Exklusive Produktion von ϕ-Mesonen in ep-Streuung am H1-Experiment bei HERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von

Frank Gaede

Kiel
1997

Referent: Prof. Dr. Friedrich Wagner

Korreferent/in:

Tag der mündlichen Prüfung:

Zum Druck genehmigt: Kiel, den

Der Dekan

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik hat sich zum Ziel gesetzt, die elementaren Bausteine der Materie sowie deren Wechselwirkungen zu verstehen. Der bisherige Stand der Erkenntnis ist durch das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik (QCD) gegeben. Das Standardmodell vereinheitlicht die elektromagnetische und die schwache Kraft in der elektroschwachen Wechselwirkung – die Beschreibung der starken Wechselwirkung erfolgt durch die QCD. Die fundamentalen Bausteine der Materie sind zum einen die Leptonen, welche nur elektrisch oder schwach wechselwirken und zum anderen die Quarks, welche zusätzlich der starken Wechselwirkung unterliegen. Die Wechselwirkungen selbst werden durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben. Die Quarks formieren sich durch Gluon-Austausch zu Hadronen. Diese unterteilen sich in die aus drei Quarks aufgebauten Baryonen und die aus einem Quark und einem Antiquark aufgebauten Mesonen [1].
Als wichtigstes Hilfsmittel zur Entwicklung und Überprüfung von Modellen und Theorien in der Elementarteilchenphysik haben sich Streuexperimente bewährt. Die Analyse der bei einer Streureaktion enstehenden Teilchen ermöglicht es, Aufschluß über Art und zugrundeliegende Dynamik der physikalischen Prozesse zu gewinnen. Das dazu nötige hohe Auflösungsvermögen ist durch die zur Verfügung stehende Energie begrenzt. Am Speicherring HERA bei DESY werden Elektronen[1] von 27 GeV mit Protonen von 820 GeV zur Kollision gebracht, wodurch eine Schwerpunktsenergie von 300 GeV erreicht wird. Das Auflösungsvermögen beträgt dadurch bis zu 10^{-18} m und liegt somit weit unter der Größe der Nukleonen.
Im Rahmen dieser Arbeit werden die Elektronen als Quelle hochenergetischer virtueller Photonen aufgefaßt, die mit dem Proton wechselwirken. Ein Maß für die Virtualität des Photons ist das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2. Bei $Q^2 \approx 0$ GeV^2 ist das ausgetauschte Photon quasi reell, und man bezeichnet die Reaktion als Photoproduktion. Im Gegensatz dazu spricht man bei dem Austausch eines hochvirtuellen Photons von tiefinelastischer Streuung. Vektormesonen haben die gleichen Quantenzahlen wie das Photon ($J^{PC} = 1^{--}$). Daher kann das Photon in ein virtuelles Vektormeson fluktuieren und eine hadronische Reaktion mit dem Proton eingehen. Diese Reaktion kann durch den Austausch eines farbneutralen Objekts, dem Pomeron, vermittelt werden. In diesem Fall entstehen bei der Reaktion zunächst keine weiteren Teilchen, wobei jedoch das Proton derart angeregt werden kann, daß es in Hadronen dissoziert.

[1]Aus technischen Gründen werden seit 1994 Positronen beschleunigt. Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Prozesse unterscheiden jedoch nicht die Ladung des Leptons, weswegen im weiteren ausschließlich die Bezeichnung Elektron verwendet wird.

Zur theoretischen Beschreibung dieser exklusiven Vektormesonproduktion gibt es auf der einen Seite einen aus der Regge-Theorie abgeleiteten phänomenologischen Ansatz [2] und auf der anderen Seite Rechnungen der perturbativen QCD [3, 4].
Bisher durchgeführte Messungen bei HERA deuten darauf hin, daß es einen Übergang von der Gültigkeit des Regge-Modells zu derjenigen der QCD gibt, welcher auf zwei Skalen abläuft: der Masse des Vektormesons und der Virtualität Q^2 des ausgetauschten Photons. Der γp-Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion der leichten Vektormesonen ϱ und ω zeigt einen flachen Anstieg mit der Schwerpunktsenergie im γp-Ruhesystem $W_{\gamma p}$, wie er von der Regge-Theorie vorhergesagt wird [5, 6]. Für das wesentlich schwerere J/ψ wird ein deutlich steilerer Anstieg gemessen [7, 8], der wiederum in Übereinstimmung mit Vorhersagen der QCD steht.
Bei höheren Werten von Q^2 werden auch für die leichten Vektormesonen ϱ und ϕ steilere Anstiege des Wirkungsquerschnitts mit $W_{\gamma p}$ gemessen [9, 10].
Das ϕ-Meson liegt mit seiner Masse von 1.02 GeV/c^2 zwischen den beiden leichteren ϱ und ω und dem schwereren J/ψ. Es eignet sich dadurch besonders, den Übergangsbereich zwischen der Gültigkeit von Regge-Theorie und QCD zu untersuchen.
Einen wesentlichen Teil dieser Arbeit nimmt eine Analyse der exklusiven Produktion von ϕ-Mesonen in ep-Streuung bei kleinen Werten von $1 < Q^2 < 5$ GeV^2 mit dem H1-Detektor ein.
Dazu werden Daten analysiert, die während eines Zeitraumes im Jahre 1995 aufgezeichnet wurden, in dem der nominelle Wechselwirkungspunkt um 70 cm in Protonrichtung verschoben war. Dadurch wird der Nachweis des gestreuten Elektrons unter kleineren Winkeln, entsprechend kleineren Werten von Q^2, im rückwärtigen Kalorimeter möglich.
Um auch die Photoproduktion von ϕ-Mesonen zu studieren, wurde ein Triggerkonzept für die Reaktion $ep \to ep(\phi \to K^+K^-)$ entwickelt, dessen Beschreibung einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit bildet. Eine Schwierigkeit stellt dabei der geringe Impuls von 127 MeV/c^2 der Kaonen im Ruhesystem des ϕ-Mesons dar, was dazu führte, daß mit den bisher bei H1 eingesetzten Triggerbedingungen kein signifikantes Signal für diese Physikklasse aufgezeichnet werden konnte. Bei H1 wird ein vierstufiges Triggersystem verwendet. Der entwickelte Triggeralgorithmus besteht aus einer Bedingung für die erste Stufe und einem Neuronalen Netzwerk für die zweite Triggerstufe (L2NN).
Erste Daten fur die Photoproduktion von ϕ-Mesonen, die mit dem Trigger 1996 aufgezeichnet wurden, werden analysiert. Dabei steht die Bestimmung der Triggereffizienz anhand einer Simulation im Vordergrund.
In Kapitel 1 wird, nach einer kurzen Einführung in die bei HERA untersuchte Physik, ein Überblick über verschiedene Modellvorstellungen zur exklusiven Vektormesonproduktion gegeben. Die für diese Arbeit relevanten Komponenten des H1-Detektors werden in Kapitel 2 zusammen mit dem Triggersystem von H1 beschrieben. Kapitel 3 enthält eine Analyse der exklusiven ϕ-Produktion bei niedrigem Q^2. Die Resultate werden mit Ergebnissen anderer Experimente und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Kapitel 4 beschreibt den Entwurf eines Triggerkonzepts für die exklusive Photoproduktion von ϕ-Mesonen unter Verwendung eines Feed-Forward-Netzwerks auf der zweiten Triggerstufe (L2NN). In Kapitel 5 werden die ersten mit dem Trigger aufgezeichneten Daten analysiert. Abschließend werden die Resultate dieser Arbeit zusammengefaßt.

Kapitel 1

Exklusive Produktion von Vektormesonen bei HERA

In diesem Kapitel werden theoretische Modelle für die exklusive Produktion von Vektormesonen in der *ep*-Streuung vorgestellt. Zur Einführung wird jedoch zunächst ein allgemeiner Überblick über die am Elektron-Proton-Speicherring HERA untersuchte Physik gegeben.

1.1 Physik bei HERA

Bei der Streuung von Elektronen bzw. allgemein Leptonen an Protonen unterscheidet man, abhängig von der zugrundeliegenden Kinematik, zwei Ereignisklassen: Photoproduktion und tiefinelastische Streuung. Diese Begriffe werden nach einer Einführung in die Kinematik anhand wichtiger Messungen bei HERA erläutert. Sowohl in der Photoproduktion als auch in der tiefinelastische Streuung beobachtet man sogenannte diffraktive Ereignisse, welche in Abschnitt 1.1.4 erklärt werden.

1.1.1 Kinematik

Die Elektron-Proton-Streuung bei HERA wird in niedrigster Ordnung QED durch den Austausch eines Eichbosons zwischen dem Elektron und einem der Konstituenten des Protons beschrieben. Handelt es sich bei dem Eichboson um ein Photon oder Z^0, so spricht man von Ereignissen des neutralen Stroms (NC: *neutral current*), wird dagegen ein geladenes W Boson ausgetauscht, so spricht man vom geladenen Strom (CC: *charged current*). Abb. 1.1 zeigt den Graphen niedrigster Ordnung, bei dem das Eichboson mit einem Valenzquark des Protons wechselwirkt.

Zur Beschreibung der relativistischen Kinematik werden folgende Lorentzskalare als Funktion der auftretenden Viererimpulse definiert (die Zuordnung der Impulse wird aus Abb. 1.1 ersichtlich):

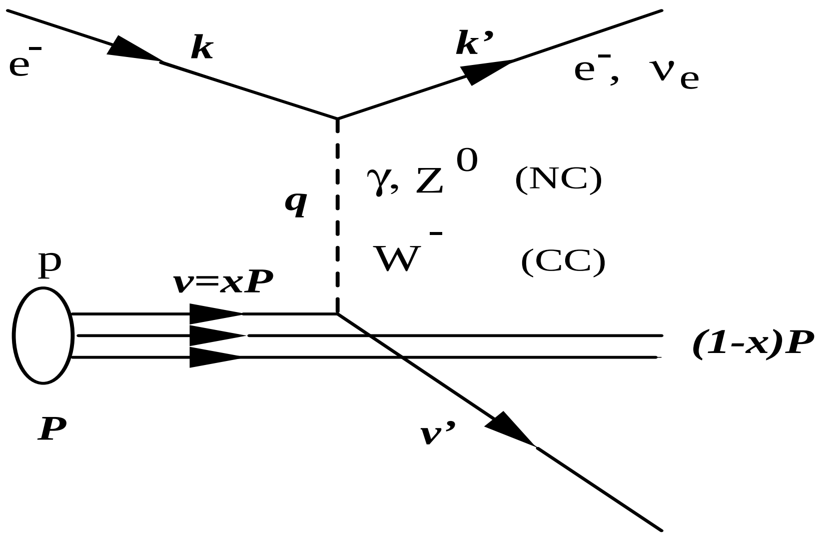

Abbildung 1.1: *HERA ep-Ereignis in niedrigster Ordnung QED und QCD: Elektron-Quark Streuung. Eingezeichnet sind die Viererimpulse der an der Reaktion beteiligten Teilchen:* k, k', q, P, v, v'.

$$Q^2 \;:=\; -q^2 \;=\; (k-k')^2 \tag{1.1}$$

ist der negative Viererimpulsübertrag am Elektronvertex und wird als Virtualität des Bosons bezeichnet.

$$y \;:=\; \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{1.2}$$

stellt im Ruhesystem des Protons den relativen Energieübertrag vom Elektron auf das Boson dar.
Die Bjorkensche Skalenvariable

$$x \;:=\; \frac{Q^2}{2\; q \cdot P} \tag{1.3}$$

entspricht im Quark-Parton Modell dem Impulsanteil des gestreuten Quarks am Protonimpuls.
Das Quadrat der gesamten zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie

$$s \;:=\; (P+k)^2 \tag{1.4}$$

ist durch die Energien der einlaufenden Teilchen festgelegt und beträgt bei HERA 90200 GeV^2 und damit $\sqrt{s} = 300$ GeV.
Unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Elektron und Proton gilt folgende Beziehung:

$$Q^2 \;= xys\;, \tag{1.5}$$

d.h., bei fest vorgegebener Schwerpunktsenergie genügen zwei Größen zur Beschreibung der Kinematik, wobei hier y und Q^2 verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur NC Ereignisse mit $Q^2 < 5$ GeV^2, für die der Photon-Austausch dominiert,

betrachtet. Der Austausch von von Z^0 Bosonen ist wegen $\frac{\sigma_{\gamma p}}{\sigma_{Z_0 p}} \propto \left(\frac{Q^2}{Q^2+m^2_{Z^0}}\right)^2$ unterdrückt und somit für diese Ereignisse wegen $m_{Z^0} \approx 90$ GeV/c^2 vernachlässigbar.
Die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-Ruhesystem

$$\begin{aligned} {W_{\gamma p}}^2 &:= (q+P)^2 \\ &= Q^2 + m_P^2 + ys \approx ys , \end{aligned} \tag{1.6}$$

auch als hadronische Schwerpunktsenergie bezeichnet, kann alternativ zu y verwendet werden.
Abhängig von dem Wert für Q^2 unterscheidet man zwei Ereignisklassen. Für $Q^2 \approx 0$ GeV^2 ist das ausgetauschte Photon quasi reell; man bezeichnet dies als Photoproduktion. Gilt $Q^2 \gg 0$, so spricht man von tiefinelastischer Streuung (DIS: *deep inelastic scattering*). Im Falle der Erzeugung von Vektormesonen wird auch der Ausdruck Elektroproduktion gebraucht. Experimentell definiert man DIS ab $Q^2 > 1$ GeV^2, da dann das gestreute Elektron im rückwärtigen Kalorimeter nachgewiesen werden kann.

1.1.2 Photoproduktion

Der bei HERA gemessene Wirkungsquerschnitt für $ep \to epX$ bei $Q^2 \approx 0$ GeV^2 läßt sich in der Näherung des Ein-Photon-Austausches in einen Photonfluß $f_{e/\gamma}(y, Q^2)$ und einen $\gamma p \to \gamma pX$-Wirkungsquerschnitt zerlegen [11]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2} &= \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \;\; f_{e/\gamma}(y, Q^2) \\ &= \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \;\; \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(1 + (1-y)^2 - 2(1-y)\frac{Q^2_{min}}{Q^2}\right) . \end{aligned} \tag{1.7}$$

Dabei ist α die elektromagnetische Kopplungskonstante und $Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$ das kleinste kinematisch erlaubte Q^2 für einen fest vorgegebenen Wert von y.
Die Extraktion von $\sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p})$ erlaubt einen Vergleich mit Photoproduktions-Experimenten, die bei niedrigeren Schwerpunkstenergien von einigen GeV, z.T. mit reellen Photonen, durchgeführt wurden.
Donnachie und Landshoff [12] haben einen aus der Regge-Theorie (Abschnitt 1.2) abgeleiteten Ansatz

$$\sigma_{tot} = X\, s^{\epsilon} + Y\, s^{-\eta} \tag{1.8}$$

verwendet, um totale Wirkungsquerschnitte für Hadron-Hadron Streuung zu parametrisieren. Dabei ist $\sqrt{s}$ die in dem jeweiligen Prozeß zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie. Die Parameter ϵ und η sind universelle und vom Prozeß unabhängige Konstanten. Sie wurden aus einer gemeinsamen Anpassung an verschiedene hadronische Wirkungsquerschnitte zu $\epsilon = 0.0808$ und $\eta = 0.4525$ bestimmt [12].
Da das quasi reelle Photon mit dem Proton im wesentlichen durch seine hadronischen Komponenten wechselwirkt (Abschnitt 1.3.1), sollte dieser Ansatz auch für die Photoproduktion gültig sein. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ in (1.8) ist dann gerade $W_{\gamma p}$. Die Anpassung von Photoproduktionsdaten bei niedrigen Schwerpunktsenergien

von $1 \lesssim W_{\gamma p}/\mathrm{GeV} \lesssim 20$ gemäß (1.8) lieferte 1992 eine Vorhersage für den Bereich der HERA-Energien. Die dann von beiden HERA-Experimenten gemessenen Werte für den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt [11, 13] sind in guter Übereinstimmung mit dieser Extrapolation (siehe Abb. 1.5).

1.1.3 Tiefinelastische Streuung

Eine der wichtigsten Aufgaben von HERA besteht in der Untersuchung der Struktur des Protons durch Messung der Protonstrukturfunktion F_2 [14, 15, 16, 17]. Der totale NC-Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung läßt sich mit Hilfe der Protonstrukturfunktionen in der Näherung des Ein-Photon-Austausches ausdrücken als:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[(1+(1-y)^2)F_2(x,Q^2) - y^2 F_L(x,Q^2)\right]. \tag{1.9}$$

Der Anteil der longitudinalen Strukturfunktion F_L ist für kleine Werte von y gering. Da bei fester Schwerpunktsenergie F_2 und F_L nicht unabhängig voneinander bestimmt werden können, werden QCD Vorhersagen für F_L verwendet, um F_2 zu messen. Im sogenannten DIS-Schema ist F_2 aus den Quarkdichten $q(x,Q^2)$ im Proton zusammengesetzt:

$$F_2(x,Q^2) = \sum_f \left[xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)\right] e_f^2 \,. \tag{1.10}$$

Dabei ist q_f die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit Flavour f, Ladung e_f und einem Impulsanteil x im Proton zu finden.
Die Bjorkensche Skalenhypothese besagt, daß F_2 unabhängig von Q^2 sein sollte. Dies entspricht anschaulich der Streuung an punktförmigen Konstituenten (Quarks), die unabhängig vom Auflösungsvermögen Q^2 ist.
Eine Abweichung von diesem Skalenverhalten läßt sich auf den Gluonanteil im Proton zurückführen. Bei Werten von $Q^2 \approx 1\ \mathrm{GeV}^2$ sind bei HERA Werte bis hinab zu $x \approx 10^{-5}$ zugänglich. Dies erweitert den kinematischen Bereich gegenüber Fixed-Target-Experimenten um bis zu zwei Größenordnungen. Für den gesamten Bereich von $1.5 \lesssim Q^2/\mathrm{GeV}^2 \lesssim 5000$ wurde bei HERA ein steiler Anstieg von F_2 mit abnehmendem x gemessen [16]. Bei kleinen Werten des Impulsanteils x dominiert die Gluondichte die Strukturfunktion und damit den steilen Anstieg von F_2. Analog zu (1.7) kann man auch in der tiefinelastischen Streuung einen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt extrahieren. Dieser steigt wegen ${W_{\gamma p}}^2 \approx Q^2/x$ und dem Verhalten von F_2 deutlich steiler mit der hadronischen Schwerpunktsenergie, als dies für Photoproduktion der Fall ist.

1.1.4 Diffraktive Ereignisse

In „normalen“ ep-Ereignissen bildet sich durch die unterschiedliche Farbladung ein Farbfeld zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest (Abb. 1.1) aus, das zur Entstehung von Hadronen in dem dazwischen liegenden Rapiditätsbereich führt. Die Rapidität ist eine Größe, die eng verknüpft ist mit dem Polarwinkel θ, unter dem diese Hadronen gestreut werden. Für relativistische Teilchen wird die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$ verwendet.

Diffraktive Ereignisse stellen eine besondere Klasse unter den bei HERA beobachteten Ereignissen dar. Sie zeichnen sich durch das Auftreten einer sogenannten Rapiditätslücke im Endzustand aus. Diese äußert sich durch einen Polarwinkelbereich um die Richtung des auslaufenden Protons, in dem kein Signal im Detektor beobachtet wird. Man nimmt an, daß diese Rapiditätslücke durch Austausch eines farbneutralen Objekts zwischen Photon und Proton hervorgerufen wird. Dieses Objekt trägt die Quantenzahlen des Vakuums und wird als Pomeron (siehe Abschnitt 1.2) bezeichnet.
Man unterscheidet vier unterschiedliche Arten von diffraktiven Ereignissen, die in Abb. 1.2 schematisch dargestellt sind. Sowohl das Proton als auch das ausgetauschte, quasi

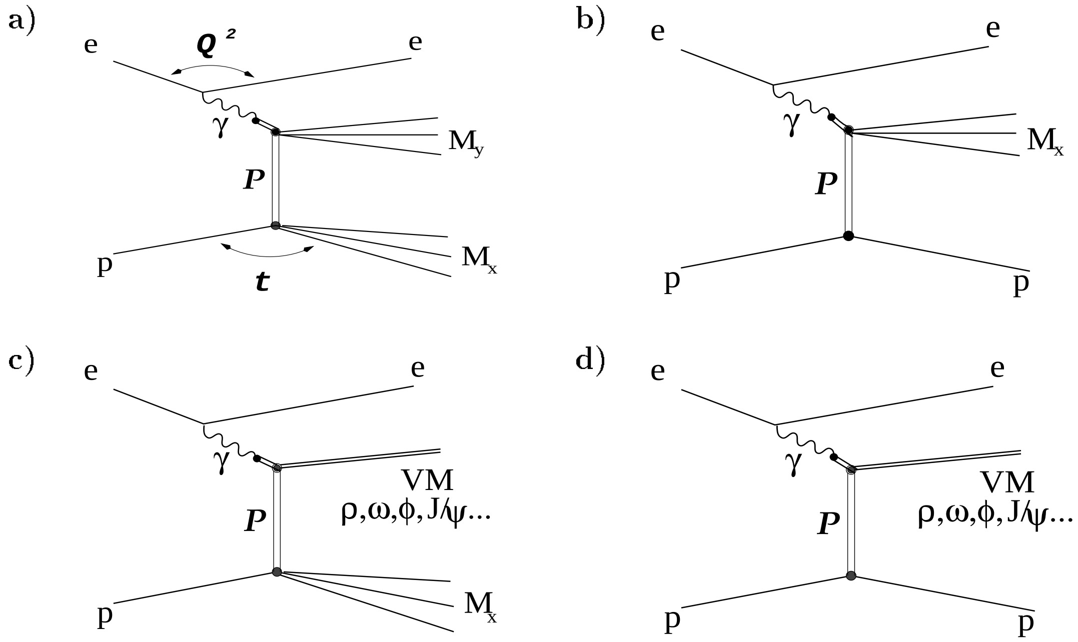

Abbildung 1.2: *Schematische Darstellung der vier unterschiedlichen diffraktiven Streureaktionen: a) Doppelt dissoziative Reaktion, b) und c) einfach dissoziative Reaktionen und d) elastische Reaktion (aus [18]).*

reelle oder virtuelle Photon können nach der Wechselwirkung in einen hadronischen Mehrteilchenendzustand dissoziieren. Das Proton kann intakt bleiben, und das Photon kann in ein Vektormeson fluktuieren. Die entsprechenden Kombinationen dieser Möglichkeiten werden als doppelt dissoziative, einfach dissoziative oder elastische Reaktion bezeichnet. Bei exklusiver Produktion von Vektormesonen handelt es sich demnach um elastisch diffraktive Ereignisse.
Der Anteil aller diffraktiven Prozesse am gesamten Photoproduktionswirkungsquerschnitt beträgt etwa 40 % [11]. Zunächst unerwartet wurden auch in der tiefinelastischen Streuung bei HERA diffraktive Ereignisse entdeckt [19, 20]. Sie machen etwa 5 % des Wirkungsquerschnitts im Bereich $5 < Q^2 < 120$ GeV^2 aus.

1.2 Regge-Theorie

Die Regge-Theorie [21, 22] beschreibt das Verhalten von hadronischen Wirkungsquerschnitten. Sie basiert auf einfachen Annahmen wie Analytizität und Unitarität der Streumatrix für Hadron-Hadron Wechselwirkungen und wurde vor der QCD entwickelt. Im einfachsten Fall einer Streuung hat man eine Zweiteilchenreaktion der Form $1, 2 \to 3, 4$. Definiert man das Quadrat des Viererimpulsübertrags

$$t = (P_4 - P_1)^2 , \quad \text{wobei } t < 0 \text{ gilt} \tag{1.11}$$

und das Quadrat der Schwerpunktsenergie

$$s = (P_1 + P_2)^2 , \tag{1.12}$$

wobei $P_i,\ i = 1, \ldots, 4$ die Viererimpulse der beteiligten Teilchen sind, so läßt sich die komplexe Streuamplitude in Partialwellen mit Drehimpuls l zerlegen:

$$A(s,t) = \frac{1}{16\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A_l(t) P_l(\cos\theta_t) , \tag{1.13}$$

wobei θ_l der Streuwinkel im Schwerpunkstystem und $P_l(x)$ die Legendrepolynome sind. Nach analytischer Fortsetzung in die komplexe l-Ebene findet man für die Entwicklungskoeffizienten $A_l(t)$ Pole der Form:

$$\lim_{\alpha(t) \to l} A_l(t) = \frac{\beta(t)}{\alpha(t) - l} , \text{ mit } l \in I\!N, \tag{1.14}$$

die die Streuamplitude für den Hochenergielimes $s \to \infty$ dominieren:

$$A(s,t) \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} . \tag{1.15}$$

s_0 ist ein Skalenparameter, der experimentell zu etwa 1 GeV^2 bestimmt wurde. Die Funktion $\alpha(t)$ wird als Regge-Trajektorie bezeichnet.
Trägt man für Teilchen gleicher Quantenzahlen den Spin über dem Quadrat der Masse auf (Chew-Frautschi-Plot [23]), so liegen diese auf Geraden (Abb.1.3). Diese Geraden werden mit den Regge-Trajektorien identifiziert. Eine hadronische Reaktion wird also anschaulich durch den Austausch einer Regge-Trajektorie vermittelt. Kommen für eine bestimmte Reaktion verschiedene Quantenzahlen für den Austausch in Frage, so wird über die entsprechenden Trajektorien summiert.
Für den elastischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich im Limes $s \to \infty$:

$$\frac{d\sigma^{ela}}{dt} \propto \frac{|A(s,t)|^2}{s^2} = F(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} . \tag{1.16}$$

Die Theorie liefert keine Vorhersagen für $F(t)$, experimentell beobachtet man jedoch für die meisten hadronischen Wirkungsquerschnitte einen exponentiellen Abfall mit $|t|$. Das stark ausgeprägte Maximum des Wirkungsquerschnitts bei $t \approx 0$, entsprechend

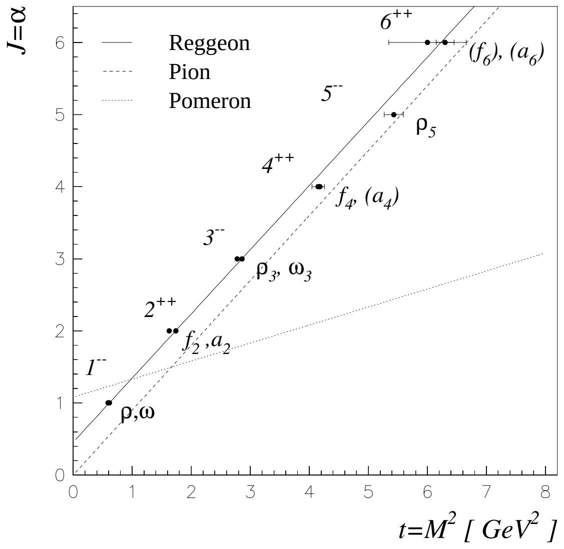

Abbildung 1.3: *ϱ-ω-f-a-Trajektorie: Aufgetragen ist der Spin der Teilchen als Funktion des Quadrats ihrer Masse (Chew-Frautschi-Plot). Zusätzlich eingezeichnet sind die Pion und die Pomeron-Trajektorie (siehe Text).*

einer Streuung unter kleinen Winkeln, bezeichnet man als „Vorwärtspeak". Setzt man entsprechend $F(t) = e^{Ct}$ und nimmt eine lineare Form der Regge-Trajektorie

$$\alpha(t) \;=\; \alpha(0) + \alpha' \, t \tag{1.17}$$

an, so ergibt sich aus (1.16):

$$\frac{d\sigma^{ela}}{dt} \propto s^{2(\alpha(0)-1)} \; e^{-(b_0 + 2\alpha' \ln s) \; |t|}. \tag{1.18}$$

Die Zunahme des Steigungsparameters $b(s) := b_0 + 2\alpha' \ln s$ mit der Schwerpunktsenergie wird als *shrinkage* bezeichnet, da mit zunehmender Energie der stark ausgeprägte Vorwärtspeak schmaler wird. Dieses Verhalten wurde in diffraktiven Hadronreaktionen beobachtet [24].
Mit Hilfe des optischen Theorems ergibt sich aus (1.15) für den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma^{tot} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1}. \tag{1.19}$$

Im Falle des Austausches von mehreren Trajektorien dominiert diejenige den Wirkungsquerschnitt, die den größten Achsenabschnitt bei $t = 0$ hat. Alle Regge-Trajektorien bekannter Teilchen haben einen Achsenabschnitt $\alpha(0) < 1$.
Experimentell beobachtet man jedoch einen schwachen Anstieg von totalen hadronischen Wirkungsquerschnitten mit der Schwerpunktsenergie. Zur Beschreibung dieses Sachverhalts hat man eine zusätzliche Trajektorie, das Pomeron mit $\alpha(0) = 1 + \epsilon, \epsilon > 0$ eingeführt. Faßt man alle Meson-Trajektorien zu einer universellen, als Reggeon bezeichneten Trajektorie zusammen, so erhält man den Ansatz (1.8) von Donnachie und

Landshoff [12]. Aus deren Anpassung an die Daten ergibt sich sich $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.0808$. Bisher sind keine Teilchen bekannt, die auf der Pomeron-Trajektorie liegen, allerdings gibt es einen von der WA91 Kollaboration gemessenen *glueball* Kandidaten mit $J^{PC} = 2^{++}$, der darauf liegen könnte [25].

