μ und einen axialvektoriellen Anteil A_1^μ [BKMS01].

$$T_{\mu\nu}(\tilde{P}, t, \tilde{q}|S, S') = \frac{i}{e^2} \int dx \cdot e^{ix \cdot \tilde{q}} \langle P', S' | T j_\mu(\frac{x}{2}) j_\nu(\frac{-x}{2}) | P, S \rangle \quad (2.28)$$

$$= [V_1^\mu, A_1^\mu](\tilde{P}, t, \tilde{q}). \quad (2.29)$$

Diese Darstellung ist für den BH-Anteil exakt möglich, während sie für die anderen beiden Anteile nur in erster Ordnung in $\frac{1}{Q}$ möglich ist [KM02]. Der Twist-2 Anteil der Funktionen V_1 und A_1 kann auf die Strukturfunktionen F_1 und g_1 zurückgeführt werden [BKMS01]. Die leptonischen Tensoren können ausgewertet werden und sind z.B. in [KM03] nachlesbar. Explizites Ausschreiben zeigt, dass in der DVCS-Amplitude die Winkelabhängigkeit in V_1^μ und A_1^μ steckt, während im Interferenz- und BH-Term noch eine zusätzliche ϕ -Abhängigkeit aus den BH-Propagatoren dazukommt.

In Twist-2 können die Amplituden V_1 und A_1 in einer vollständigen Basis aus neun Compton-Formfaktoren (CFF) dargestellt werden:

$$\mathcal{F}(\xi, t^2, Q^2) = [\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2, \mathcal{H}_3, \mathcal{H}_4, \mathcal{H}_5, \tilde{\mathcal{H}}_1, \tilde{\mathcal{H}}_2, \tilde{\mathcal{H}}_3, \tilde{\mathcal{H}}_4](\xi, t^2, Q^2). \quad (2.30)$$

Diese neun CFFs gibt es für jeden Quarkflavour i . Die CFFs sind gegeben als Faltung von Koeffizientenfunktionen $C^{(\pm)}$ und Twist-2 GPDs:

$$\mathcal{H}_k = \sum_{i=u,\dots} \int_{-1}^1 dx C_i^{(-)}(\xi, x, Q^2, \mu^2) \mathcal{H}_k^i(x, \xi, t^2, \mu^2) \text{ für } k = 1, \dots, 5 \quad (2.31)$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_k = \sum_{i=u,\dots} \int_{-1}^1 dx C_i^{(+)}(\xi, x, Q^2, \mu^2) \tilde{\mathcal{H}}_k^i(x, \xi, t^2, \mu^2) \text{ für } k = 1, \dots, 4 \quad (2.32)$$

mit der Faktorisierungsskala μ^2 . Die Koeffizientenfunktionen können in Störungstheorie entwickelt werden.

Im Falle von geringer Vektorpolarisation des Targets, können die drei Beiträge zum Quadrat der Amplitude als endliche Fourierreihe geschrieben werden:

$$|\tau_{BH}|^2 = \frac{K_{BH}}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=0}^2 [c_n^{BH} \cos(n\phi) + s_n^{BH} \sin(n\phi)], \quad (2.33)$$

$$|\tau_{DVCS}|^2 = K_{DVCS} \sum_{n=0}^2 [c_n^{DVCS} \cos(n\phi) + P_l s_n^{DVCS} \sin(n\phi)], \quad (2.34)$$

$$I = -\frac{K_l e_l}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=0}^3 [c_n^l \cos(n\phi) + \sum_{n=1}^2 P_l s_n^l \sin(n\phi)]. \quad (2.35)$$

\mathcal{P}_1 und \mathcal{P}_2 sind dabei die Lepton-Propagatoren und P_l die Strahlpolarisation. Mit Hilfe der Zerlegung in V_1 und A_1 können die Fourier-Koeffizienten ausgerechnet werden. Je nach Polarisation des Strahls und des Targets erhält man verschiedene harmonische Abhängigkeiten von zwei azimuthalen Winkeln ϕ und θ . Dabei beschreibt θ den Winkel zwischen dem Spinvektor des Nukleons und dem gestreuten Nukleon. Er wird benötigt, um den zusätzlichen Spinfreiheitsgrad zu berücksichtigen.

Der Interferenzterm hängt linear von den CFFs ab und bietet dadurch den einfachsten Zugang zu den GPDs. Dieser Anteil kann mit Hilfe von Daten mit verschiedenen geladenen Strahlteilchen separiert werden. Die dominierenden Harmonischen für Twist-2 sind $c_{1,unpol}^I$ und $s_{1,unpol}^I$, die als Produkt eines leptonischen Vorfaktors \mathcal{L} und einer „universellen“ Funktion C_i^I geschrieben werden können

$$\begin{pmatrix} c_{1,unpol}^I \\ s_{1,unpol}^I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{L}_{1,unpol}^{I,c} \\ \mathcal{L}_{1,unpol}^{I,s} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Re \\ Im \end{pmatrix} C_i^I, \quad (2.36)$$

die wiederum von den neun CFFs abhängt

$$C_i^I = (G_1 \cdots G_3) \mathcal{M}_i^I \begin{pmatrix} \mathcal{H}_1 \\ \vdots \\ \tilde{\mathcal{H}}_4 \end{pmatrix}. \quad (2.37)$$

Eine mögliche Darstellung der Matrix \mathcal{M}_i^I für ein polarisiertes Target ist im Anhang von [KM03] gegeben.

Die Koeffizienten c und s sind nicht die Fourier-Koeffizienten des Wirkungsquerschnitts. Dies liegt an dem ϕ -Beitrag aus den Lepton-Propagatoren in BH- und Interferenz-Term. Da beide Terme linear von $\frac{1}{\varphi_1 \varphi_2}$ abhängen und der DVCS-Term für die typische Kinematik bei HERMES vernachlässigbar ist, kann jedes Ereignis mit $\frac{1}{\varphi_1 \varphi_2}$ gewichtet werden und die verbleibende ϕ -Abhängigkeit ist dann durch die Koeffizienten c und s gegeben.

2.6 Interpretation der GPDs

Die GPDs sind definiert als off-forward Matrixelemente von Vektor- und Axialvektor-Lichtkegelkoordinaten, wobei off-forward bedeutet, dass im Bra- und im Ket-Vektor des Matrixelements verschiedene Impulse stehen. Sie sind wie alle Formfaktoren reell und wegen der geforderten Hermitizität und Invarianz unter Zeitumkehr eine gerade Funktion in ξ . Der Parameter ξ verknüpft die Parton-Verteilungen mit den Formfaktoren in den GPDs. Erstere sind abhängig vom longitudinalen Impuls x und Letztere vom Impulsübertrag t ; das Produkt dieser beiden Variablen beschreibt ξ .

Es existieren zwei kinematische Regionen für GPDs. Die DGLAP-Region mit $|x| > \xi$ korrespondiert zu einer Emission und Reabsorption eines Quarks, Anti-Quarks oder Gluons. In der ERBL-Region mit $|x| < \xi$ findet ein Meson- oder Gluon-Paaraustausch statt. Jede Region hat ihre eigenen Entwicklungsgleichungen.

Während im Falle von Streuung an einem Nukleon die Verbindung zwischen GPDs und Strukturfunktionen in kinematischen Grenzfällen und die Verbindung zu den Formfaktoren über ihre zweiten Momente relativ einfach hergestellt werden können [Ji97], sind diese Verbindungen für ein Spin-1-Target nicht offensichtlich.

Für das Spin-1-Deuteron gibt es neun GPDs, nämlich $H_1, H_2, H_3, H_4, H_5, \tilde{H}_1, \tilde{H}_2, \tilde{H}_3$ und \tilde{H}_4 . $H_1, H_2, H_3, H_5, \tilde{H}_1, \tilde{H}_2$ und \tilde{H}_4 sind symmetrisch in ξ , die Übrigen sind antisymmetrisch. Außerdem hängen sie von den

Formfaktoren des Deuterons wie folgt ab:

$$\sum_q e_q \int_{-1}^1 dx H_k^q(x, \xi, t, Q^2) = G_k(t) \quad \text{für } k = 1, 2, 3 \quad (2.38)$$

$$\int_{-1}^1 dx H_k^q(x, \xi, t, Q^2) = 0 \quad \text{für } k = 4, 5 \quad (2.39)$$

Die drei Formfaktoren können aus dem magnetischen, elektrischen und Quadrupol-Formfaktor des Deuterons abgeleitet werden. Diese sind im Gegensatz zu den axialsymmetrischen Formfaktoren $\tilde{G}_k(t)$ experimentell bestimmbar. Für die axialsymmetrischen GPDs lauten die Summenregeln:

$$\sum_q e_q \int_{-1}^1 dx \tilde{H}_k^{q,D}(x, \xi, t, Q^2) = \tilde{G}_k(t) \quad \text{für } k = 1, 2 \quad (2.40)$$

$$\int_{-1}^1 dx \tilde{H}_3^{q,D}(x, \xi, t, Q^2) = 0 \quad \text{für } k = 3, 4 \quad (2.41)$$

Drei der GPDs sind im Vorwärtlimit ($t, \xi \rightarrow 0$) für $x > 0$ mit den Partonverteilungen verknüpft über

$$H_1^q(x, 0, 0) = \frac{q^1(x) + q^{-1}(x) + q^0(x)}{3} = q(x), \quad (2.42)$$

$$H_5^q(x, 0, 0) = q^0(x) - \frac{q^1(x) + q^{-1}(x)}{2} = \delta q(x), \quad (2.43)$$

$$\tilde{H}_1^q(x, 0, 0) = q_{\rightarrow}^1(x) - q_{\rightarrow}^{-1}(x) = \Delta q(x). \quad (2.44)$$

Dabei beschreibt $q_{\rightarrow(\leftarrow)}^\lambda(x)$ die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit Impulsbruchteil x und positiver(negativer) Helizität in einem sich schnell bewegenden Deuteriumtarget mit Helizität λ zu finden. $q(x)$ und $\Delta q(x)$ sind die Partonverteilung bzw. die Quark-Helizitäts-Verteilung. $\delta q(x)$ ist direkt mit der Strukturfunktion b_2 verknüpft.

Diese Darstellung ist natürlich nicht vollständig. Zum Einen gibt es noch eine Reihe weiterer GPDs, z.B. im Flavour nicht-diagonale GPDs, wenn die Quarks ihren Flavour ändern, während sie aus dem Kernverbund gelöst sind oder die GPDs der Gluonen, die zur Beschreibung von DVCS jedoch nicht benötigt werden. Außerdem wurde bisher angenommen, dass der Kern beim Prozess intakt bleibt.

2.7 Modelle zur Berechnung von GPDs

Es existieren verschiedenste Modelle zur Berechnung von GPDs. Allerdings sind nur wenige relevante Größen modell-unabhängig vorhersagbar. Dies liegt daran, dass GPDs exklusive und inklusive Parameter verknüpfen müssen und über die vorhandenen Summenregeln (siehe z.B. Gleichungen 2.32) nur unzureichend eingeschränkt sind.

Für die im Flavour diagonalen GPDs wurden die meisten Modelle zunächst für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen durchgerechnet. Dabei gibt es zwei grundlegend verschiedenen Ansätze: Einmal wird versucht Funktionen zu finden, die den verschiedenen Randbedingungen gerecht werden, während der zweite Ansatz darin besteht, diese Funktionen im Kontext einer vorhandenen physikalischen Theorie zu erhalten.

GPD-Modelle für Deuteronen müssen noch weitere Schwierigkeiten überwinden, da weder die axialen Formfaktoren noch die Parton-Verteilung b_1 bekannt sind.

Die erste Modellrechnung für ein Spin-1-Teilchen wurde von [KM02] durchgeführt und soll im Folgenden kurz skizziert werden. Nach der Wahl einer speziellen Normierung für die Formfaktoren des Kerns, werden nur diejenigen GPDs näher betrachtet, die nicht in ξ unterdrückt sind. Es verbleiben H_1, H_3, H_5 und \tilde{H}_1 . Bis auf H_3 wurde deren Zusammenhang zu den Parton-Verteilungen im Vorwärtslimit schon in den Gleichungen 1.44 - 1.46 gegeben.

Um die Summenregel für H_5 zu erfüllen, muss diese GPD antisymmetrisch in x gewählt werden. In diesem Modell wird H_5 gleich Null gesetzt. Dann werden die GPDs H_1 und \tilde{H}_1 mit Hilfe des Ansatzes der Doppel-Verteilungen (DD) so gewählt, dass sie die vorgegebenen Randbedingungen erfüllen. Dieser Ansatz wurde von [MRG⁺94] und [Rad96] eingeführt und schlägt Verteilungsfunktionen vor, die von zwei Variablen x und y abhängen, die die Anteile an den Impulsen des Nukleons beschreiben, die von den Quarks getragen werden. H_3 soll neben H_5 die Bindungskräfte im Deuteron und gleichzeitig das Quadrupolmoment des Deuterons beschreiben. Ein allgemeiner Ansatz ist dabei so komplex, dass in [KM03] zwei stark vereinfachte Ansätze getestet werden, die einmal H_1 und H_3 gleichsetzen bzw. den zugehörigen Compton-Formfaktor für niedrige x_B Null setzen.

[CP02] schlagen vor, die sog. Stoß-Näherung anzunehmen, in denen die Streuung am Deuteron als Streuung an einem der beiden Nukleonen interpretiert wird und das Zweite als sog. Zuschauerquark unbeteiligt bleibt. Auch in diesem Modell werden die GPDs mit Hilfe der DD bestimmt. Als Ergebnis wurden die Wirkungsquerschnitte u.a. für das HERMES-

Experiment bestimmt.

In der folgenden Abbildung 2.7 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für den DVCS- und BH-Prozess aufgetragen. Dieser Graph wurde mit einem Monte Carlo-Generator erstellt, der auf dem Modell 1 aus der Arbeit von [KN02] basiert. $d\Omega_e$ und $d\Omega_\gamma$ sind die Raumwinkelelemente für das Elektron und das reelle Photon. Der „in-plane“-Winkel Θ_{ip} ist beschreibt nur den Fall, dass die Photon-Produktionsebene und die Leptonen-Streuebene identisch sind und wird daher im Ruhesystem des gestreuten Elektrons wie folgt definiert

$$\Theta_{ip} = \begin{cases} \Theta_{\gamma^*,\gamma} & \text{für } \phi = 0 \\ -\Theta_{\gamma^*,\gamma} & \text{für } \phi = \pi \end{cases}. \quad (2.45)$$

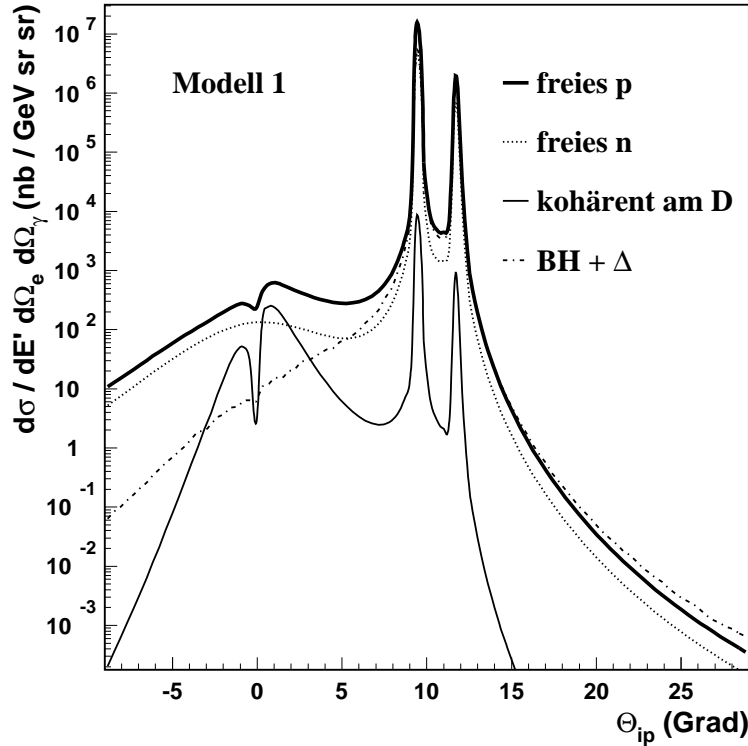


Abbildung 2.7: Der Wirkungsquerschnitt für DVCS am Deuteron, aufgespalten in verschiedenen Anteile und aufgetragen gegen den Winkel $\theta_{\gamma^*,\gamma}$ (mit $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ und $x_B = 0, 1$, entnommen aus [Kra05]).

Der BH-Prozess besitzt zwei sehr scharfe Spitzen in seinem Spektrum, die Anfangs- und Endzustandsabstrahlung zugeordnet werden können. Damit entspricht das linke Maximum der Strahlrichtung und das Rechte der Richtung des gestreuten Leptons. Der DVCS-Prozess hat sein Maximum bei $\Theta_{ip} = 0$, wenn der Vektor \vec{q} und das virtuelle Photon in die gleiche Richtung zeigen.

2.8 Asymmetrien

Es ist sehr schwierig, ausreichend Daten zu sammeln, um den vier-dimensionalen totalen Wirkungsquerschnitt in einem Experiment zu messen. Der Verlauf in den einzelnen Variablen ist nicht flach, so dass eine Mittelung nur schwierig zu begründen ist. Abgesehen davon benötigt man eine genaue Kenntnis von Detektoreffizienzen und den Akzeptanzen im Experiment für die Extraktion des Wirkungsquerschnitts. Daher werden an den verschiedenen Experimenten Asymmetrien gemessen. Diese haben den Vorteil, dass sich Effizienz- und Akzeptanz-Effekte herauskürzen. In dieser Arbeit werden nur die Asymmetrie bezüglich der Strahlhelizität und der Strahlladung näher diskutiert. In Abhängigkeit von Polarisati-on des Strahls und/oder des Targets gibt es noch eine Vielzahl weiterer Asymmetrien [Kra05].

Die Strahl-Helizitäts-Asymmetrie (BSA) für einen longitudinal polarisierten Strahl und ein unpolarisiertes Target ist folgendermaßen definiert

$$A_{Lu}(\phi) = \frac{d\sigma^{\rightarrow} - d\sigma^{\leftarrow}}{d\sigma^{\rightarrow} + d\sigma^{\leftarrow}} \quad (2.46)$$

$$= \frac{N^{\rightarrow}(\phi) - N^{\leftarrow}(\phi)}{N^{\rightarrow}(\phi) + N^{\leftarrow}(\phi)}. \quad (2.47)$$

Dabei beschreiben die Pfeile die (Anti-)Parallelität von Leptonenspin und Strahlrichtung im Sinne der Definition der Helizität h

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} \quad (2.48)$$

mit dem Spinvektor \vec{s} und dem Impulsvektor \vec{p} des zu betrachtenden Teilchens. N^{\rightarrow} und N^{\leftarrow} ist jeweils die luminositätsgewichtete Anzahl der interessierenden Ereignisse - wieder für positive und negative Strahlhelizität. Die Ladung der verwendeten Strahlleptonen wird hier nicht als Variable eingeführt, da nur Daten mit Elektronen Verwendung finden werden.

Analog kann eine Strahlungsasymmetrie definiert werden

$$A_{cu}(\phi) = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{d\sigma^+ + d\sigma^-}. \quad (2.49)$$

mit den Vorzeichen \pm für $\left\{ \begin{array}{l} \text{positive} \\ \text{negative} \end{array} \right\}$ Strahlladung.

Man kann die BSA an einem Punkt in x, Q^2 und t als Fourierreihe entwickeln und erhält folgende Gleichung

$$A_{LU}(\phi) = \frac{-\frac{K_{Ie_1}}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=1}^3 s_n^I \sin(n\phi) + K_{DVCS} \sum_{n=1}^2 s_n^{DVCS} \sin(n\phi)}{\frac{K_{BH}}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=0}^2 [c_n^{BH} \cos(n\phi) + s_n^{BH} \sin(n\phi)] + K_{DVCS} \sum_{n=0}^2 c_n^{DVCS} \cos(n\phi)}. \quad (2.50)$$

In führender Ordnung und führendem Twist vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$A_{LU}(\phi) \propto \frac{-\frac{K_{Ie_1}}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} s_1^I \sin(\phi)}{\frac{K_{BH}}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} \sum_{n=0}^2 c_n^{BH} \cos(n\phi) + K_{DVCS} c_0^{DVCS} - \frac{K_{Ie_1}}{\mathcal{P}_1(\phi)\mathcal{P}_2(\phi)} (c_0^I + c_1^I \cos(\phi))}. \quad (2.51)$$

Bei der Kinematik von HERMES können die Beiträge von DVCS zu diesen Asymmetrien vernachlässigt werden und die Terme mit den Propagatoren ($\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2$) des virtuellen Photons verschwinden in beiden Gleichungen. Wenn man den Interferenzterm in der zweiten Gleichung auch noch vernachlässigt, womit nur noch der konstante Bethe-Heitler-Term c_0^{BH} verbleibt, sieht man, dass diese Asymmetrie die gleiche Amplitude bei unterschiedlichen Vorzeichen für Elektronen- und Positronenstrahlen hat. Diese „Ladungsantisymmetrie“ ist aber gebrochen durch die ladungsabhängigen Terme in Nenner und Zähler: c_0^I und c_1^I bzw. s_n^{DVCS} .