1.3 Produktionsmechanismen für Vektormesonen

Bei Schwerpunktsenergien von einigen GeV wird die exklusive Photo- und Elektroproduktion von Vektormesonen durch die Regge-Theorie beschrieben, wobei das Photon durch seine hadronischen Komponenten mit dem Proton wechselwirkt. Auf der anderen Seite gibt es Rechnungen der perturbativen QCD (pQCD), die teilweise unterschiedliche Vorhersagen für die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von den kinematischen Variablen machen. Interessant ist die Frage, welche Modelle im Bereich der HERA-Energien von bis zu 300 GeV gültig sind. Die folgenden Abschnitte geben einen kurzen Überblick über unterschiedliche Vorhersagen der wichtigsten Ansätze. Eine ausführlichere Zusammenstellung der verschiedenen Modelle findet man z.B. in [26].

1.3.1 Regge-Theorie und VDM

Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) [27, 28] macht die Annahme, daß das ausgetauschte, quasi reelle oder virtuelle Photon aus einem reinen QED-Zustand und der Überlagerung von Vektormesonen besteht, welche die gleichen Quantenzahlen wie das Photon ($J^{PC} = 1^{--}$) haben:

$$|\gamma\rangle \; = \; N\,|\gamma_{QED}\rangle \; + \; \sum_V \frac{e}{\gamma_V}\,|V\rangle \; , \tag{1.20}$$

wobei sich die Kopplung γ_V aus der elektromagnetischen Zerfallsbreite des jeweiligen Vektormesons V ergibt. Der erste Teil ist für die elektromagnetische Wechselwirkung verantwortlich, der zweite dominiert jedoch aufgrund der sehr viel stärkeren Kopplung der starken Wechselwirkung in Hadronreaktionen.
Um die exklusive Produktion von Vektormesonen in ep-Streuung zu beschreiben, nehmen Donnachie und Landshoff [2] an, daß das Photon gemäß VDM zunächst in ein virtuelles Vektormeson fluktuiert, welches dann durch die Wechselwirkung mit dem Proton „auf die Massenschale gehoben wird". Der Vorwärtswirkungsquerschnitt für exklusive Vektormesonproduktion ist in diesem Modell gegeben durch:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0}(\gamma p \to Vp) \; = \; \frac{\alpha 4\pi}{\gamma_V^2}\;\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0}(Vp \to Vp)\;, \tag{1.21}$$

d.h., er entspricht bis auf einen Kopplungsfaktor demjenigen für die elastische Vektormeson-Proton-Streuung.
Die Wechselwirkung des Vektormesons mit dem Proton wird durch den Austausch von Regge-Trajektorien beschrieben. Für hohe Schwerpunktsenergien wird dabei die Pomeron-Trajektorie dominieren, wie in (Abb. 1.4 a)) schematisch dargestellt. Während für ϱ und ω-Produktion bei niedrigeren Energien auch ein Reggeon-Anteil

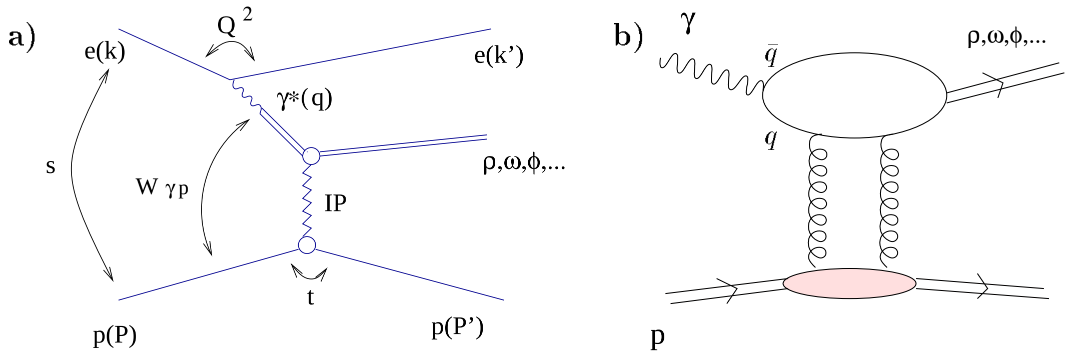

Abbildung 1.4: *Schematische Darstellung der exklusiven Vektormesonproduktion: a) Für das Regge-VDM-Bild und b) für die Rechnungen der pQCD.*

beteiligt sein wird, erwartet man aufgrund des Quarkinhalts des ϕ-Mesons ($s\bar{s}$) nur den Austausch der Pomeron-Trajektorie für alle Werte der Schwerpunktsenergie.
Ersetzt man in (1.18) s durch ${W_{\gamma p}}^2$, so ergibt sich für den elastischen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \phi p) \propto {W_{\gamma p}}^{4\epsilon}\; e^{-b(W_{\gamma p})|t|}. \tag{1.22}$$

Dabei ist $t = (P' - P)^2$ das Quadrat des Viererimpulsübertrags am Protonvertex und $\epsilon = \alpha(0) - 1$. Für den Pomeron-Austausch ist $4\epsilon = 4(\alpha_{I\!P}(0) - 1) = 0.32$, sofern das hier ausgetauschte Pomeron mit demjenigen übereinstimmt, daß den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt beschreibt (Abschnitt 1.1.2). Durch Integration über $|t|$ erhält man durch die $W_{\gamma p}$ Abhängigkeit von b eine etwas kleinere effektive Potenz von $4\epsilon \approx 0.22$. Abb. 1.5 zeigt den Photoproduktionswirkungsquerschnitt für verschiedene Vektormesonen als Funktion der hadronischen Schwerpunktsenergie zusammen mit dem totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt. Während ϱ, ω und ϕ-Produktion durch die Regge-Parametrisierung gut beschrieben werden, zeigt das J/ψ einen deutlich steileren Anstieg. Eine mögliche Erklärung hierfür wird von Rechnungen der pQCD geliefert (siehe Abschnitt 1.3.2). Zur Beschreibung des steileren Anstiegs innerhalb der Regge-Theorie wäre eine weitere Pomeron-Trajektorie mit einem größeren Achsenabschnitt nötig. In diesem Zusammenhang spricht man auch von *soft* und *hard* Pomeron-Austausch.
Das VDM ist nicht auf Photoproduktion beschränkt; für die Q^2 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts liefert es [30]:

$$\frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)} = \left(\frac{m_V^2}{Q^2 + m_V^2}\right)^2 \tag{1.23}$$

für transversal polarisierte Photonen. Für das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt ergibt sich:

$$R := \frac{\sigma_L(Q^2)}{\sigma_T(Q^2)} = \xi \frac{Q^2}{m_V^2}\ . \tag{1.24}$$

Der Parameter ξ soll von der Größenordnung eins sein. Für die Elektroproduktion von ϕ-Mesonen wurde in einem Fixed-Target-Experiment ein Wert von $\xi = 0.33 \pm$

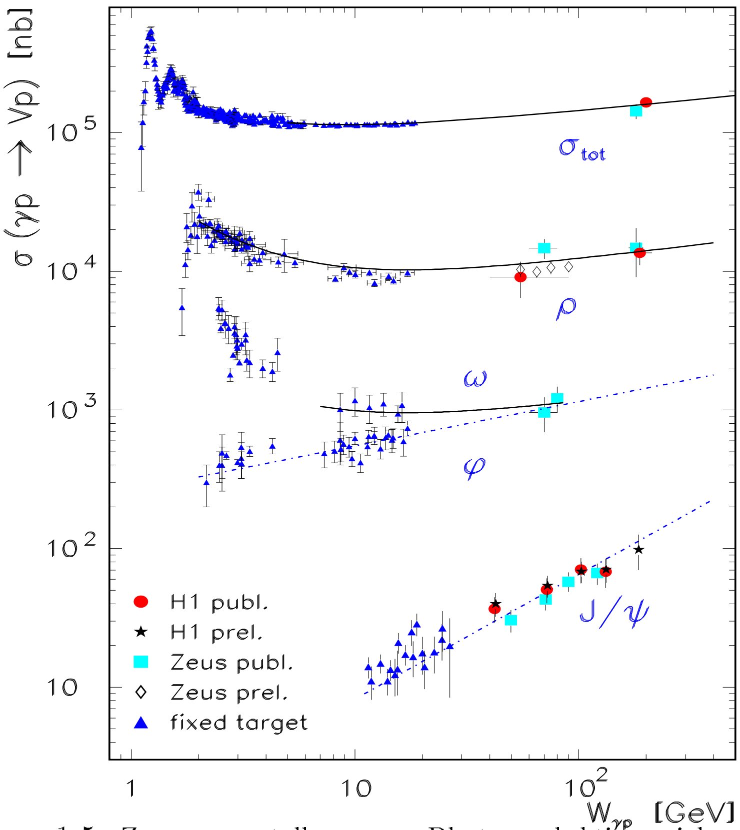

Abbildung 1.5: *Zusammenstellung von Photoproduktionswirkungsquerschnitten als Funktion der hadronischen Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ für Fixed-Target-Experimente und HERA. Die durchgezogenen Linien sind Regge-Parametrisierungen, die gestrichelten Linien repräsentieren ${W_{\gamma p}}^{0.22}$ bzw. ${W_{\gamma p}}^{0.9}$ (aus [29]).*

0.08 gemessen [31]. Man erwartet also im Bereich der tiefinelastischen Streuung im wesentlichen einen Beitrag durch longitudinale Produktion.
Für den Steigungsparameter b, der den exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|}$ bestimmt, sagt die Regge-Theorie Shrinkage voraus:

$$b(W_{\gamma p}) := b_0 + 4\alpha'_{\mathbb{P}} \; \ln W_{\gamma p} \; , \tag{1.25}$$

wobei $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ GeV^{-2} aus hadronischen Wirkungsquerschnitten bestimmt wurde [32].
Ein solches Verhalten wird in der Regel von Rechnungen der perturbativen QCD nicht vorhergesagt.[1] Damit ist die Überprüfung von Shrinkage einer der wichtigsten Tests für die Gültigkeit des Regge-Ansatzes. Für die Photoproduktion von ϱ-Mesonen wird durch einen Vergleich von HERA-Ergebnissen mit denen von Fixed-Target-Experimenten Shrinkage bestätigt [5]. Für J/ψ-Mesonen kann Shrinkage bisher dagegen aber weder bestätigt noch ausgeschlossen werden [34].

[1] In einer QCD Rechnung [33] wird ebenfalls Shrinkage vorhergesagt, jedoch ist der Effekt dort deutlich geringer als in der Regge-Theorie.

1.3.2 Perturbative QCD

In Rechnungen der perturbativen QCD wird das virtuelle Vektormeson, in welches das Photon im VDM fluktuiert, durch ein $q\bar{q}$ Paar und das Pomeron durch ein System von zwei oder mehreren Gluonen ersetzt. Ein möglicher Feynman-Graph, der einer solchen Rechnung zugrunde liegt, ist in Abb. 1.4 b) dargestellt.

1.3.2.1 Das Modell von Brodsky et al.

Brodsky et al. [3, 35] haben die exklusive Produktion von Vektormesonen in der *double leading log approximation* (DLLA)[2] berechnet. Unter den Annahmen $W_{\gamma p} \gg Q^2 \gg m_V$ und $|t| \ll Q^2$ läßt sich der in Abb. 1.4 b) dargestellte Prozeß in drei zeitlich aufeinanderfolgende zerlegen:

- Fluktuation des virtuellen Photons in ein *on-shell* $q\bar{q}$ Paar,
- Elastische Streuung des $q\bar{q}$ Paares am Proton und
- Rekombination des $q\bar{q}$ Paares zu einem Vektormeson,

deren Beiträge zum Wirkungsquerschnitt faktorisieren.
Für die Produktion von longitudinal polarisierten Vektormesonen mittels longitudinal polarisierter Photonen ergibt sich in diesem Modell:

$$\left.\frac{d\sigma_L(\gamma^* p \to Vp)}{dt}\right|_{t=0} = \frac{3\pi^3 \Gamma_V m_V \eta_V^2}{\alpha N_c^2} \, \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{Q^6} \left| \left(1 + i\,\frac{\pi}{2}\frac{d}{d\ln x}\right) x\; g(x,Q^2) \right|^2 \tag{1.26}$$

mit:
- Γ_V : leptonische Zerfallsbreite des Vektormesons,
- η_V : Faktor, der von der Wellenfunktion des VM abhängt,
- N_c : Anzahl der Farben,
- $x\; g(x,Q^2)$: Gluondichte im Proton.

Bis auf Terme $\mathcal{O}(x^3)$ ist $\frac{d\sigma_L}{dt} \propto \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{Q^6} |x\, g(x,Q^2)|^2$.
Der bei HERA gemessene starke Anstieg der Gluondichte [36, 37] führt bei kleinen $x \approx \frac{Q^2}{W^2}$ zu einem steilen Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts gemäß $\frac{d\sigma}{dt} \propto {W_{\gamma p}}^{4\epsilon}$ mit $\epsilon \approx 0.2$. Dies steht in deutlichem Gegensatz zu der Erwartung für den Soft-Pomeron-Austausch. Auch wenn die Rechnung nur für longitudinal polarisierte Vektormesonen möglich sind, geben die Autoren aufgrund allgemeiner Überlegungen ein Verhältnis von $R \propto Q^{-n}$ mit $n \gtrsim 2$ von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt an.
Eine Unsicherheit in der Normierung kommt in diesem Modell durch die im Prinzip unbekannte Wellenfunktion des Vektormesons, die in den Faktor η_V eingeht. Diese Unsicherheit ist für die aus leichten Quarks (uds) aufgebauten Mesonen größer als für das schwerere J/ψ ($c\bar{c}$).
Nach (1.26) wird die Q^2-Abhängigkeit von Q^{-6} durch den Faktor $(\alpha_s(Q^2) x g(x,Q^2))^2$ abgeschwächt, was zu einer effektiven Potenz von ~ -4.5 führt [38].

[2] $\alpha_s \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \ll 1,\ \alpha_s \ln \frac{1}{x} \ll 1,\ \alpha_s \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \ln \frac{1}{x} \approx 1$

1.3.2.2 Das Modell von Ryskin

Einen ähnlichen Ansatz zur Berechnung der diffraktiven Vektormesonproduktion verfolgt Ryskin [4]. Die Rechnung wird jedoch in LLA[3] durchgeführt, ergibt aber ebenfalls eine Proportionalität des differentiellen Wirkungsquerschnitts zum Quadrat der Gluondichte im Proton.
Allerdings ist in diesem Modell, ursprünglich für die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen entwickelt, die relevante Skala nicht Q^2, sondern $\bar{Q}^2 = (m_v^2 + Q^2)/4$.

1.4 Zerfallswinkelverteilung

Anhand der Zerfallswinkelverteilung ist es möglich, das unterschiedliche Verhalten von longitudinalem und transversalem Wirkungsquerschnitt zu untersuchen.
Abb. 1.6 zeigt die Definition der Zerfallswinkel im Helizitätssystem und dem hadronischen Schwerpunktssystem. Der Winkel zwischen der Ebene des gestreuten Elek-

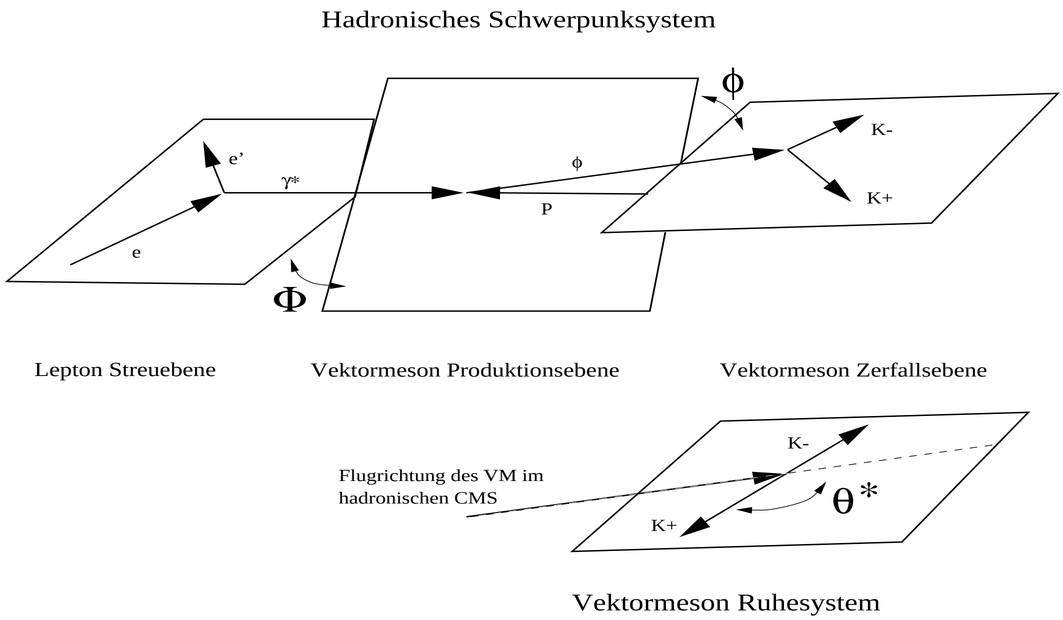

Abbildung 1.6: *Definition der Zerfallswinkel im hadronischen Schwerpunktsystem und dem Helizitätssystem (Ruhesystem des erzeugten Vektormesons mit der Richtung des Vektormesons im hadronischen Schwerpunktsystem (CMS) als Quantisierungsachse).*

trons und der Produktionsebene des Vektormesons im hadronischen Schwerpunksystem (CMS) wird mit Φ bezeichnet. Im Ruhesystem des Vektormesons wird der Winkel ϕ zwischen der Produktions- und der Zerfallsebene des Vektormesons gemessen. Der Polarwinkel θ^* wird im selben System zwischen der Richtung des positiven Zerfallsteilchens und der Flugrichtung des Vektormesons im CMS gemessen. Für unpolarisierte

[3] $\alpha_s \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}} \ll 1$

Elektronen und Protonen ergibt sich nach [39] für die Winkelverteilung:

$$\frac{dN}{d\cos\theta^*} \propto 1 - r_{00}^{04} + (3r_{00}^{04} - 1)\cos^2\theta^* \tag{1.27}$$

und

$$\frac{dN}{d\Psi} \propto 1 + 2\epsilon\, r_{1-1}^{1} \cos 2\Psi \ , \quad \text{mit } \Psi = \phi - \Phi \ . \tag{1.28}$$

Dabei sind r_{1-1}^{1} und r_{00}^{04} Matrixelemente von Linearkombinationen einer Zerlegung der Spindichtematrix des Vektormesons (zur genauen Definition siehe [39]). Der Polarisationsparameter ϵ ist das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonfluß (Abschnitt 3.3.1).
r_{00}^{04} gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das Vektormeson – unabhängig von der Polarisation des Photons – longitudinal polarisiert erzeugt wurde.
Unter der Annahme, daß das erzeugte Vektormeson die Helizität des Photons beibehält, der sogenannten s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC), läßt sich aus r_{00}^{04} das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt bestimmen:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\epsilon}\frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}} \ . \tag{1.29}$$

Für die Photoproduktion von ϱund J/ψ-Mesonen ist SCHC experimentell bestätigt, da mit Null verträgliche Werte für r_{00}^{04} von H1 gemessen wurden [5, 7] und reelle Photonen nur transversal polarisiert sein können. Für $Q^2 > 0$ GeV^2 stellt SCHC nur eine, wenn auch plausible, Annahme dar.

Kapitel 2

HERA und das H1-Experiment

2.1 Der Speicherring HERA

Am Elektron-Proton-Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) bei DESY in Hamburg werden Elektronen mit einer Energie von 27.5 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV – um die gleiche Energie in einem Fixed-Target-Experiment zu erreichen, müßten Elektronen auf eine Energie von etwa 48 TeV beschleunigt werden. Somit eröffnet HERA im Vergleich zu bisherigen Experimenten einen neuen kinematischen Bereich. Abb.(2.1) gibt einen Überblick über HERA mit den Vorbeschleunigern LINAC II(III), DESY II(III) und PETRA II, in denen die Teilchen stufenweise auf ihre Endenergien gebracht werden. Dabei werden sie zu Bündeln, sogenannten *bunches*,

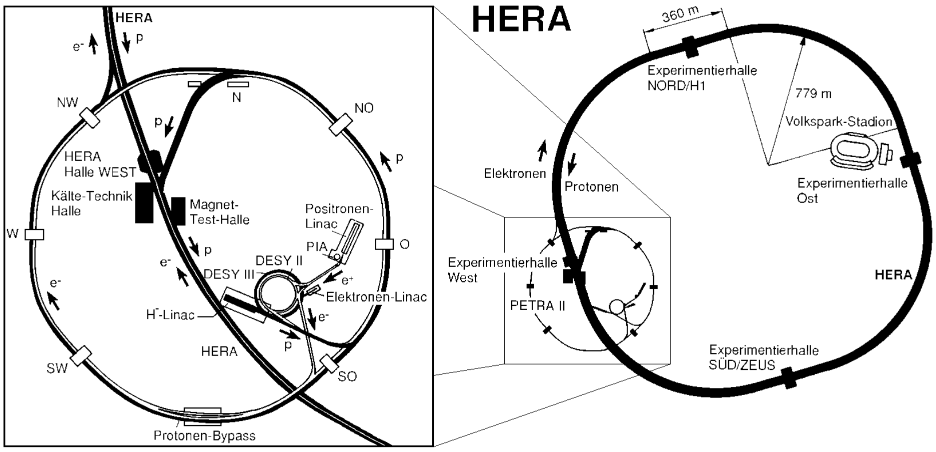

Abbildung 2.1: *Der HERA-Ring mit seinen Vorbeschleunigungsanlagen und den vier Experimentierhallen.*

zusammengefaßt. Dem Designwert von je 210 Bunches entspricht eine Kollisionsrate

von 10.4 MHz bzw. ein zeitlicher Abstand von 96 ns zwischen dem Aufeinandertreffen zweier Teilchenbündel (*bunch crossing*).
Seit 1994 werden Positronen statt Elektronen verwendet, da damit wesentlich längere Strahllebensdauern erreicht werden können.
Während die Experimente H1 [40] und ZEUS [41] ep -Wechselwirkungen untersuchen, wird im HERMES-Experiment (Halle Ost) der Elektronstrahl auf ein polarisiertes Gastarget geleitet, um die spinabhängigen Strukurfunktionen zu messen. Für das HERA-B-Experiment (Halle West) werden Protonen aus dem Randbereich des Strahls mit einem Drahttarget zur Kollision gebracht. Das Ziel ist dabei, eine CP-Verletzung im B-System nachzuweisen.
In Tab. 2.1 sind einige für H1 wichtige technische Parameter von HERA für die vergangenen beiden Datennahmeperioden aufgeführt. Während die erreichte maximale Luminosität bereits nahe dem Designwert liegt, ist die über ein Jahr integrierte Luminosität noch eine Größenordnung davon entfernt.

HERA-Parameter		Design		1995		1996	
		e^+	p	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie	[GeV]	30.0	820	27.5	820	27.5	820
Schwerpunktsenergie	[GeV]	314		300		300	
mittl. Strahlstrom	[mA]	58	163	18	54	21	60
Teilchenpakete		210	210	174	174	175	175
Max. $\mathcal{L}$	[$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$]	1.50×10^{31}		0.59×10^{31}		0.84×10^{31}	
Max. Spez. $\mathcal{L}$	[$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}$]	4.0×10^{29}		6.2×10^{29}		7.6×10^{29}	
$\int \mathcal{L}$ dt(HERA geliefert)	[$\mathrm{pb}^{-1}\mathrm{a}^{-1}$]	100		10.1		13.3	
$\int \mathcal{L}$ dt(H1 aufgezeichnet)	[$\mathrm{pb}^{-1}\mathrm{a}^{-1}$]	100		6.2		8.9	

Tabelle 2.1: *Einige Parameter des Speicherrings HERA für die Datennahmeperioden 1995 und 1996 im Vergleich zu den Designwerten.*

2.2 Der H1-Detektor

Eine ausführliche Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [42, 43]. Hier werden nur die für diese Arbeit relevanten Komponenten beschreiben. Eine schematische Übersicht des H1-Detektors zeigt Abb. 2.2. Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien bewegt sich das hadronische Schwerpunktssystem in der Regel in Richtung des auslaufenden Protons. Daher ist der Detektor in Vorwärtsrichtung deutlich stärker instrumentiert.
Die z-Achse des **H1-Koordinatensystems** zeigt in diese Richtung, die y-Achse senkrecht nach oben und die x-Achse zum Mittelpunkt des HERA-Ringes.
Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist von einem Spurkammersystem umgeben, welches von Kalorimetern umschlossen wird. Beide befinden sich in einem 1.15 T starken, zum Strahlrohr parallelen Magnetfeld, das von einer supraleitenden Spule erzeugt wird.