Da der Wirkungsquerschnitt für den BH-Prozess sehr viel größer ist als für den DVCS-Prozess in weiten Bereichen der HERMES-Kinematik, manifestiert sich der Imaginärteil der helizitätserhaltenden DVCS-Amplitude als sinusartige Abhängigkeit von A_{LU} [KSG96]. Der Realteil dieser Amplitude kann als kosinus-artige Abhängigkeit von der BCA gemessen werden.

Für ein Deuterium-Target können die Koeffizienten in x_D und $\tau = \frac{t}{4M_D^2}$ mit der Deuteriummasse M_D entwickelt werden. Dann kann in führender Ordnung in α_S und $1/Q$ die Asymmetrie $A_{LU}(\phi)$ ausgedrückt werden in Termen der Imaginärteile der CFFs $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_3$ und \mathcal{H}_5 und der elastischen

Formfaktoren des Deuterons G_1 und G_3 :

$$A_{Lu}(\phi) \simeq -e_l \frac{x_D(2-y) \sqrt{\frac{-t(1-y)}{Q^2}}}{2-2y+y^2} \text{Im} \tilde{\mathcal{M}}_u^{1,1} \sin(\phi) \quad (2.52)$$

$$\text{mit } \tilde{\mathcal{M}}_u^{1,1} \equiv \frac{3G_1\mathcal{H}_1 - 2\tau[G_1\mathcal{H}_3 + G_3(\mathcal{H}_1 - \frac{1}{3}\mathcal{H}_5)] + 4\tau^2 G_3\mathcal{H}_3}{3G_1^2 - 4\tau G_1 G_3 + 4\tau^2 G_3^2}. \quad (2.53)$$

Die Variable $|\tau| = |\frac{t}{4m_D^2}|$ mit der Masse des Deuterium-Atoms m_D , hat typischerweise eine Größe von 0.01 im Bereich kleiner $-t$, wo der kohärente Prozess stattfindet. Aber hier ist G_3 eine Größenordnung größer als G_1 . Daher bleiben manche Terme, die in τ führen (aber nicht in x) erhalten. Der relative Beitrag dieser Terme ist in der Größenordnung von 10 % für kleine $-t$. Daher vereinfacht sich der Ausdruck für das Übergangsmatrixelement zu

$$\tilde{\mathcal{M}}_u^{1,1} \simeq \frac{\mathcal{H}_1}{G_1}. \quad (2.54)$$

Kapitel 3

Das HERMES-Experiment

Gegenstand des folgenden Kapitels sind die Speicherringanlage HERA am DESY in Hamburg, sowie der Aufbau des HERMES-Experiments. Die für eine DVCS-Analyse wichtigen Detektoren werden ausführlich behandelt, wohingegen das polarisierbare Gas-Target nur kurz erwähnt wird, da in dieser Arbeit die Analyse der unpolarisierten Deuterium-Daten beschrieben wird.

3.1 Die HERA Speicherringanlage

Das HERMES-Experiment nutzt den Leptonenstrahl des Speicherrings HERA am DESY in Hamburg. Die Elektronen bzw. Positronen haben eine Energie von 27.57 GeV und werden in Paketen im Ring gespeichert. Eine schematische Darstellung von HERA ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Im Gegensatz zu HERMES werden bei den Experimenten ZEUS und H1 der Leptonen- und der Protonenstrahl zur Kollision gebracht. Auch an diesen Experimenten finden Messungen von DVCS statt, jedoch bei viel kleineren x_B .

Zur transversalen Polarisation des Leptonenstrahls bedient man sich bei HERA des „Sokolov-Ternov-Effekts“ [BDS⁺75]. Dieser beschreibt eine kleine Asymmetrie in der Besetzung der verschiedenen Spin-Zustände bei Emission von Synchrotron-Strahlung. Dabei wird der Spinzustand antiparallel zum angelegten Magnetfeld bevorzugt. Die Polarisation ist definiert durch

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \quad (3.1)$$

mit der Anzahl der Leptonen $N^{+(-)}$ mit Spin (anti-)parallel zum Magnet-

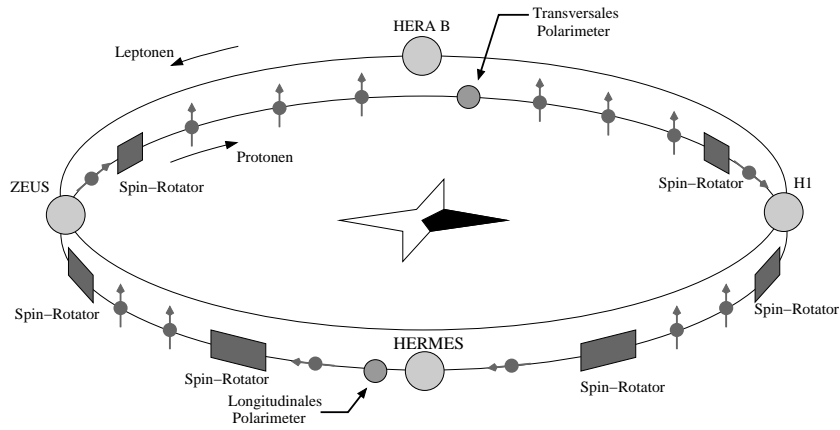


Abbildung 3.1: Die HERA Speicherringanlage mit den Experimenten ZEUS, HERA B, H1 und HERMES. Leptonen- und Protonen-Strahlrohr sind ange- deutet.

feldvektor. Die zeitliche Entwicklung der Polarisation ist gegeben durch

$$P(t) = P_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \quad (3.2)$$

wobei die asymptotische Polarisation P_0 und die Zeitkonstante τ spezi- fisch für die HERA-Anlage sind. Die Zeitkonstante liegt typischerweise bei weniger als eine Stunde. Aufgrund von Depolarisationseffekten, wie Strahlwechselwirkungen bei den Kollisions-Experimenten und nicht idea- len Magneteinstellungen am Ring, wird der theoretische Maximalwert von $P_0 = 0.924$ nicht erreicht. Für die in dieser Arbeit betrachteten und im Jahre 2004 genommenen Daten, ergibt sich eine durchschnittliche Pola- risation von $P_0 = 0.386$. Gemessen wird die Polarisation bei HERMES mit dem longitudinalen Polarimeter direkt hinter dem Experiment (vergleiche Abbildung 3.1). Dieses nutzt den spin-abhängigen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung. Zwei Anordnungen von Spin-Rotatoren vor bzw. hinter dem Experiment versorgen HERMES mit einem longitudinal pola- risierten Strahl. Das transversale Polarimeter (vergleiche Abbildung 3.1) bestimmt die transversale Polarisation des Leptonenstrahls und befindet sich hinter HERA B.

3.2 Das polarisierte Gas-Target

HERMES kann sowohl Daten mit einem polarisierten als auch mit einem unpolarisierten Targetgas nehmen. Dies ermöglicht das interne Target (sie-

he Abbildung 3.2). Die Atome werden zunächst dissoziiert, um dann in der Atomstrahl-Quelle (ABS) fokussiert zu werden. Mit Hilfe von Stern-Gerlach-Separation filtert man die Atome mit Elektronenspin $m_s = +\frac{1}{2}$ im Feld eines Sextupol-Magneten aus. Durch Ausnutzung von Hochfrequenz-Übergängen wird daraus ein Strahl mit einer bevorzugten Kernpolarisation gewonnen und in die Targetzelle geleitet. Die Injektionsrate kann bis zu $6.6 \cdot 10^{16} \frac{\text{Atome}}{\text{s}}$ betragen und die Polarisation kann bis zu 98% erreichen.

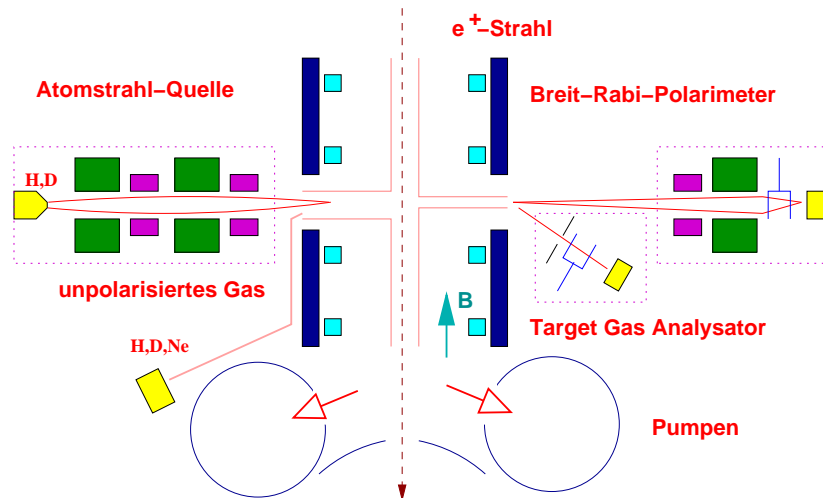


Abbildung 3.2: Das interne Gas-Target von HERMES.

Die Atome verbleiben für einige Mikrosekunden in der Zelle, bevor sie diese durch deren offene Enden verlassen. Die Targetzelle wird in einem Ultrahochvakuum gehalten, um Hintergrundereignisse zu reduzieren. Die Wände der Zelle sind speziell beschichtet und sie wird auf 100 K gekühlt, um Depolarisationseffekte bei den Stößen an den Wänden zu minimieren. Die Zelle ist 400 mm lang und hat eine elliptische Form mit einer maximalen Breite von 21.0 mm und einer maximalen Höhe von 8.9 mm (siehe Abbildung 3.3).

Ein kleiner Anteil des Gases aus der Zelle gelangt in den Targetgas-Analysator bzw. das Breit-Rabi-Polarimeter. Im Analysator wird das Verhältnis der Moleküle und dissoziierten Atome im Gasgemisch gemessen, da das Verhalten der Polarisation der Moleküle nicht endgültig geklärt ist. Gemeinsam mit der Polarisation, die im Breit-Rabi-Polarimeter bestimmt wird, kann damit die Polarisation im Target bestimmt werden. Damit die Atome nicht direkt von der Quelle in das Polarimeter fliegen können, sind beide um 30° gegenüber der Horizontalen verkippt.

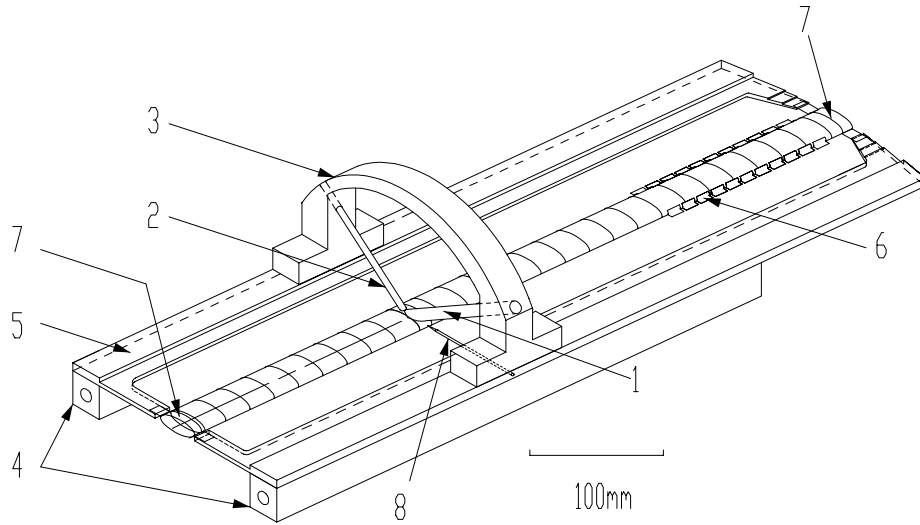


Abbildung 3.3: Die Targetzelle bei HERMES mit dem Injektionsrohr (1), der elliptischen Speicherzelle (2) und dem Injektionsrohr für das unpolarisierte Gas (8). Die anderen Pfeile markieren technische Details [Tai05], auf die hier nicht eingegangen werden soll.

Unpolarisiertes Gas wird nicht über die ABS in das Target eingeführt, weswegen prinzipiell sehr hohe Dichten möglich wären. Die limitierenden Faktoren sind die Lebensdauer des Leptonenstrahls τ und der Hintergrund im Experiment. Die Lebensdauer beträgt normalerweise etwa bei 10 h . Sie spaltet in zwei Komponenten auf

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{HERA}}} + \frac{1}{\tau_{\text{HERMES}}}. \quad (3.3)$$

τ_{HERA} entsteht aufgrund von Streueignissen im Speicherring und τ_{HERMES} aufgrund von Verlusten im Target von HERMES. Der Anteil von HERMES muss unter normalen Bedingungen über 45 h liegen und limitiert die erreichbare Dichte auf etwa $1 \cdot 10^{15} \frac{\text{H-Atome}}{\text{cm}^2}$. Diese Angabe beschreibt eine Flächendichte, projiziert auf die x - y -Ebene bei $z = 0$. In den Datenjahren 1998 bis 2000 wurde diese Flächendichte zu $2.1 \cdot 10^{14} \frac{\text{D-Atome}}{\text{cm}^2}$ bestimmt [Arapetian:2005ay]. Am Ende einer Leptonen-Füllung hat HERMES die Erlaubnis, die Dichte zu erhöhen und damit Daten mit höherer Luminosität zu nehmen. Bisher wurden bei HERMES neben Wasserstoff- noch Deuterium-, Helium-, Stickstoff-, Neon-, Krypton- und Xenon-Targets verwendet. Da die Lebensdauer mit der Kernladung Z quadratisch abnimmt, während der Hintergrund linear in Z ansteigt, wird die erreichte Dichte für Deuterium

(mit $Z = 1$) vom Hintergrund limitiert.

3.3 Das HERMES-Spektrometer

Zum Nachweis der im Target entstandenen Teilchen dient das HERMES-Spektrometer (siehe Abbildung 3.4). Es ist ein Vorwärts-Spektrometer bestehend aus zwei identischen Hälften, oberhalb und unterhalb der Strahlrohre montiert. Die Gesamtlänge des Detektors beträgt etwa 8 m. Ausführlich ist das HERMES-Spektrometer in [A⁺98] beschrieben.

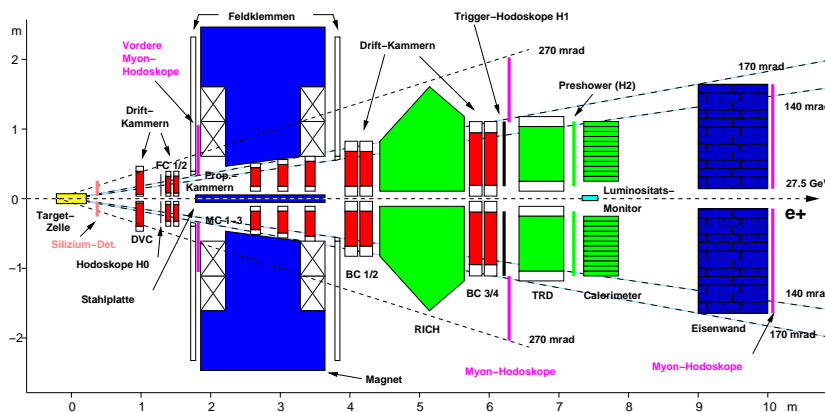


Abbildung 3.4: Das HERMES-Spektrometer.

Direkt hinter der Targetzelle befindet sich ein Silizium-Detektor (Lambda Wheels (LW)), der zusammen mit den Drift-Vertex-Kammern (DVC) auch Teilchen außerhalb der normalen Akzeptanz des Detektors nachweisen kann. Vor dem Spektrometer-Magneten befinden sich noch die Vorderen Kammern (FC), die zur Rekonstruktion der Spur der geladenen Teilchen in der vorderen Hälfte des Detektors benötigt werden, da das Target etwa 40 cm lang ist. Streuung am Material dieser Kammern, an den Wänden der Targetzelle und dem Ausgangsfenster der Targetzelle limitieren die erreichbare Spurauflösung des gesamten Spektrometers. Der Dipol-Magnet erzeugt eine integrierte Feldstärke von 1.4 Tm. Im Magneten befinden sich drei Proportionalkammern, die zur Spurrekonstruktion von kurzen Spuren genutzt werden, die nicht in den hinteren Bereich des Spektrometers gelangen.

Hinter dem Magneten befinden sich noch Drift-Kammern, ein Preshower und ein Kalorimeter zur weiteren Spurrekonstruktion der durchfliegenden geladenen Teilchen. Das Kalorimeter liefert darüber hinaus eine

Energiemessung für Leptonen und Photonen. Außerdem trägt es entscheidend zur Unterscheidung von Hadronen und Elektronen bei. Weitere Informationen zur Teilchen-Identifizierung liefern der Preshower, der RICH (Ring-Imaging Cerenkov-Detektor) und der Übergangs-Strahlungs-Detektor (TRD).

Die zwei Hodoskope H0 und H1 werden zu Trigger-Zwecken verwendet, während weitere Hodoskope für die Suche nach Myonen verwendet werden. Am Luminositäts-Monitor wird die Luminosität im Target gemessen. Er detektiert dazu im Falle eines Elektronenstrahls Møller-Streuung ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$) bzw. für einen Positronenstrahl Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), sowie Annihilierungs-Prozesse ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) an den Elektronen des Targetgases.

In den folgenden Kapiteln werden nur die Bestandteile des Spektrometers genauer diskutiert, die für eine Analyse von DVCS-Ereignissen benötigt werden.

3.4 Die Spurrekonstruktion

Der Ursprung des HERMES-Koordinatensystems liegt in der Mitte der Targetzelle. Die positive z-Achse zeigt entlang der Lepton-Strahlachse. Im rechthändigen Koordinatensystem wird die y-Achse nach oben gewählt, womit die positive x-Achse in Strahlrichtung horizontal nach links zeigt. Zur Spurrekonstruktion bei HERMES werden drei Drift-Kammern vor dem Magneten (DVC & FC 1,2) verwendet, sowie weitere vier hinter dem Magneten (BC 1-4). Die Magnet-Kammern (MC 1-3) dienen zur Spurrekonstruktion von langsamen, geladenen Teilchen, die nicht in den hinteren Teil des Detektors gelangen.

Alle Kammern messen die durchfliegenden geladenen Teilchen mit Hilfe einer Anordnung von Drahtgittern. Diese bestehen aus einer x-Ebene mit vertikalen Auslesedrähten, sowie zwei um $\pm 30^\circ$ verdrehte u- und v-Ebenen. Die Auflösung der einzelnen Drift-Kammern liegt etwa zwischen 200 und 300 μm .

Die Abdeckung der Kammern gibt die bei HERMES erreichte Akzeptanz wieder. Angegeben wird diese durch zwei Winkel θ_x und θ_y , die über die Impulskomponenten der geladenen Teilchen p_x , p_y und p_z definiert sind

$$\theta_x = \arctan\left(\frac{p_x}{p_z}\right) \quad (3.4)$$

$$\theta_y = \arctan\left(\frac{p_y}{p_z}\right). \quad (3.5)$$

Damit kann man die Akzeptanz des Detektors in horizontaler Richtung mit einem Öffnungswinkel von $|\theta_x| < 170 \text{ mrad}$ und in vertikaler Richtung mit $|\theta_y|$ zwischen $40 - 140 \text{ mrad}$ (eingeschränkt durch eine horizontale Platte, die die umlaufenden Strahlen vor dem Magnetfeld schützt) angeben.