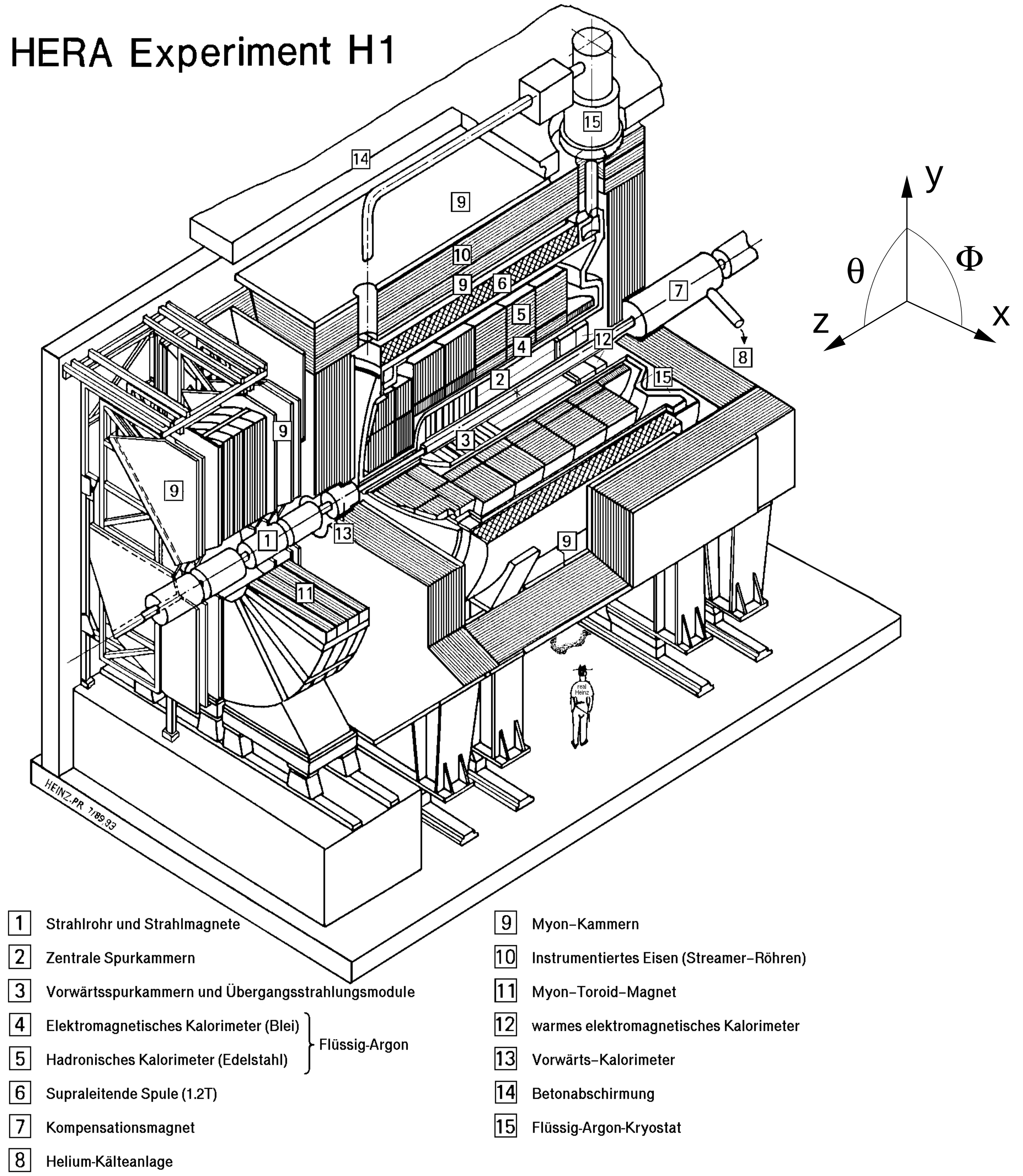

Abbildung 2.2: *Der H1-Detektor (1994). Nicht eingezeichnet sind die 1995 neu eingebauten Siliziumspurdetektoren (ST,BST) und die rückwärtigen Detektorkomponenten BDC und SpaCal (siehe Text).*

Dies führt dazu, daß geladene Teilchen sich auf parallel zur z-Achse ausgerichteten Helixbahnen bewegen. Durch Rekonstruktion dieser Flugbahnen in den Spurkammern lassen sich die Impulse der erzeugten Teilchen sowie die Ereignistopologie und die

Position des Vertex messen. In den Kalorimetern werden die Energien der erzeugten Teilchen gemessen, insbesondere kann das gestreute Elektron aufgrund seines typischen Schauerprofils darin nachgewiesen werden. Die supraleitende Spule ist von einem instrumentierten Eisen-Rückflußjoch umgeben, das dem Nachweis von Myonen dient. In Vorwärtsrichtung schließt sich ein weiteres Myonsystem an.

2.2.1 Das Spurkammersystem

Eine schematische Seitenansicht des H1-Spurkammersystems ist in Abb. 2.3 dargestellt.

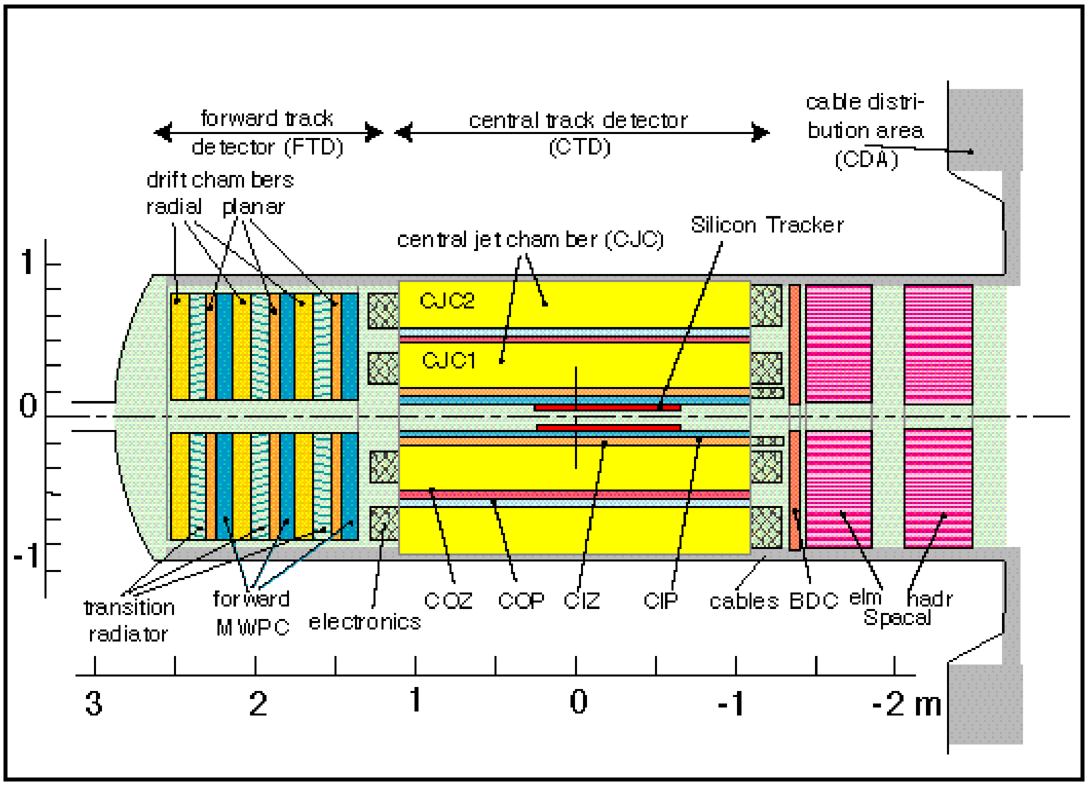

Abbildung 2.3: *Seitenansicht des Spurkammersystems von H1. Nicht eingezeichnet ist der rückwärtige Siliziumspurdetektor BST.*

2.2.1.1 Die zentralen Spurkammern

Im Bereich des Polarwinkels θ von etwa 20° bis 160° (bezogen auf den nominellen Wechselwirkungspunkt) werden die Spuren mit Hilfe von vier Driftkammern rekonstruiert. Die Projektion in die $r\phi$ (xy)-Ebene wird in den **Zentralen Jetkammern (CJC1, CJC2)** bestimmt. (Abb. 2.4). Die Signaldrähte der CJC verlaufen parallel zur z-Achse. Sie sind in Reihen angeordnet, so daß 30 bzw. 60 Zellen in der CJC1 (CJC2) entstehen, welche um 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt sind. Dadurch driften Ionisationselektronen, die von einer steifen, hochenergetischen Spur herrühren, unter Einfluß

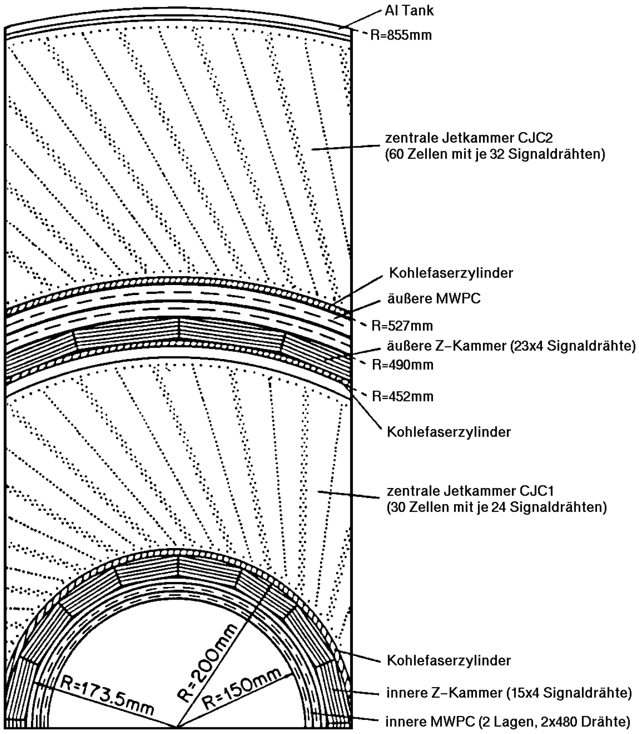

Abbildung 2.4: *Aufbau der zentralen Spurkammern.*

des Magnetfeldes annähernd senkrecht zu dieser Spur. Außerdem werden durch diese Anordnung Mehrdeutigkeiten vermieden. Die Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene beträgt $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m.
Die **Z-Kammern (CIZ, COZ)** dienen der Rekonstruktion der z-Koordinate der Spur. Die Signaldrähte verlaufen hier in vier Lagen ringförmig um die Strahlachse mit einer Aufteilung in 15 (CIZ) bzw. 24 (COZ) Segmente. Die Auflösung beträgt $\sigma_z = 260\ \mu$m für die CIZ und $\sigma_z = 200\ \mu$m für die COZ.

2.2.1.2 Die zentralen Proportionalkammern (MWPC)

Die innere und die äußere Proportionalkammer **(CIP, COP)** befinden sich an der Innenseite der CIZ bzw. der Außenseite der COZ. Sie werden hauptsächlich für Triggerzwecke (Abschnitt 2.3) verwendet (Z-Vertex-Trigger). Beide Kammern bestehen aus einer Doppellage von Drähten und sind in z-Richtung 60-fach (CIP) bzw. 18-fach (COP) segmentiert. In der $r\phi$-Ebene sind beide Kammern in 16 Sektoren unterteilt.
Weisen vier bzw. drei Drahtlagensegmente innerhalb eines Sektors ein Signal auf, so wird dieses zu einem *ray* zusammengefaßt. Die Extrapolation aller Rays auf die z-Achse wird in das sogenannte z-Vertex-Histogramm eingetragen (16 bins). Dieses steht auf der zweiten Triggerstufe (Abschnitt 2.3) zur Verfügung, ebenso wie eine *bitmap* mit einer 16-fachen ϕ und einer 14-fachen θ-Segmentierung in die ebenfalls die Rays eingetragen werden. Für kleine Polarwinkel θ wird die Information in der Bitmap durch Signale aus der vorderen Proportionalkammer (FPC) ergänzt.

2.2.1.3 Die rückwärtige Driftkammer (BDC)

Die rückwärtige Driftkammer **(BDC)** befindet sich bei $z = -142$ cm, unmittelbar vor dem rückwärtigen Kalorimeter SpaCal (Abschnitt 2.2.2.2). Sie überdeckt einen Bereich von $151° < \theta < 177.5°$ vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus gesehen und $161.5° < \theta < 178.3°$ für einen um +70 cm verschobenen Vertex. Die BDC besteht aus vier Doppel-Drahtlagen, die jeweils 11.25° zueinander verdreht sind. Die Drähte jeder Lage sind oktogonal um die Strahlrichtung gespannt. Mit der BDC kann der Streuwinkel des Elektrons mit einer Auflösung von 1.0 mrad bestimmt werden, wobei eine systematische Unsicherheit von 0.5 mrad besteht [44].

2.2.1.4 Die Vorwärtsspurkammern

Das vordere Spurkammersystem deckt den Bereich $5° < \theta < 25°$ ab und besteht aus drei hintereinander angeordneten *Supermodulen*. Diese sind jeweils aus einer radialen und einer planaren Driftkammer, einer Proportionalkammer sowie einem Übergangsstrahlungsmodul aufgebaut. In der vorliegenden Arbeit werden nur Spuren verwendet, die in der zentralen Spurkammer CJC rekonstruiert werden. Gegebenenfalls werden diese jedoch mit Spursegmenten aus der Vorwärtsspurkammer verbunden.

2.2.2 Die Kalorimeter

2.2.2.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr)

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter **(LAr)** umschließt das Spurkammersystem und deckt den Bereich $4° < \theta < 155°$ ab. Es besteht aus schichtweise angeordneten Absorberplatten, zwischen denen sich flüssiges Argon als aktives Ionisierungsmaterial befindet. Im inneren elektromagnetischen Teil dient Blei als Absorber, im äußeren hadronischen Teil Edelstahl. Das Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h., elektromagnetische und hadronische Schauer gleicher Energie liefern unterschiedliche Signale. Aufgrund der unterschiedlichen Schauerprofile ist jedoch eine Trennung und nachträgliche Korrektur möglich. Die Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E \simeq 12\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ für Elektronen und $\sigma(E)/E \simeq 50\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ für Pionen.

2.2.2.2 Das rückwärtige Kalorimeter (SpaCal)

Der rückwärtige Bereich von $155° < \theta < 177.5°$ wird von einem Spaghetti-Kalorimeter **(SpaCal)** mit in Blei gelagerten optischen Szintillationsfasern abgedeckt [45]. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil, die sich in dem Verhältnis von Blei zu Fasern unterscheiden. Das elektromagnetische Kalorimeter (Abb. 2.5) besteht aus 1192 Zellen mit einer Fläche von 40.5×40.5 mm^2. Der Molière-Radius eines elektromagnetischen Schauers im SpaCal beträgt 2.55 cm, wodurch eine Energiemessung bis nahe an den Akzeptanzbereich möglich ist. Direkt um das Strahlrohr sind vier ringförmige Szintillatoren angebracht. Durch ein Veto auf eine Energiedeposition in diesen Szintillatoren wird gewährleistet, daß die gesammte Energie des gestreuten

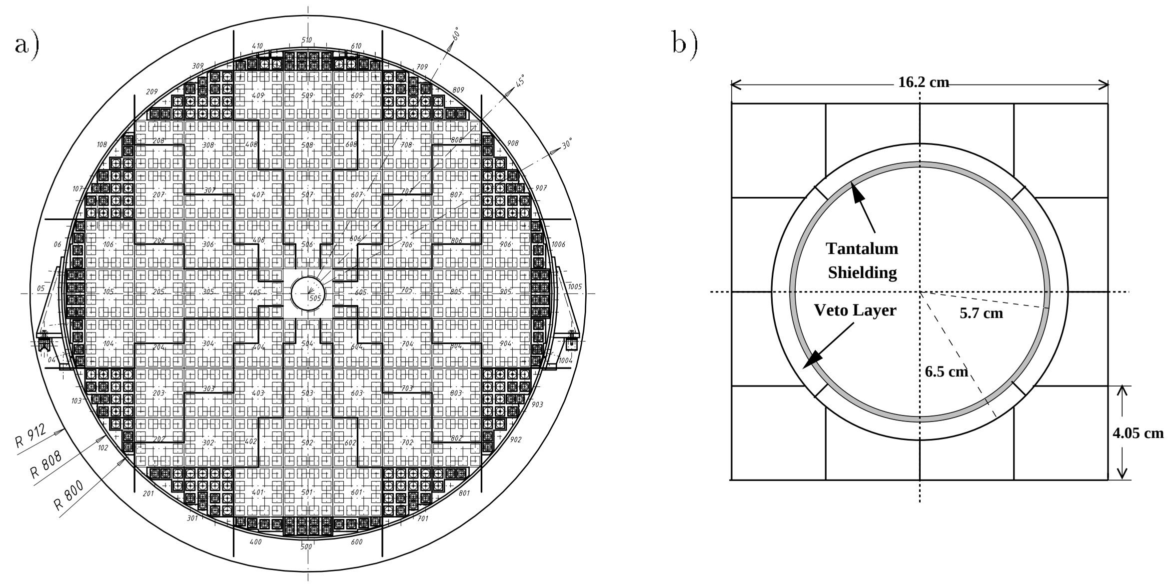

Abbildung 2.5: *a) Querschnitt des elektromagnetischen SpaCals. b) Ausschnitt des Bereiches direkt um das Strahlrohr.*

Parameter	Elektromagnetische Sektion	Hadronische Sektion
Anzahl der Zellen	1192	128
Zellgröße	40.5 x 40.5 mm^2	120 x 120 mm^2
Verhältnis Blei/Faser	2 : 1	4 : 1
Energieauflösung	$\frac{(7.1\pm0.2)}{\sqrt{E/GeV}}\% \bigoplus (1.0 \pm 0.1)\%$	$(56.0 \pm 3.0)\%$
Ortsauflösung	$\frac{(4.4\pm0.4)}{\sqrt{E/GeV}}$ mm+(1.0 ± 0.2) mm	
Winkelauflösung	≤ 2 mrad	
Zeitauflösung	(0.38 ± 0.03) ns	1 ns

Tabelle 2.2: *Verschiedene Parameter des rückwärtigen Kalorimeters nach [45].*

Elektrons erfaßt wird. In Tabelle 2.2 sind einige relevante technische Daten des SpaCal aufgeführt.

2.2.3 Die Vorwärtsdetektoren

Zum Nachweis von Ereignissen, bei denen das Proton angeregt wird und anschließend in Hadronen dissoziert, werden Detektoren im Vorwärtsbereich verwendet.

2.2.3.1 Das Vorwärtsmyonspektrometer

Das Vorwärtsmyonspektrometer befindet sich außerhalb des H1-Magnetfeldes und deckt den Winkelbereich $4° < \theta < 17°$ ab. Es besteht aus jeweils drei Driftkammerebenen, die vor und hinter einem Eisen-Toroid-Magneten angeordnet sind. Hadronen aus der Protondissoziation können bis zu $\theta \gtrsim 0.15°$ nachgewiesen werden [46]. Dies wird durch die Streuung von Sekundärteilchen aus Wechselwirkungen mit Restgasatomen und Detektorkomponenten in den Akzeptanzbereich des Vorwärtsmyonspektrometers ermöglicht.

2.2.3.2 Der Protontagger

Der Protontagger [47] befindet sich bei $z = 24$ m und deckt einen Bereich von etwa $0.06° < \theta < 0.25°$ ab. Er besteht aus sieben Paaren von Plastikszintillatoren, die in Koinzidenz betrieben werden. Er dient dem Nachweis von Fragmenten des gestreuten Protons. In dem kinematischen Bereich dieser Arbeit liegen elastisch gestreute Protonen nicht im Akzeptanzbereich des Protontaggers. Somit stellt ein vorhandenes Signal einen Hinweis auf Protondissoziation dar.

2.2.4 Das Luminositätssystem

Zur Bestimmung der Luminosität bei H1 wird der Bethe-Heitler-Prozeß

$$ep \longrightarrow ep\,\gamma \tag{2.1}$$

gemessen, dessen Wirkungsquerschnitt hinreichend groß und aus der QED sehr genau bekannt ist. Dazu ist wird die Koinzidenz des Nachweises von Elektron und Photon verlangt. Zum Nachweis des gestreuten Elektrons ist bei $z = -33$ m nahe dem Strahlrohr eine Fläche von 154 mm$\times$154 mm mit Szintillatorkristallen abgedeckt. Das Photon wird ebenfalls durch Szintillatorkristalle auf einer Fläche von 100 mm$\times$100 mm um das Strahlrohr bei $z = -100$ m nachgewiesen. Der Photondetektor wird durch Bleiwände vor Synchrotronstrahlung geschützt. Ein Wasser-Tscherenkow-Zähler hilft, Signale zu verwerfen, die aus Photon-Blei-Reaktionen stammen.

2.3 Das Datennahme- und Triggersystem von H1

Ein Trigger (engl. Auslöser) in einem Hochenergieexperiment löst den Datenaufzeichnungsprozeß aus. Die prinzipielle Anforderung besteht dabei in möglichst hoher Effizienz für interessante Physikereignisse bei einer akzeptablen Gesamtrate. Diese Rate wird von mehreren Faktoren bestimmt. Zum einen soll die Totzeit, die während des Ausleseprozesses entsteht, möglichst gering gehalten werden und zum anderen ist die Bandbreite, die zur Übertragung der Daten auf den verwendeten Massenspeicher zur Verfügung steht, ein limitierender Faktor. Nicht zuletzt ergibt sich auch aus der Forderung, daß die während einer mehrmonatigen Datennahmeperiode aufgezeichneten Ereignisse noch in „zumutbarer“ Zeit analysiert werden können, eine Beschränkung der Triggerrate.
Bei HERA mit einer Bunch-Crossing-Frequenz von 10 MHz, übersteigt die Rate der Untergrundereignisse ($\approx$ 100 kHz) die der ep-Wechselwirkungen um mehrere Größenordnungen. Die Quellen des Untergrundes sind:

- **Strahl-Gas-Wechselwirkung**
  Kollisionen von Protonen mit Restgasatomen im Vakuum des Strahlrohrs ($\approx 10^{-7}$ Pa) dominieren die Untergrundrate. Eine Abschätzung der Rate aus gemessenen Wirkungsquerschnitten für pp-Kollisionen liefert etwa 100 kHz [48] für einen Protonstrom von 100 mA.

- **Strahl-Wand-Wechselwirkung**
  Neben Restgasatomen können die Protonen aus dem Halo des Strahls auch Strahlrohr–und Detektorkomponenten treffen. Topologisch unterscheiden sich solche Ereignisse kaum von Strahl-Gas-Wechselwirkungen.

- **Synchrotronstrahlung**
  Durch Elektronstrahladjustierung mittels Fokussierungsmagneten kommt es zu Synchrotronstrahlung, die jedoch durch Kollimatoren größtenteils unterdrückt werden kann.

- **Kosmische Strahlung**
  Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung treffen den Detektor mit einer Rate von etwa 1 kHz. Durch Anwendung einer Vertexbedingung läßt sich diese Rate jedoch leicht reduzieren und stellt keinen nennenswerten Untergrund mehr dar.

Die ep-Kollisionsrate wird dominiert von Photoproduktionsereignissen, deren sichtbarer Wirkungsquerschnitt einige μb beträgt und damit zu einer Rate von $20-30$ Hz bei Designluminosität führt. Für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im Kalorimeter nachgewiesen werden kann, erwartet man etwa eine Rate von einigen Hz.
Bei H1 wird ein mehrstufiges Triggersystem verwendet, um die primäre Ereignisrate sukzessive auf ein verarbeitbares Maß zu reduzieren. Dies ist in Abb. 2.6, zusammen mit einer schematischen Übersicht über den Datenfluß vom Detektor bis hin zum Massenspeicher, dargestellt.

2.3.1 Die erste Triggerstufe (L1)

Die meisten Komponenten des H1-Detektors stellen Triggerinformation in Form von sogenannten Triggerelementen (TE) zur Verfügung. Dies können z.B. Spurkandidaten in einem gewissen Impulsbereich (Krümmungsradius) oder überschrittene Energieschwellen sein. Diese Signale stehen jedoch erst nach einer gewissen Zeitspanne zur Verfügung. So beträgt die maximale Driftzeit der Elektronen in der CJC etwa 1 μs. Aus maximal 196 Triggerelementen entstehen durch logische Verknüpfung bis zu 128 Triggerbedingungen, die als Subtrigger bezeichnet werden. Ist mindestens eine dieser Bedingungen erfüllt, so liefert dies das Signal zum Auslesen des Detektors. Dies geschieht nach einer Verzögerung von 2.3 μs (24 Bunch-Crosses), während der die gesamte Information in einer *pipeline* gespeichert bleibt. Somit arbeitet der L1 bis zu dem Moment totzeitfrei, in dem eine positive Triggerentscheidung gefällt wird. Eine Ratenreduzierung ist durch Anwendung eines *prescale* – nur jedes n-te Ereignis wird akzeptiert – möglich. Dies entspricht jedoch einer Reduzierung der integrierten Luminosität, die für eine auf dem entsprechenden Trigger basierende Analyse zur Verfügung steht.

2.3.2 Die zweite Triggerstufe (L2)

Auf der zweiten Triggerstufe steht im wesentlichen die Information zur Verfügung, aus der die L1-Triggerelemente aufgebaut sind. Die erlaubte Verarbeitungszeit beträgt hier 20 μs, was aus der Forderung von maximal 10 % Totzeit bei Designluminosität resultiert. Dadurch ist es möglich, die topologische Struktur der Triggerinformation auszuwerten. Der **Topologische Trigger (L2TT)** leistet dies durch Anwendung von Matrixoperationen und logischen Verknüpfungen. Der **Neuronale Netzwerktrigger (L2NN)** verwendet u.a. Feed-Forward-Netzwerke, die auf einem schnellen Parallelrechner implementiert sind. Die Strategie besteht darin, nur ausgewählte, schwer zu triggernde Physikkanäle auf der zweiten Stufe zu verarbeiten. Über eine logische Matrix kann bestimmt werden, für welche L1-Subtrigger eine positive Entscheidung von einem L2-Trigger verlangt wird. In Kapitel 4 wird der L2NN eingehender beschrieben.

2.3.3 Die dritte Triggerstufe (L3)

Auf der dritten Stufe steht dieselbe Information wie auf L2 zur Verfügung. Zur Anwendung können hier Algorithmen in üblichen Hochsprachen kommen, da ein herkömmlicher Mikroprozessor verwendet wird. Die Verarbeitungszeit beträgt 800 μs. Bisher wurde L3 jedoch noch nicht eingesetzt.

2.3.4 Die vierte Triggerstufe (L4)

Auf der vierten Triggerstufe steht zum erstenmal die gesamte Detektorinformation für die Entscheidung zur Verfügung. L4 besteht aus einer Prozessorfarm mit 36 Mikroprozessoren. Die Daten werden in einem Ringpuffer mit einer Kapazität von 30 Ereignissen zwischengespeichert. Ist die Ereignisauslese abgeschlossen, so wird L1 wieder freigegeben. Asynchron wird je ein Ereignis auf einem der Prozessoren einer vereinfachten Rekonstruktion unterworfen, anhand der dann die Triggerentscheidung getroffen wird. Dabei können für die einzelne L1-Subtrigger unterschiedlichen Kriterien angewendet werden. Die Ausgangsrate ist auf etwa 10 Hz beschränkt, was durch die vorhandene Bandbreite der Übertragung auf den Massenspeicher von ungefähr 1.2 MByte/s bestimmt ist.