Die Rekonstruktion von Ereignissen übernimmt der sog. „HERMES Reconstruction Code“ (HRC). Dieser rekonstruiert aus den Treffern in den jeweiligen Drift-Kammern zunächst Teil-Spuren für die vordere und die hintere Hälfte des Spektrometers. Da es ungelöste Fragen zur Position der DVCs gibt, wird ein weiterer Punkt für die vordere Teil-Spur durch Projektion der hinteren Spur in die Mitte des Magneten gewonnen. Diese Technik wird als „forced-bridging“ bezeichnet. Die Impulse der geladenen Teilchen werden über die Änderung der Steigung in der x-z-Ebene zwischen den beiden Teilspuren berechnet. Die Impuls-Auflösung beträgt zwischen 1.5 % für niedrige und 2.5 % für hohe Impulse [A+04]. Die Winkel-Auflösung verbessert sich mit steigendem Teilchen-Impuls von 1 mrad auf 0.6 mrad .

3.5 Die Teilchen-Identifizierung

Zur Teilchen-Identifizierung dienen bei HERMES der RICH, der TRD, der Preshower und das Kalorimeter. Die Effizienz für eine Lepton-Detektion liegt über 99 % mit einer Hadron-Kontamination unter 1 %.

Der RICH dient in erster Linie zur Unterscheidung von Hadronen wie Pionen, Kaonen und Protonen. Zur Lepton-Hadron-Unterscheidung trägt er nur bei Teilchen-Energien unter 3 GeV bei. Deshalb wird der RICH bei einer DVCS-Analyse nicht benutzt und hier nicht weiter erklärt.

Für höhere Teilchen-Energien kann der TRD verwendet werden. Dieser detektiert Übergangs-Strahlung, die von ultra-relativistischen Teilchen beim Übergang zwischen zwei dielektrischen Medien emittiert wird. Zur effizienten Nutzung muss ein TRD aus einer Vielzahl von solchen Übergängen bestehen, da an jedem Übergang nur eine kleine Anzahl von Photonen erzeugt wird. Die emittierte Energie ist dabei proportional zur relativistischen Konstante $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$ und führt daher zu einer klaren Trennung von

Teilchen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlichen Ruhemassen m_0 . Bei HERMES erzeugen nur Teilchen mit einem $\gamma > 920$ diese Photonen. Bei der vorhandenen Kinematik erfüllen fast alle Leptonen diese Bedingung, während die Hadronen unter dieser Schwelle liegen.

Die emittierten Photonen werden mit Vieldraht-Kammern gemessen, in denen auch die Hadronen durch Ionisationsverluste Energie deponieren.

Diese ist aber aufgrund der Signalhöhe klar separierbar.

Der Preshower besteht aus einer Schicht Blei und dem Hodoskop H2. Die Dicke des Bleis entspricht zwei Strahlungslängen und führt zur Schauerbildung beim Durchgang von Leptonen oder Photonen. Die dabei entstehenden Photonen werden anschließend im Hodoskop gemessen. Hadronenschauer deponieren - wie im TRD - nur die Energie aus Ionisationsverlusten und damit das Signal eines MIPs (minimal ionisierendes Teilchen). Sowohl die örtliche Information (Schauerbildung weit vorne in der Blei-Schicht) als auch die höhere Energie-Deposition können also zur Lepton-Hadron-Unterscheidung genutzt werden. Obwohl Photonen genauso wie Leptonen im Blei anschauern, kann man mit dem Preshower weder deren Energie noch deren Ort bestimmen, da die Fluktuationen zu groß sind.

Das elektromagnetische Kalorimeter dient als Trigger und zur Teilchen-Identifizierung. Darüber hinaus ist es der einzige Detektor bei HERMES, der die Energie und den Ort des Photons messen kann. Damit ist er besonders wichtig für eine DVCS-Analyse. Er besteht aus Bleiglas-Quadern mit einer Querschnittsfläche von $9 \times 9 \text{ cm}^2$ und einer Tiefe von 50 cm . Am hinteren Ende eines jeden Blocks ist ein Photo-Vervielfacher angebracht. In jedem Block wird 90 % der Schauers von einem axial einlaufenden Lepton deponiert. Daher werden immer 3×3 zu einem sog. „Cluster“ zusammengefasst, in dem entsprechend 99 % des Schauers detektiert werden.

Die Energiedeposition der einlaufenden Teilchen ist in guter Näherung unabhängig von deren Auftreffwinkel. Um zwischen Leptonen und Hadronen zu unterscheiden, bildet man das Verhältnis von Energie-Deposition im Kalorimeter und dem Impuls des Teilchens, gewonnen aus der Ablenkung im Magnetfeld. Für Leptonen liegt dieses Verhältnis nahe bei Eins, während es für Hadronen kleiner ist. Aus der Energie-Deposition kann auch der Ort des Teilchens bestimmt werden. Dazu berechnet man die x - und y -Variable mit Hilfe einer energie-gewichteten Mittelung der neun Blocks in einem Cluster

$$x = \frac{\sum_{i=1}^9 x_i w_i}{\sum_{i=1}^9 w_i}, \quad y = \frac{\sum_{i=1}^9 y_i w_i}{\sum_{i=1}^9 w_i}. \quad (3.6)$$

Die Gewichtung erhält man nach [Ely01] zu

$$w_i = \max \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 4.8 + \ln \left(\frac{E_i}{E} \right) \end{array} \right\} \quad (3.7)$$

mit der deponierten Energie E_i im Block i und der deponierten Energie in einem Cluster E . Diese Bestimmung der Position ist besonders wichtig für

die DVCS-Analyse, da das Kalorimeter der einzige Detektor ist, der den Ort des Photons bestimmen kann.

Aus den Informationen der einzelnen Detektoren kann ein Wert für die Wahrscheinlichkeit angegeben werden, ob es sich bei dem durchfliegenden Teilchen um ein Lepton oder ein Hadron gehandelt hat. Dazu berechnet man einzeln für den TRD und für die kombinierte Information aus Preshower und Kalorimeter eine Größe PID

$$PID = \log_{10} \left(\frac{p_l}{p_h} \right), \quad (3.8)$$

wobei p_l und p_h die Wahrscheinlichkeiten bezeichnen, ob ein Lepton bzw. ein Hadron das gemessene Signal erzeugt hat. Diese logarithmischen Größen müssen addiert werden. Da der Fluss der Leptonen N_l und Hadronen N_h verschieden ist, muss der Logarithmus des Verhältnisses der Flüsse noch abgezogen werden.

$$PID_{total} = PID_{TRD} + PID_{PRE/Kalo} - \log \frac{N_l}{N_h}. \quad (3.9)$$

Für positive Werte ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass das Teilchen ein Lepton war. Für negative Werte, dass es ein Hadron war. Der Fluss-Faktor kann bei HERMES meist vernachlässigt werden.

3.6 Trigger

Verschiedene Trigger werden bei HERMES benötigt, um interessante Ereignisse auszuwählen und diese abspeichern zu können. Im Falle von DVCS sind die Trigger 21 und 18 relevant. Für den Trigger 21 werden Informationen aus den Hodoskopen H0 und H1, sowie aus dem Preshower und dem Kalorimeter benutzt. Trigger 18 beinhaltet nicht die Informationen aus dem Hodoskop H0, ist ansonsten aber identisch.

Die Bedingungen für Trigger 21 sind im Folgenden kurz skizziert:

- Ein Signal in H0 und H1.
- Ein Signal über einem vorgegebenen Grenzwert im Preshower, da Leptonen mehr Energie deponieren als Hadronen.
- Ein Signal über einem vorgegebenen Grenzwert im Kalorimeter. Auch diese Anforderung dient der Unterscheidung zwischen einem Lepton und einem Hadron.

- Die Signale müssen in Übereinstimmung mit den Umläufen im Beschleuniger sein. Außerdem werden Teilchen ausgeschlossen, die von hinten durch den Detektor fliegen.

Kapitel 4

Datennahme und Datenverarbeitung

Aufgrund der Größe des HERMES-Experiments ist die Datennahme und -verarbeitung sehr komplex. In den folgenden Abschnitten soll eine kurze Übersicht zu diesem Thema gegeben werden, ohne allzusehr auf Details einzugehen.

4.1 Datenstruktur

Die Datennahme bei HERMES wird durch einen Trigger ausgelöst. Der wichtigste Trigger 21 wurde schon beschrieben, die meisten anderen sind für diese Arbeit nicht relevant. Für jedes getriggerte Ereignis werden sämtliche Detektoren ausgelesen und als sog. rohe Daten in EPIO-Dateien („Experimental Physics Input Output“) geschrieben. Bei der Datennahme kann eine Frequenz von bis zu 500 Hz erreicht werden. Ab einer Datengröße von 560 MB wird die Datei abgespeichert. Diese Datenmenge wird als „Run“ bezeichnet. Alle Runs werden in sog. „Fills“ zusammengefasst, die durch die Lebensdauer eines Leptonstrahls im HERA-Ring definiert sind. Neben den Informationen von den Detektoren gibt es Informationen im Experiment, deren Werte nicht so schnell variieren (z.B. Temperaturen, Drücke, etc). Diese werden alle 10 s in sog. „slow-control-Dateien“ geschrieben. Dieser Zeitraum wird als „Burst“ bezeichnet.

Um die abgespeicherten EPIO-Dateien in physikalisch interpretierbare Daten zu verwandeln, existiert eine Hauptproduktion, die aus drei Programmen besteht. Zunächst übersetzt der „HERMES Decoder“ (HDC) die rohen Daten in verständliche Daten, d.h. den einzelnen Treffern werden Koordinaten in den Detektoren zugewiesen, sowie die entsprechende

Energie. Dazu verwendet das Programm spezielle Dateien, in denen die räumliche Anordnung des Experiments und die Kalibrations-Schlüssel der einzelnen Detektoren abgespeichert sind.

Diese Informationen werden in einer Tabellen-Struktur abgelegt, die durch das „Aleph Data Model“ (ADAMO) vorgegeben ist. Dieses Programm wurde am CERN entwickelt und hat den Vorteil, dass es Verbindungen zwischen den einzelnen Tabellen ermöglicht, mit denen Information übermittelt werden können.

Das nächste Glied in der Kette ist das „HERMES Reconstruction“-Programm (HRC). Dieses kombiniert die Treffer in den einzelnen Detektoren zu Teil-Spuren in den Detektorhälften und der endgültigen Teilchen-Spur durch den gesamten Detektor. Ebenso fasst es einzelne Treffer im Kalorimeter zu den schon erwähnten 3×3 -Clustern zusammen und assoziiert sie mit einer Spur, falls es ein geladenes Teilchen ist, andernfalls handelt es sich um ein Photon. Außerdem wird an dieser Stelle die Teilchen-Identifizierung durchgeführt. In einem weiteren Programm werden die Effizienzen für die einzelnen Detektor-Ebenen berechnet.

Nun werden die Informationen aus HRC mit den „slow-control“-Dateien kombiniert und in eine einzelne Datei für jeden Run geschrieben, die sog. „micro-Data Summary Tape“ (μ DST). Dabei wird gleichzeitig die Größe der Daten stark reduziert, indem alle Ereignisse ohne Trigger 21, sowie alle Information von Detektoren ohne assoziierte Spuren nicht gespeichert werden. In der Analyse werden im Normalfall ausschließlich diese μ DST-Dateien verwendet. Es gibt verschiedene Datenproduktionen für jedes Jahr, da gewisse Betriebsprobleme im Experiment erst nach längeren Studien aufgedeckt werden können und die Produktion dann mit diesem Wissen neu durchgeführt werden muss.

4.2 Die Datenqualität

Der erste Schritt in einer Datenanalyse ist die Auswahl von „guten“ Daten. Dazu kann einerseits auf die „slow-control“-Informationen zurückgegriffen werden und andererseits auf die Einträge im elektronischen Logbuch, das von der jeweiligen Schicht am Experiment auf dem aktuellen Stand gehalten wird. Aus beiden Quellen wird eine sog. „Burst-Liste“ erstellt, in der in einem 32-bit-Muster der Status des Experiments codiert ist. Sämtliche Daten, bei denen ein Detektor ausgefallen ist oder aus irgendwelchen Gründen nicht richtig funktionierte, sind dadurch aus den Daten aussortiert.

Für die DVCS-Analyse werden dabei folgende Bedingungen gefordert,

die gleichzeitig in beiden Hälften des Detektors gelten müssen:
Generelle Kriterien:

- Das Target besteht aus unpolarisiertem Deuterium.
- Der Run ist laut dem Logbuch analysierbar.
- Es ist nicht der erste Burst in einem Run.
- Keine Probleme mit der μ DST-Produktion.

Detektor-spezifische Kriterien:

- Keine Hochspannungs-Trips in den Spurkammern.
- Keine Probleme im Preshower, Kalorimeter und TRD.
- Keine Probleme mit dem Luminositäts-Monitor.
- Eine PID ist durchführbar.

Speicherring-spezifische Kriterien:

- Die Ausfallzeiten wegen zu hoher Rate sind gering.
- Die Länge des Bursts ist normal ($0\text{ s} < t < 11\text{ s}$).
- Der Strom des Strahls ist ok ($5\text{ mA} < I < 50\text{ mA}$).
- Seit der letzten Messung der Strahl-Polarisation sind nicht mehr als 300 s vergangen.

Diese Liste entspricht einem bit-Muster von 0x503e13dc im Hexadezimal-System.

Als zusätzliche Bedingungen wird gefordert, dass die Strahlpolarisation zwischen 20 % und 80 % liegt. Außerdem wurde das Intervall der Zählrate für die Luminosität zwischen 5 Hz und 10000 Hz, sowie die Ausfallzeit der Luminosität zwischen 0 % und 20 % definiert.

4.3 Datenselektion

Im aktuellen HERMES-Spektrometer können die Rückstoß-Protonen aus dem DVCS-Prozess nicht nachgewiesen werden. Daher muss das Ereignis aus dem gestreuten Lepton und dem emittierten Photon rekonstruiert werden. Hier unterscheidet man zwischen DIS-Ereignissen, die durch spezielle Forderungen an die Kinematik des Leptons definiert sind. DIS-Ereignisse mit genau einer geladenen Spur, also dem gestreuten Lepton und genau einem Photon mit einer speziellen Kinematik, werden Einzel-Photon-Ereignisse genannt. Für ein exklusives Ereignis dürfen darüber hinaus keine weiteren Teilchen beim Prozess entstehen.

Ein Ereignis, das durch den Trigger 21 ausgelöst wurde und wenigstens eine geladene Spur im Spektrometer hinterlassen hat, muss noch folgenden Kriterien erfüllen, um als DIS-Ereignis gezählt zu werden:

- Die Spur muss durch eine komplette Spektrometer-Hälfte gehen, sie muss insbesondere im Kalorimeter nachgewiesen worden sein.
- Die Projektion der hinteren Teil-Spur auf das Kalorimeter muss für die x-Komponente des Treffers $|x_{Kalo}| < 175 \text{ cm}$ sein und für die y-Komponente zwischen $30 \text{ cm} < |y_{Kalo}| < 108 \text{ cm}$ liegen. Dies stellt sicher, dass der gesamte Cluster innerhalb des Kalorimeters liegt.
- Zur Lepton-Identifikation wird die Bedingung $PID_{total} > 2$ verlangt, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem Teilchen um ein Lepton handelt, muss 100-mal größer sein als um ein Hadron.
- Das Lepton muss die gleiche Ladung tragen wie der Strahl, um sog. ladungs-symmetrischen Hintergrund auszuschliessen.
- Der Vertex bezeichnet bei HERMES den Punkt der maximalen Annäherung an den Leptonen-Strahl. Dieser Punkt soll innerhalb der Targetzelle liegen, was durch die Einschränkung der z-Komponente des Vertex zwischen $-18 \text{ cm} < z_{Vertex} < 18 \text{ cm}$ und des transversalen Abstands zu $d_{Vertex} < 0.75 \text{ cm}$ erreicht wird.
- Um in den kinematischen Bereich zu kommen, in dem die Faktorisierung verwendet werden kann, muss $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ gefordert werden.
- Die quadrierte invariante Masse des Photon-Nukleon-Systems W^2 soll größer als 9 GeV^2 sein. Diese Einschränkung wird vor allem zur besseren Vergleichbarkeit mit Monte Carlo-Daten eingeführt [Eli04].

Einzel-Photon-Ereignisse sind spezielle DIS-Ereignisse, für die zusätzlich noch folgende Bedingungen gefordert werden müssen:

- Im Spektrometer wird genau ein geladenes und ein ungeladenes Teilchen nachgewiesen.
- Das ungeladenen Photon muss im Preshower mehr als 1 MeV deponieren, da es sonst falsch im Kalorimeter rekonstruiert wird (siehe Kapitel 4.5). Durch diese Forderung gehen 15% der Daten verloren.
- Die Energie des Photons muss größer als 3 GeV sein, da die Monte Carlo-Simulation von Photonen mit niedrigeren Energien nicht gut mit den Daten übereinstimmt. Diese Forderung ist allerdings redundant mit Forderung von $\nu < 22$ GeV (siehe den nächsten Absatz).
- Der erlaubte Treffer-Bereich im Kalorimeter wird in x-Richtung durch die Akzeptanz des Spektrometers auf $|x_{Kalo}| < 125$ cm beschränkt. In y-Richtung muss das Photon zwischen 33 cm $< |y_{Kalo}| < 105$ cm liegen, da es nicht in der äußersten Reihe der Kalorimeter-Blocks detektiert werden darf, da die Energie für solche Treffer falsch rekonstruiert werden würde.

Außerdem wurden in [Ell04] noch zwei weitere Bedingungen eingeführt. Um die Übereinstimmung der Daten aus den Jahren 1998 und 2000 zu verbessern, untersucht man nur Ereignisse mit $\nu < 22$ GeV.

Außerdem muss die Variable t aufgrund des DVCS-Faktorisierungstheorems ($|t| \ll Q^2$) eingeschränkt werden. Die Bestimmung von t ist ohne Detektion des Endzustandshadrons sehr schwierig, da die schlechte Auflösung der Photonen-Energie zu einem ungenauen Wert von t führen kann

$$t = (q - \nu)^2 = -Q^2 - 2E_\gamma(\nu - \sqrt{\nu^2 + Q^2} \cos \Theta_{\gamma^* \gamma}). \quad (4.1)$$

Es ist möglich, t für einen elastischen Prozess exakt auszurechnen, ohne die Photonenenergie zu nutzen:

$$t_c = \frac{-Q^2 - 2\nu(\nu - \sqrt{\nu^2 + Q^2} \cos \Theta_{\gamma^* \gamma})}{1 + \frac{1}{M_p}(\nu - \sqrt{\nu^2 + Q^2} \cos \Theta_{\gamma^* \gamma})} \quad (4.2)$$

(M_p bezeichnet die Protonen-Masse). Für Hintergrundprozesse, sowie für die inkohärenten und kohärenten Prozesse ist diese Berechnung allerdings nicht exakt [Kra05]. Trotzdem nutzt man das Wissen von t_c zur Unterscheidung der verschiedenen Prozesse und fordert

$$|t_c| < 0.7 \text{ GeV}^2. \quad (4.3)$$

Zuletzt kann der Polarwinkel zwischen dem virtuellen und dem reellen Photon $\Theta_{\gamma^*\gamma}$ eingeschränkt werden, da die Amplituden für den DVCS- und den BH-Prozess ein Maximum in Richtung des virtuellen Photons besitzen. Der Winkel ist definiert durch

$$\Theta_{\gamma^*\gamma} = \arccos\left(\frac{\vec{q} \cdot \vec{v}}{|\vec{q}||\vec{v}|}\right) \quad (4.4)$$

(für die Definitionen der Vektoren vergleiche Abbildung 2.6). Die Ortsauflösung für Photonen beträgt bei HERMES ungefähr 0.6 mrad . Es wird jedoch $\Theta_{\gamma^*\gamma} > 5 \text{ mrad}$ gefordert, da noch weitere Probleme durch die Aufschauerung (Verschmieren) der Photonen-Spur hinzukommen. Monte Carlo-Studien haben gezeigt, dass für $\Theta_{\gamma^*\gamma} > 45 \text{ mrad}$ mehr Hintergrund als Daten zu erwarten ist. Dies liegt daran, dass für ein virtuelles Photon in der Mitte des Kalorimeters nur die reellen Photonen mit $\Theta_{\gamma^*\gamma} \leq 50 \text{ mrad}$ auch im Kalorimeter landen.

In der folgenden Abbildung 4.1 werden die Daten von zehn Runs aus den Jahren 2004 und 2000 für verschiedene kinematische Größen verglichen. Es wurden dabei Einzel-Photon-Ereignisse gewählt und die beiden Datensätze wurden normiert. Sämtliche oben beschriebenen Bedingungen wurden gefordert. Man sieht, dass die beiden Datensätze gut innerhalb normaler Schwankungen übereinstimmen. Die Daten des Jahres 2000 wurden schon in [Kra05] untersucht. Die neue Analyse dieser Daten und der Vergleich mit den Daten des Jahres 2004 soll zeigen, dass beide Datensätze vereint werden können, um die Statistik der Resultate zu verbessern.

Die Klasse der exklusiven Ereignisse unterscheidet sich von den Einzel-Photon-Ereignissen dadurch, dass kein weiteres Teilchen produziert werden darf. Die oberen Grenzen sowohl für t_c als auch für $\Theta_{\gamma^*\gamma}$ erhöhen schon den Anteil an exklusiven Ereignissen in den Daten. Außerdem werden die Bjorken-Variable ($x_B < 0.35$) und der Impulsübertrag ($Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$) eingeschränkt, da oberhalb dieser Grenzwerte kaum exklusive Prozesse stattfinden. Für eine noch bessere Unterdrückung des Hintergrunds, stellt man bei HERMES eine Forderung an die fehlende Masse M_x . Sie ist definiert durch

$$M_x^2 = (q + p - q')^2 \quad (4.5)$$

und ergibt sich zu

$$M_x^2 = M_p^2 + 2M_p(v - E_\gamma) + t. \quad (4.6)$$

Für inkohärente Ereignisse am Deuteron liegt es nahe, die Protonen-Masse M_p zur Berechnung von M_x^2 zu verwenden. Auch im Falle von kohärenter Streuung am gesamten Deuteron ist die Protonen-Masse eine gute Näherung. Zur Auswahl von exklusiven Daten fordert man, dass die fehlende

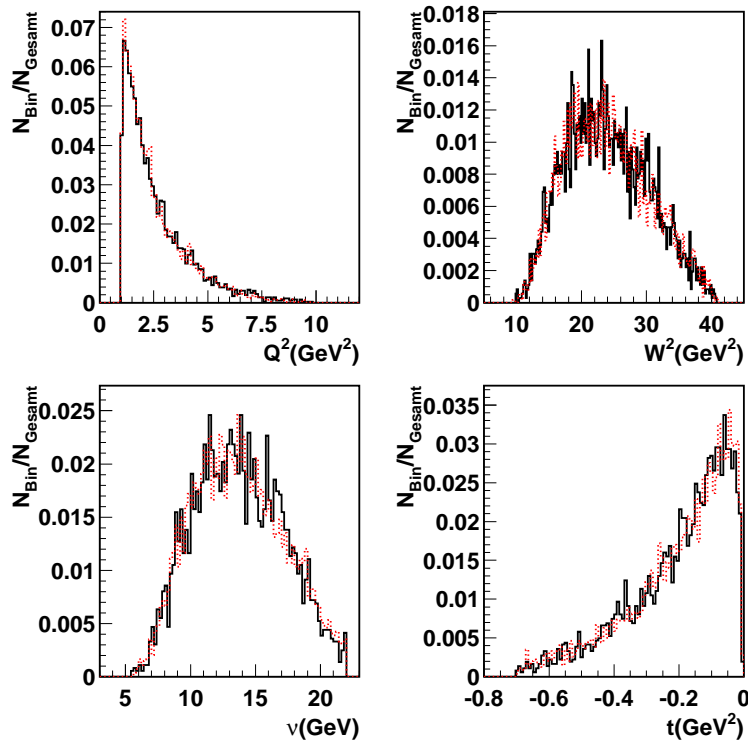


Abbildung 4.1: In den vier Abbildungen werden die kinematischen Größen Q^2 , W^2 , ν und t gezeigt, jeweils für 10 Runs aus den Jahren 2004 (durchgezogene Linien) und 2000 (gestrichelte Linien), wobei die Verteilungen jeweils normiert wurden.

Masse M_x^2 ungefähr gleich der Protonen-Masse ist. Aufgrund der schlechten Energie-Auflösung für Photonen muss das erlaubte Intervall allerdings so groß gewählt werden, dass auch negative Werte für die fehlende Masse zugelassen werden

$$-1.5 \text{ GeV} < M_x < 1.7 \text{ GeV} \quad \text{mit} \quad M_x = \begin{cases} M_x \\ -\sqrt{-M_x^2} \end{cases} \quad \text{für} \quad \begin{cases} M_x > 0 \\ M_x < 0 \end{cases}. \quad (4.7)$$

Die Verteilung der quadrierten fehlenden Masse für die Daten des Jahres 2004 ist in Abbildung 4.2 aufgetragen.

Die Kurve besteht aus zwei Anteilen. Der vordere annähernd gaussförmige Anteil enthält hauptsächlich die exklusiven Ereignisse, aber auch die BH-Prozesse mit Anregung des Kerns [Kra05]. Der hintere Anteil enthält sämtliche semi-inklusive Prozesse sowie die Prozesse zur Vektormeson-Produktion.

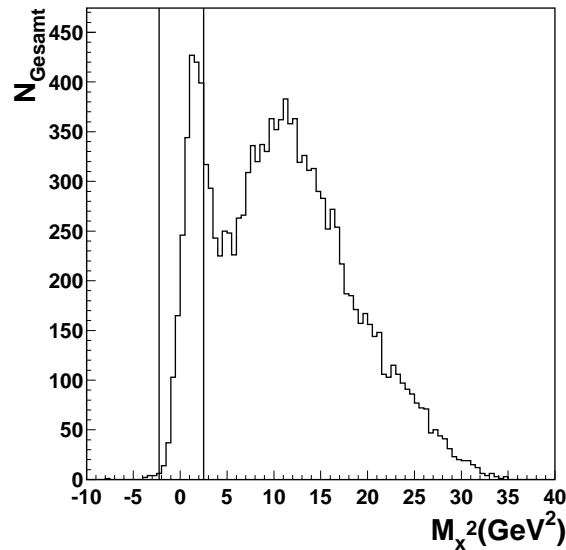


Abbildung 4.2: Die Verteilung der quadrierten fehlende Masse M_x^2 in den Daten des Jahres 2004. Die beiden senkrechten Linien markieren die Grenzen des Bereichs der exklusiven Ereignisse.

In der nächsten Abbildung 4.3 sind die drei kinematischen Variablen x_B , Q^2 und t gegeneinander aufgetragen. Hier wurden nur exklusive Ereignisse verwendet. Man erkennt klare Korrelationen zwischen x_B und Q^2 . Da beide Variablen mit y in Beziehung gebracht werden können, wird es nicht einfach sein, die Abhängigkeit der Asymmetrien von den kinematischen Variablen x_B , y und Q^2 einzeln zu extrahieren.

In Abbildung 4.4 sieht man die Q^2 -Verteilung der exklusiven Ereignisse in drei verschiedenen Datenzeiträumen im Jahre 2004. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde jeder Datensatz normiert. Man erkennt eine gute Übereinstimmung innerhalb normaler statistischer Schwankungen.

4.4 Vergleich differentieller Wirkungsquerschnitte

Zusätzlich zum Vergleich der Verteilung in den kinematischen Variablen mit dem Datensatz von 2000 und der Überprüfung der zeitlichen Stabilität der Daten, wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt im Jahre 2004 mit dem des Jahres 2000 verglichen.

Dafür wurden die integrierten Raten der DIS- und Bhabha-Ereignisse

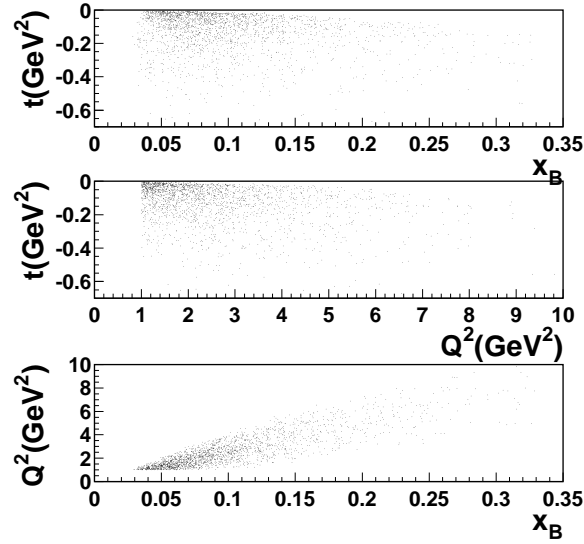


Abbildung 4.3: Die Verteilung der exklusiven Ereignisse in den kinematischen Variablen x_B , Q^2 und t .

R_{DIS} bzw. R_{Bhabha} verwendet. Die Bhabha-Rate muss mit der sogenannten Luminositätskonstante c multipliziert werden

$$L = 2 \cdot c \cdot \int R_{Bhabha}(t) dt, \quad (4.8)$$

damit man eine integrierte Luminosität erhält [Els02]. Die Luminositätskonstante betrug im Jahr 2004 538 mb^{-1} und im Jahr 2000 417 mb^{-1} . Der Faktor 2 wird benötigt, um für das Verhältnis der Anzahl der Nukleonen und der Anzahl der Elektronen im Deuterium-Atom zu korrigieren. Man erhält damit eine integrierte Luminosität von 80.7 pb^{-1} . Der Fehler auf diesen Wert muss jedoch als sehr groß angenommen werden, da das Bestimmen der Luminositätskonstanten mit großen Fehlern behaftet ist.

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt für DIS-Ereignisse erhält man aus dem Verhältnis der integrierten DIS-Rate und der Luminosität, korrigiert mit dem Produkt der Nachweiswahrscheinlichkeit für das Elektron ε_l und der Trigger-Effizienz ε_{trig}

$$d\sigma_{DIS} = \frac{R_{DIS}}{L \cdot \varepsilon_l \cdot \varepsilon_{trig}}. \quad (4.9)$$

Die obere Grafik in Abbildung 4.5 zeigt das Verhältnis der differentiell-

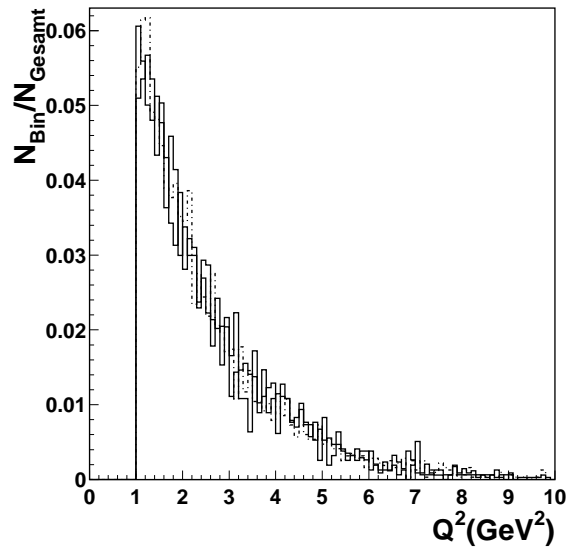


Abbildung 4.4: Die Verteilung der Variable Q^2 für drei verschiedene Datenzeiträume in 2004.

len Wirkungsquerschnitte für die Jahre 2004 und 2000

$$\frac{d\sigma_{DIS}^{2004}}{d\sigma_{DIS}^{2000}}$$
(4.10)

unter der Annahme, dass $\epsilon_e = 1 = \epsilon_{trig}$. Dabei ist die Skala für die verschiedenen Grauschattierungen auf der rechten Seite angegeben. In x- bzw. y-Richtung sind Θ_x bzw. Θ_y aufgetragen (vergleiche Formeln 3.4 & 3.5).

Man erkennt eine deutliche Diskrepanz in den Werten zwischen der oberen und der unteren Hälfte des Detektors. Dabei sind nur die Bereiche statistisch interessant, in denen Θ_x zwischen -0.15 und 0.15 liegt und Θ_y zwischen $|0.04|$ und $|0.12|$ (siehe Kästen in der unteren Grafik der Abbildung 4.5). Auch in diesem Bereich guter Statistik variiert die Anzahl der Ereignisse in jedem dieser Detektor-Rechtecke (im Folgenden „Bins“ genannt) um zwei Größenordnungen.

Um einen Wert für die Differenz zwischen dem Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte im oberen und unteren Detektor angeben zu können, müssen die Bins i und j (vergleiche Pfeil in Abbildung 4.5) miteinander verglichen werden. Diese Bins liegen bei gleichen Θ_x -Werten, während sich die Θ_y -Werte nur im Vorzeichen unterscheiden.

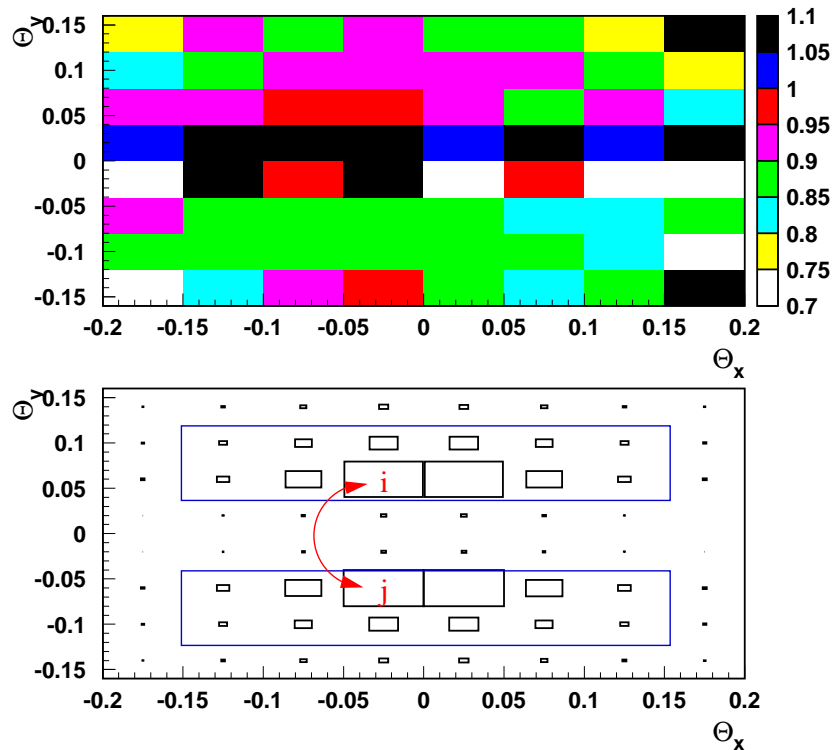


Abbildung 4.5: Die obere Abbildung zeigt das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Jahre 2004 und 2000 gegen die Winkel Θ_x und Θ_y unter der Annahme von idealen Trigger- und Nachweis-Effizienzen. In der unteren Abbildung ist die Statistik (2000 & 2004) in den verschiedenen Bereichen des Detektors gezeigt.

Das bedeutet, die Differenz berechnet sich aus

$$d_{ij} := \left(\frac{d\sigma_{DIS}^{2004}}{d\sigma_{DIS}^{2000}} \right)_i - \left(\frac{d\sigma_{DIS}^{2004}}{d\sigma_{DIS}^{2000}} \right)_j. \quad (4.11)$$

Aufgrund der Unterschiede in der Statistik müssen die verschiedenen Bins entsprechend gewichtet werden. Dazu werden die zwölf Werte gegen eine willkürliche Nummerierung i aufgetragen (siehe Abbildung 4.6). Der Fehler für die einzelnen Messpunkte berechnet sich dabei aus

$$\Delta d_{ij} = \frac{1}{\sqrt{N_i + N_j}}, \quad (4.12)$$

mit der Anzahl der Ereignisse N_i und N_j in den Bins i und j .

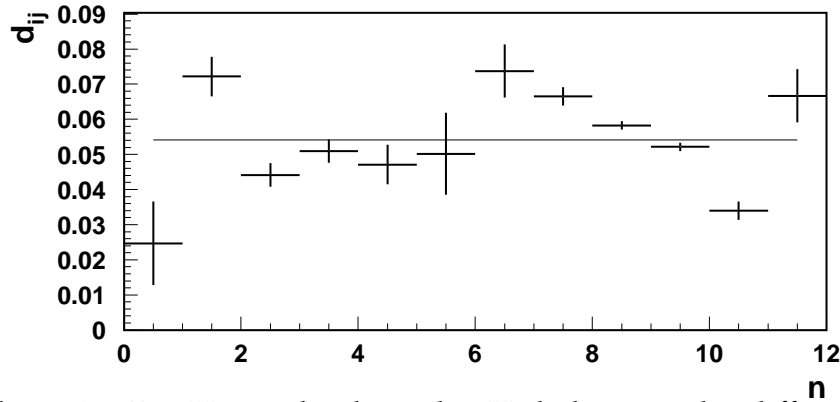


Abbildung 4.6: Die Unterschiede in den Verhältnissen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Jahre 2004 und 2000 zwischen den Bins i und j , aufgetragen gegen eine willkürliche Nummerierung n der zwölf betrachteten Bins.

Das zur Analyse eingesetzte Programm berechnet nach der “Least-Square-Methode“ die Konstante mit dem besten χ^2 für die Messpunkte. Damit ergibt sich eine Differenz von

$$\langle d_{ij} \rangle \pm \delta d_{ij} = 0.054 \pm 0.012 \quad (4.13)$$

mit einem $\frac{\chi^2}{ndf} \approx 12$. Der Grund für diesen schlechten Wert der Güte des Fits sind die Bereiche mit schlechter Statistik. Der angegebene Fehler folgt aus

$$\delta d_{ij} = \sum_{i=j=1}^{12} |d_{ij} - \langle d_{ij} \rangle| \cdot \left(\frac{N_i + N_j}{N_{total}} \right). \quad (4.14)$$

Vor einer Schlussfolgerung muss zunächst die Annahme idealer Effizienzen überprüft werden. Dazu ist in Abbildung 4.7 die Nachweis-Effizienz der Vorderen Kammern gezeigt.

Man erkennt Probleme in den unteren FCs. Diese Probleme sind bekannt ([dN05]) und können auf zu hohe Spannungs-Schwellen in den FCs und Oszillation in den Hinteren Kammern zurückgeführt werden. Ansonsten kann man keine Schwierigkeiten beobachten. Zur Untersuchung des Einflusses dieses Problems wurden alle Daten mit einer Effizienz unter 99.2 % (in Abbildung 4.7 angedeutet) aussortiert. Mit diesem verkleinerten Datensatz erhält man eine durchschnittliche Differenz von 0.043 ± 0.012 .

Die Trigger-Effizienzen für das Hodoskop H0 können aus dem Vergleich der Trigger 21 und 18 erhalten werden ([dN01])

$$\varepsilon_{trig} = \varepsilon(H0) = \frac{N_{21 \wedge 18}}{N_{18}}. \quad (4.15)$$

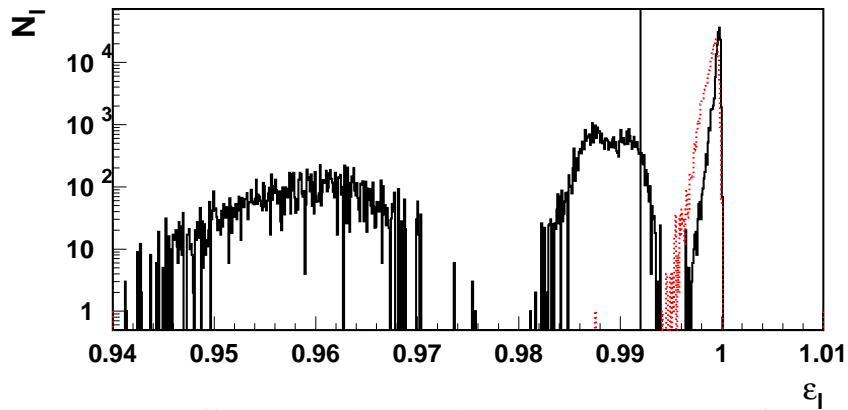


Abbildung 4.7: Die Effizienzen der Vorderen Kammern ε_l , aufgetragen gegen die Anzahl der Treffer von Leptonen N_l . Die durchgezogene (schwarze) Linie zeigt die Unteren ($x < 0$), die gestrichelte (graue) Linie die oberen FCs ($x > 0$).

Sie sind in Abbildung 4.8 zu sehen und zeigen nur kleinere Probleme im Jahr 2000. Nach der Korrektur dieses Problems ergibt sich die Differenz zu 0.045 ± 0.008 .

Allgemein können diese Effekte durch Verschiebungen im Spektrometer zwischen den beiden Messzeiten erklärt werden. Eine weitere mögliche Erklärung ist die Ungenauigkeit der Luminositätskonstante. Bisher konnte die Quelle des Problems nicht weiter eingegrenzt werden. Um den Einfluss auf die zu extrahierende Asymmetrie zu bestimmen, wurde die gleiche Untersuchung durchgeführt - ausschließlich mit Daten aus dem Jahr 2004, aufgespalten in die beiden Zustände der Strahlhelizität.

Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma_{DIS}^+}{d\sigma_{DIS}^-} \quad (4.16)$$

ist in Abbildung 4.9 zu sehen, wobei die Korrektur für nicht-ideale Trigger-Effizienzen angewandt wurde. Damit ergibt sich eine durchschnittliche Differenz von -0.010 ± 0.007 . Dieses mit Null verträgliche Ergebnis kann damit begründet werden, dass bei HERMES die Polarisation des Strahls während eines Jahres gewechselt wird. Reparaturen, bei denen Teile des Spektrometers ihre Position (relativ) geändert haben könnten, wurden in dieser Zeit nicht durchgeführt. In Kapitel 5.2 wird darüberhinaus gezeigt werden, wie sich der Einfluss einer künstlich eingeführten Diskrepanz auf die BSA auswirken würde.

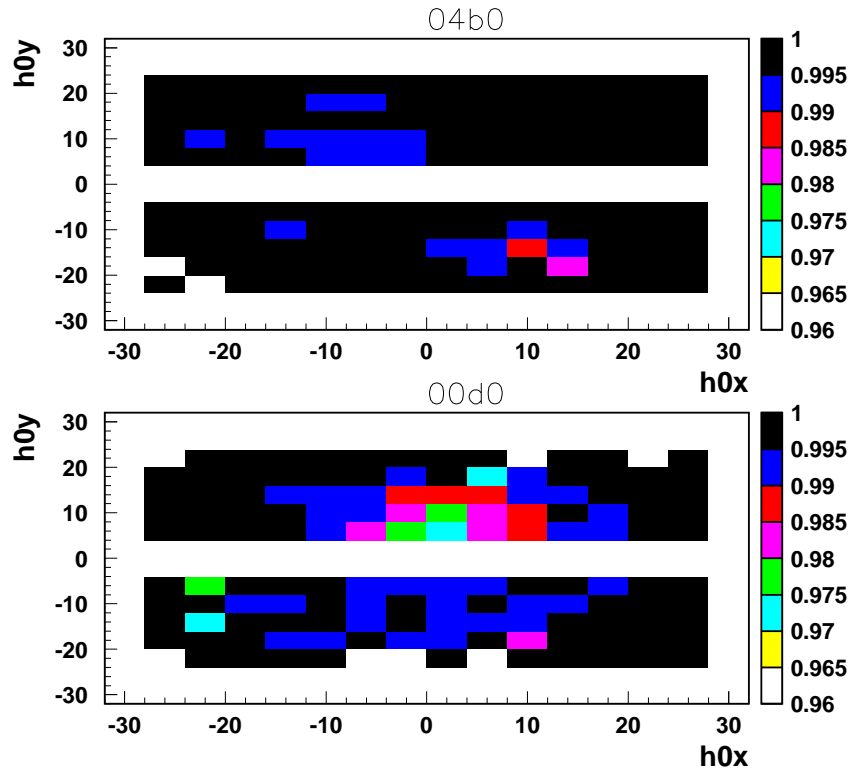


Abbildung 4.8: Die Trigger-Effizienzen ε_{trig} des Hodoskops H0 in den Jahren 2004 und 2000, aufgetragen gegen die x- bzw. y-Komponente des Treffers in diesem Hodoskop $h0x$ bzw. $h0y$.

4.5 Energie-Auflösung des Kalorimeters

Eine zweite durchgeführte Studie befasst sich mit der schlechten Energie-Auflösung der Photonen im Kalorimeter. Das Ziel der Studie war es, herauszufinden, ob man die Energie-Auflösung verbessern kann, wenn man die Energie-Deposition im Preshower bedenkt. Nach diesem Ansatz errechnet sich die korrigierte Energie E_{wahr} des betrachteten Photons oder Leptons aus

$$E_{wahr} = \frac{E_{Mess} + c \cdot E_{Pre}}{c' \cdot E_{Pre} + c''}, \quad (4.17)$$

mit der gemessenen Energie im Kalorimeter E_{Mess} und der im Preshower deponierten Energie E_{Pre} . Dabei wurde implizit die Annahme getroffen, dass die korrigierte Energie der Energie aus der Impulsmessung im Magnet entsprechen muss ($E_{wahr} = p$).

Die Abbildung 4.10 soll veranschaulichen, wie man die Konstanten im

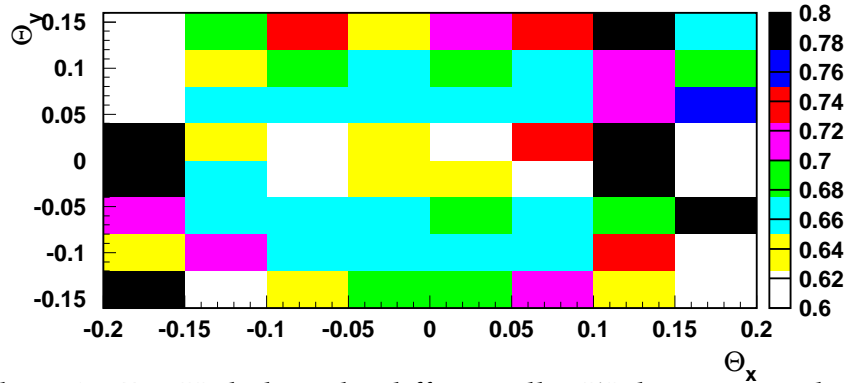


Abbildung 4.9: Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Strahlhelizitäten in den Daten des Jahres 2004.

obigen Ansatz erhält. Für die gesamte Abbildung wurden nur die Einzel-Photon-Daten des Jahres 2004 benutzt. Um die Statistik zu erhöhen, können jedoch alle Daten ausgewertet werden, in denen die geladene Spur im Preshower und im Kalorimeter detektiert wurden. Dies wurde in [Ave05] umgesetzt, weswegen das Ergebnis von dort übernommen wird.

Im linken, oberen Graph sieht man das Verhältnis der gemessenen Leptonen-Energie im Kalorimeter und dem gemessenen Impuls aus der Ablenkung im Magnetfeld p in Abhängigkeit von der deponierten Energie im Preshower. Im rechten, oberen Graph wird die Verteilung des gerade betrachteten Verhältnisses für verschiedene Werte von E_{pre} durch eine Gauss-Kurve gefittet. Das Maximum der verschiedenen Gauss-Kurven ist im linken, unteren Bild gegen den entsprechenden Wert der Preshower-Energie aufgetragen. Diese Punkte werden durch ein Polynom ersten Grades gefittet. Dieses gesamte Prozedere wird für verschiedene Intervalle des Leptonen-Impulses durchgeführt (nicht gezeigt wegen zu schlechter Statistik). Die beiden aus dem Fit gewonnen Parameter werden dann gegen den Leptonen-Impuls aufgetragen und durch eine Konstante bzw. durch die Summe einer inversen Funktion in p und einer Konstante gefittet. Die oben eingeführten Konstanten erhält man dann aus

$$\begin{aligned} P2 &= \frac{c}{p} + c' \\ P1 &= c'' \end{aligned} \quad (4.18)$$

zu

$$c = 6.11 \quad (4.19)$$

$$c' = -0.53 \quad (4.20)$$

$$c'' = 1.051 \text{ GeV} \quad (4.21)$$

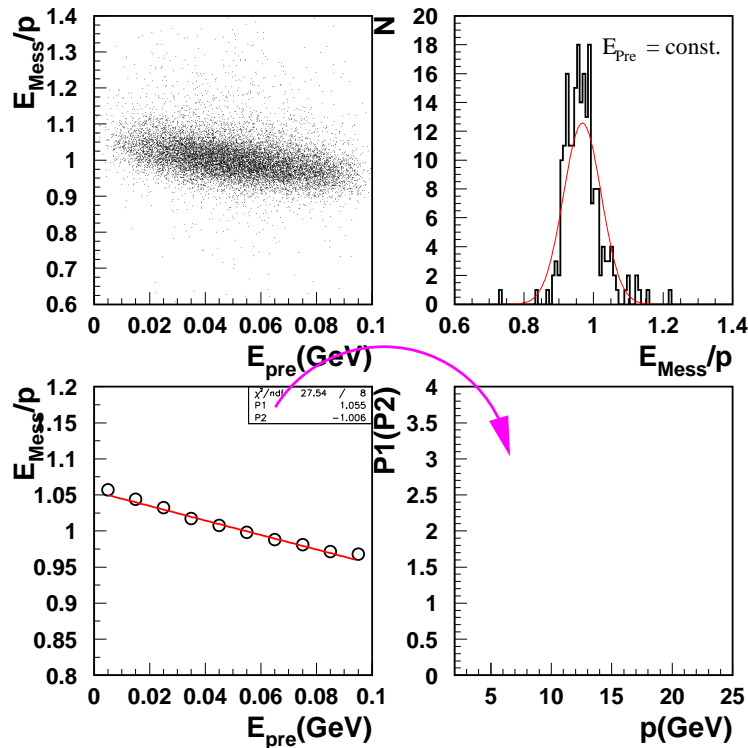


Abbildung 4.10: Die Abbildung veranschaulicht die Ableitung der Konstanten c , c' und c'' aus der Abhängigkeit der im Kalorimeter deponierten Energie von der im Preshower deponierten.

nach [Ave05].

Um den Einfluss dieser Korrektur zu überprüfen, wurden die Verteilungen der Fehlenden Masse betrachtet. In Abbildung 4.11 sieht man diese Verteilung für die Daten des Jahres 2004. Die gestrichelte Kurve stellt die unkorrigierte Verteilung dar. Man erkennt eine deutlich schmalere Gauss-Kurve in der exklusiven Region. Dies ist ein gutes Zeichen, da die Breite der Gauss-Kurve ein Maß für die Güte der Rekonstruktion ist.

Um die Parameter der Gauss-Kurve zu erhalten, muss die der exklusive Anteil der Kurve gefittet werden. Dazu verwendet man die Summe aus einer Gauss-Kurve und einem Polynom zweiten Grades in M_x^2

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(M_x^2 - O)^2}{2\sigma^2}} + c + c' \cdot M_x^2 + c'' \cdot (M_x^2)^2. \quad (4.22)$$

In Abbildung 4.12 sind die Positionen der Maxima der Gauss-Kurven O für verschiedene Intervalle der Preshower-Energien gezeigt. Man erkennt,

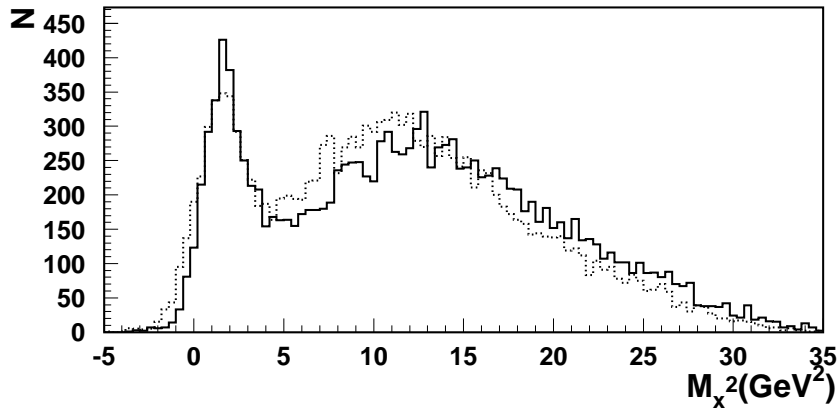


Abbildung 4.11: Die Verteilung der Fehlende Masse der Daten von 2004. Die gestrichelte Kurve zeigt den unkorrigierten, die durchgezogene Linie den korrigierten Fall.

dass die Korrektur die Abhängigkeit von dieser Größe korrigiert. Dies ist an dieser Stelle etwas erstaunlich, da die Werte für die Konstanten aus Formel 4.18 für die Daten des Jahres 2000 bestimmt wurden. Die erfolgreiche Korrektur auch für die neuen Daten zeigt, dass der Ansatz richtig ist. Die gleiche Information für die Daten des Jahres 2000 ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Die Schlussfolgerungen sind analog zu denen mit dem aktuellen Datensatz.

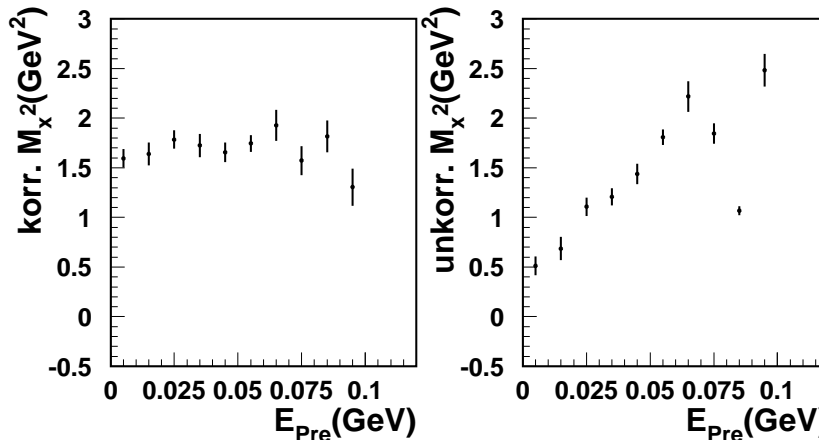


Abbildung 4.12: Die Abbildung zeigt die Position der exklusiven Maxima in den Verteilungen der Fehlenden Masse als Funktion der deponierten Energie im Preshower für die Daten des Jahres 2004.

Zur Überprüfung des Resultats wurden die gleichen Graphen mit MC-Daten erstellt (siehe Abbildung 4.14). Die statistischen Fehler in den Ab-

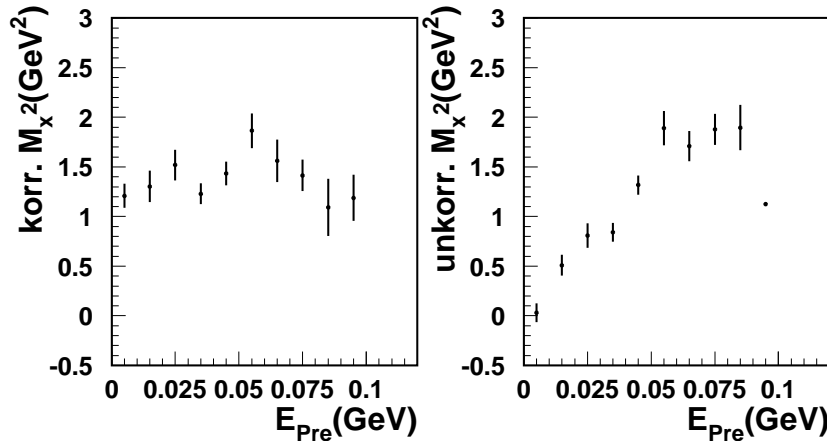


Abbildung 4.13: Die Abbildung zeigt die Position der exklusiven Maxima in den Verteilungen der Fehlenden Masse als Funktion der deponierten Energie im Preshower für die Daten des Jahres 2000.

bildungen ergeben sich aus

$$\sigma = \sqrt{\sum_i w_i^2}, \quad (4.23)$$

mit den Gewichten w_i der Ereignisse i . Die Konstanz der Positionen der exklusiven Maxima ist durch diesen Test bestätigt, wohingegen die Auflösung der exklusiven Gauss-Kurve in der Verteilung der Fehlenden Masse nicht verbessert ist.

Als weiteren Test kann man das Verhältnis der rekonstruierten und generierten Photonen-Energie in Abhängigkeit von der Preshower-Energie betrachten. Die grundlegende Idee ist dabei, dass Teilchen, die wenig Energie im Preshower ($0.001 - 0.011 \text{ GeV}$) deponieren, im MC-Programm eine zu hohe Energie-Deposition im Kalorimeter zugewiesen wird. Dagegen werden für Teilchen mit hoher Energie-Deposition ($0.091 - 0.101 \text{ GeV}$) im Preshower zu niedrige Werte im Kalorimeter generiert. Dieses Verhalten kann in Abbildung 4.15 gesehen werden. Diese Effekte könnten durch lokale Fehlkalibrierungen des Kalorimeters oder durch das Überlappen mehrerer Cluster auftreten.

Die beiden Verteilungen sind jeweils um etwa 5 % verschoben. Fasst man alle Preshower-Werte zwischen 0.001 und 0.101 GeV zusammen, so verkleinert sich die Breite der Verteilung um 2% (hier nicht gezeigt). Daher scheint die Korrektur zu funktionieren. Da die Energie-Auflösung der Photonen im MC allerdings etwa 20 – 30% zu hoch ist ([Kra05]), spiegelt sich die Wirkung der Korrektur in der M_x^2 -Verteilung nicht wieder.

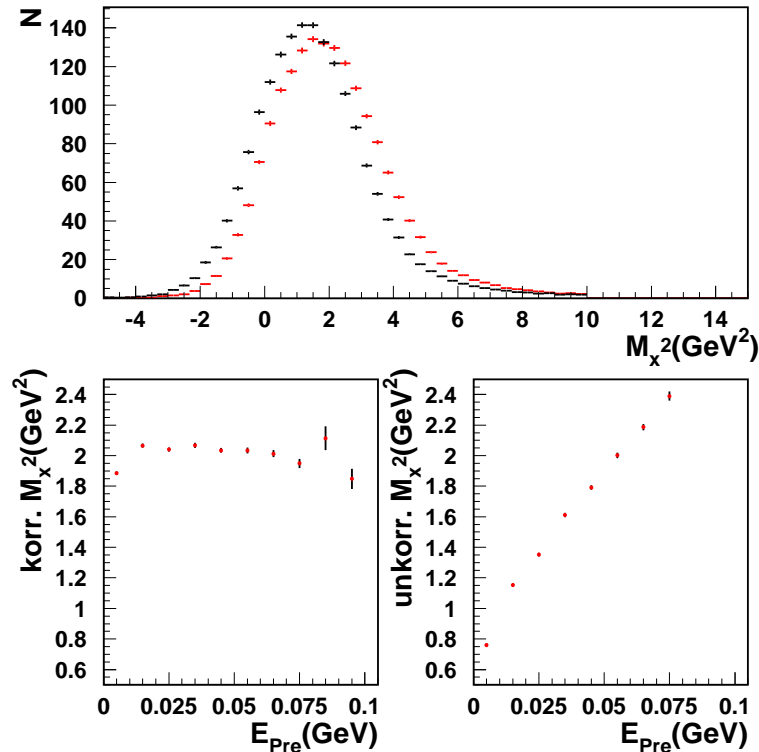


Abbildung 4.14: Der obere Graph der Abbildung die Verteilung der exklusiven Ereignisse in der Fehlenden Masse im unkorrigierten Fall (schwarze Punkte) und im korrigierten Fall (graue Punkte). Die unteren Abbildungen zeigen die Position der exklusiven Maxima in Abhängigkeit von der deponierten Energie im Preshower für MC-Daten - links im Korrigierten und rechts im unkorrigierten Fall.

Schließlich wurde die Korrektur auch auf Leptonen-Daten angewendet. Das Verhältnis der gemessenen Energie im Kalorimeter E_{Mess} und des Impulses p ist in Abbildung 4.16 gegen die Preshower-Energie aufgetragen. Die Abhängigkeit verschwindet. Allerdings sind alle Werte um 1–2 % zu hoch, was ein statistischer Effekt zu sein scheint.

Erstaunlicherweise ist die Abhängigkeit vom Impuls für das Verhältnis der korrigierten Energie und des Impulses weiterhin vorhanden (siehe Abbildung 4.17). Dies spricht dafür, dass die Korrektur weiter untersucht werden muss. Da der Preshower ab Werten von 0.15 GeV in Sättigung läuft, wurde bestimmt, wie viel Daten in der MC-Produktion durch eine Einschränkung auf niedrigere Werte verloren werden. Es sind nur 0.3 %.

Zusammenfassend stellt man fest, dass der Ansatz die Preshower-

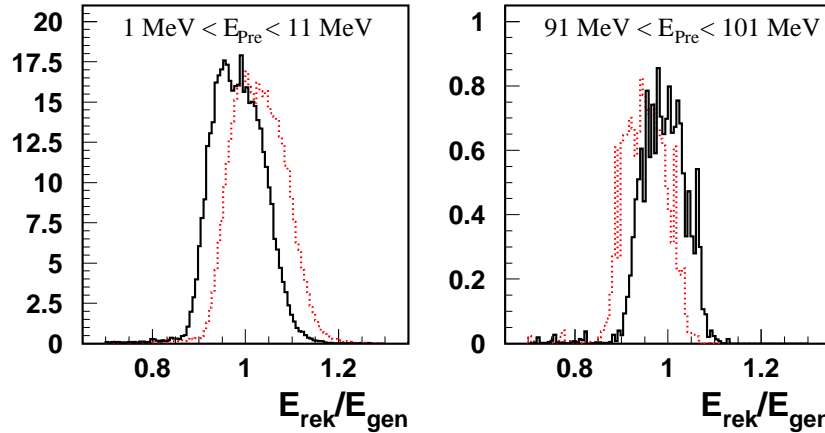


Abbildung 4.15: Die Abbildung zeigt den Vergleich von rekonstruierter und generierter Energie-Deposition im Kalorimeter in Abhängigkeit von der Energie-Deposition im Preshower. Die durchgezogene Linie zeigt den korrigierten Fall und die gestrichelte den Unkorrigierten.