2.3.5 Die Ereignisrekonstruktion (L5)

Die Ereignisse, die L4 passiert haben, werden auf Band geschrieben. Innerhalb einiger Tage werden sie vollständig rekonstruiert, d.h. aus den vom Detektor aufgezeichneten Signalen werden physikalische Objekte gebildet. Dies umfaßt z.B. die Rekonstruktion von Spuren aus den Energiedepositionen in der Spurkammer durch Anpassung einer Helix oder das Zusammenfassen von benachbarten Kalorimeterzellen mit einer Energiedeposition in sogenannte *cluster*.
Daneben werden die Ereignisse in bestimmte, vordefinierte Physikklassen eingeteilt. Alle potentiellen *ep*-Ereignisse werden dann nach einer Datenkomprimierung auf Festplatten für Physikanalysen zur Verfügung gestellt. Die Rohdaten bleiben auf Band gespeichert und werden nach Abschluß der Datennahmeperiode erneut rekonstruiert,

wobei eine feinere Kalibrierung der Detektoren möglich ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden folgende L5-Ereignisklassen verwendet:

- **class 11**
  verlangt einen rekonstruierten Cluster von mehr als 5 GeV im SpaCal mit einem Radius von weniger als 4.5 cm und einen rekonstruierten Vertex innerhalb von ± 50 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt.

- **class 18**
  verlangt genau zwei rekonstruierte Spuren im Polarwinkelbereich $20^\circ < \theta < 160^\circ$, wobei eine zusätzliche Spur in Rückwärtsrichtung für das gestreute Elektron zugelassen ist.

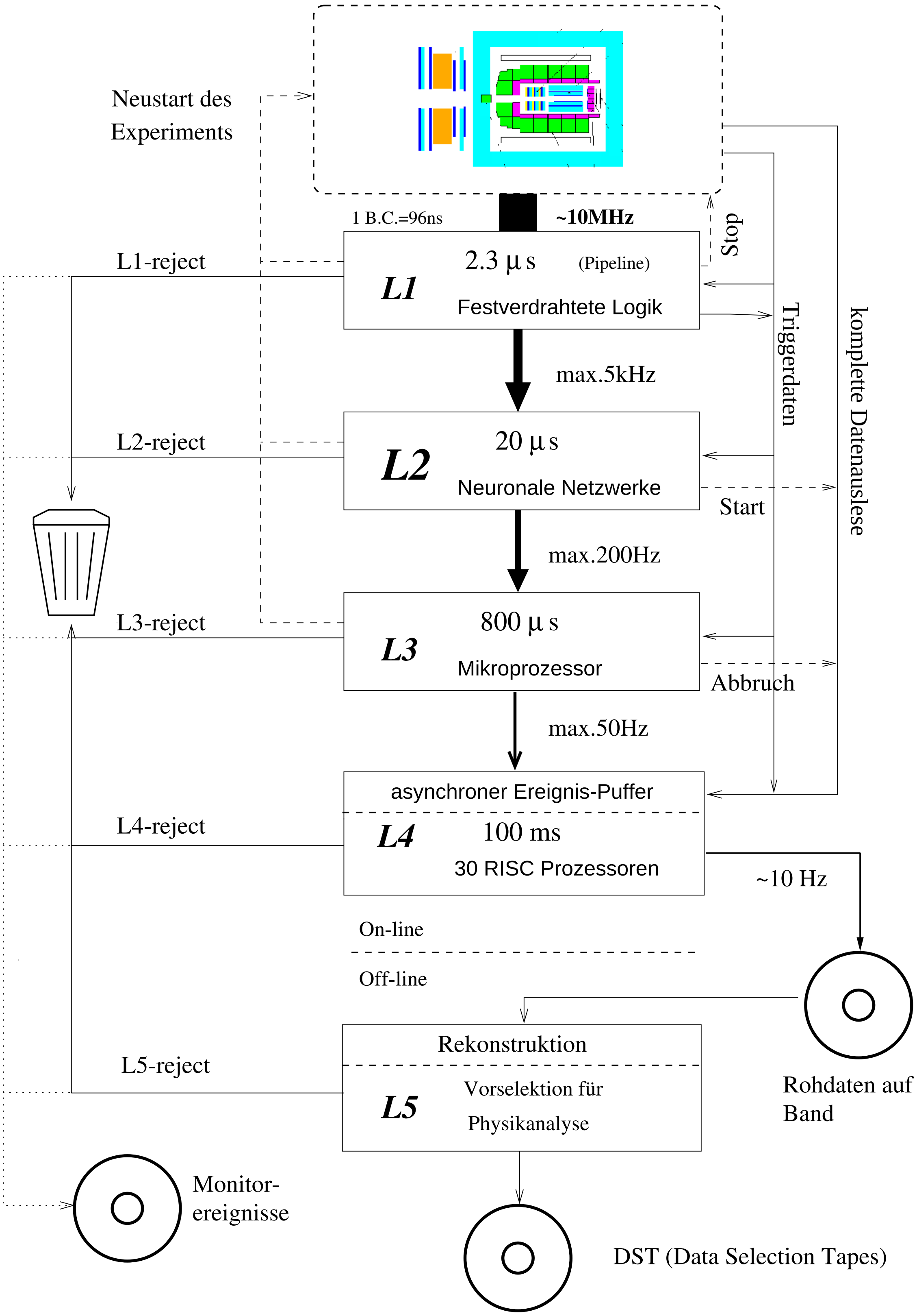

Abbildung 2.6: *Das Trigger- und Datennahmesystem des H1-Experiments. Signale sind gestrichelt, Datenflüsse durchgezogen und gepunktet dargestellt. Die angegebenen Raten sind maximale Designwerte (aus [8])*

Kapitel 3

Elektroproduktion von ϕ-Mesonen bei kleinem Q^2

In diesem Kapitel wird die Analyse der exklusiv-elastischen Produktion von ϕ-Mesonen in einem Bereich der Photonvirtualität $1 < Q^2/\mathrm{GeV}^2 < 5$ beschrieben. Die Rekonstruktion der ϕ-Mesonen erfolgt über den dominanten Zerfall in zwei geladene Kaonen:

$$e\,p \;\rightarrow\; e\,p\,(\phi \;\rightarrow\; K^+K^-)\;, \tag{3.1}$$

mit einem Verzweigungsverhältnis von $(49.1 \pm 0.6)\%$ [49].
Die Spuren der Kaonen werden in der zentralen Spurkammer CJC rekonstruiert. Zur Unterdrückung von Ereignissen, in denen das Proton dissoziert, werden die Vorwärtsdetektoren von H1 verwendet. Der Nachweis des gestreuten Elektrons erfolgt im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal.
Die analysierten Daten stammen aus einem speziellen Zeitraum, in dem der nominelle Wechselwirkungspunkt um 70 cm in Richtung des auslaufenden Protons verschoben war. Dadurch wird die Akzeptanz für kleine Werte von Q^2 erhöht, da diese der Streuung des Elektrons unter kleinen[1] Winkeln entsprechen (3.11). Die integrierte Luminosität aus diesem Zeitraum beträgt 125 nb^{-1}.
Zunächst wird die Monte-Carlo(MC)-Simulation beschrieben, die für Akzeptanzkorrekturen von Detektor- und Selektionseffekten verwendet wird. Dann werden die zum Abtrennen des Untergrundes nötigen Selektionskriterien erläutert. Nach einem Vergleich von Daten und MC-Simulation werden abschließend die physikalischen Ergebnisse der Analyse präsentiert. Im Vordergrund steht dabei die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts. Außerdem werden die Abhängigkeit vom Quadrat des Viererimpulsübertrags t und die Zerfallswinkelverteilung analysiert.

3.1 Monte-Carlo-Simulation

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist es notwendig, die Akzeptanz des Detektors und der verwendeten Selektionskriterien in Abhängigkeit verschiedener kinematischer Variablen zu kennen. In dieser Analyse wird dazu eine Monte-Carlo-Simulation

[1] entsprechend einem großen Wert des Polarwinkels θ im H1-Koordinatensystem

verwendet.
Dazu werden ausgehend von einem bestimmten physikalischen Modell Ereignisse generiert und diese anschließend einer vollständigen Detektorsimulation und Rekonstruktion unterworfen. Die generierten Ereignisse bestehen aus den Vierervektoren der an der Reaktion beteiligten Teilchen. In der Detektorsimulation wird die Antwort des Detektors auf die erzeugten Teilchen berechnet – dies umfaßt auch eventuelle Sekundärwechselwirkungen. Das Ergebnis der Simulation entspricht im Prinzip den Rohdaten, wie sie nach der Triggerstufe L4 vorliegen.
Die simulierten Ereignisse werden dann in der Rekonstruktion (Abschnitt 2.3.5) genauso behandelt wie reale Daten.
Für die vorliegende Analyse wird der DIFFVM-Generator [47] verwendet.

3.1.1 Der Generator DIFFVM

Der Generator DIFFVM generiert ep-Ereignisse, in denen ein Vektormeson erzeugt wird. Als Grundlage dient dabei das Modell aus Regge-Theorie und Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM), das in Abschnitt 1.3.1 beschrieben wurde. Die Umrechnung von γp- in ep-Wirkungsquerschnitte (Abschnitt 3.3.1) erfolgt dabei mit der Weizsäcker-Williams-Näherung [50, 51] für den Photonfluß.
Die Q^2-Abhängigkeit des transversalen und longitudinalen Wirkungsquerschnitts ist wie folgt implementiert:

$$\frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma_T(0)} = \frac{1}{(1+\frac{Q^2}{m_V^2})^n} , \tag{3.2}$$

$$\frac{\sigma_L(Q^2)}{\sigma_T(Q^2)} = \frac{\xi \frac{Q^2}{m_V^2}}{1+\chi\xi\frac{Q^2}{m_V^2}} . \tag{3.3}$$

Der Parameter n ist vom Benutzer vorzugeben; ebenso die empirischen Parameter ξ und χ, die das Verhältnis $R = \sigma_L/\sigma_T$ im Grenzfall sehr großer und sehr kleiner Werte von Q^2 bestimmen:

$$\lim_{Q^2\to 0} R \longrightarrow \xi\frac{Q^2}{m_V^2} , \tag{3.4}$$

$$\lim_{Q^2\to\infty} R \longrightarrow \frac{1}{\chi} . \tag{3.5}$$

Gemäß der Regge-Theorie wird der Wirkungsquerschnitt als Funktion der hadronischen Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ parametrisiert als:

$$\sigma \propto {W_{\gamma p}}^{4\,(\alpha_{I\!P}(0)-1)} . \tag{3.6}$$

Es wird ein exponentieller Abfall mit $|t|$ gemäß $e^{-b|t|}$ angenommen. Dabei wird b bei einer festen Schwerpunktsenergie vorgegeben und entwickelt sich dann nach dem von der Regge-Theorie vorhergesagten Shrinkage (1.25).

Die Verteilung der Masse der Vektormesonen wird durch die Breit-Wigner-Funktion beschrieben:

$$\frac{dN(m)}{dm} \propto \frac{\Gamma_{tot}^2}{(m-m_V)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}}, \tag{3.7}$$

wobei Γ_{tot} die Breite der Massenverteilung ist.
Die Zerfallswinkelverteilung wird nach (1.27) generiert, wobei sich der Wert für r_{00}^{04} aus R und der Annahme von s-Kanal-Helizitätserhaltung ergibt.

3.1.2 Generierte MC-Datensätze

Für die Analyse der exklusiven ϕ-Produktion wurden jeweils 100000 Ereignisse mit ϱ, ω und ϕ-Mesonen generiert, anschließend simuliert und dann rekonstruiert. Die Datensätze mit ϱ und ω dienen der Untersuchung des Untergrundes unter dem ϕ-Signal, während die simulierten ϕ-Ereignisse zur Akzeptanzbestimmung verwendet werden. Für die verschiedenen Zerfälle sind die bekannten Verzweigungsverhältnisse [49] implementiert[2]. In Tab. 3.1 sind die für die Simulation verwendeten Parameter aufgeführt. Die Werte für die ϱ-Produktion wurden in Übereinstimmung einer Messung in

erzeugtes Vektormeson	n	χ	ξ	$\alpha_{I\!P}(0)$	$\alpha'_{I\!P}$	b [GeV^{-2}] ($W_{\gamma p} = 60$ GeV)	r_{00}^{04}
ϱ	2.5	0.3	0.33	1.0808	0.25	7.5	0.44
ω	2.5	0.3	0.33	1.0808	0.25	7.5	0.44
ϕ	2.0	0.3	0.33	1.0808	0.25	6.0	0.34

Tabelle 3.1: *Parameter, die zur Generierung der verwendeten MC-Datensätze vorgegeben wurden. Zur Bedeutung der Parameter siehe Abschnitt 3.1.1. Für r_{00}^{04} ist hier der Mittelwert angegeben, der sich aus χ und ξ für ein mittleres Q^2 von 2 GeV^2 ergibt.*

dem hier vorliegenden kinematischen Bereich [52] gewählt. Für ω-Elektroproduktion gibt es bisher keine solche Messung.

3.2 Ereignisselektion

Das Ziel der Ereignisselektion ist, einen möglichst reinen Datensatz von ϕ-Ereignissen mit einen geringen Anteil von Untergrund zu erhalten. Dazu werden Schnitte auf verschiedene, die Topologie der Ereignisse bestimmende, Detektorsignale angebracht. Motiviert werden diese Schnitte durch die Topologie eines „typischen“ $ep \to ep(\phi \to K^+K^-)$ Ereignisses. Ein solches ist in Abb. 3.2 dargestellt. Es erfüllt alle im weiteren beschriebenen Selektionskriterien. Man erkennt deutlich die rekonstruierten Spuren der Kaonen in der CJC und den in Protonrichtung verschobenen Vertex. Im rückwärtigen

[2]Verzweigungsverhältnisse < 1 % werden vernachlässigt

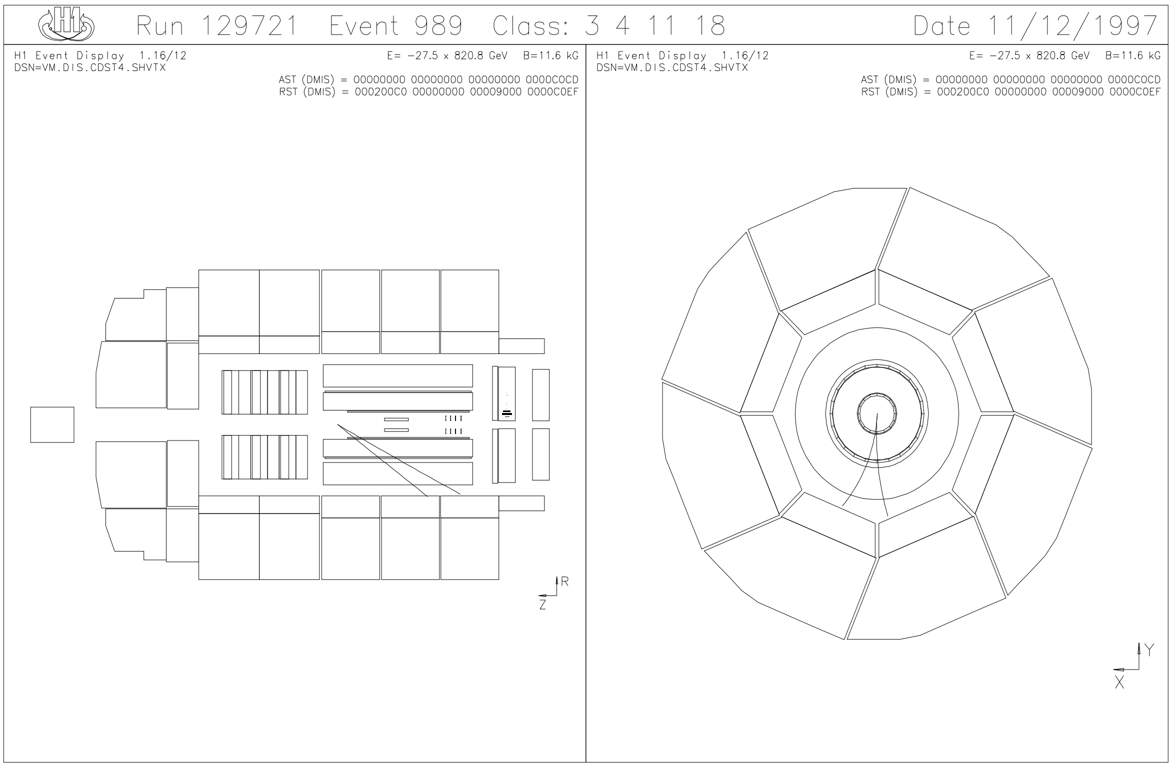

Abbildung 3.1: *Darstellung eines „typischen" ϕ-Ereignisses, das alle in Abschnitt 3.2 beschriebenen Analyseschnitte erfüllt. Die linke Seite zeigt eine Seitenansicht des H1-Detektors, die rechte Seite einen Blick entlang der Strahlachse in Protonrichtung.*

Kalorimeter SpaCal ist ein durch das gestreute Elektron hervorgerufener Energieeintrag zu sehen. Im gesamten Detektor gibt es kein weiteres signifikantes Signal, da keine weiteren Teilchen bei der Reaktion erzeugt wurden. Das gestreute Proton entkommt undetektiert im Strahlrohr.
Mit folgenden Kriterien wird zunächst eine Vorselektion vorgenommen:

- L5 Klassifikation *class 11* (Abschnitt 2.3.5)

- Genau zwei entgegengesetzt geladene Spuren, deren Parameter mit der Fithypothese, daß sie von einem gemeinsamen Vertex stammen, bestimmt wurden. Die z-Koordinate des Vertex muß im Bereich 50 cm $< z_{vtx} <$ 100 cm liegen.

- Der Transversalimpuls der beiden entgegengesetzt geladenen Spuren muß mindestens 100 MeV betragen.

- Eine zusammenhängende Energiedeposition (*cluster*) von mindestens 12 GeV im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal.

- In einem Kegel mit Öffnungswinkel 5° um die Richtung dieses Clusters wird eine weitere Spur für das gestreute Elektron zugelassen.

Nach Anwendung dieser Schnitte verbleiben 12222 Ereignisse in dem Datensatz. Abb. 3.2 zeigt die Verteilung der invarianten Masse:

$$m_{inv} \;=\; \sqrt{m_1^2 \;+\; m_2^2 \;+\; 2E_1E_2 \;+\; p_1p_2\;\cos\alpha} \tag{3.8}$$

mit: m_1, m_2 : Massen der Zerfallsteilchen,
E_1, E_2 : Energien der Zerfallsteilchen,
p_1, p_2 : Impulse der Zerfallsteilchen,
α : Winkel zwischen den beiden Teilchen,

für diese Selektion. Dazu wurde einmal die Annahme gemacht, daß es sich bei den beiden Zerfallsteilchen um Kaonen (a) bzw. Pionen (b) handelt. Beide Spektren beginnen an der jeweiligen Massenschwelle für die Zerfallsmesonen, also $2\,m_K$ bzw. $2\,m_\pi$. Man erkennt ein deutliches ϕ-Signal bei 1.02 GeV/c² und ein ϱ-Signal[3] bei 770 MeV/c². Um

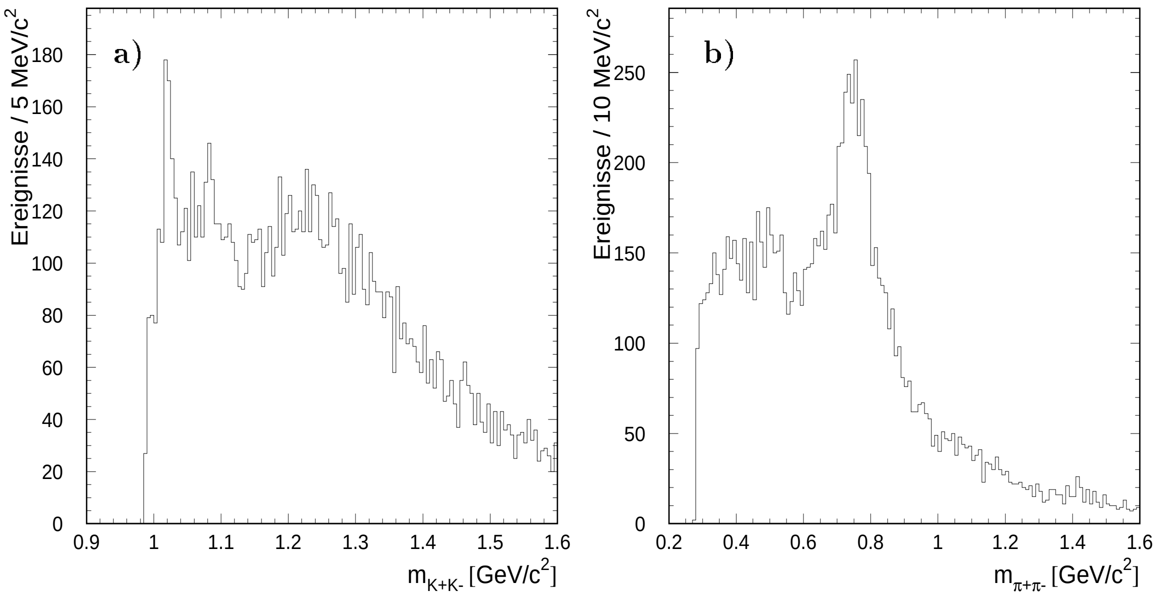

Abbildung 3.2: *Invariante Massenverteilung der Ereignisse nach der Vorselektion: a) unter der Annahme der Kaonmasse für beide Spuren b) unter der Annahme der Pionmasse für beide Spuren.*

den noch hohen Untergrundanteil unter dem Signal zu verwerfen, sind noch weitere Analyseschnitte notwendig. Diese werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

3.2.1 Detektorkomponenten

Es wird verlangt, daß die für die Analyse wesentlichen Detektorkomponenten aktiv waren, wobei diese Abfrage für jeden Run erfolgt. Als Run wird bei H1 ein Daten-

[3] Das ϱ-Meson zerfällt fast ausschließlich in $\pi^+\pi^-$.

nahmezeitraum mit unverändertem Detektorstatus bezeichnet. Im einzelnen muß die Hochspannung in den Spurkammern und im SpaCal angeschaltet gewesen sein. Die Forderung dient der möglichst genauen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus Luminosität und Akzeptanz.

3.2.2 Elektronidentifikation

Um sicherzugehen, daß es sich bei dem Cluster im SpaCal um die Energiedeposition des gestreuten Elektrons handelt, werden zusätzliche Kriterien verlangt:

- $\boldsymbol{E_{clus} > 12}$ **GeV**
  Dieser Schnitt dient im Prinzip nur der Vorselektion, da in dem untersuchten kinematischen Bereich Elektronenenergien von mehr als 20 GeV erwartet werden.

- $\boldsymbol{E_{veto} < 1}$ **GeV**
  Die gemessene Energie in den Vetolagen in der Nähe des Elektronkandidaten wird beschränkt, um sicherzustellen, daß keine Energie im Strahlrohr verloren geht.

- $\boldsymbol{r_{clus} < 3.2}$ **cm**
  Der Radius des Clusters, definiert als der energiegewichtete mittlere Abstand aller Cluster-Zellen vom Schwerpunkt, ist bei elektromagnetischen Schauern deutlich kleiner als bei hadronischen.

- $\boldsymbol{E_{had} < 0.2}$ **GeV**
  Die Beschränkung der Energiedeposition im hadronischen Teil des SpaCal hinter dem Elektronkandidaten unterdrückt weiteren hadronischen Untergrund.

- $\boldsymbol{d_{BDC} < 3}$ **cm**
  Es wird ein Spursegment in der BDC verlangt, dessen Projektion in die Ebene des SpaCal in der Nähe des Elektronkandidaten liegen muß. Dies unterdrückt Untergrund durch hochenergetische Photonen und neutrale Teilchen.

- $\boldsymbol{d_{beam} > 8.7}$ **cm**
  Der Abstand des Clusters vom Strahlmittelpunkt wird so gewählt, daß eine ausreichende Akzeptanz gewährleistet ist. Dabei wird berücksichtigt, daß die Strahlen, abhängig von der jeweiligen Füllung (HERA-Run), leicht windschief im Strahlrohr verlaufen (*beam tilt*).

3.2.3 Exklusive Produktion

Um inelastische Ereignisse zu verwerfen, in denen das ϕ-Meson nicht exklusiv erzeugt wurde, werden folgende Bedingungen gestellt:

- $\boldsymbol{E_{max,LAr} < 0.5}$ **GeV**
  $E_{max,LAr}$ bezeichnet dabei den Cluster im Lar-Kalorimeter mit der größten Energie, der nicht einer der beiden Spuren zugeordnet werden konnte. Diese Zuordnung geschieht durch Extrapolation der gemessenen Helix in das Kalorimeter.

Energiedepositionen in einem Zylinder von 30 cm im elektromagnetischen und 50 cm im hadronischen Kalorimeter werden als der Spur zugehörig betrachtet.

- $|t| < 0.5$ GeV^2
  Wie in Kapitel 1 beschrieben, erwartet man für die exklusive Vektormesonproduktion einen exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnitts mit $|t|$, so daß durch diesen Schnitt im wesentlichen Untergrund verworfen wird. $|t|$ wird als der totale Transversalimpuls aus den beiden Spuren und dem Elektron-Cluster rekonstruiert (3.32).

3.2.4 Protondissoziation

Ereignisse mit Protondissoziation werden sehr effizient durch folgende Schnitte auf Signale im Vorwärtsbereich des Detektors unterdrückt [46]:

- **Vorderer Teil des LAr-Kalorimeters (IF)**
  Die Summe über alle Energiedepositionen im vorderen LAr-Kalorimeter im Polarwinkelbereich $\theta < 10°$ muß kleiner als 1 GeV sein.

- **Vorwärtsmyonspektrometer**
  Maximal ein Trefferpaar in den inneren Modulen des Vorwärtsmyonspektrometers ist erlaubt, da dies noch mit Rauschen verträglich ist.

- **Protontagger**
  Die Effizienz der einzelnen Kanäle des Protontaggers wurde anhand von Daten und MC-Simulation untersucht. Das Ansprechverhalten der einzelnen Kanäle unter der Voraussetzung, daß drei weitere Kanäle ein Signal aufweisen, ist in Abb. 3.3 dargestellt. Für diese Analyse wird verlangt, daß in den Kanälen 0, 1, 2 und 6 kein Signal vorhanden ist. Diese Kanäle wurden ausgewählt, da sie eine hohe Effizienz haben und gut von der Simulation beschrieben werden.
  Die relativ großen Fehler der MC-Werte resultieren aus der Tatsache, daß es sich um eine Simulation elastischer ϕ-Produktion – also ohne Protondissoziation – handelt. Die Aktivität im Protontagger stammt von Ereignissen mit hohem Impulsübertrag $|t|$ und solchen, in denen das gestreute Proton Sekundärwechselwirkungen mit Restgasatomen unterliegt.

3.2.5 Anfangs-und Endzustandsstrahlung

Strahlt das Elektron vor oder nach dem Streuprozeß ein weiteres Photon ab, so kann dies zu einer Verfälschung der rekonstruierten kinematischen Größen führen. Um Ereignisse mit harter Photonabstrahlung zu verwerfen, wird verlangt, daß:

$$\sum_i E_i - p_{z,i} > 45 \text{ GeV}. \tag{3.9}$$

Die Summe läuft über alle beobachteten Teilchen, hier also die beiden Spuren und das gestreute Elektron. In einem idealen tiefinelastischen Ereignis ohne Strahlung ist die Summe gleich der zweifachen Strahlenergie des Elektrons von 55 GeV.

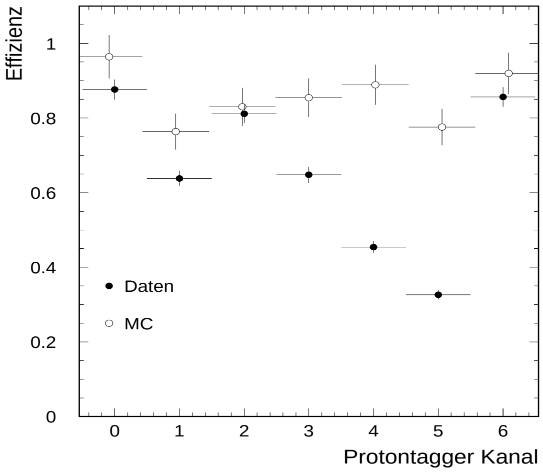

Abbildung 3.3: Effizienz der Protontagger Kanäle für Daten (alle Zweispurereignisse) und Monte-Carlo. Aufgetragen ist das Ansprechverhalten eines Kanals unter der Voraussetzung, daß drei weitere Kanäle Aktivität aufweisen.

3.2.6 Kosmische Myonen

Spuren von Myonen aus kosmischer Strahlung können den gesamten Detektor in der Nähe des Wechselwirkungspunktes durchdringen. Handelt es sich dabei um hochenergetische Teilchen, so weisen ihre Spuren keine meßbare Krümmung auf, und es kann vorkommen, daß sie vom Rekonstruktionsprogramm als eine positive und eine negative Spur fehlinterpretiert werden. Um diese Ereignisse zu verwerfen, werden folgende Akollinearitätsschnitte angebracht:

$$\begin{array}{rrcl} & |\theta_1 + \theta_2 - \pi| & > & 0.1 \\ \text{oder:} & |\Delta_\phi - \pi| & > & 0.1 \;, \\ \text{mit:} & \Delta_\phi & = & \min\,(\;|\phi_1 - \phi_2|,\; 2\pi - |\phi_1 - \phi_2|\;), \end{array}$$

wobei $\theta_{1,2}$ und $\phi_{1,2}$ die Polar- und Azimuthalwinkel der Spuren sind.

3.2.7 Trigger

Für diese Analyse wird für alle Ereignisse der Subtrigger S0 verlangt. Während der hier untersuchten Datennahmeperiode lief der Trigger ohne Skalierung. Die wesentliche Triggerbedingung des S0 ist:

$$\texttt{SPCLe\_IET} > 1, \tag{3.10}$$

d.h., es wird eine räumlich begrenzte Energiedeposition von mehr als 6 GeV nahe dem Strahlrohr bzw. mehr als 2 GeV im Außenbereich des SpaCal verlangt. Zusätzlich waren Vetobedingungen der verschiedenen Flugzeitsysteme aktiv.
In [53] wurde die Effizienz zu $(99 \pm 1)\%$ bestimmt. Dieser Wert wird für die vorliegende Analyse übernommen, da es sich um den gleichen kinematischen Bereich handelt. Die Ineffizienz ist auf die Flugzeitbedingungen zurückzuführen.

3.2.8 Kinematische Variablen

Bevor eine Auswahl des kinematischen Bereiches getroffen werden kann, ist noch festzulegen, welche Methode der Rekonstruktion verwendet wird.

3.2.8.1 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen aus den Detektorsignalen stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Diese unterscheiden sich durch die Auswahl der verwendeten Meßgrößen. Im allgemeinen stehen mehr Größen zur Verfügung, als zur Bestimmung der Kinematik notwendig sind.
Die für diese Arbeit wesentlichen Variablen Q^2 und y lassen sich wie folgt durch die im Detektor gemessenen Größen ausdrücken [54, 55]:

- **Elektron-Methode**

$$Q_e^2 \simeq 4E_eE_e'\cos^2\frac{\theta_e}{2}\,, \tag{3.11}$$

$$y_e \simeq 1-\frac{E_e'}{E_e}\sin^2\frac{\theta_e}{2}\,, \tag{3.12}$$

- **Doppel-Winkel-Methode**

$$Q_{\theta\gamma}^2 = 4E_e^2\frac{\sin\gamma(1+\cos\theta_e)}{\sin\gamma+\sin\theta_e-\sin(\theta_e+\gamma)}\,, \tag{3.13}$$

$$y_{\theta\gamma} = \frac{\sin\theta_e(1-\cos\gamma)}{\sin\gamma+\sin\theta_e-\sin(\theta_e+\gamma)}\,, \tag{3.14}$$

- **Methode von Jacquet und Blondel**

$$Q_{JB}^2 = \frac{p_{V,x}^2+p_{V,y}^2}{1-y_{JB}}\,, \tag{3.15}$$

$$y_{JB} = \frac{E_V-p_{V,z}}{2E_e}\,, \tag{3.16}$$

mit:	E_e	:	Energie des einlaufenden Elektrons,
	E_e'	:	Energie des gestreuten Elektrons,
	θ_e	:	Polarwinkel des gestreuten Elektrons,
	γ	:	Polarwinkel des Vektormesons,
	$E_V, \vec{p}_V$	:	Energie und Impuls des Vektormesons.

Die verschiedenen Methoden werden anhand der Monte-Carlo-Simulation miteinander verglichen. Dazu wird die Abweichung zwischen dem Wert, der sich aus der Rekonstruktionsmethode ergibt und dem generierten Wert, normiert auf den generierten Wert, für Q^2 und y aufgetragen. Die mittlere Abweichung bestimmt die Auflösung der Rekonstruktionsmethode. In Abb. 3.4 sind die Auflösungen für die verschiedenen Methoden dargestellt.

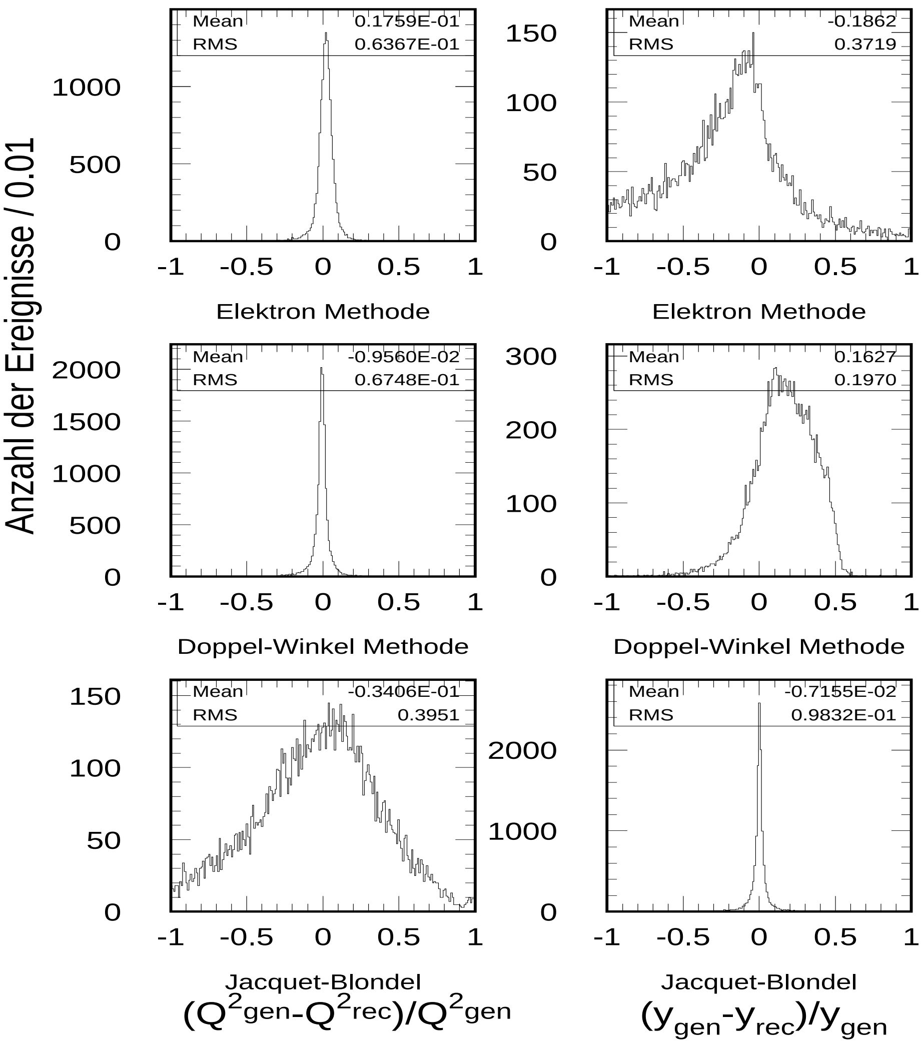

Abbildung 3.4: *Auflösung für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden, bestimmt mit der MC-Simulation. Aufgetragen ist die relative Abweichung der rekonstruierten Größe zur generierten für Q^2 (linke Spalte) und y (rechte Spalte).*

Für diese Analyse wird die Doppel-Winkel Methode zur Rekonstruktion von Q^2 und die Jacquet-Blondel-Methode zur Rekonstruktion von y verwendet, da sich mit diesen die beste Auflösung ergibt. Bei der Bestimmung von y mit der Jacquet-Blondel-Methode wird vorausgesetzt, daß es sich um ein elastisches ϕ-Ereignis handelt, da die Energie E_V aus den in der Spurkammer gemessenen Impulsen mit der entsprechenden Massenhypothese berechnet wird. Der in die Bestimmung von Q^2 eingehende Streuwinkel des Elektrons θ_e wird mit der BDC gemessen. Dazu wird das Spursegment verwendet, daß nach einer Extrapolation in die Ebene des SpaCals dem Schauerschwerpunkt des Elektron-Clusters am nächsten liegt, wobei zusätzlich bestimmte Qualitätskriterien von dem Segment zu erfüllen sind [44].

3.2.8.2 Auswahl des kinematischen Bereichs

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts werden Ereignisse ausgewählt, die in einem engen Bereich um die nominelle ϕ-Masse liegen:

$$| \, m_{K+K-} \; - \; m_\phi \, | \; < \; 20 \text{ MeV/c}^2 \; . \tag{3.17}$$

In Abb. 3.5 a) sind die Ereignisse, die nach Anwendung aller bisher besprochenen Schnitte in dem Datensatz verbleiben, in die yQ^2-Ebene eingetragen.
Für die Analyse der Daten wird der folgende Bereich ausgewählt:

- **$1 < Q^2/\text{GeV}^2 < 5$**
  Die untere Grenze ist durch Akzeptanzverluste aufgrund des Schnittes auf den Abstand des Clusters vom Strahlrohr bestimmt – nach oben ist der Bereich durch die aussterbende Statistik begrenzt.

- **$0.018 < y < 0.22$**
  Dieser Bereich entspricht nach (1.6) $40 < W_{\gamma p}/\text{GeV} < 140$ und beschränkt den Bereich des Polarwinkels der beiden Spuren im wesentlichen auf die CJC (Abb. 3.5 b)).

3.2.9 Analysierter Datensatz

In Abb. 3.6 a) ist das invariante Massenspektrum nach Anwendung aller Schnitte dargestellt. Es verbleiben 56 Ereignisse in dem gewählten Massenfenster.

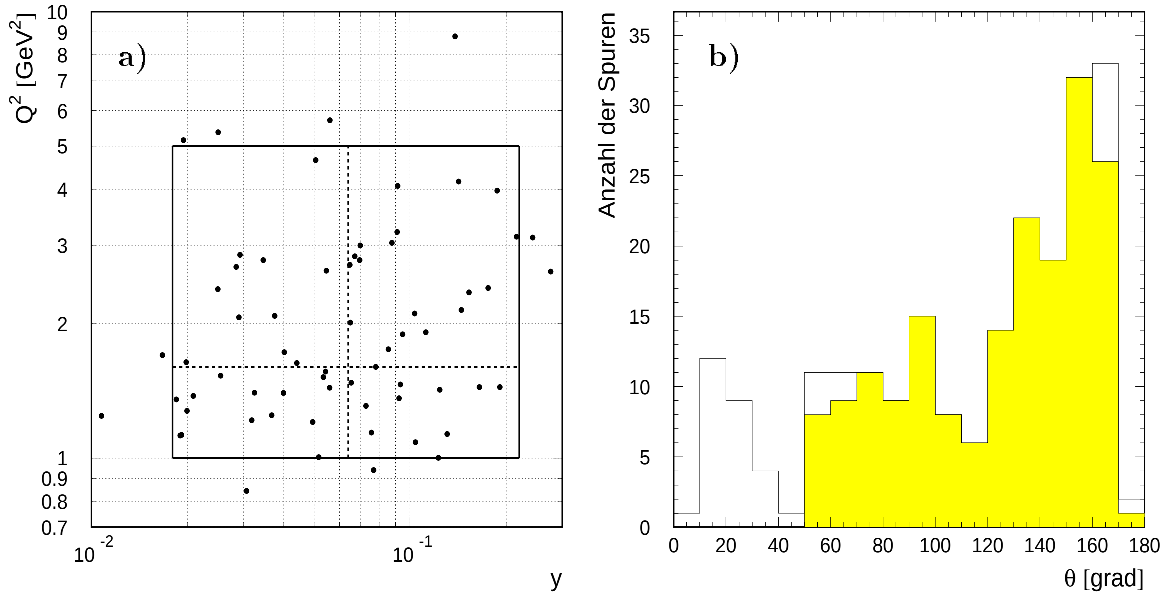

Abbildung 3.5: a) *Verteilung der Ereignisse in der yQ^2-Ebene nach Anwendung aller Schnitte. Der eingezeichnete Bereich wird für die Analyse verwendet. Die gestrichelten Linien kennzeichnen eine zusätzliche Unterteilung zur Messung des Wirkungsquerschnitts. b) Polarwinkelverteilung der Spuren nach Anwendung aller Schnitte und $m_{K+K-} \; < \; 1.1$ GeV/c^2 mit (offenes Histogramm) und ohne Beschränkung (gefülltes Histogramm) auf* $0.018 < y < 0.22$.

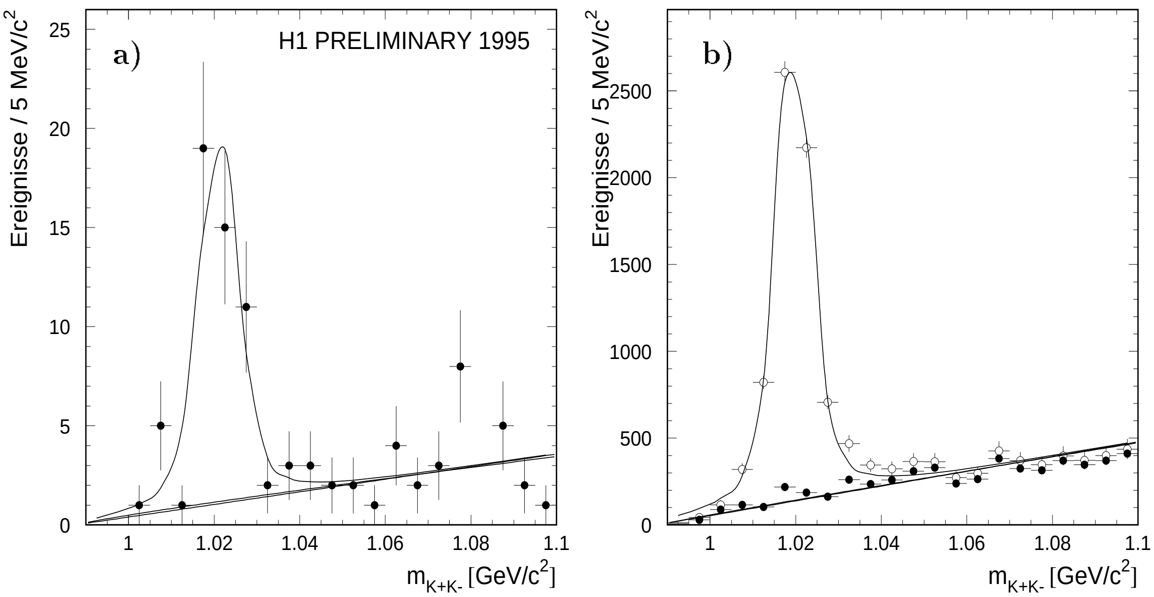

Abbildung 3.6: *Invariante Massenverteilung der Ereignisse nach Anwendung aller Schnitte a) für Daten und b) für MC-Ereignisse. Die Form der Kurven ist im Text beschrieben. Der Untergrund in b) (ausgefüllte Kreise) besteht aus der Reflexion von ϱ und ω-Ereignissen.*

3.2.9.1 Bestimmung des Untergrundes

Zur Beschreibung der Daten wird eine relativistische Breit-Wigner-Funktion gefaltet mit einer Gaußverteilung über einem Untergrund angepaßt. Die Gaußverteilung berücksichtigt die Detektorauflösung. Für den Untergrund werden eine lineare und eine Potenzform angenommen:

$$f_{bg}^{lin} = \alpha_1 \, (2m_K - m_{K+K-}) \tag{3.18}$$
$$f_{bg}^{pot} = \alpha_1 \, (2m_K - m_{K+K-})^{\,\alpha_2} \, , \tag{3.19}$$

mit $\alpha_{1,2}$ als freien Parametern.
Die Breite der Breit-Wigner-Funktion wird auf den in [49] angegebenen Wert von 4.4 MeV/c^2 festgesetzt. Aus der Anpassung ergibt sich für die Masse des ϕ-Mesons ein Wert von 1021.1 ± 1.0 MeV/c^2 in Übereinstimmung mit 1019.4 MeV/c^2 aus [49]. Für die Detektorauflösung ergibt sich aus der Breite der Gaußfunktion 3.5 ± 1.1 MeV/c, was mit dem aus der Simulation erhaltenen Wert verträglich ist.
Das Ergebnis der Anpassung mit beiden funktionalen Formen für den Untergrund ist in Abb. 3.6 a) eingezeichnet. Es ergibt sich ein Untergrund von 15 ± 1 % im Massenfenster, wobei der Fehler von einem Prozent aus der Differenz der unterschiedlichen Untergrundformen resultiert.
Zur Untersuchung des Untergrundes wurden je 100000 Ereignisse mit elastischer ϱ und ω-Produktion in dem gleichen kinematischen Bereich simuliert (Abschnitt 3.1.1). Nach einer Gewichtung der Ereignisse entsprechend einem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von:

$$\sigma_\rho \; : \; \sigma_\omega \; : \; \sigma_\phi \quad = \quad 9 \; : \; 1 \; : \; 1.125 \tag{3.20}$$

in Übereinstimmung mit bisherigen experimentellen Ergebnissen [56, 57] werden alle beschriebenen Analyseschnitte darauf angewendet. Insbesondere wird die invariante Masse mit der Kaonmassenhypothese berechnet. In Abb. 3.6 b) sind die resultierenden Ereignisse als Untergrund unter dem Signal aus der ϕ-Simulation eingezeichnet.
Die oben beschriebene Anpassung liefert für den Untergrundanteil 14.9 ± 0.4 %. Demnach läßt sich der Untergrund unter dem ϕ-Signal in den Daten vollständig als die Reflexion von ϱ und ω-Mesonen interpretieren. Dabei beträgt das Verhältnis von ϱ zu ω etwa 3 : 2.
Die ϱ-Ereignisse stammen aus dem unteren Teil des Massenbereichs, knapp über der Zwei-Pionen-Schwelle, während es sich bei den ω-Ereignissen um $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfälle handelt, in denen das π^0 unerkannt bleibt.
Die Interpretation des Untergrundes als die Reflexion von ϱ und ω-Mesonen wird in Abschnitt 3.3 verwendet.

3.2.9.2 Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation

Da die Akzeptanzkorrektur mit Hilfe der MC-Simulation berechnet wird, ist es notwendig, daß die Verteilungen der relevanten kinematischen Größen in der Simulation und den Daten übereinstimmen.
In Abb. 3.7 werden wichtige kinematische Größen für den verwendeten Datensatz und die MC-Ereignisse nach Anwendung aller Schnitte verglichen. Dargestellt sind die kinematischen Größen, als deren Funktion der Wirkungsquerschnitt in Abschnitt 3.3 bestimmt wird: das Betragsquadrat des Viererimpulsübertrags $|t|$ (3.32), die Photovirtualität Q^2, die hadronische Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ – rekonstruiert als $\sqrt{y_{JB}s}$ (1.6) – und die Zerfallswinkelverteilung in $\cos\theta^*$ (1.27). Außerdem sind der Azimuthal– und der Polarwinkel, der Transversalimpuls und die Energie des aus den beiden Spuren rekonstruierten ϕ-Mesons dargestellt.
Abb. 3.8 zeigt den Vergleich von Daten und MC-Simulation für Größen, die für die Identifikation des gestreuten Elektrons verwendet werden (Abschnitt 3.2.2) sowie den Azimuthal- und den Polarwinkel des gestreuten Elektrons.
Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen die Verteilungen in den Daten und im Monte-Carlo gut überein. Somit kann die verwendete Simulation zur Bestimmung der Detektor- und Analyseakzeptanz verwendet werden.

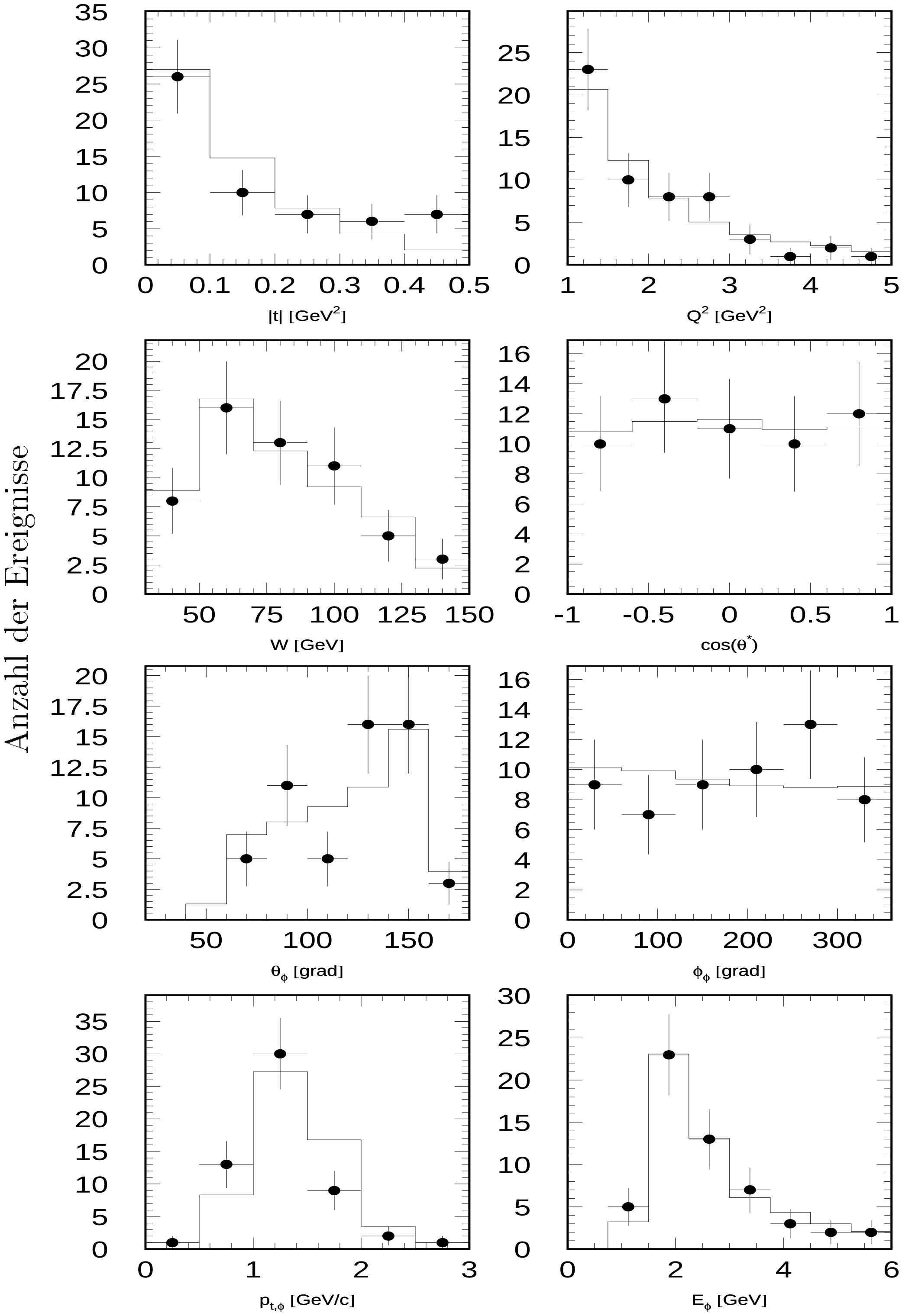

Abbildung 3.7: *Vergleich von Daten (ausgefüllte Kreise) und MC-Simulation (Histogramme) nach Anwendung aller Schnitte, für kinematische Größen des gesamten Ereignisses sowie des rekonstruierten ϕ-Mesons. Die simulierten Verteilungen sind auf die Statistik in den Daten normiert.*

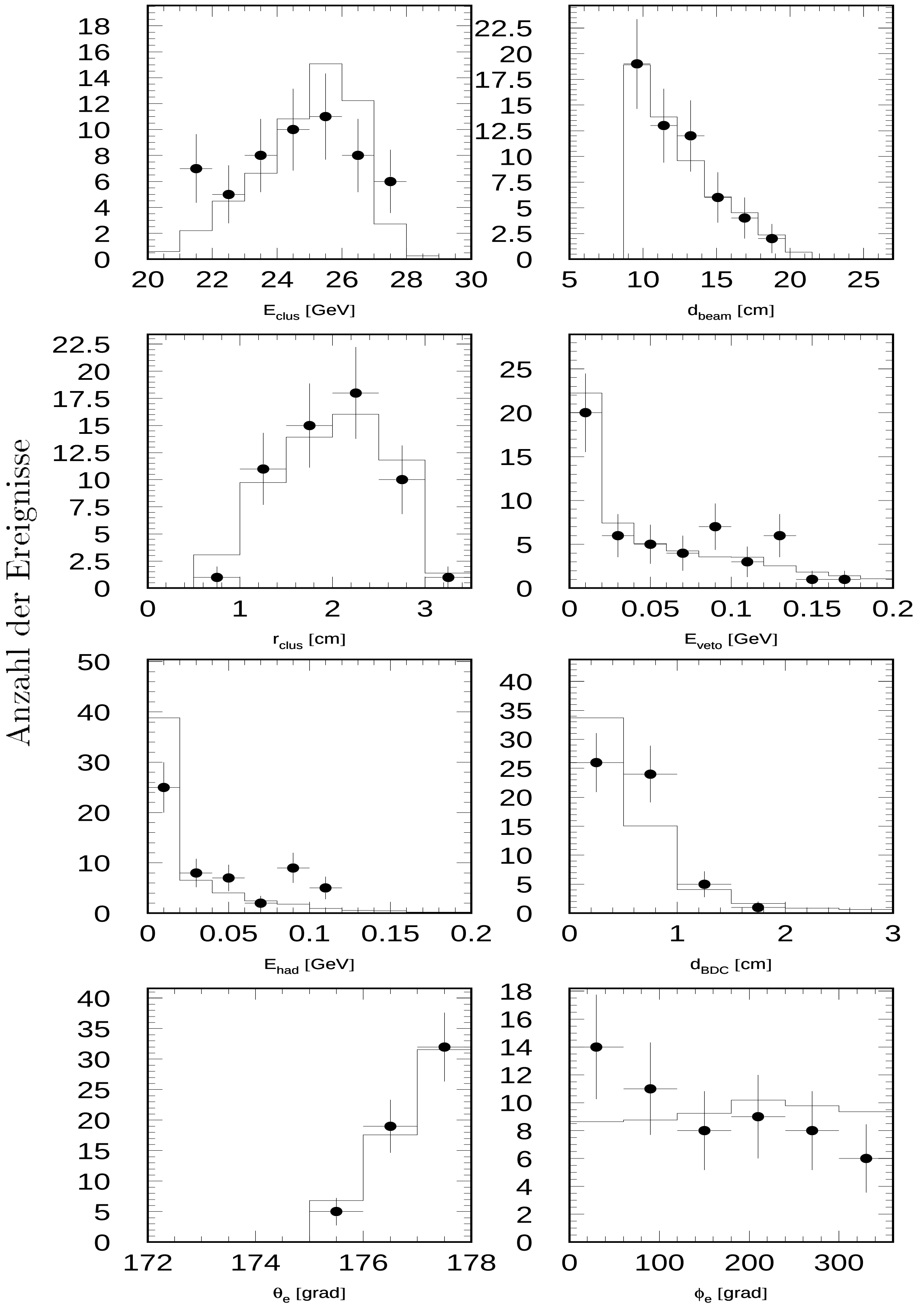

Abbildung 3.8: *Vergleich von Daten (Punkte) und MC-Simulation (Histogramme) nach Anwendung aller Schnitte, für die zur Identifizierung des gestreuten Elektrons verwendeten Größen.*

3.2.9.3 Akzeptanz

Durch Detektoreffekte, die zum einen rein geometrischer Natur sind und zum anderen durch Ineffizienzen der verwendeten Subdetektoren hervorgerufen werden, ergeben sich Verluste, die zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts korrigiert werden müssen. Dies gilt ebenso für die angebrachten Analyseschnitte. In der vorliegenden Analyse werden diese Korrekturen in einer globalen Akzeptanz zusammengefaßt, die anhand der Simulation bestimmt wird. Die Akzeptanz ergibt sich aus dem Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, die in einem Meßbereich generiert wurden, zu der Anzahl der Ereignisse, die in diesem Meßbereich nach Anwendung aller Analyseschnitte rekonstruiert werden. Durch die endliche Auflösung des Detektors ergeben sich Migrationseffekte, die dabei berücksichtigt werden. Dies bedeutet, daß auch Ereignisse, die außerhalb des eigentlichen Meßbereichs generiert wurden, in diesem rekonstruiert werden können und damit zur Akzeptanz beitragen.