Abhängigkeit in den Daten herauskorrigiert. Dieser Effekt ist auch in den MC-Daten reproduzierbar. Die Auflösung des Fehlenden Masse im exklusiven Bereich verbessert sich im MC-Fall jedoch nicht und die Kurve im Fall realer Daten verliert ihre Gauss'sche Form. Daher stellt sich die Frage, ob die Korrektur den Hintergrund im exklusiven Bereich verbessert oder verschlechtert. Auch die bestehende bleibende Abhängigkeit vom Impuls zeigt, dass die Korrektur noch nicht verstanden und damit (noch) nicht anwendbar ist.

In [Kra05] wird ein Korrekturfaktor für die Energie-Deposition im Kalorimeter vorgeschlagen. Da dieser nur für die Daten des Jahres 2000 bestimmt wurde und das Hauptanliegen dieser Arbeit darin besteht, diese Daten mit denen des Jahres 2004 zusammenzufassen, wird dieser Faktor nicht verwendet.

In der gleichen Arbeit wird vorgeschlagen, die z -Position des Kalorimeters für die Spurrekonstruktion der Leptonen und Photonen zu verschieben. Dies geschieht, um die Ortsauflösung im Kalorimeter zu verbessern. Diese Korrektur hat einen Einfluss auf die Extraktion der BSA, da die Position des Kalorimeters benötigt wird, um die z -Komponente des Impulses des realen Photons auszurechnen. Da diese Korrektur durch MC-Studien bestätigt wurden, wird sie auch hier angewendet

$$z_{Kalo} = 738 \text{ cm} \quad \text{für Leptonen} \quad (4.24)$$

$$z_{Kalo} = 732 \text{ cm} \quad \text{für Photonen.} \quad (4.25)$$

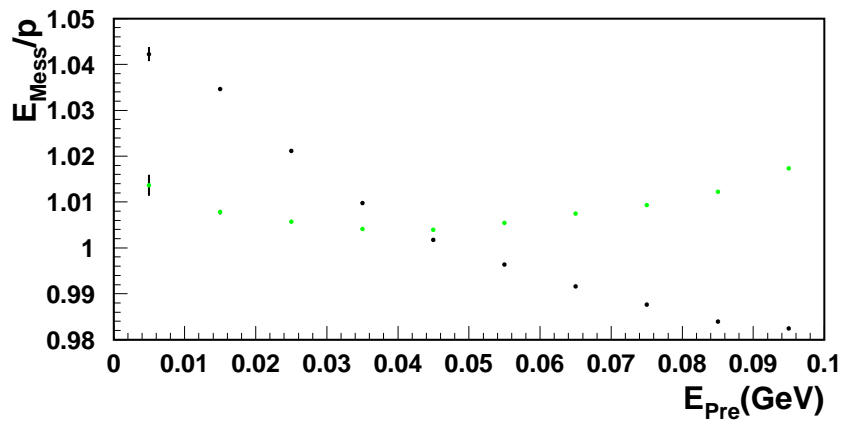


Abbildung 4.16: Die Abbildung zeigt das Verhältnis der gemessenen Energie im Kalorimeter E_{Mess} und des Impulses p gegen die Preshower-Energie. Die grauen Punkte stellen den korrigierten Fall und die schwarzen Punkte den unkorrigierten Fall dar.

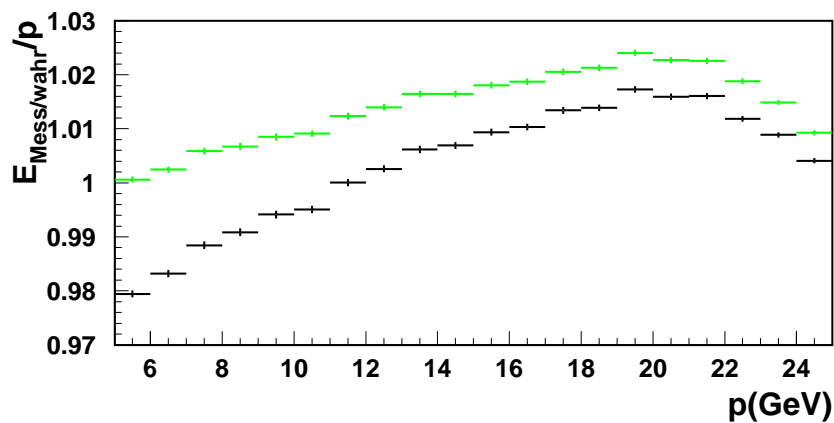


Abbildung 4.17: Die Abbildung zeigt das Verhältnis der gemessenen (schwarze Punkte) bzw. korrigierten (graue Punkte) Energie und des Impulses gegen die deponierte Energie im Preshower.

Kapitel 5

Resultate

In diesem Kapitel wird die Methode beschrieben, wie die BSA aus den Daten extrahiert werden kann. Insbesondere ist die Berechnung der statistischen und systematischen Fehler angegeben. Außerdem werden die konkreten Ergebnisse für die BSA der Deuterium-Daten des Jahres 2004 angegeben und mit theoretischen Werten verglichen.

5.1 Wahl der Extraktions-Methode

In dieser Arbeit wird zur Extraktion der Beam Spin Asymmetry die sog. Fit-Methode verwendet. Als Ausgangspunkt ist es eine ein-dimensionale Wahrscheinlichkeitsfunktion zu betrachten, in diesem Fall der differentielle Wirkungsquerschnitt von BH/DVCS im Winkel ϕ (vergleiche Abbildung 2.5 in Kapitel 2.4) in Abhängigkeit von der Strahlhelizität ($\frac{d\sigma^{+(-)}}{d\phi}$). Für unendliche Statistik würde die Asymmetrie wie folgt errechnet werden

$$A = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\frac{d\sigma^+}{d\phi} - \frac{d\sigma^-}{d\phi}}{\frac{d\sigma^+}{d\phi} + \frac{d\sigma^-}{d\phi}} \sin\phi \, d\phi. \quad (5.1)$$

Im Fall von endlicher Statistik kann die Asymmetrie äquivalent in der Form

$$A_i(\phi) = \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-} \quad (5.2)$$

angegeben werden und dann durch eine harmonische Funktion in ϕ gefittet werden, um die einzelnen Momente zu erhalten. Der Index i steht dabei für die einzelnen Bins in der Variablen ϕ . Den Fehler auf diese Größe

erhält man aus

$$dA_i(\phi) = \sqrt{\left(\frac{2N_i^+}{(N_i^+ + N_i^-)}\right)^2 (dN_i^-)^2 + \left(\frac{2N_i^-}{(N_i^+ + N_i^-)}\right)^2 (dN_i^+)^2}. \quad (5.3)$$

Da die Asymmetrie linear von der Strahlhelizität abhängt, muss sie ebenso wie der Fehler durch die gemittelte Polarisation $\langle P \rangle$ dividiert werden

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2}(\langle P^+ \rangle + \langle P^- \rangle). \quad (5.4)$$

Um ein stabiles Resultat zu gewinnen, muss die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Bins typischerweise größer als fünf sein.

Es ist sehr schwierig, die absolute Größe der BSA-Momente zu bestimmen, da verschiedene unbekannte Terme darin auftreten. Der helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitt faktorisiert für DVCS/BH etwa wie

$$\begin{aligned} \sigma(x_B, Q^2, t, \phi) &= \sigma_0(x_B, Q^2, t, \phi)(c_0^{BH} + c_1^{BH} \cos\phi \pm P(s_1^I \sin\phi + s_2^I \sin 2\phi)) + \\ &+ \sigma_{DVCS, unpol}(x_B, Q^2, t, \phi). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Der Term $\sigma_{DVCS, unpol}$ ist bei der Kinematik von HERMES nicht vernachlässigbar und beeinflusst den Nenner des Ausdrucks der Asymmetrie. Außerdem führt σ_0 zu einer zusätzlichen ϕ -Abhängigkeit im P -abhängigen und im P -unabhängigen Teil des ersten Summanden in obiger Gleichung.

Ein weiteres Problem ist die Größe der Bins in den kinematischen Variablen. Das führende BSA-Moment kann innerhalb eines Bins bis zu 10 % [Kra05] variieren. Eine Akzeptanz-Korrektur ist bei HERMES nicht möglich, da die Singularitäten des DVCS/BH-Wirkungsquerschnitts in den Daten aufgrund der HERMES-Akzeptanz verschwunden sind. Damit ist eine Extrapolation nicht durchführbar. Die Anzahl der Bins in ϕ wird wie in Referenz [Kra05] zu zehn gewählt.

Für Deuterium-Daten besteht ein weiteres Problem in den verschiedenen beitragenden Mechanismen. Eine vorhandene Asymmetrie in einem der Prozesse (kohärente, inkohärente und DVCS/BH mit Resonanz-Anregung) kann durch die anderen Prozesse stark abgeschwächt werden. Dieser Effekt kann nur durch MC-Studien oder durch eine gute Separation der verschiedenen Endzustände herauskorrigiert werden. Zusätzlich ist nicht verstanden, wie die Bindungskräfte im Deuterium den inkohärenten Prozess beeinflussen können.

	Parallelanalyse	Eigene Resultate	Differenz
$\langle P \rangle$	0.373694	0.373405	0.01 %
N_{DIS}^+	1112455	1113650	0.11 %
N_{DIS}^-	1197455	1197460	0.00 %
N_{DVCS}^+	1152	1154	0.17 %
N_{DVCS}^-	1253	1253	0.00 %

Tabelle 5.1: Vergleich grundlegender Größen mit unabhängiger Analyse

5.2 Überprüfung der Resultate

Um das extrahierte Resultat zu überprüfen, wurden zunächst einige grundlegende Größen mit den Resultaten einer Parallelanalyse eines anderen HERMES-Mitgliedes verglichen. Es wurde die gemittelte Polarisation $\langle P \rangle$ gewählt und die Anzahl der DIS- bzw. DVCS-Ereignisse in den verschiedenen Strahlhelizitätszuständen $N_{DIS/DVCS}^+$ ($N_{DIS/DVCS}^-$). Für diesen Vergleich wurden alle Daten mit einer Strahlpolarisation zwischen 20 % und 80 % verwendet. Die exakten Übereinstimmungen können in Tabelle 5.1 abgelesen werden.

In Abbildung 5.1 wurde der Einfluss der Fit-Funktion auf die extrahierten Momente untersucht. Dazu wurde die BSA mit den folgenden beiden Funktionen gefittet:

$$f(x) = c_0 + s_1 \sin\phi + s_2 \sin 2\phi \quad (5.6)$$

$$f(x) = c_0 + s_1 \sin\phi. \quad (5.7)$$

Die Übereinstimmung ist annähernd exakt. Der Parameter der Güte des Fits χ^2 beträgt für die erste Funktion 0.92 und für die zweite 1.23.

Wie schon in Kapitel 4.4 angedeutet, wurde noch der Einfluss einer Diskrepanz der differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen der oberen und der unteren Detektorhälfte auf die extrahierte Asymmetrie untersucht. Dazu wurde dort diese Diskrepanz für die beiden Helizitätszustände zu 0.7 % ermittelt. Die Korrektur dieser Abweichung führt zu einer Änderung der gemessenen Asymmetrie von unter 0.1 % (hier nicht gezeigt). In Abbildung 5.2 wurde künstlich eine Abweichung von 10 % angenommen. Dies resultiert in einer Änderung in den Parametern c_0 , s_1 und s_2 zwischen 1 % und 3.5 %, d.h. der Einfluss dieses Effekts kann in der DVCS-Analyse vernachlässigt werden.

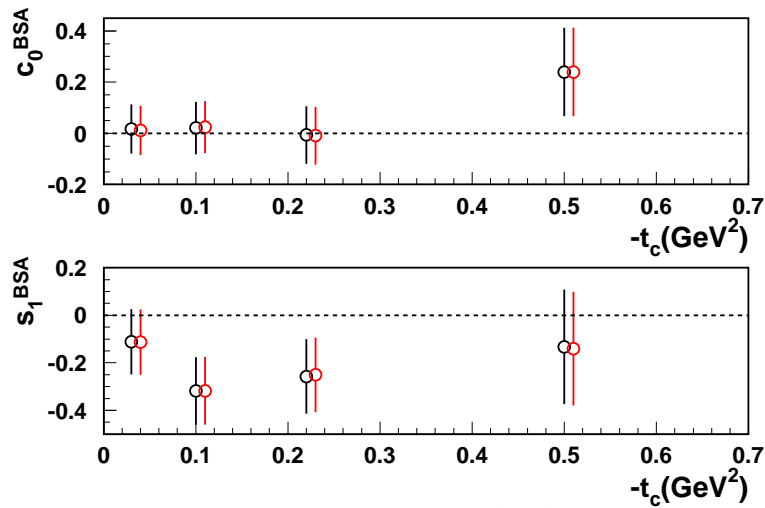


Abbildung 5.1: Die BSA-Momente mit verschiedenen Fit-Funktionen. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen der Funktion aus Gleichung 5.6, die grauen der Funktion aus Gleichung 5.7.

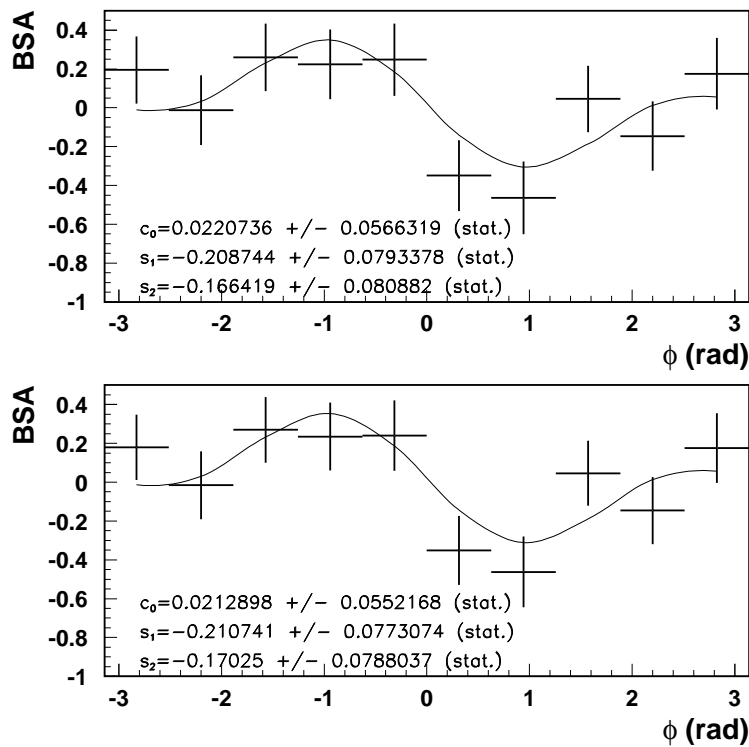


Abbildung 5.2: Die beiden Graphen zeigen die BSA der Deuterium-Daten des Jahres 2004. Im unteren Graphen wurde eine künstliche Diskrepanz zwischen den differentiellen Wirkungsquerschnitten der beiden Helizitätszustände eingeführt.

5.3 Beam Spin Asymmetrie

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse für die BSA der unpolarisierten Deuterium-Daten präsentiert. Dazu wurden die Daten aus den Jahren 1999, 2000 und 2004 untersucht. Es wurden für alle drei Datensätze die gleichen Einschränkungen gefordert. Dabei wurden die Probleme in den Trigger-Effizienzen des Hodoskops H0 [Els02] im Jahre 1999 nicht berücksichtigt, da diese Daten nur 5.4 % zu den Daten beitragen.

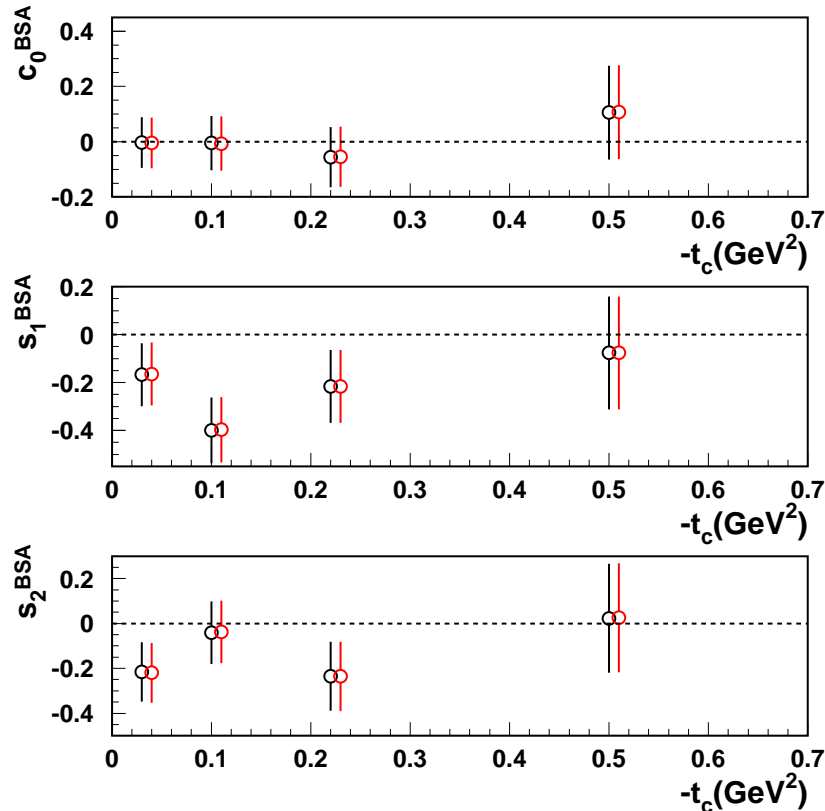


Abbildung 5.3: Vergleich der BSA-Momente mit verschiedenen Analysen: Die schwarzen Datenpunkte stammen aus der eigenen Untersuchung, während die grauen in einer Parallelanalyse ermittelt wurden.

In Abbildung 5.3 sind die BSA-Momente in Abhängigkeit von t_c verglichen mit denen aus einer anderen Analyse. Dabei wurde über die x_B - und die Q^2 -Abhängigkeit integriert. Eine mehrdimensionale Darstellung ist aufgrund der geringen Statistik nicht möglich. t_c wurde gewählt, da auch die gemittelten Werte von x_B und Q^2 mit steigendem t_c ansteigen (siehe Tabelle 5.2). Die Werte stimmen exakt überein. Für diesen Vergleich wurden wieder alle Daten mit einer Polarisation zwischen 20 % und 80 %

t	$\langle x_B \rangle$	$\langle Q^2 \rangle [GeV^2]$	$\langle t \rangle [GeV^2]$
$0.00 < -t < 0.06$	0.080	1.991	0.032
$0.06 < -t < 0.14$	0.104	2.606	0.096
$0.14 < -t < 0.30$	0.115	2.992	0.201
$0.30 < -t < 0.70$	0.121	3.482	0.402

Tabelle 5.2: Die Mittelwerte der kinematischen Variablen x_B , Q^2 und t in den vier t -Bins für die Daten des Jahres 2004.

gewählt und es wurde keine Hintergrund-Korrektur angenommen. Der angegebene Fehler entspricht dem aus Gleichung 5.3. Effekte wie die Unsicherheit der Polarisationsmessung und die Verschmierung der Spuren durch Streuung an Teilen des Spektrometers sind nicht berücksichtigt.

Prinzipiell entsprechen die Daten mit niedrigen t_c dem kohärenten Streuprozess, während für höhere t_c -Werte hauptsächlich inkohärente Streuprozesse ablaufen. Das kann ein Grund dafür sein, dass das erste Moment zwischen dem ersten und dem zweiten t_c -Bin sehr stark springt. Da der Beitrag der inkohärenten Prozesse und der Einfluss der Bindungskräfte auf diesen jedoch nicht klar sind, ist dies nur eine Vermutung.