Um systematische Effekte aufgrund eventueller Unsicherheiten in der Simulation klein

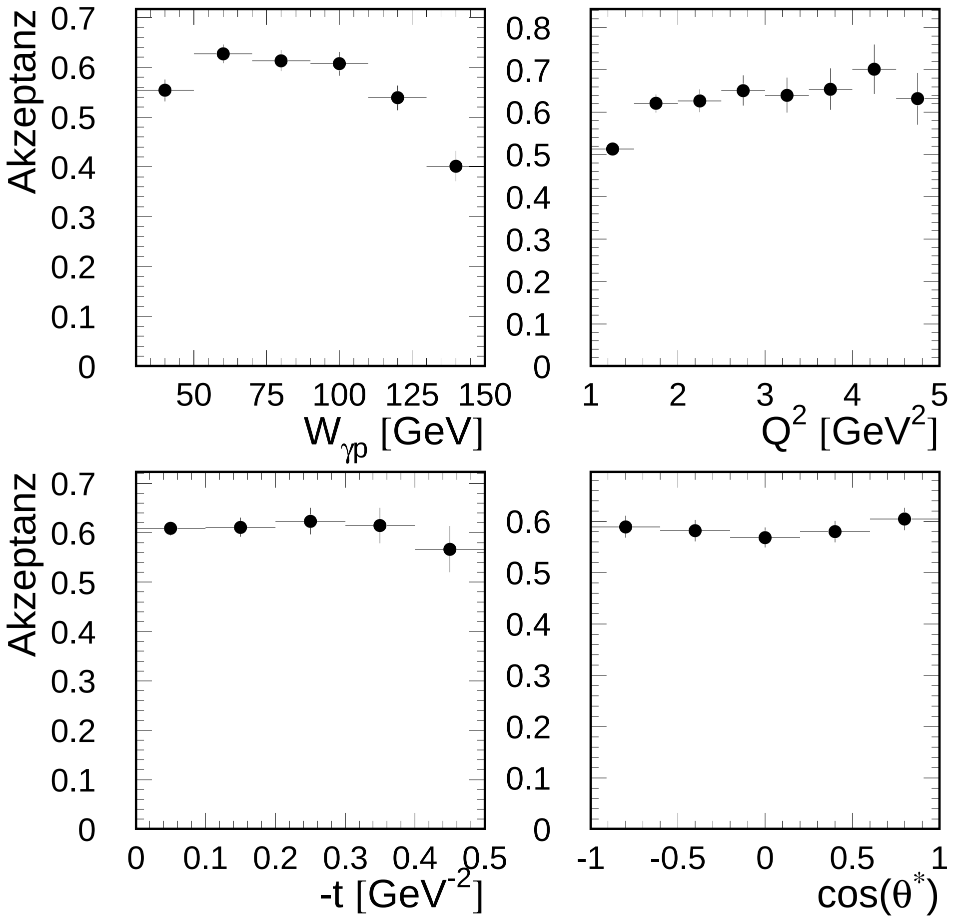

Abbildung 3.9: *Aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Akzeptanz als Funktion von $W_{\gamma p}$, Q^2, t und $\cos\theta^*$.*

zu halten, ist es notwendig, daß sich die Akzeptanz im gewählten Meßbereich als Funk-

tion der betrachteten Meßgröße nur langsam verändert. In Abb. 3.9 ist die Akzeptanz als Funktion der wichtigsten kinematischen Größen aufgetragen.
Die über den gesamten kinematischen Bereich gemittelte Akzeptanz beträgt $\sim$ 60 %. Während sie als Funktion von t und $\cos\theta^*$ im wesentlichen flach verläuft, beobachtet man für $W_{\gamma p}$ einen Abfall zu beiden Rändern des gewählten Bereichs. Für Q^2 sieht man nur einen einen Abfall zu kleinen Werten. Beide Effekte lassen sich geometrisch erklären. Der Abfall mit $W_{\gamma p}$ ist durch den aktiven Bereich der CJC bestimmt, derjenige für kleine Q^2 durch den Schnitt auf den Abstand des Clusters vom Strahl.

3.3 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Ergebnisse der Elektroproduktion von ϕ-Mesonen bei kleinem Q^2 dargestellt. Die mit *H1 Preliminary* gekennzeichneten Werte wurden in [52] veröffentlicht.

3.3.1 Wirkungsquerschnitt

3.3.1.1 Methode der Wirkungsquerschnittsbestimmung

Der Wirkungsquerschnitt für exklusive Produktion von Vektormesonen läßt sich in Analogie zu (1.7) parametrisieren als [26]:

$$\frac{d^2\sigma_{ep\to\phi p}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left[\left(1+(1-y)^2-2(1-y)\frac{Q^2_{min}}{Q^2}\right)\ \sigma^T_{\gamma^* p\to\phi p}+2(1-y)\ \sigma^L_{\gamma^* p\to\phi p}\right]\ , \tag{3.21}$$

wobei $Q^2_{min} = m_e^2\frac{y^2}{1-y}$ das kleinste kinematisch erlaubte Q^2 ist. Für $Q^2 \gtrsim 1$ GeV^2 und den gewählten Bereich von $0.018 < y < 0.22$ ist der zugehörige Term vernachlässigbar. Führt man den Flußfaktor für transversal polarisierte virtuelle Photonen

$$\Gamma_T(y,Q^2) \ = \ \frac{\alpha(1+(1-y)^2)}{2\pi y Q^2} \tag{3.22}$$

und den Polarisationsparameter

$$\epsilon \ = \ \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \tag{3.23}$$

ein, so ergibt sich aus 3.21 für den Zusammenhang zwischen dem γ^*p-Wirkungsquerschnitt und dem doppelt differentiellen ep-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\gamma^* p\to\phi p} \ = \ \sigma^T_{\gamma^* p\to\phi p}+\epsilon\ \sigma^L_{\gamma^* p\to\phi p} \ = \ \frac{1}{\Gamma_T}\frac{d^2\sigma_{ep\to\phi p}}{dydQ^2}\ . \tag{3.24}$$

Für die vorliegende Messung ist $\epsilon \in [0.97, 1]$, somit ist man also gleichermaßen für den longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitt sensitiv.
Der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ und der Anzahl der beobachteten Ereignisse N ist durch

$$N \ = \ \sigma\,\mathcal{L} \tag{3.25}$$

gegeben, wobei $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität ist. Die beste Schätzung für die Anzahl der Ereignisse N in einem bestimmten Bin[4] in y und Q^2 ergibt sich aus der Zahl der beobachteten Ereignisse N_{obs}, korrigiert auf verschiedene – die Messung beeinflussende – Faktoren:

$$N = \frac{N_{obs}\,(1 - f_{bg})}{< f_{acc} > \; \Gamma_{K^+K^-}\; \epsilon_{trig}} \tag{3.26}$$

mit: f_{bg} : Untergrundanteil unter dem Signal,
$< f_{acc} >$: Faktor für die globale Akzeptanz,
$\Gamma_{K^+K^-}$: Verzweigungsverhältnis des beobachteten Kanals,
ϵ_{trig} : Triggereffizienz.

Der mittlere $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt in einem Bin $\Delta = \Delta y \Delta Q^2$ ergibt sich aus der Integration von 3.24:

$$\sigma_{\gamma^* p \to \phi p}\big|_{y_\Delta, Q^2_\Delta} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{obs}} \frac{1}{\Gamma_T(y_i, Q_i^2)}}{\Delta\,\mathcal{L}} \; \frac{1 - f_{bg}}{< f_{acc} > \; \Gamma_{K^+K^-}\; \epsilon_{trig}}\,, \tag{3.27}$$

wobei $\Gamma_T(y_i, Q_i^2)$ der Flußfaktor des i-ten Ereignisses in dem Bin ist. Angegeben wird der gemessene Wirkungsquerschnitt dann an dem Mittelpunkt des Bins y_Δ und ${Q^2}_\Delta$, der sich aus einer flußfaktor–und akzeptanzgewichteten Mittelung über die beobachteten Ereignisse ergibt.
Die Akzeptanz $< f_{acc} >$ wird in der beschriebenen Weise aus der Monte-Carlo-Simulation (Abschnitt 3.2.9.3) bestimmt. Um die Abhängigkeit der Akzeptanz von y und Q^2 innerhalb des Bins zu berücksichtigen, wird diese in mehreren „Unterbins“ bestimmt. Damit wird die Summe in (3.27) durch $\Sigma_L := \sum_{i=1}^{N_{obs}} \frac{1}{\Gamma_T(y_i, Q_i^2)\; f_{acc,i}}$ ersetzt, wobei $f_{acc,i}$ die Akzeptanz in dem Unterbin ist, in dem das i-te Ereignis liegt.
Eine andere Möglichkeit, den $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt zu erhalten, ist die Parametrisierung desselben gemäß [58]:

$$\sigma_{\gamma^* p \to \phi p} \propto y^\delta \left(\frac{1}{m_\phi + Q^2} \right)^n \,, \tag{3.28}$$

wobei die Parameter δ und n aus den Daten zu bestimmen sind. Aufgrund der vorliegenden Statistik ist dies jedoch nicht sinnvoll möglich. Diese Methode wird daher nur zur Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet.

3.3.1.2 Bestimmung des systematischen Fehlers

Neben der statistischen Unsicherheit, die sich aus der Anzahl der ausgewählten Ereignisse ergibt, beeinflussen verschiedene systematische Faktoren die Messung des Wirkungsquerschnitts, die in je zwei Bins in $W_{\gamma p}$ und Q^2 vorgenommen wird (Abschnitt 3.3.1.4). Im einzelnen wurden folgende systematische Fehler ermittelt:

[4] *bin:* Intervall eines Histogramms (Meßbereich)

- **Methode der Wirkungsquerschnittsbestimmung**
  Der systematische Fehler, der sich aus der Mittelung des Wirkungsquerschnitts nach (3.27) ergibt, wird durch einen Vergleich mit der Parametrisierung (3.28) ermittelt. Dazu wird der Wirkungsquerschnitt auch nach dieser Methode bestimmt, wobei für δ und n Werte angenommen werden, die mit bisherigen Ergebnissen [10, 59] verträglich sind. Durch Variation von δ und n ergibt sich eine mittlere Diskrepanz zwischen beiden Methoden von 10 %.

- **Protondissoziationsuntergrund**
  Auch nach Anwendung der in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Schnitte verbleibt noch ein Anteil $f_{bg,pdis}$ von protondissoziativen Ereignissen unter dem elastischen ϕ-Signal. Dieser Anteil wurde in [9] zu 9 ± 8 % für exklusive ϱ-Produktion bestimmt und wird für die vorliegende Analyse übernommen.

- **nichtresonanter Untergrund**
  Für die Parametrisierung des nichtresonanten Untergrunds unter dem Signal werden zwei verschiedene Formen angenommen (Abschnitt 3.2.9). Die Differenz von 1 %, die sich aus den beiden Ansätzen ergibt, wird als Fehler berücksichtigt.

- **Luminosität**
  Die systematische Unsicherheit der Luminositätsmessung beträgt 3 % [17].

- **Radiative Korrekturen**
  Korrekturen, die sich aus Anfangs-und Endzustandstrahlung ergeben, wurden mit Hilfe des HERACLES [60] Generators zu $1 - 2$ % bestimmt. Dazu werden ϕ-Ereignisse in dem vorliegenden kinematischen Bereich mit und ohne Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen generiert. Aus deren Verhältnis ergeben sich dann die Korrekturfaktoren f_{radcor} in Tabelle 3.2. Durch Variation der Q^2 und $W_{\gamma p}$-Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts wurde der systematische Fehler auf die Korrektur zu 1 % bestimmt [61].

- **Schnitt auf $E_{max,LAr}$**
  Durch Variation des Schnittes auf $E_{max,LAr}$ ergibt sich ein systematischer Fehler von 5 %.

- **Q^2 und $W_{\gamma p}$-Verteilung in der Simulation**
  Eine Variation der Q^2 und $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in der MC-Simulation führt zu einem Fehler von 1 %.

- **Polarwinkel des gestreuten Elektrons**
  Um die absolute Unsicherheit in der Bestimmung des Elektronstreuwinkels mit der BDC von 0.5 mrad (Abschnitt 2.2.1.3) zu berücksichtigen, wird dieser in der MC-Simulation entsprechend systematisch variiert. Daraus resultiert ein Fehler zwischen 0 und 6 % für die verschiedenen Bins.

Eine quadratische Addition der einzelnen Fehler führt zu einem gesamten systematischen Fehler zwischen 14 und 16 % in den einzelnen Bins.

3.3.1.3 ep-Wirkungsquerschnitt

Den ep-Wirkungsquerschnitt erhält man aus der rechten Seite von (3.27), wenn man $\frac{\Gamma_{T,i}}{\Delta} = 1$ setzt. Damit ergibt sich in dem kinematischen Bereich $1 < Q^2 < 5$ GeV^2 und $40 < W_{\gamma p} < 140$ GeV:

$$\sigma(ep \to e\phi p) = 1.49 \pm 0.20 \text{ (stat.)} \pm 0.22 \text{ (syst.) nb} \tag{3.29}$$

3.3.1.4 $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt

Der $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt wird in je zwei Bins in Q^2 und $W_{\gamma p}$ bestimmt. Dazu werden die Ereignisse, die nach Anwendung aller Analyseschnitte in dem Datensatz verbleiben, einmal in Q^2 und ein anderes Mal in $W_{\gamma p}$ unterteilt. Aus (3.27) ergeben sich, nach Berücksichtigung des protondissoziativen Untergrundes $f_{bg,pdis}$ und der radiativen Korrekturen f_{radcor}, die in Tabelle 3.2 aufgeführten Werte für den $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt. Zusätzlich sind die relevanten Faktoren, gegebenenfalls mit ihren Fehlern, angegeben. In allen Bins dominiert der statistische Fehler die Messung.

Q^2 [GeV^2]	1.0 – 5.0		1 – 1.6	1.6 – 5.0
$W_{\gamma p}$ [GeV]	40 – 75	75 – 140	40 – 140	
$< W_{\gamma p} >$ [GeV]	60	109	95	103
$< Q^2 >$ [GeV^2]	2.2	2.6	1.3	3.0
N_{obs}	26	30	26	30
Σ_L [GeV^{-2}]	1244 ± 280	6201 ± 1374	2195 ± 578	5250 ± 1277
Δ [GeV^2]	0.184	0.566	0.121	0.687
$\mathcal{L}$ [nb^{-1}]	124.7 ± 3.7			
f_{bg}	$0.15 \pm 0.07 \pm 0.01$			
$f_{bg,pdis}$	$0.09 \pm 0.04 \pm 0.08$			
$< f_{acc} >$	0.60	0.57	0.53	0.64
$\Gamma_{K^+K^-}$	0.491			
ϵ_{trig}	0.99 ± 0.01			
f_{radcor}	1.01 ± 0.01	1.01 ± 0.01	1.02 ± 0.01	1.01 ± 0.01
syst. Fehler	15%	15%	16%	14%
$\sigma_{\gamma^* p \to \phi p}$ [nb]	$86 \pm 20 \pm 13$	$126 \pm 29 \pm 19$	$231 \pm 53 \pm 37$	$97 \pm 24 \pm 14$

Tabelle 3.2: *$\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt in je zwei Bins in Q^2 und in $W_{\gamma p}$ sowie die Faktoren, aus denen dieser berechnet wird. Ist nur ein Fehler angegeben, so ist dies, außer bei Σ_L, der systematische. Der gesamte systematische Fehler setzt sich aus allen in Abschnitt 3.3.1.2 erläuterten Beiträgen durch quadratische Addition zusammen.*

Abb. 3.10 zeigt eine Zusammenstellung des Wirkungsquerschnitts als Funktion von $W_{\gamma p}$ für HERA [52, 10, 59, 62] und Fixed-Target-Experimente [57, 63, 64, 65, 66], für

verschiedene Bereiche von Q^2.
Aufgetragen ist der Wert des Wirkungsquerschnitts, der sich für $\epsilon = 1$ ergibt. Dazu

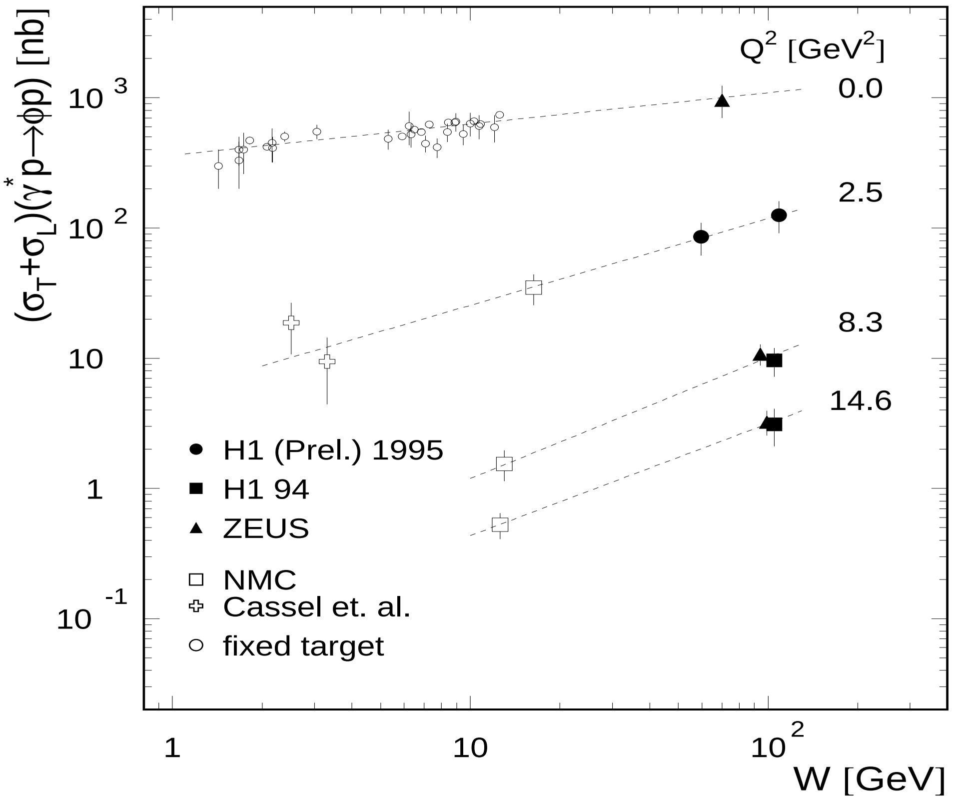

Abbildung 3.10: *Summe aus transversalem und longitudinalem Wirkungsquerschnitt* ($\sigma^T_{\gamma^* p\to\phi p} + \sigma^L_{\gamma^* p\to\phi p}$) *als Funktion von $W_{\gamma p}$ für HERA und Fixed-Target-Experimente. Die mit H1 (Prel.) bezeichneten Punkte sind das Ergebnis dieser Analyse. Die eingezeichneten Geraden sind eine Anpassung der Form ${W_{\gamma p}}^{\delta}$ an die Daten für jeweils einen Wert von Q^2.*

wurden die Werte von Cassel et. al. sowie die der NMC-Kollaboration entsprechend skaliert, da diese bei einem kleineren ϵ gemessen wurden. Um einen Vergleich mit den HERA-Daten zu ermöglichen, wurde die in diesen Experimenten gemessene Abhängigkeit von Q^2 verwendet und die Werte ebenfalls entsprechend skaliert.
Die eingezeichneten Kurven resultieren aus einer Anpassung der Daten an eine Form $W^{\delta}_{\gamma p}$ gemäß (1.22), deren Ergebnis in Tabelle 3.3 dargestellt ist. Unter Vorbehalt der Tatsache, daß hier verschiedene Experimente verglichen werden, beobachtet man eine steilere Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W_{\gamma p}$ mit zunehmendem Q^2.
Der Wert von $\delta = 0.67 \pm 0.15$ in dem kinematischen Bereich dieser Messung ist nicht mit dem Austausch eines Soft-Pomerons verträglich, für den man $\delta \approx 0.22$ erwartet (Seite 11). Messungen von H1 [52] und E665 [67] der Elektroproduktion von ϱ-Mesonen deuten darauf hin, daß das Soft-Pomeron-Bild für diese bis zu Werten von $Q^2 \approx 5$ GeV^2

$< Q^2 >$ [GeV^2]	δ	$\chi^2/\#Punkte$
0.0	0.24 ± 0.03	1.1/31
2.5	0.67 ± 0.15	0.48/5
8.3	0.93 ± 0.51	0.51/3
14.6	0.86 ± 0.20	0.07/3

Tabelle 3.3: *Ergebnis einer Anpassung der Form $W_{\gamma p}{}^{\delta}$ an die in Abb. 3.10 dargestellten Wirkungsquerschnitte. Angegeben ist der statistische Fehler der Anpassung.*

gültig ist.
Somit bestätigt die vorliegende Messung die Vorstellung des Übergangs von „weicher“ zu „harter“ Physik auf zwei Skalen, der Masse des Vektormesons und Q^2.
Um zu entscheiden, bei welchen Werten von Q^2 dieser Übergang für das ϕ-Meson stattfindet, ist eine Messung bei kleineren Werten von Q^2 nötig. Dies wird im nächsten Jahr nach Einbau eines neuen, sehr nahe am Strahlrohr gelegenen, Kalorimeters (VLQ) möglich sein.
In Abb. 3.11 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 für die HERA-Experimente [52, 59, 62] und NMC [57] dargestellt.
Eine Anpassung aller HERA-Daten an die Form:

$$\sigma_{\gamma^* p \to \phi p} \;\propto\; \left(\frac{1}{m_\phi^2 + Q^2}\right)^n , \tag{3.30}$$

liefert

$$n \;=\; 2.19 \;\pm\; 0.12 \quad \text{mit} \quad \chi^2 \;=\; 0.65 \;\; \text{(5 Freiheitsgrade)}, \tag{3.31}$$

d.h., die vom VDM vorhergesagte Abhängigkeit für den transversalen Wirkungsquerschnitt liefert eine gute Parametrisierung des gesamten Wirkungsquerschnitts über fünf Größenordnungen in Q^2.

3.3.2 Abhängigkeit von t

Das Quadrat des Viererimpulsübertrags am Protonvertex t ist in guter Näherung – unter der Annahme, daß $\sum_i E_i - p_{z,i} = 2E$ gilt – durch den negativen Transversalimpuls $p_\perp^2$ gegeben:

$$t \;=\; -\; p_\perp^2 \;=\; -\; (\vec{p}_{\perp,e} \;+\; \vec{p}_{\perp,V})^2. \tag{3.32}$$

Zur Bestimmung des Steigungsparameters b, der den exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|}$ bestimmt, ist es notwendig, den Untergrund unter dem ϕ-Signal zu berücksichtigen. Zum einen ist das der mit der Reflexion von ϱ und ω-Ereignissen verträgliche, nichtresonante Untergrund und zum anderen der Anteil von Protondissoziationsereignissen an dem Signal.
Um einen kleineren Anteil von nichtresonantem Untergrund berücksichtigen zu müssen, wird der Bereich der invarianten Masse weiter eingeschränkt auf $|m_{K^+K^-} - m_\phi| <$

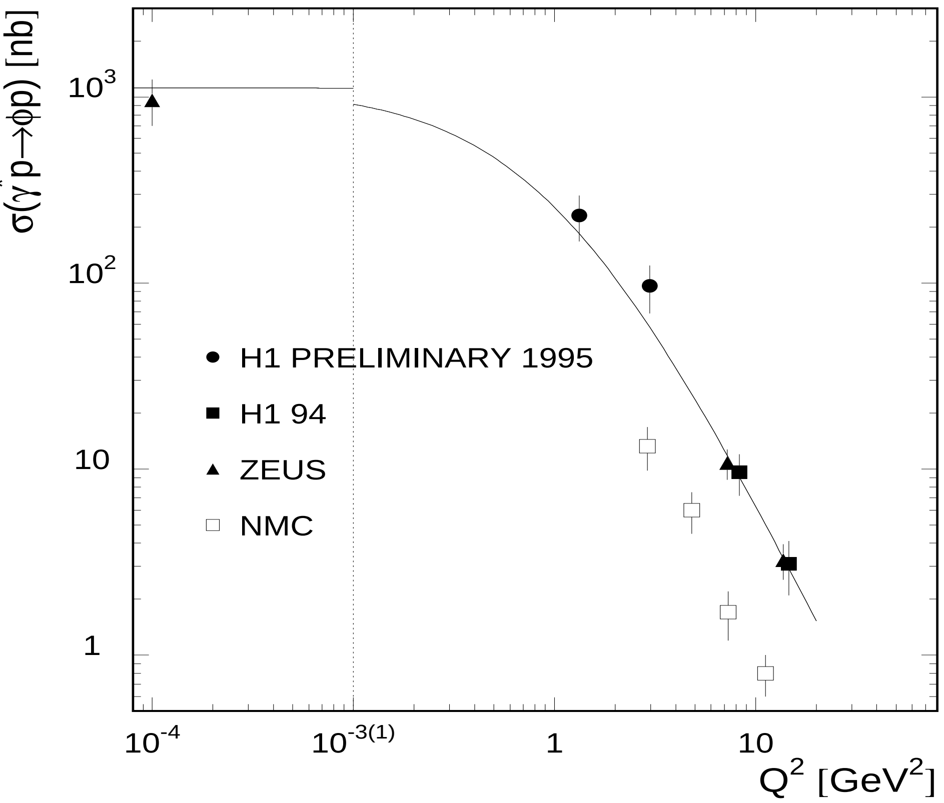

Abbildung 3.11: *Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 für HERA und NMC-Messungen. Die Funktion ist das Ergebnis einer Anpassung der Form $\left(\frac{1}{m_\phi+Q^2}\right)^n$ an alle HERA-Daten. Die mit H1 PRELIMINARY bezeichneten Punkte sind das Ergebnis dieser Analyse.*

0.01 GeV/c^2. Damit verbleiben 46 Ereignisse in dem Datensatz. Der Untergrundanteil, der sich nach der in Abschnitt 3.2.9 beschriebenen Methode ergibt, beträgt $9.2 \pm 4.3 \pm 1.0$ %.
Die beiden Untergrundarten werden, entsprechend ihres Anteils am Gesamtsignal in dem gewählten Massenbereich, statistisch abgezogen. Dazu wird eine Funktion der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = C_1 \left(e^{-b_{el}|t|} + C_2(b_{el}, f_{nr})e^{-b_{nr}|t|} + C_3(b_{el}, f_{pd})e^{-b_{pd}|t|}\right) \qquad (3.33)$$

an die Daten angepaßt. Dabei sind C_1 und b_{el} die freien Parameter und $C_2(b_{el}, f_{nr})$ und $C_3(b_{el}, f_{pd})$ so gewählt, daß sich die zuvor bestimmten Untergrundanteile f_{nr} und f_{pd} nach Integration über $0 < |t|/\text{GeV}^2 < 0.5$ ergeben. Die Steigungsparameter für nichtresonanten und protondissoziativen Untergrund b_{nr} und b_{pd} werden fest vorgegeben.
In [10] wurde der Steigungsparameter für exklusive ϱ-Produktion mit Protondissoziation für $Q^2 > 7$ GeV^2 zu $b = 2.1 \pm 0.7$ GeV^{-2} bestimmt. Für die elastische Photoproduktion von J/ψ-Mesonen mit Protondissoziation wurde $b = 1.6 \pm 0.3$ gemessen

[7]. In beiden Fällen ergab sich für elastische Produktion ein deutlich steilerer Abfall mit $|t|$. Da dieser Wert relativ unabhängig von Q^2 und der Masse des Vektormesons zu sein scheint, wird für die elastische ϕ-Produktion ein Wert von $b_{pd} = 2.0 \pm 1.0$ GeV^{-2} gewählt (die Variation wird zur Bestimmung des systematischen Fehlers verwendet).
Der Steigungsparameter für den nicht resonanten Untergrund wird aus der MC-Simulation für ϱ und ω-Produktion bestimmt (Abschnitt 3.1.2). Das Ergebnis ist in Abb. 3.12 dargestellt.