Eine der Hauptaufgaben dieser Arbeit bestand darin, die Daten der Jahre 1999 bis 2004 zu vergleichen und vereinen. Wie man in Abbildung 5.4 erkennt, stimmen das konstante sowie das erste Moment in den 2004er-Daten und den Daten aus den Jahren 1999 und 2000 gut innerhalb der Fehlerbalken überein. Allerdings unterscheiden sich die Daten gravierend im extrahierten zweiten Moment, in dem das Vorzeichen in allen t_c -Bins unterschiedlich ist. Für diese Abbildung wurden nur die Daten mit einer Polarisation zwischen 30 % und 80 % verwendet.

Die BSA aus den Daten des Jahres 2004 ist in Abbildung 5.5 in zehn Bins in ϕ gezeigt. Das konstante und das zweite Moment sind darin gut mit der Null verträglich. Vom theoretischen Standpunkt aus muss das konstante Moment Null sein aufgrund von Paritätsinvarianz. Im Gegensatz zu den Daten der Jahre 1999 und 2000, ist auch das zweite Moment etwa Null (dies äußert sich auch in der Verschlechterung der Fitgüte durch Einführung des Summanden mit dem zweiten Moment, vergleiche oben). Das erste Moment ist negativ und um 2.5σ unterschiedlich von Null.

Die Daten des Jahres 2004 stellen etwa 60 % der Gesamtdaten, die daher sehr stark von diesen beeinflusst sind. Daher sind die Ergebnisse in Abbildung 5.6 ähnlich interpretierbar wie die Ergebnisse des Jahres 2004. Die Momente c_0 und s_2 sind mit Null verträglich, während s_1 um 2.5σ

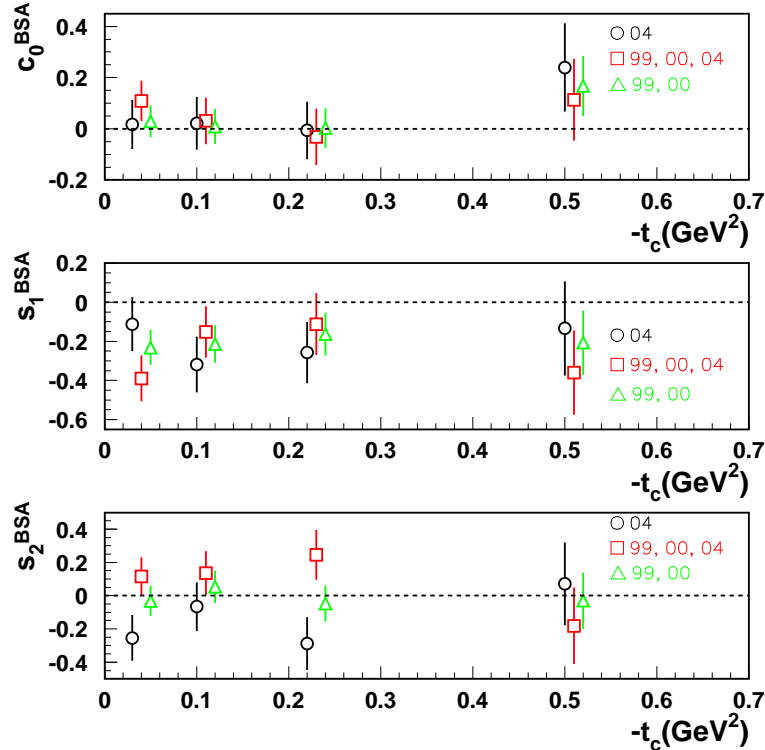


Abbildung 5.4: Vergleich der BSA-Momente für verschiedene Datensätze: Die Kreise beschreiben die Daten des Jahres 2004, die Quadrate die gesamten Daten und die Dreiecke die Daten der Jahre 1999 und 2000.

in den negativen Bereich von der Null abweicht. Die Mittelwerte der drei kinematischen Variablen liegen bei $\langle x_B \rangle = 0.100$, $\langle Q^2 \rangle = 2.554 \text{ GeV}^2$ und $\langle -t \rangle = 0.127 \text{ GeV}^2$. Für $\langle x_B \rangle = 0.1$, $\langle Q^2 \rangle = 4 \text{ GeV}^2$ und $\langle -t \rangle = 0.3 \text{ GeV}^2$ wurde in Referenz [KM02] das erste Moment der BSA theoretisch zu

$$A_{LU}(\phi) \simeq -0.13 \sin\phi \quad (5.8)$$

berechnet. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit dem experimentellen Resultat überein.

5.4 Hintergrundkorrektur und Fehlerberechnung

Wie im vorigen Kapitel schon angedeutet wurde, sind die bisherigen Ergebnisse ohne Korrektur für den (semi-)inklusive Hintergrund angegeben. Ebenso wurden Effekte wie Ungenauigkeit in der Polarisationsmes-

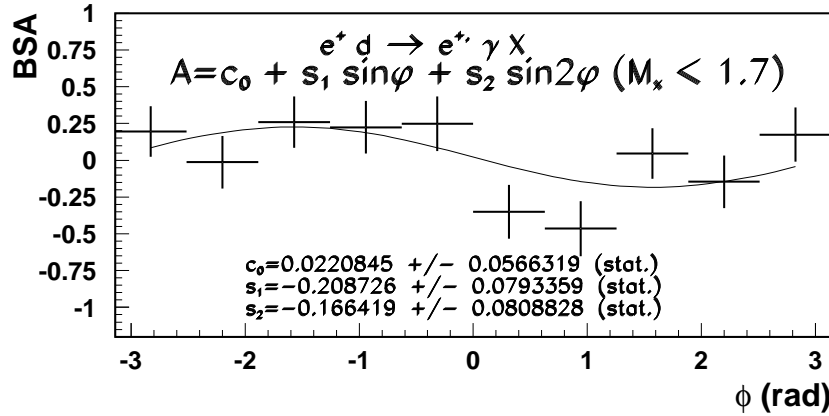


Abbildung 5.5: Die BSA für die unpolarisierten Deuterium-Daten des Jahres 2004.

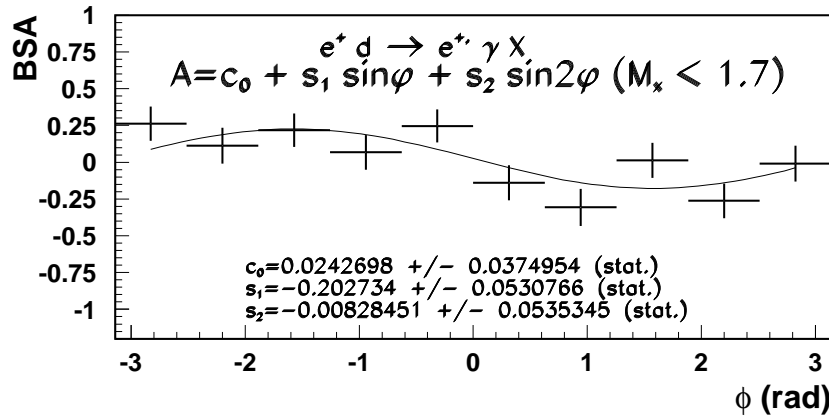


Abbildung 5.6: Die BSA für die gesamten unpolarisierten Deuterium-Daten der Jahre 1999, 2000 und 2004.

sung und Fehler in der Spurrekonstruktion aufgrund von Spurverschmierung nicht berücksichtigt. Die hier vorgestellte Fehlerbestimmung ist nicht als Funktion von ϕ durchführbar und kann nur auf das führende erste Moment der BSA angewendet werden.

Der Hintergrund besteht hauptsächlich aus semi-inklusive Photon-Produktion, bei denen nur eines der beiden entstandenen Photonen nachgewiesen wurde. Die Asymmetrie dieses Prozesses wurde in [ARI04] veröffentlicht und in [Kra05] bestätigt zu

$$s_1 = -0.001 \pm 0.042. \quad (5.9)$$

Dieser Wert muss noch mit einem Transferfaktor f multipliziert werden, der im Fall von DVCS/BH bei $f = 0.95 \pm 0.05$ liegt

$$A_{Hg} = f \cdot A_{\pi}, \quad (5.10)$$

um die Hintergrundasymmetrie zu erhalten.

Die Korrektur berechnet sich dann aus

$$A_{korr} = \frac{1}{1-\eta} A_{Mess} - \frac{\eta}{1-\eta} A_{Hg} \quad (5.11)$$

mit dem Anteil der Hintergrunddaten an den gesamten Daten η und der gemessenen Asymmetrie A_{Mess} . Der statistische Fehler errechnet sich aus drei Anteilen

$$dA_{A_{Mess}} = \frac{1}{1-\eta} dA_{Mess} \quad (5.12)$$

$$dA_{A_{Hg}} = \frac{\eta}{1-\eta} dA_{Hg} \quad (5.13)$$

$$dA_{\eta} = \frac{1}{(1-\eta)^2} (A_{Mess} - A_{Hg}) d\eta \quad (5.14)$$

$$dA_{korr} = \sqrt{dA_{A_{Mess}}^2 + dA_{A_{Hg}}^2 + dA_{\eta}^2}. \quad (5.15)$$

In den systematischen Fehler gehen die Unsicherheit in der Bestimmung der Polarisation von 2 % und die Ungenauigkeit der Spurrekonstruktion aufgrund der Verschmierung von 5 % ein. Diese beiden Werte wurden aus [Kra05] übernommen. Der Fehler berechnet sich damit zu

$$dA_{syst,korr} = \frac{1}{1-\eta} \sqrt{(A_{Mess} \cdot \sqrt{0.02^2 + 0.05^2})^2}. \quad (5.16)$$

Mit Hilfe dieser Korrekturen erhält man für die Daten des Jahres 2004 ein erstes Moment der BSA von

$$s_1 = -0.254 \pm 0.083(\text{stat.}) \pm 0.014(\text{syst.}) \quad (5.17)$$

und für die zusammengefassten Daten der Jahre 1999, 2000 und 2004 ein Ergebnis von

$$s_1 = -0.236 \pm 0.057(\text{stat.}) \pm 0.013(\text{syst.}). \quad (5.18)$$

Der statistische Fehler reduziert sich dabei nicht um 40 %, sondern um 46 %, da die durchschnittliche Polarisation in den Jahren 1999 und 2000 höher war als die der 2004er-Daten.

5.5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Deuterium-Daten des HERMES-Experiments aus dem Jahre 2004 untersucht und die extrahierte BSA mit früheren Jahren verglichen. Die Daten zeigen ein um 2.5σ von Null verschiedenes erstes Moment dieser Asymmetrie. Das zweite und das konstante Moment sind mit Null verträglich.

Allerdings sind die Einflüsse von höheren Ordnungen auf das zweite und höhere Moment nicht gut verstanden. Dazu gilt es die Unsicherheit aufgrund der Bin-Größe durch bessere Statistik zu minimieren und die Ungenauigkeit durch Verschmierung besser zu untersuchen. Außerdem ist es schwierig, die Quelle der vorhandenen Asymmetrie festzulegen. Zur Unterscheidung zwischen kohärenten, inkohärenten und Prozessen mit Resonanz-Anregung wird noch in diesem Jahr der Recoil-Detektor installiert (siehe Anhang A). Mit diesem wird es möglich sein, das Endzustandshadron zu detektieren und damit eine klare Diskriminierung durchzuführen.

Anhang A

Monte Carlo-Studie zur DVCS-Messung nach Einbau des Recoil-Detektors

Die Monte Carlo Simulation ist ein sehr wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung und Überprüfung von realen Daten eines Experiments. Sie basiert auf Wahrscheinlichkeitsrechnung. Bei HERMES wurden viele eigenständige MC-Codes geschrieben, in denen der gesamte Aufbau des Experiments integriert ist. Die Daten aus diesen Programmen können u.a. auch dazu benutzt werden, Voraussagen über die Durchführbarkeit zukünftiger Messungen zu treffen.

A.1 Der Recoil-Detektors

Viele Schwierigkeiten bei der DVCS-Analyse der HERMES-Daten entstehen durch die fehlende Detektion des Rückstoß-Teilchens. Aus diesem Grund wurde entschieden, im Herbst 2005 einen Recoil-Detektor in das Experiment einzubauen. Details über dessen Aufbau können [Kra05] entnommen werden.

Wie in Abbildung A.1 dargestellt ist, wird der Recoil-Detektor um die Targetzelle positioniert werden. Daher wird HERMES nach dem Umbau nur noch Daten mit einem unpolarisierten Target nehmen können. Der Recoil-Detektor besteht aus drei verschiedenen Detektor-Typen. Um die Targetzelle herum wird zunächst ein Silizium-Streifen-Detektor installiert. Dieser dient zur Spurrekonstruktion und Energiemessung niederenergetischer Hadronen wie Protonen und Pionen. Dahinter durchqueren die Teilchen mehrere Lagen von szintillierenden Fasern, die an Photoverviel-

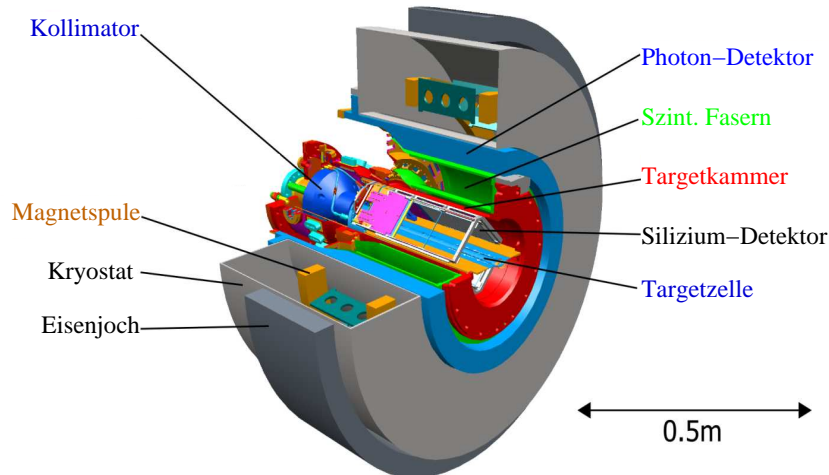


Abbildung A.1: Der HERMES-Recoil-Detektor bestehend aus einem Silizium-Detektor, szintillierenden Fasern und einem Photon-Detektor. Weitere Bestandteile sind im Bild angegeben.

facher angeschlossen sind, um die Energie höherenergetischerer Hadronen nachzuweisen. Die Dicke der Glasfasern ermöglicht eine weitere Ortsbestimmung. Der äußere Ring von Photonen-Zählern misst die Energie und den Ort der Photonen.

A.2 Unterscheidung der verschiedenen DVCS-Prozesse

Auch nach der Installation des Recoil-Detektors wird das HERMES-Experiment Daten mit verschiedenen Gas-Targets nehmen. Diese Studie beschäftigt sich mit DVCS am Deuteron. Dafür wurde eine MC-Simulation genutzt, in der sowohl der DVCS-Prozess am Neutron bzw. Proton implementiert war als auch der DVCS- und der BH-Prozess am Deuteron. Die Prozesse mit einem intakten Deuterium-Atom im Endzustand können von den anderen durch die Energie-Deposition im Silizium-Detektor unterschieden werden. Dieser besteht aus zwei Silizium-Lagen. In Abbildung A.2 ist die Energie-Deposition in den beiden Lagen gegeneinander aufgetragen.

Die Energie-Deposition wurden nach [Fie01] korrigiert

$$\Delta E = E_{Mess} \cdot \cos(0.79 \cdot \alpha), \quad (\text{A.1})$$

wobei E_{Mess} die gemessene Energiedeposition bezeichnet. Der Winkel α ist der Zwischenwinkel des Normalenvektors der Silizium-Lagen und dem

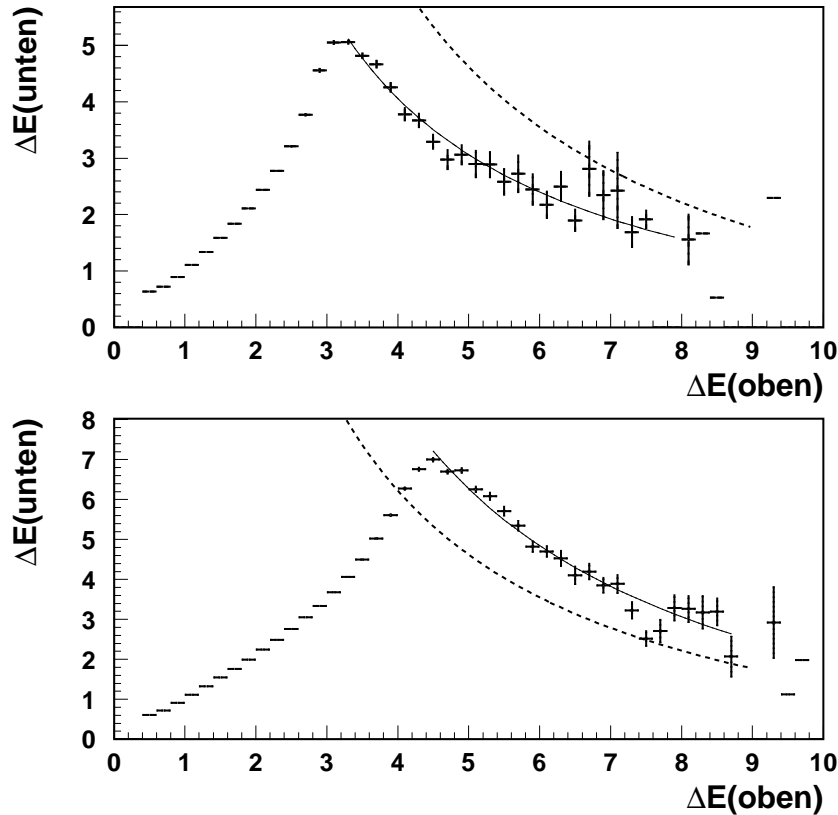


Abbildung A.2: Die Energie-Deposition in der oberen Silizium-Lage gegen die in der Unteren für Daten mit einem Proton im Endzustand (oben) und mit einem Deuteron (unten). Die durchgezogene Linie fittet jeweils den abfallenden Ast der Verteilung, während die gestrichelte Linie zur Separation der Daten verwendet werden wird.

Winkel, dessen Anfangs- und Endpunkt durch die Treffer in den beiden Silizium-Lagen definiert ist. Man erkennt, dass in der unteren Abbildung mit den DVCS-Ereignissen am gesamten Deuteron der abfallende Ast der Verteilung zu höheren Energien verschoben ist. Die durchgezogene Linie stellt eine gefittete Funktion $f(x)$ mit zwei freien Parametern $c(c')$ der Art

$$f(x) = \frac{c}{x} + c' \quad (\text{A.2})$$

dar. Die aus dem Fit erhaltenen Parameter für den reinen Protonen- und den reinen Deuteronen-Datensatz wurden gemittelt und als gestrichelte Linie in beiden Diagrammen eingefügt. Diese Linie wird im Folgenden als Kriterium zur Unterscheidung der Datensätze verwendet (sie entspricht effektiv einer Auswahl von Protonen mit niedrigen t und Deuteronen mit hohem t , da beide Teilchen-Typen Energien haben, die auf dem abstei-

genden Ast der Bethe-Bloch-Kurve liegen). Dazu wurde die Effizienz für beide Datensätze bestimmt. Das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis beträgt etwa zehn für die Protonen, während es für die Deuteron-Daten nur bei ungefähr 3.5 liegt. Grund ist die schlechte Statistik. Dies liegt zum einen daran, dass die Deuteronen nur sehr niedrige Impulse haben und deshalb häufig absorbiert werden, noch bevor sie den Detektor erreichen. Zum anderen werden viele Daten in dem ansteigenden Ast der Verteilung durch die oben getroffene Einschränkung verloren. Insgesamt verbleiben nur etwa 5 % der generierten Deuterium-Daten zur Untersuchung.

Als nächster wurde untersucht, ob die Streuereignisse am Neutron von denen am Proton unterschieden werden können. Das Teilchen, an dem gestreut wurde, wird im Folgenden als Rückstoß-Nukleon und das andere als Zuschauer-Nukleon bezeichnet. Diese Bezeichnungen entstammen der Annahme, dass das zweite Nukleon als unbeteiligter „Zuschauer“ dem Prozess beiwohnt und mit seinem Fermi-Impuls nach dem Streuprozess weiterfliegt.

Zuschauer- und Rückstoß-Nukleonen können aufgrund ihres transversalen Impulses unterschieden werden [Kra05]. Dabei nutzt man zwei transversale Impulse, die in Abbildung A.3 definiert sind: $p_{t,mis}$ ist der transversale Impuls, der aus den transversalen Impulsen des Photons und des Elektrons bestimmt wird und $p_{t,rek}$ ist der im Recoil-Detektor bestimmte transversale Impuls des Protons.

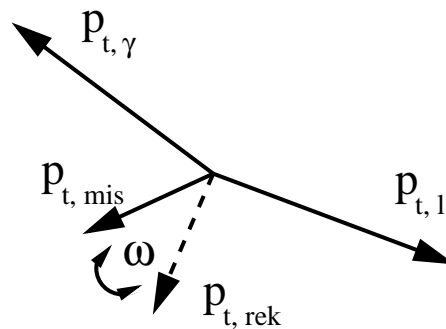


Abbildung A.3: Die Definition des Winkels ω : Der fehlende transversale Impuls $p_{t,mis}$ wird aus dem gemessenen transversalen Impuls des Photons und des Elektrons $p_{t,\gamma}$ ($p_{t,l}$) rekonstruiert. $p_{t,rek}$ ist der im Recoil-Detektor bestimmte transversale Impuls des Protons.

Explizit können die zwei Variablen ω und R zur Unterscheidung ge-

nutzt werden.

$$R = \frac{|p_{t,mis}|}{|p_{t,rek}|} \quad (\text{A.3})$$

$$\omega = \arccos \frac{p_{t,mis} \cdot p_{t,rek}}{|p_{t,mis}| \cdot |p_{t,rek}|}. \quad (\text{A.4})$$

Dabei nutzt man die Tatsache, dass das Zuschauer-Nukleon nach dem Streuereignis mit seinem Fermi-Impuls weiterfliegt. Für diesen gibt es keine Vorzugsrichtung aufgrund des Streuprozesses. Daher erwartet man kleine Winkel ω für das Rückstoß-Nukleon und eine flache Verteilung für das Zuschauer-Nukleon. Analog sollten Erstere eine Erhöhung in der R -Verteilung um die Eins aufweisen, die bei Letzteren nicht erwartet wird.

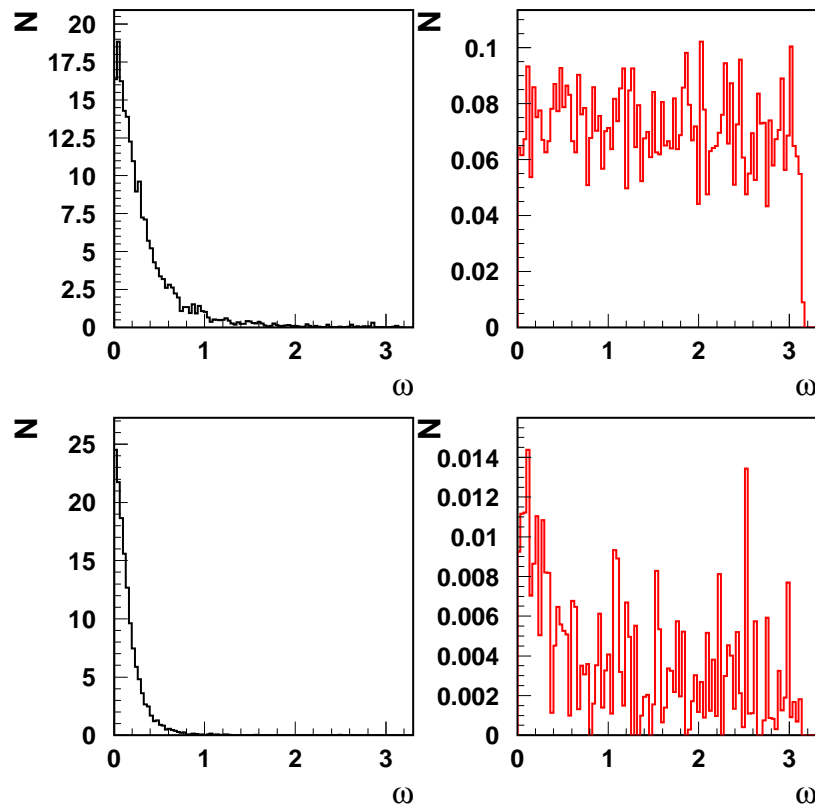


Abbildung A.4: Die vier Graphen zeigen die Verteilungen in ω . Auf der linken Seite sieht man die Rückstoß-Protonen und rechts die Zuschauer-Protonen. Oben wurden die Protonen von dem Silizium-Detektor nachgewiesen, unten von den Szintillierenden Fasern.

Die Verteilungen sind in den Abbildungen A.4 und A.5 zu sehen. Auf der linken Seite sieht man die Rückstoß-Protonen und rechts die

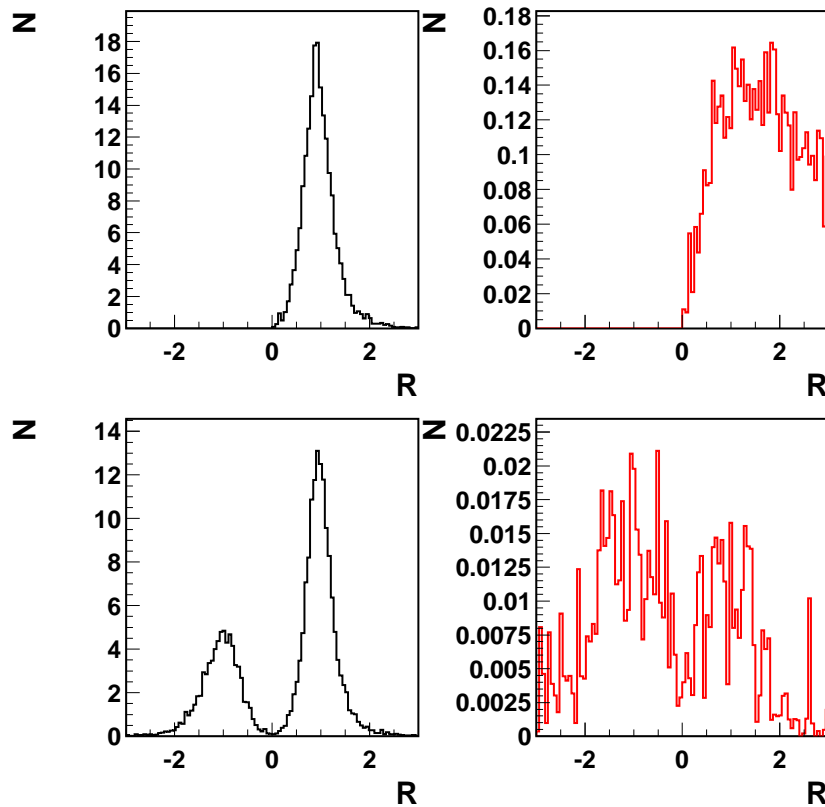


Abbildung A.5: Die vier Graphen zeigen die Verteilungen in R . Auf der linken Seite sieht man die Rückstoß-Protonen und rechts die Zuschauer-Protonen. Oben wurden die Protonen von dem Silizium-Detektor nachgewiesen, unten von den Szintillierenden Fasern.

Zuschauer-Protonen. Oben wurden die Protonen von dem Silizium-Detektor nachgewiesen, unten von den Szintillierenden Fasern. In den unteren Graphen der Abbildung A.5 sind die Protonen, die in beiden Detektoren nachweisbar waren, als negative Werte von R dargestellt. In diesen Fällen wurde der transversale Impuls aus dem Treffer in den Szintillierenden Fasern berechnet. Die Verteilung der Rückstoß-Protonen im Winkel ω fällt zu den großen Winkeln hin sehr stark ab. Die Zuschauer-Protonen sind gleichverteilt über den Winkel ω , allerdings ist die Statistik etwa gleich denen der rückstoßenden Protonen für sehr große Winkel ω . Nach allen oben aufgeführten Einschränkungen sind nur 2 % der detektierten Protonen Zuschauerprotonen.

A.3 Bestimmung der Rate der Zuschauerprotonen aus DVCS-Prozessen nach Installation des Recoil-Detektors

Des Weiteren wurde untersucht, wie hoch die Rate der Zuschauer-Protonen aus DIS-Prozessen nach der Installation des Recoil-Detektors sein wird. Zuvor konnten diese Protonen nicht nachgewiesen werden, da das Spektrometer Teilchen mit Impulsen unterhalb $0.6 \frac{\text{GeV}}{c}$ nicht nachweisen kann. Mit dem Recoil-Detektor liegen die Schwellen bei $75 \frac{\text{MeV}}{c}$ für einzelne Treffer aufgrund der Absorption in der Targetzelle und $125 - 135 \frac{\text{MeV}}{c}$ für Treffer in beiden Silizium-Lagen.

Für diese Abschätzung wurden eine andere Simulation verwendet, die jedoch wieder aus DVCS-Daten bestand. Zur Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts wurde der DIS-Wirkungsquerschnitt verwendet. Der Wirkungsquerschnitt für ein DIS-Ereignis am gebundenen Neutron und am freien Neutron sind etwa gleich [Fie01]. Um die Rate bestimmen zu können, braucht man noch die Luminosität L und die Akzeptanz A der Zuschauerprotonen im Detektor

$$N_{tag} = L \cdot \sigma_{total} \cdot \int d\phi d\theta dp_s A(\phi, \theta, p_s) p_s^2 |\psi(p_s)|^2. \quad (\text{A.5})$$

Dabei bezeichnet das Integral die Wahrscheinlichkeit das Zuschauerproton nachzuweisen. p_s ist der Impuls und $\psi(p_s)$ die Wellenfunktion des Zuschauerprotons. Die Wahrscheinlichkeit für Treffer in einem der beiden Silizium-Lagen wurde zu 22 % bestimmt und die für Treffer in beiden Lagen zu 8 %. Der Grund ist, dass in der Targetzelle alle Protonen mit einem Impuls kleiner als $75 \frac{\text{MeV}}{c}$ absorbiert werden. Auch die Absorption in der ersten Silizium-Lage und in der Kapton-Folie zwischen den beiden Lagen verringert die Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer. Oberhalb dieser Schwelle werden trotzdem nicht alle Zuschauerprotonen detektiert, da der Detektor nur die Vorwärtsrichtung abdeckt, die Protonen aber in alle Richtungen gleich wahrscheinlich entweichen können. Die Rückstoß-Protonen sind davon nicht betroffen, da diese immer in Vorwärtsrichtung fliegen. Außerdem ist ihr Impuls höher. Trotzdem werden auch von den Rückstoß-Protonen nur 73 % nachgewiesen.

Zusammenfassend wurde gefunden, dass man mit Hilfe der Energie-Deposition in den beiden Silizium-Lagen zwischen DVCS-Ereignissen am gesamten Deuteron und solchen an dessen Bestandteilen unterscheiden kann. Die Statistik für die Deuteron-Daten ist jedoch sehr gering. Zwischen

Zuschauer- und Rückstoß-Protonen kann leider nicht unterschieden werden. Dies liegt an der niedrigen Rate der Zuschauerprotonen. Daher wird es auch nach der Installation des Recoil-Detektors nur schwer möglich sein, DVCS am Neutron durch Detektion des Zuschauerprotons zu beobachten.

Anhang B

Abbildungsverzeichnis

1.1	Tiefinelastische Virtuelle Compton-Streuung	5
1.2	Compton-Streuung	6
2.1	Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung	9
2.2	Tiefinelastische Virtuelle Compton-Streuung	11
2.3	Der Bethe-Heitler-Prozess	12
2.4	Exklusive Photon-Produktion	13
2.5	Definition des Winkels ϕ	14
2.6	Faktorisierung der DVCS-Amplitude	16
2.7	Der Wirkungsquerschnitt von DVCS	22
3.1	Speicherringanlage HERA	27
3.2	Das Target von HERMES	28
3.3	Die Targetzelle bei HERMES	29
3.4	Das Spektrometer von HERMES	30
4.1	Vergleich von kinematischen Größen mit Daten aus dem Jahr 2000	42
4.2	Die Verteilung der quadrierten fehlenden Masse	43
4.3	Die Verteilung der exklusiven Ereignisse in den kinemati- schen Variablen x_B , Q^2 und t	44
4.4	Die Verteilung der Variable Q^2 für drei verschiedene Daten- zeiträume in 2004.	45
4.5	Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Jahre 2004 und 2000.	46
4.6	Die Unterschiede in den Verhältnissen der differentiellen Wirkungsquerschnitte von 2004 und 2000.	47
4.7	Effizienzen der Vorderen Kammern	48

4.8	Die Trigger-Effizienzen des Hodoskops H0	49
4.9	Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Strahlhelizitäten.	50
4.10	Definition der Konstanten	51
4.11	Die Verteilung der Fehlende Masse der Daten von 2004 . . .	52
4.12	Die Position der exklusiven Maxima (2004)	52
4.13	Die Position der exklusiven Maxima (2000)	53
4.14	Die Position der exklusiven Maxima (MC)	54
4.15	Vergleich der rekonstruierten und generierten Energie	55
4.16	Das Verhältnis der gemessenen Energie im Kalorimeter und des Impulses	56
4.17	Das Verhältnis der gemessenen bzw. korrigierten Energie und des Impulses	56
5.1	Die BSA-Momente mit verschiedenen Fit-Funktionen	60
5.2	Einfluss von Detektor-Ineffizienzen auf die BSA	60
5.3	Vergleich der BSA-Momente mit verschiedenen Analysen . .	61
5.4	Vergleich der BSA-Momente für verschiedene Daten	63
5.5	Die BSA für die Deuterium-Daten des Jahres 2004	64
5.6	Die BSA für die gesamten Deuterium-Daten	64
A.1	Der HERMES-Recoil-Detektor	68
A.2	Energie-Depositionen in den beiden Silizium-Lagen	69
A.3	Definition des Winkel ω	70
A.4	Die Verteilung in ω	71
A.5	Die Verteilung in R	72

Anhang C

Literaturverzeichnis

- [A⁺88] J. Ashman et al. A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon proton scattering. *Phys. Lett.*, B206:364, 1988.
- [A⁺98] K. Ackerstaff et al. The HERMES spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A417:230, 1998.
- [A⁺04] A. Airapetian et al. Flavor decomposition of the sea quark helicity distributions in the nucleon from semi-inclusive deep-inelastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 92:012005, 2004.
- [ARI04] Eduard Avetisyan, Armine Rostomyan, and Alexander Ivanilov. Beam-spin azimuthal asymmetries in pion electroproduction at HERMES. *hep-ex/0408002*, 2004.
- [Ave05] E. Avetisyan. Private communication. 2005.
- [BDS⁺75] V. G. Bagrov, O. F. Dorofeev, A. A Sokolov, I. M. Ternov, and V. R. Khalilov. On the radiation selfpolarization of electrons moving in a magnetic field. (in russian). *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, 221:312, 1975.
- [BH34] H. Bethe and W. Heitler. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A146:83, 1934.
- [BKMS01] A. V. Belitsky, A. Kirchner, D. Muller, and A. Schafer. Twist-three observables in deeply virtual compton scattering on the nucleon. *Phys. Lett.*, B510:117–124, 2001.

- [BMK02] A. V. Belitsky, D. Muller, and A. Kirchner. Theory of deeply virtual compton scattering on the nucleon. *Nucl. Phys.*, B629:323, 2002.
- [CF99] J. C. Collins and A. Freund. Proof of factorization for deeply virtual compton scattering in QCD. *Phys. Rev.*, D59:074009, 1999.
- [CFS97] J. C. Collins, L. Frankfurt, and M. Strikman. Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in qcd. *Phys. Rev.*, D56:2982, 1997.
- [CG69] Jr. Callan, Curtis G. and D. J. Gross. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 22:156, 1969.
- [CP02] F. Cano and B. Pire. Deeply virtual compton scattering on the deuteron. *Nucl. Phys.*, A711:133, 2002.
- [DMR⁺88] F. M. Dittes, D. Muller, D. Robaschik, B. Geyer, and J. Horejsi. The altarelli-parisi kernel as asymptotic limit of an extended brodsky-lepage kernel. *Phys. Lett.*, B209:325, 1988.
- [dN01] L. de Nardo. Trigger efficiencies for 98 and 99 data. HERMES note, page 1, 2001.
- [dN05] P. di Nezza. Private communication. 2005.
- [Ell04] F. Ellinghaus. *Beam charge and beam spin azimuthal asymmetries in deeply- virtual Compton scattering*. PhD thesis, Humboldt-Universität Berlin, 2004. DESY-THESIS-2004-005.
- [Els02] U. Elschenbroich. Analysis of luminosity monitor data from different years. HERMES note, page 1, 2002.
- [Ely01] J. Ely. HERMES calorimeter position reconstruction study. HERMES note, page 1, 2001.
- [Fey69] R. P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, 23:1415, 1969.
- [Fie01] K. Fiedler. *Nachweis von Zuschauernukleonen im HERMES-Experiment*. PhD thesis, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg, 2001.

- [GG01] F. Gross and R. Gilman. The deuteron: a mini-review. *AIP Conf. Proc.*, 603:55, 2001.
- [Ji97] X. Ji. Deeply-virtual compton scattering. *Phys. Rev.*, D55:7114, 1997.
- [Ji98] X. Ji. Off-forward parton distributions. *J. Phys.*, G24:1181, 1998.
- [KM02] A. Kirchner and D. Muller. Predictions for deeply virtual compton scattering on a spin-one target. *hep-ph/0202279*, 2002.
- [KM03] A. Kirchner and D. Muller. Deeply virtual compton scattering off nuclei. *Eur. Phys. J.*, C32:347, 2003.
- [KN02] V. A. Korotkov and W. D. Nowak. Future measurements of deeply virtual compton scattering at HERMES. *Eur. Phys. J.*, C23:455, 2002.
- [Kra05] B. Krauss. *Deeply virtual Compton scattering and the HERMES recoil- detector*. PhD thesis, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg, 2005. DESY-THESIS-2005-008.
- [KSG96] P. Kroll, M. Schurmann, and P. A. M. Guichon. Virtual compton scattering off protons at moderately large momentum transfer. *Nucl. Phys.*, A598:435, 1996.
- [MRG⁺94] D. Muller, D. Robaschik, B. Geyer, F. M. Dittes, and J. Horejsi. Wave functions, evolution equations and evolution kernels from light-ray operators of QCD. *Fortschr. Phys.*, 42:101, 1994.
- [MT69] L. W. Mo and Y. Tsai. Radiative corrections to elastic and inelastic e p and mu p scattering. *Rev. Mod. Phys.*, 41:205, 1969.
- [Pol03] M. V. Polyakov. Generalized parton distributions and strong forces inside nucleons and nuclei. *Phys. Lett.*, B555:57, 2003.
- [PRSZ04] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Kerne und Teilchen*. Berlin, Germany: Springer, 2004.
- [Rad96] A. V. Radyushkin. Scaling limit of deeply virtual compton scattering. *Phys. Lett.*, B380:417, 1996.
- [RJ02] J. P. Ralston and P. Jain. Exploring the micro-structure of the proton: From form factors to dvcs. *hep-ph/0207129*, 2002.

- [Tai05] P. Tait. *Beam-Induced Depolarisation at the HERMES Transversely-Polarised Hydrogen Target*. PhD thesis, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg, 2005. DESY-THESIS.

Danksagung

Zunächst bedanke ich mich sehr herzlich bei Herrn Prof. Rith für die Vergabe dieses interessanten und aktuellen Themas und die vielen, sehr effizienten Diskussionen, die ich sehr genossen habe.

Ohne meinen Betreuer Bernhard Krauss hätte ich nie einen so tiefen Einblick in die Geheimnisse der DVCS-Analyse und seines Codes bekommen. Ich bin ihm sehr dankbar, dass er mir in der leider sehr kurzen Phase der gemeinsamen Arbeit so viel Zeit geopfert hat.

Die Atmosphäre in der Erlanger Gruppe war jederzeit sehr freundlich und die Gruppenmitglieder immer sehr hilfsbereit. Auch in Hamburg wurden meine viele Fragen stets bereitwillig beantwortet. Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern des HERMES-Experiments für die freundliche Aufnahme bedanken.

Die meisten meiner schlechten Launen und ausführlichen, abendlichen Büro-Sitzungen musste meine Freundin ertragen. Dafür, für die vielen fachlichen Anregungen und für die tolle gemeinsame Zeit ein riesiges Danke-Schön!

Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern für ihre Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit. Sie haben mir immer den Freiraum gelassen, den ich brauche und mir zugleich geholfen, wo sie konnten. Diese Arbeit ist sicher auch ein Ergebnis ihrer Erziehung.

Erklärung

Gemäß §31(2) der Diplomprüfungsordnung für Studenten der Physik an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg vom 20.08.2004 versichere ich, dass ich „die Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt“ habe.

Erlangen, im August 2005

(Dietmar Zeiler)