Eine Anpassung an die entsprechend (3.20) gewichtete Verteilung ergibt $b_{nr} =$

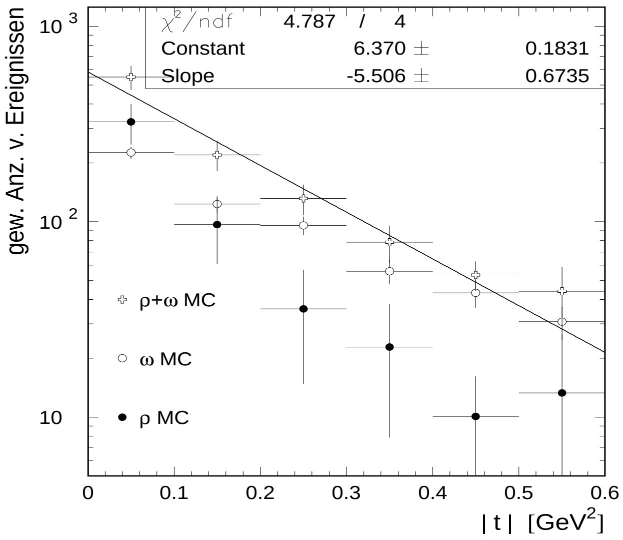

Abbildung 3.12: Steigungsparameter b für den nichtresonanten Untergrund, bestimmt aus der MC-Simulation von ϱ und ω-Produktion. Eingezeichnet sind die gewichteten Verteilungen für die einzelnen Mesonen sowie deren Summe.

5.5 ± 0.7 GeV^{-2}. Um diesen Wert zu überprüfen, wurden Ereignisse in den Daten selektiert, die im wesentlichen dem Untergrund unter dem Signal entsprechen.
Dazu wird verlangt, daß $m_{K+K-} > 1.04$ GeV/c^2 und $m_{\pi\pi} < 0.42$ GeV/c^2 gilt, womit man Nicht-ϕ-Ereignisse aus dem unteren Massenbereich des ϱ-Signals erhält. Aufgrund der geringen Statistik neben dem Signal (vgl. Abb. 3.6) verbleiben nur 15 Ereignisse, die die oben genannten Bedingungen erfüllen.
Eine Anpassung der Daten an $e^{-b|t|}$ mit $|t| < 0.5$ GeV^{2}mit der Maximum-Likelihood-Methode [68] ergibt $b_{nr} = 7.5 \pm 2.4$ GeV^{-2}. Dies ist innerhalb der Fehler verträglich mit dem aus der Monte-Carlo-Simulation erhaltenem Wert. Als Mittelwert von Daten und Simulation erhält man, nach Gewichtung mit dem inversen Fehler, $b_{nr} = 6.0$ GeV^{-2}.
Eine Akzeptanzkorrektur ist nicht notwendig, da diese als Funktion von t flach verläuft (vgl. Abb. 3.9).
Die Anpassung an die Daten gemäß (3.33) wird für eine unterschiedliche Anzahl von Bins und verschiedene Werte für den maximalen Wert von $|t|$ wiederholt. Dazu wird auch abweichend von der in Abschnitt 3 beschriebenen Datenselektion $|t| < 0.6$ GeV^2 gewählt, um die in Abb.3.13 a) sichtbare statistische Fluktuation zwischen $0.4 < |t|/\text{GeV}^2 < 0.5$ zu berücksichtigen. Durch Mittelung mit dem inversen Fehler der einzelnen Ergebnisse erhält man damit für den Steigungsparameter:

$$b_{el} = 5.7 \pm 1.3\ (\text{stat.}) \pm 0.7\ (\text{syst.})\ \text{GeV}^{-2}. \tag{3.34}$$

Der systematische Fehler wurde durch Variation der Parameter in (3.33) gemäß Tabelle 3.4 berechnet.
In Abb. 3.13 b) ist der Wert für den Steigungsparameter b als Funktion von Q^2 für

Parameter	Variation	Fehler für b_{el} [GeV^{-2}]
f_{nr} [%]	5 – 14	$\pm$ 0.1
f_{pd} [%]	1 – 17	$\pm$ 0.5
b_{nr} [GeV^{-2}]	5 – 7	$\pm$ 0.2
b_{pd} [GeV^{-2}]	1 – 3	$\pm$ 0.4
syst. Fehler (quadr. Addition)		$\pm$ 0.7

Tabelle 3.4: *Bestimmung des systematischen Fehlers für den Wert des Steigungsparameters* b_{el}.

HERA und NMC-Messungen aufgetragen.
Man beobachtet eine Abnahme von b mit Q^2.
In einem einfachen optischen Modell erhält man für die diffraktive Streuung zweier Objekte mit gaußförmiger Intensitätsverteilung [26]:

$$b \;\propto\; R_1^2 + R_2^2 \; . \tag{3.35}$$

Eine Abnahme von b entspricht demnach einer kleineren räumlichen Ausdehnung des $q\bar{q}$ Paares, in welches das virtuelle Photon fluktuiert, in Übereinstimmung mit der Interpretation von Q^2 als Auflösungsvermögen.

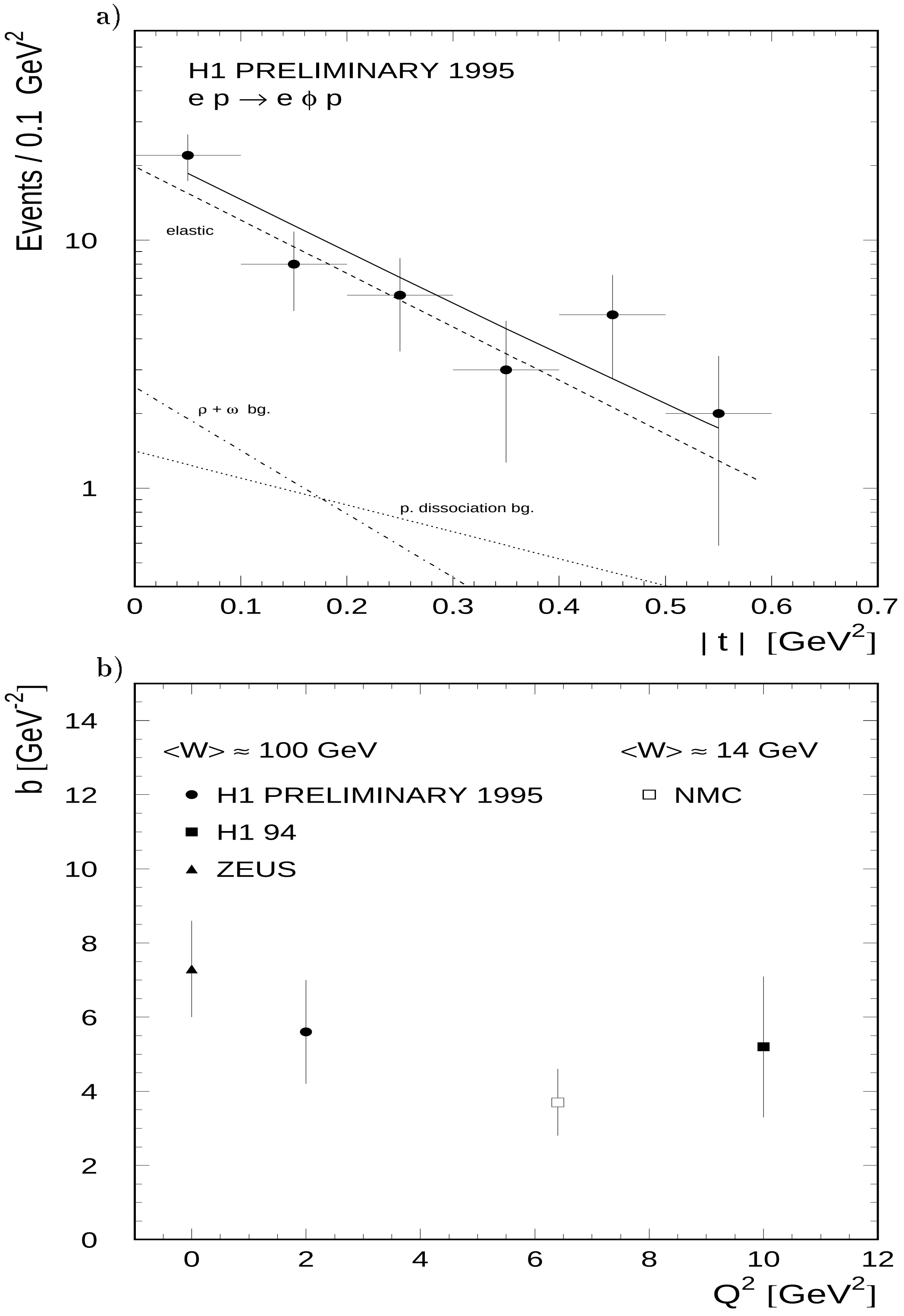

Abbildung 3.13: *a) Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag t. Eingezeichnet sind die aus der im Text beschriebenen Anpassung an die Daten erhaltenen Beiträge von Protondissoziation, nicht resonantem Untergrund und dem elastischen Anteil sowie die gesammte Anpassungsfunktion. b) Steigungsparameter b als Funktion von Q^2 für HERA und NMC-Messungen.*

3.3.3 Zerfallswinkelverteilung

Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben, lassen sich aus der Zerfallswinkelverteilung verschiedene Matrixelemente der Spin-Dichte-Matrix bestimmen. Aus der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $\cos\theta^*$ läßt sich nach (1.27) das Element r^{04}_{00} extrahieren. Dies gibt die Wahrscheinlichkeit, daß das ϕ-Meson longitudinal polarisiert war.
Bevor r^{04}_{00} bestimmt werden kann, muß die gemessene $\cos\theta^*$ Verteilung auf Untergrund und Akzeptanz korrigiert werden. Die Akzeptanzkorrektur erfolgt mit dem in Abb. 3.9 dargestellten Histogramm.
Für die exklusive Produktion von ϱ und J/ψ-Mesonen mit Protondissoziation [10, 7] wurden Werte gemessen, die innerhalb der Fehler mit elastischer Produktion übereinstimmen. Ein protondissoziativer Untergrund wird daher hier nicht berücksichtigt.
Der nichtresonante Untergrund wird, analog zur Messung des Steigungsparameters b, aus der MC-Simulation bestimmt. In Abb. 3.14 a) ist die $\cos\theta^*$-Verteilung für die gewichteten ϱ und ω-Ereignisse aufgetragen.
Vergleicht man dies wieder mit dem Untergrund der sich aus den Daten mittels

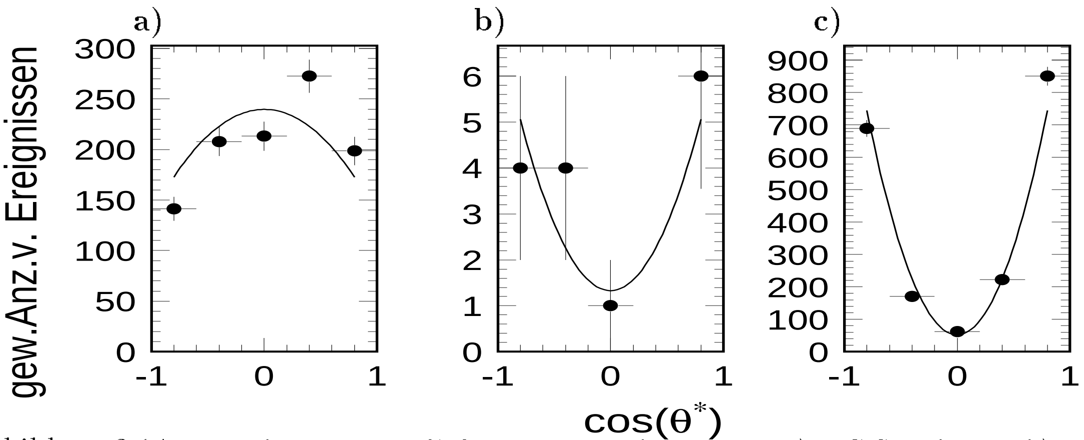

Abbildung 3.14: *Verteilung von $\cos\theta^*$ für Untergrundereignisse: a) MC-Simulation, b) Daten mit $m_{K+K-} > 1.04$ GeV/c^2 und $m_{\pi\pi} < 0.42$ GeV/c^2, c) MC-Simulation mit $m_{K+K-} >$ 1.04 GeV/c^2 und $m_{\pi\pi} < 0.42$ GeV/c^2. Die eingezeichneten Kurven sind eine Anpassung gemäß (1.27)*

.

$m_{K+K-} > 1.04$ GeV/c^2 und $m_{\pi\pi} < 0.42$ GeV/c^2 bestimmen läßt (Abb. 3.14 b)), so beobachtet man eine schlechte Übereinstimmung.
Der Grund hierfür ist in der unterschiedlichen Kinematik zu suchen, die sich durch die Forderung $m_{K+K-} > 1.04$ GeV/c^2 ergibt. Wendet man auf die MC-Ereignisse die gleichen Schnitte an wie auf die Daten (Abb. 3.14 c)), so ergibt sich zumindest qualitativ die gleiche Form der Verteilung für $\cos\theta^*$, so daß die Simulation zur Subtraktion des Untergrundes verwendet werden kann. Die Unsicherheit, die sich hieraus ergibt, wird im systematischen Fehler berücksichtigt, indem auch ein flacher Untergrund angepaßt wird.
Abb. 3.15 zeigt die korrigierte Verteilung für $\cos\theta^*$ sowie eine Anpassungsfunktion nach (1.27). Aus dieser Anpassung ergibt sich

$$r_{00}^{04} = 0.32 \pm 0.10\ (\text{stat.}) \pm 0.03\ (\text{syst.}). \tag{3.36}$$

Eine Übersicht über die Bestimmung des systematischen Fehlers findet sich in Tabelle 3.5. Unter der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) läßt sich nach (1.29)

Parameter	Variation	Fehler für r_{00}^{04}
Form des Untergrundes	MC / flach	± 0.2
Betrag des Untergrundes	5 – 14 %	± 0.1
Schnitt auf p_T der Spuren	50 - 200 MeV/c	± 0.1
Anzahl der Bins	4 – 6	± 0.2
syst. Fehler (quadr. Addition)		± 0.3

Tabelle 3.5: *Bestimmung des systematischen Fehlers für den Wert von* r_{00}^{04}.

aus r_{00}^{04} das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt bestimmen; man erhält:

$$R = \sigma_L/\sigma_T\ (\gamma^* p \to \phi p) = 0.47\ ^{+0.26}_{-0.19}\ ^{+0.07}_{-0.06}\ . \tag{3.37}$$

In Abb. 3.15 ist das Ergebnis für R zusammen mit den anderen bei HERA durchgeführten Messungen[5] als Funktion von Q^2 aufgetragen. Die eingezeichnete Kurve ist die naive Erwartung $R = \xi \frac{Q^2}{m_\phi^2}$ aus dem VDM mit dem in [31] gemessenen Wert $\xi = 0.33$.
Während für die Produktion von ϱ-Mesonen diese einfache Parametrisierung nicht gültig zu sein scheint [52], liefert sie hier eine gute Beschreibung der Daten. Angesichts der großen Fehler der Messungen bei hohem Q^2 lassen sich jedoch keine weitergehenden Aussagen treffen. Hierzu wären neue Messungen der Elektroproduktion von ϕ-Mesonen über einen weiten Bereich in Q^2 nötig. Dies wird mit den im Jahre 1997 aufgezeichneten Daten möglich sein, in denen eine eine wesentlich höhere integrierte Luminosität zur Verfügung steht.

Aufgrund der zu geringen Statistik in den vorliegenden Daten, war eine Analyse der ψ-Verteilung und Bestimmung von r_{1-1}^{1} nach 1.28 nicht sinnvoll möglich.

[5] R wurde aus den Messungen von r_{00}^{04} unter Verwendung von (1.29) extrahiert.

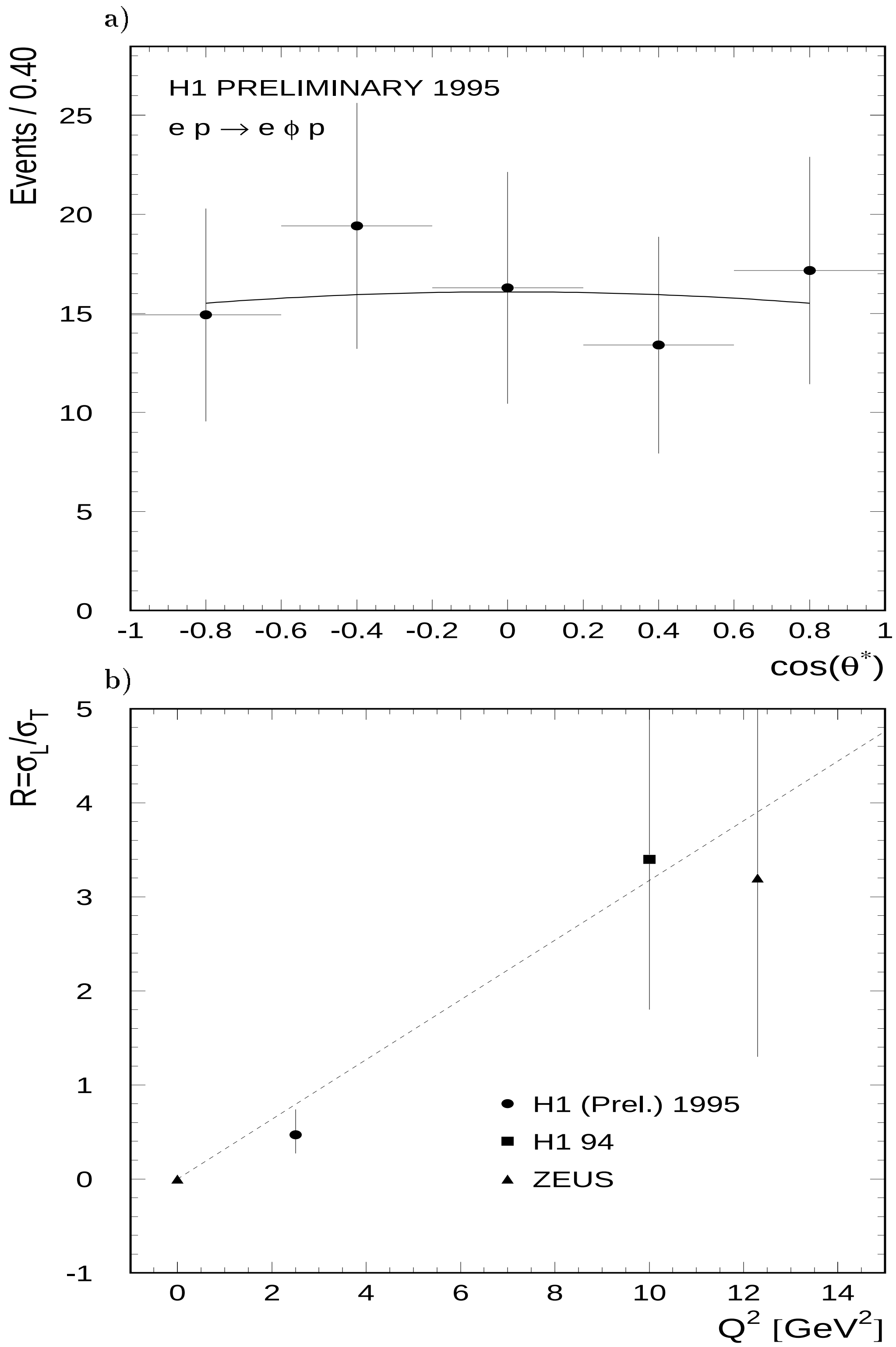

Abbildung 3.15: *a) Verteilung von* $\cos\theta^*$ *für die Ereignisse im Massenbereich* $|m_{K+K-} - m_\phi| < 0.02$ *. Die Daten sind auf Akzeptanz und nichtresonanten Untergrund korrigiert. Die eingezeichnete Kurve ist eine Anpassung an (1.27). b) Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt als Funktion von* Q^2 *für die HERA-Experimente. Die eingezeichnete Kurve ist die Erwartung aus dem VDM (1.24) mit* $\xi = 0.33$*.*

3.3.4 Verhältnis von ϕ zu ϱ-Wirkungsquerschnitt

Eine einfache Vorhersage für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für exklusive ϕ und ϱ-Produktion erhält man aus der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt durch die elektromagnetische Quark-Photon-Kopplung bestimmt ist und damit proportional dem Quadrat der Quarkladungen im Meson ist. In dem SU(3)-Modell der Hadronen ist der Quarkinhalt der leichtesten Vektormesonen:

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|d\bar{d}\rangle - |u\bar{u}\rangle \right) , \tag{3.38}$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle \right) , \tag{3.39}$$

$$\phi = |s\bar{s}\rangle . \tag{3.40}$$

Damit erhält man als Vorhersage für das Verhältnis der Produktionsraten:

$$\varrho : \omega : \phi = 9 : 1 : 2 . \tag{3.41}$$

Für eine Messung von $R_{\phi/\rho} = \sigma_\phi/\sigma_\rho$ werden aus dem in Kapitel 3 beschriebenen Datensatz mit Zweispurereignissen je ein Datensatz für ϕ und ϱ-Mesonen erzeugt.
Dazu werden, bis auf die Auswahl des Bereichs der invarianten Masse, identische Schnitte auf beiden Datensätzen durchgeführt. Für das ϱ-Signal werden Ereignisse mit:

$$0.6 \text{ GeV/c}^2 < m_{\pi\pi} < 1.1 \text{ GeV/c}^2 \tag{3.42}$$

ausgewählt. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte erhält man dann einfach aus:

$$\frac{\sigma_\phi}{\sigma_\rho} = \frac{n_\phi \; f_{acc,\rho}}{n_\rho \; f_{acc,\phi} \; \Gamma_{K^+K^-}} , \tag{3.43}$$

wobei n_ϕ und n_ρ die Anzahlen der beobachteten Ereignisse in einem Bin in y und Q^2 und $f_{acc,\phi}$ und $f_{acc,\rho}$ die mit Hilfe der MC-Simulation bestimmten Akzeptanzen sind. Für die ϱ-Simulation ist ein *skewing* Effekt, d.h. die Verschiebung der beobachteten ϱ-Masse zu kleineren Werten, berücksichtigt. Dieser Effekt ist für Photoproduktion und in dem vorliegenden kinematischen Bereich beobachtet worden [5, 52].
Teilt man die Daten in jeweils zwei Bins in y und Q^2 auf, so erhält man für das Verhältnis:

$$R_{\phi/\varrho} = 0.132 \pm 0.027(\text{stat.}) \;\pm 0.004 \text{ (sys.)} \qquad < Q^2 >= 1.3 \text{ GeV}^2, \tag{3.44}$$

$$R_{\phi/\varrho} = 0.155 \pm 0.030(\text{stat.}) \;\pm 0.005 \text{ (sys.)} \qquad < Q^2 >= 2.6 \text{ GeV}^2 \tag{3.45}$$

für $W_{\gamma p} \approx 80$ GeVund

$$R_{\phi/\varrho} = 0.136 \pm 0.028(\text{stat.}) \;\pm 0.004 \text{ (sys.)} \qquad < W_{\gamma p} >= 58 \text{ GeV}, \tag{3.46}$$

$$R_{\phi/\varrho} = 0.145 \pm 0.028(\text{stat.}) \;\pm 0.004 \text{ (sys.)} \qquad < W_{\gamma p} >= 102 \text{ GeV} \tag{3.47}$$

für $Q^2 \approx 2$ GeV^2.
Die meisten systematischen Fehler heben sich durch Bildung des Verhältnisses gegenseitig auf. Verbleibende Unsicherheiten können sich aus unterschiedlichen Einflüssen

auf die Akzeptanz ergeben. Durch Variation der für die ϱ-Simulation verwendeten Parameter, innerhalb einer Standardabweichung ihrer gemessenen Werte, ergibt sich ein relativer systematischer Fehler von 3 % [58].
Die angegebenen Werte sind auf den üblicherweise für das ϱ-Meson verwendeten Massenbereich von $2\,m_\pi < m_{\pi\pi} < m_\rho + 5\Gamma_\rho$ korrigiert.
Während die beiden Werte für unterschiedliches $W_{\gamma p}$ innerhalb der Fehler übereinstimmen, beobachtet man einen Anstieg von σ_ϕ/σ_ρ mit Q^2.
Dies ist in guter Übereinstimmung mit bisherigen Messungen. In Abb. 3.16 ist $R_{\phi/\rho}$ als Funktion von Q^2 für HERA und NMC-Messungen aufgetragen. Der von der ZEUS-

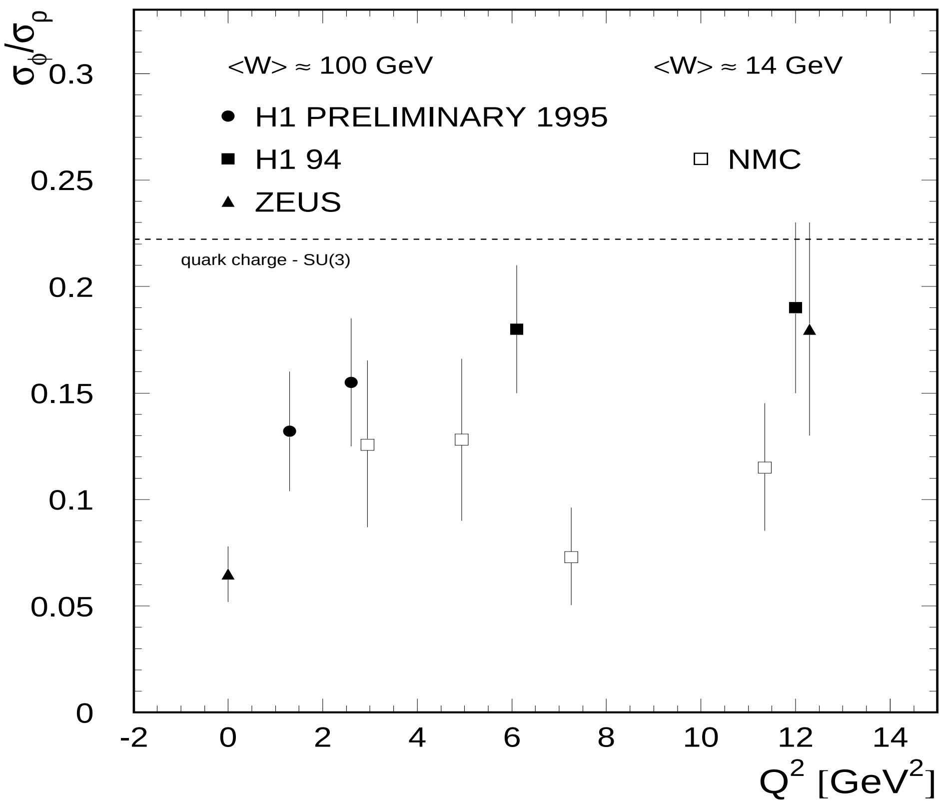

Abbildung 3.16: *Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für exklusive ϕ und ϱ-Produktion als Funktion von Q^2. Die eingezeichnete Linie ist das Verhältnis, daß sich aus dem SU(3)-Modell der Hadronen und den Quarkladungen ergibt.*

Kollaboration gemessene Wert für die Photoproduktion liegt etwa einen Faktor drei unterhalb der naiven SU(3)-Erwartung von $\frac{2}{9}$. Man beobachtet jedoch, zumindest im Bereich der HERA-Energien, eine Annäherung an diesen Wert mit zunehmendem Q^2.

Kapitel 4

Ein Trigger für die Photoproduktion von ϕ-Mesonen

Um auch die Photoproduktion von ϕ-Mesonen zu analysieren, wird ein Triggerkonzept für diese Physikreaktion entwickelt. Der Trigger umfaßt sowohl eine Bedingung für die erste Stufe L1 (Abschnitt 2.3) als auch ein Neuronales Netzwerk für die zweite Triggerstufe.
Zunächst wird die verwendete L1-Bedingung erklärt. Darauf folgt eine kurze Einführung in die zum Einsatz kommenden Feed-Forward-Netzwerke. Nach einer Übersicht über den neuronalen Trigger zweiter Stufe (L2NN) wird dann die Entwicklung des Neuronalen Netzes beschrieben.

Im Gegensatz zu den in Kapitel 3 beschriebenen Ereignissen bei $Q^2 > 1$ GeV^2 entkommt in Photoproduktion das gestreute Elektron undetektiert im Strahlrohr. Dadurch kann ein Triggersignal nur von den beiden geladenenen Spuren[1] ausgelöst werden.
Ein Problem hierbei besteht in dem relativ geringen Impuls von 127 MeV/c, den die Zerfallskaonen im Ruhesystem des ϕ-Mesons aufgrund ihrer, im Vergleich zum ϕ relativ hohen, Masse haben.
Mit den bisher bei H1 verwendeten L1-Subtriggern war es nicht möglich, eine für eine Analyse ausreichende Anzahl von ϕ-Ereignissen aus Photoproduktion aufzuzeichnen.
Dies wird aus Abb. 4.1 deutlich – dort ist die invariante Masse (3.8) von Zweispurereignissen mit der Kaonmassenhypothese für einen Teil der 1995 aufgezeichneten Daten aufgetragen.
Die obere Kurve weist ein klares ϕ-Signal bei $m_{K+K-} = 1.02$ GeV/c^2 auf. Verlangt man weniger als 1 GeV Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal in Übereinstimmung mit der Forderung, daß das gestreute Elektron im Strahlrohr entkommt, so ist praktisch kein Signal mehr zu beobachten.
Um einen Trigger für Photoproduktion von ϕ-Mesonen zu entwickeln, muß also zunächst eine effiziente L1-Bedingung gefunden werden. So deren Rate dann einen zulässigen Wert von der Größenordnung 1 Hz überschreitet, soll versucht werden, ein geeignetes Neuronales Netz für den L2NN zu trainieren, um die Rate weiter einzuschränken.

[1] der dominante Zerfall des ϕ-Mesons ist $\phi \to K^+K^-$ (siehe Kapitel 3)

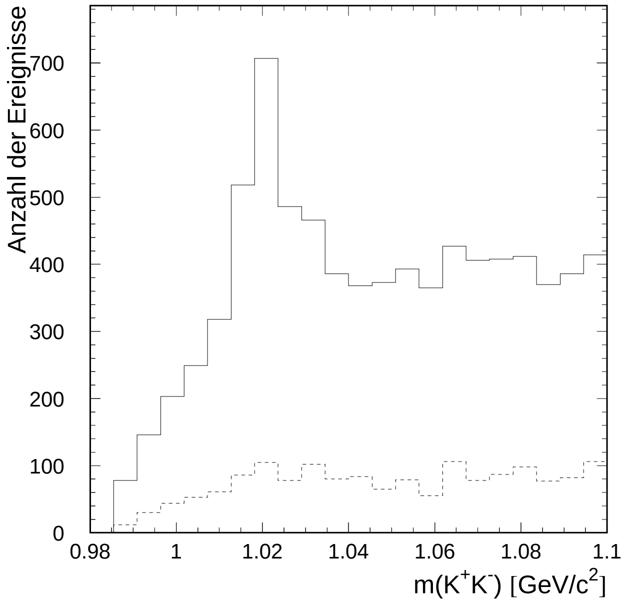

Abbildung 4.1: *Invariante Masse von Zweispurereignissen mit der Kaonmassenhypothese für einen Teil der Datennahmeperiode 1995. Die obere Kurve zeigt alle Ereignisse, die untere solche, bei denen die Gesamtenergie im SpaCal weniger als* 1 GeV *beträgt.*

4.1 Die L1-Bedingung

Anhand von Monte-Carlo-Ereignissen der exklusiven Photoproduktion von ϕ-Mesonen, die mit dem DIFFVM Generator erzeugt (vgl. Abschnitt 3.1.1) und anschließend einer vollständigen Detektorsimulation unterworfen wurden, hat sich folgende Kombination von L1-Triggerelementen als sinnvoll erwiesen:

```
(DCRPh_Ta&&zVtx_Cls&&!FwdMu_Fwd_Vtx&&LAr_IF==0&&Topo_Mult==2)&&"BGVETO",
```

die als Subtrigger 68 (S68) zum Ende Datennahmeperiode 1996 aktiviert wurde. Die logischen Verknüpfungen entsprechen der C-Syntax[2], wobei die einzelnen Triggerelemente folgende Bedeutung haben:

- **DCRPh_Ta**
  Der `DCRPhi`-Trigger [69] verwendet die Projektionen der in der CJC gemessenen Spurelemente in die rϕ-Ebene. Durch den Vergleich mit vordefinierten Masken für unterschiedlichen Impuls und Ladung werden Triggersignale erzeugt. `DCRPh_Ta` verlangt, daß mindestens eine solche Maske angesprochen hat. Die Masken sind für Spuren mit einem Transversalimpuls von $p_T > 400$ MeV/c konzipiert. Dadurch ergeben sich erhebliche Einbußen in der Effizienz des Triggers; jedoch ergab sich ohne Forderung von `DCRPh_Ta` eine zu hohe Ausgangsrate von mehreren hundert Hz.

[2] `&&` : UND, `!` : NICHT, `==` : GLEICH

- **zVtx_Cls**
  Der `zVtx`-Trigger [70] verwendet Spursignale aus der MWPC (Abschnitt 2.2.1.2). Die Extrapolation der Spuren auf die z-Achse werden in ein Histogramm mit 16 Bins eingetragen. `zVtx_Cls` verlangt, daß alle Einträge in vier benachbarten Bins liegen. Dies wird für ein Ereignis mit nur zwei Spuren in der Regel der Fall sein. Ein Eintrag in das Histogramm erfolgt jedoch nur, wenn die Signale in einem von 16 Segmenten in der $r\phi$-Ebene liegen. Dadurch ergibt sich ein effektiver Schnitt auf den Transversalimpuls von ~ 170 MeV/c, eine Akzeptanz von 50 % wird bei ~ 300 MeV/c erreicht.

- **FwdMu_Fwd_Vtx**
  Der `FwdMuon`-Trigger [71] wertet Paare von Signalen im Vorwärtsmyonspektrometer (Abschnitt 2.2.3.1) zu Triggerzwecken aus. `FwdMu_Fwd_Vtx` wird gesetzt, wenn in der ersten Lage des Vorwärtsmyonspektrometers ein Signalpaar aufgezeichnet wird. Da man für diffraktive Ereignisse keine Aktivität im Vorwärtsbereich des Detektors erwartet, wird dieses Triggerelement als Veto verwendet.

- **LAr_IF==0**
  Der Trigger des LAr-Kalorimeters [42] bildet unter anderem Energiesummen in verschiedenen Bereichen des Polarwinkels θ. `LAr_IF==0` verlangt, daß die gesamte Energie im vorderen Bereich (*inner forward*) weniger als etwa 2 GeV beträgt.

- **Topo_Mult==2**
  Signale aus der MWPC und der Vorwärtsproportionalkammer (FPC) [42] werden in eine topologische Karte mit 16-facher Unterteilung in ϕ und 14-facher Unterteilung in θ eingetragen. Der `zVtx`-Trigger bildet daraus ein aus vier Bit bestehendes Triggerelement `Topo_Mult`, das die Multiplizität in dieser Karte, über θ integriert, enthält. `Topo_Mult==2` bedeutet also, daß in genau zwei ϕ-Segmenten ein oder mehrere Einträge vorhanden sind.

- **BGVETO**
  Zusätzlich zu den oben angegebenen Triggerelementen wurden verschiedene Vetobedingungen bezüglich der Zeitstruktur der Triggersignale verlangt. Diese werden entweder vom Flugzeitsystem oder von Triggerkomponenten mit hoher Zeitauflösung geliefert. Solche Vetobedingungen werden für alle L1-Subtrigger verlangt; auf die Details soll hier nicht weiter eingegangen werden.

In Abb. 4.8 a) ist die Ausgangsrate des S68 gegen die bei H1 verwendete Run-Nummer aufgetragen. Die zu erkennenden abfallenden Strukturen entsprechen jeweils einer Füllung des HERA-Ringes mit Protonen und Elektronen (HERA-Run). Während eines HERA-Runs nehmen im Laufe der Zeit die mittleren Ströme und damit die Luminosität ab. Man beobachtet eine mittlere Rate von $5-15$ Hz. Da dies weit über dem zulässigen Wert von etwa einem Hz liegt, ist es notwendig, auf der zweiten Triggerstufe eine weitere Ratenreduzierung vorzunehmen. Dazu wird ein Neuronales Netz für den L2NN trainiert, das in Abschnitt 4.2.3 beschrieben wird.

4.2 Ein Neuronales Netzwerk für den L2NN

Bei dem Neuronalen-Netzwerk-Trigger der zweiten Stufe kommen im wesentlichen Standard-Feed-Forward-Netzwerke zum Einsatz. Das Training dieser Netzwerke erfolgt dabei auf herkömmlichen UNIX Work Stations. Das zu verwendende Netzwerk wird dann auf einer massiv parallelen Hardware implementiert. Vor einer Beschreibung des L2NN wird zunächst eine kurze Einführung in Feed-Forward-Netzwerke gegeben[3].

4.2.1 Feed-Forward-Netzwerke

Angelehnt an die Funktionsweise eines biologischen Neurons haben McCulloch und Pitts [73] 1943 ein einfaches mathematisches Neuronen-Modell vorgeschlagen (Abb. 4.2). Es berechnet den Ausgabewert y durch eine gewichtete Summation von n reellen

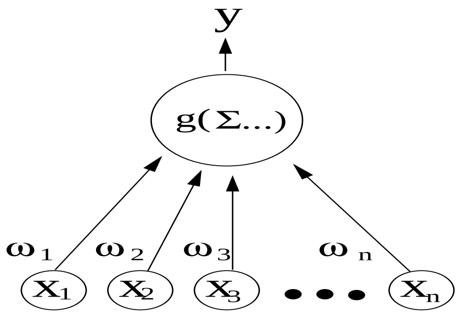

Abbildung 4.2:
Schematische Darstellung eines mathematischen Neurons. x_i sind die Eingabewerte, ω_i die Gewichte und y der Ausgabewert. Im einfachsten Fall ist die Anregungsfunktion g eine Stufenfunktion mit Schwelle.

Eingabewerten x_i und anschließender Anwendung einer Stufenfunktion:

$$y = g\left(\sum_{i=1}^{n} \omega_i \, x_i \; - \; v \right) \tag{4.1}$$

mit:

$$g(x) = \theta(x) := \begin{cases} 0 & \text{für} \quad x \leq 0 \\ 1 & \text{für} \quad x > 0. \end{cases} \tag{4.2}$$

Damit ist das Neuron dann aktiv, wenn seine (gewichtete) Eingabe einen bestimmten Schwellenwert v überschreitet – man sagt, es *feuert.*
Die Gewichte ω_i können dabei inhibitorisch oder exaltierend wirken. Werden nun solche Neuronen in mehreren Lagen angeordnet, wobei jedes Neuron einer Schicht mit jedem Neuron aus der darunterliegenden Schicht verbunden ist, so spricht man von Feed-Forward-Netzwerken. Abb. 4.3 zeigt ein zweilagiges Feed-Forward-Netzwerk mit n_{in} Eingabewerten, n_{hid} versteckten Knoten und einem Ausgabeneuron. Im allgemeinen Fall kann eine beliebige Anzahl von Ausgabeneuronen vorliegen – für die Anwendung als Trigger genügt eins. Mit einem solchen Netzwerk lassen sich im Prinzip, bei geeigneter Wahl der Gewichte, beliebige Aufgaben der Mustererkennung lösen. Voraussetzung hierfür ist, daß für das gewählte Problem Beispielmustersätze zur Verfügung stehen.
Das Ziel ist also, Gewichte zu finden, so daß bestimmte Eingabemuster $\xi_i^\mu \; \mu = 1, \ldots, p$

[3]Eine allgemeine Einführung in die Theorie der Neuronalen Netze findet sich z.B. in [72].

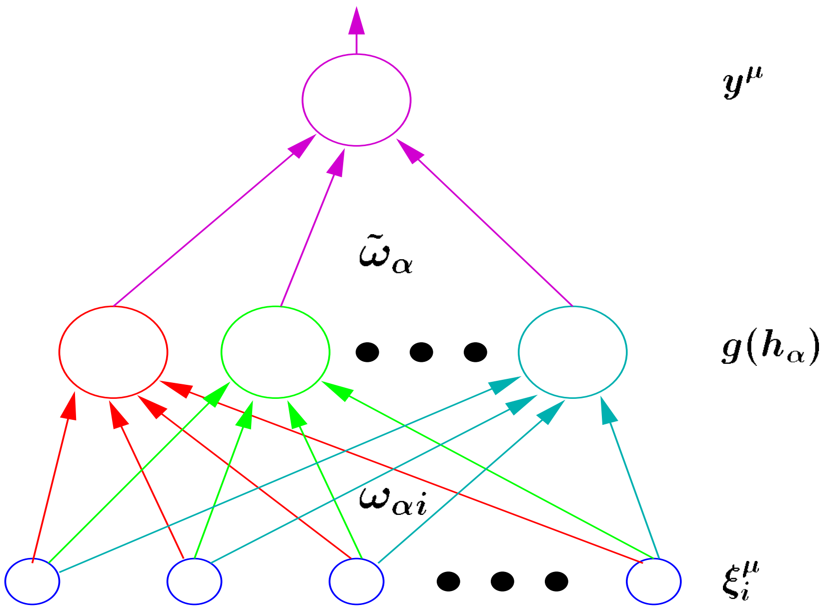

Abbildung 4.3: *Ein Zweilagen-Feed-Forward-Netzwerk. Die Ausgabeschicht besteht in diesem Fall nur aus einem einzigen Neuron.*

zu bestimmten Ausgabewerten η^μ führen. Dieser Vorgang wird mit Lernen bzw. Training bezeichnet. In Verallgemeinerung von (4.1) berechnet jedes Neuron α der versteckten Schicht bei Präsentation des μ-ten Musters:

$$h_\alpha = \sum_{i=1}^{n_{in}} \omega_{\alpha i} \xi_i^\mu - v_\alpha \tag{4.3}$$

und liefert den Wert $g(h_\alpha)$ an die Neuronen der darüberliegenden Schicht weiter. Entsprechend berechnet das Ausgabeneuron :

$$\tilde{h} = \sum_{\alpha=1}^{n_{hid}} \tilde{\omega}_\alpha g(h_\alpha) - \tilde{v} \tag{4.4}$$

und liefert als Endergebnis $y^\mu(\xi_i^\mu) = g(\tilde{h})$.
Als Anregungsfunktion wird üblicherweise eine Sigmoidfunktion gewählt (Abb. 4.4):

$$g(x) = \frac{1}{1 + e^{-\beta x}} \qquad \text{mit} \qquad \beta > 0 \ . \tag{4.5}$$

Diese geht für $\beta \to \infty$ in eine Stufenfunktion über.
Das Standardverfahren zur Bestimmung geeigneter Gewichte liefert der Backpropagation Algorithmus [74, 75]. Er besteht in der Minimierung einer Fehlerfunktion mit einer Gradientenabstiegsmethode. Für die Fehlerfunktion wird üblicherweise die quadratische Abweichung der Netzwerkausgabe vom gewünschten Wert η^μ gewählt:

$$E = \frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^{p} (\eta^\mu - y^\mu)^2 \ . \tag{4.6}$$

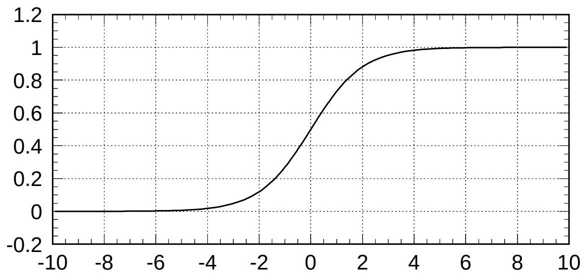

Abbildung 4.4: Die sigmoidale Anregungsfunktion (4.5).

Offensichtlich ist E genau dann minimal, wenn der Trainingsmustersatz vollständig dargestellt wird, d.h. wenn gilt $y^\mu = \eta^\mu \; \forall \mu$. Dabei gilt die Einschränkung, daß diese Bedingung wegen $g(x) \in (0,1)$ nur im Grenzfall $\beta \to \infty$ exakt realisiert werden kann. Faßt man die Gesamtheit aller Gewichte des Netzwerks in dem Vektor $\vec{\omega}$ zusammen, dann wird dieser nach einer Zufallsinitialisierung schrittweise in Richtung des negativen Gradienten von E in (4.6) verändert:

$$\vec{\omega} \to \vec{\omega} + \Delta\vec{\omega}, \text{ mit } \Delta\vec{\omega} = -\epsilon \, \frac{\partial E}{\partial \vec{\omega}} \, . \tag{4.7}$$

Der Parameter ϵ wird als Lernrate bezeichnet. Er bestimmt wesentlich die Konvergenz des Verfahrens – typische Werte für ϵ liegen im Bereich von $10^{-3} - 10^{-1}$.
Als Abbruchkriterium wird entweder eine vorher fest vorgegebene Anzahl von Lernschritten oder ein oberer Wert für die Fehlerfunktion festgelegt.
Nach Beendigung des Trainings ist zu überprüfen, ob das Netzwerk in der Lage ist zu generalisieren, d.h., ob auch Muster, die nicht zum Training verwendet wurden, von dem Netz richtig klassifiziert werden. Dies kann durch Berechnung der Fehlerfunktion für einen unabhängigen Datensatz oder durch Bestimmung eines geeigneten Effizienzkriteriums geschehen.
In der Regel wird der Lernvorgang für eine Reihe von Parameterkombinationen (z.B. Lernrate oder Zahl der versteckten Knoten) wiederholt, um ein möglichst effizientes Netzwerk zu erhalten.
In der Literatur findet sich eine Vielzahl von Ergänzungen und Verbesserungen zum Standard Backpropagation Algorithmus, eine Übersicht findet sich z.B. in [72, 76]. Die wichtigsten, die auch für den L2NN Verwendung finden:

- **Momentum-Term**
  Bei jedem Schritt wird der jeweils vorangegangene Schritt ebenfalls mit berücksichtigt:

$$\Delta\vec{\omega}_{t+1} \;=\; -\epsilon \, \frac{\partial E_{t+1}}{\partial \vec{\omega}_{t+1}} \;+\; \alpha \, \Delta\vec{\omega}_t \tag{4.8}$$

  mit $0 < \alpha < 1$. Der zusätzliche Term verleiht der Suchbewegung im Parameterraum einen gewissen „Impuls“ und wird daher Momentum Term genannt. Er unterdrückt einerseits starke Oszillationen in Bereichen des Parameterraums, in denen die Fehlerfunktion rasch veränderlich ist, andererseits vergrößert er die effektive Lernrate in Bereichen, in denen sie nahezu konstant verläuft.

- **Random-Update**
  Anstatt den Gradienten der vollständigen Fehlerfunktion (4.6) zu berechnen, wird dies jeweils nur für ein einzelnes, zufällig ausgewähltes Muster getan. Dadurch ergibt sich ein stochastischer Prozeß, der es erlaubt, einen größeren Teil des Parameterraumes nach dem Minimum von E abzusuchen.

- **Skalieren der Muster**
  Als hilfreich hat sich das Skalieren der Muster auf einen gemeinsamen Mittelwert und eine gemeinsame Standardabweichung erwiesen. Da es sich hierbei um eine lineare Transformation handelt, kann diese nach erfolgreichem Training in die Gewichte der ersten Schicht eingerechnet werden.

Für die Anwendung als Trigger hat sich jedoch die Auswahl der zu verwendenden Eingabegrößen als wichtigstes Kriterium für die Leistungsfähigkeit eines Netzwerks erwiesen. Diese Auswahl wird im Abschnitt 4.2.3 beschrieben.

4.2.2 Der L2NN-Trigger

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die Hard- und Software des L2NN gegeben, ausführlichere Darstellungen finden sich z.B. in [8, 77, 78, 79].

4.2.2.1 Offline-Software des L2NN

Für das Training von Netzwerken zum Einsatz als Trigger zweiter Stufe steht eine Kette von Programmen zur Verfügung:

- **NETSIM**
  Das Programm zur Extraktion der für ein Netzwerk in Frage kommenden Information aus den bei H1 üblichen Datenformaten (RAWDATA, POT[4], DST[5]). NETSIM enthält auch eine vollständig bitgetreue Simulation des L2NN-Triggersystems und wird daher auch zur Kontrolle der korrekten Arbeitsweise der Hardware eingesetzt.

- **MIXER**
  Das Programm zur Erzeugung von Trainings- und Testdateien für das Netzwerktraining. Dabei kann die statistische Zusammenstellung von (verschiedenen) Untergrund- und Physikdatensätzen vorgegeben werden

- **TRAINER**
  Das Programm mit dem das eigentliche Netzwerktraining erfolgt. Dabei

[4] Production Output Tape
[5] Data Storage Tape

können verschiedene Einstellungen der Trainingsparameter sowie unterschiedliche Trainingsalgorithmen vorgegeben werden.

- **TESTER**
  Ein Programm zum Testen des Netzwerks nach dem Training anhand von Parametern, die die Effizienz des Netzwerks charakterisieren.

Nach Anwendung dieser Programme stehen die Parameter (Gewichte) für ein Neuronales Netzwerk als Fließkommazahlen zur Verfügung. Zur Implementation auf den Parallelrechnern werden diese in Festkommawerte umgerechnet. Dadurch ergeben sich jedoch nur geringe Einbußen in der Effizienz [80].

4.2.2.2 Hardware des L2NN

Die Strategie, die für den L2NN verfolgt wird, besteht in dem Training je eines Neuronalen Netzwerks für eine bestimmte Klasse von Physkereignissen.
Ein solches Netzwerk wird dann von einem CNAPS/VME [81] Parallelrechner berechnet. Zuvor werden die auf der zweiten Triggerstufe zur Verfügung stehenden Daten von einer speziellen Bus-Interface- und Vorverarbeitungskarte (DDB[6]) aufbereitet und dann in Form von 8-Bit Worten an den CNAPS weitergeleitet. Eine solche Kombination von CNAPS und DDB wird *trigger box* genannt.
Abb. 4.5 zeigt schematisch, wie ein abstraktes Netzwerk von der Hardware realisiert wird. Die DDB übernimmt die Datenvorverarbeitung, wobei einfache Algorithmen wie Auswahl von *high* oder *low* Byte aus einem 16 Bit Wort, Summe von high und low Byte, Position eines Bits in einem Wort oder Anwendung einer Wertetabelle möglich sind. Jedes Neuron einer Schicht des Netzwerks wird von einem der 64 Prozessoren des CNAPS berechnet. Dadurch ist es möglich, eine gesamte Netzwerklage in einem Zyklus parallel abzuarbeiten. Die Netzentscheidung wird dann zurück an die DDB und von dieser direkt an das zentrale H1-Triggersystem (CTL2) weitergeleitet. Die gesamte Rechenzeit inklusive Datenvorverarbeitung darf nicht länger als 20 μs dauern.
Die DDB erhält ihrerseits die Triggerinformation von den einzelnen Subdetektoren über den sogenannten L2-Bus, der von einem PQZP System gefüllt wird. Dieser L2-Bus besteht aus acht 16-Bit Subbussen, die pro Ereignis bis zu 32 Wörter übertragen können.
Die Parameter des Neuronalen Netzwerks werden in lokalen Speichereinheiten auf den CNAPS-Prozessoren bereitgehalten. Das Laden und die Kontrolle des L2NN wird von einem Softwarepaket, welches auf einer Themis VME-SUN Workstation läuft, ermöglicht.
Eine weitere Komponente, die *spy card*, erlaubt den Zugriff auf bestimmte Speicherbereiche der DDB, sogenannte Spiegel RAMs. In diese wird, asynchron zum H1-Zyklus, die Information von einem Teil der von L2NN verarbeiteten Ereignisse kopiert. Dadurch ist ein Monitoring des Datenflusses innerhalb des Systems möglich, und eventuell auftretende Fehler können schnell bemerkt und behoben werden.

[6] Data Distribution Box

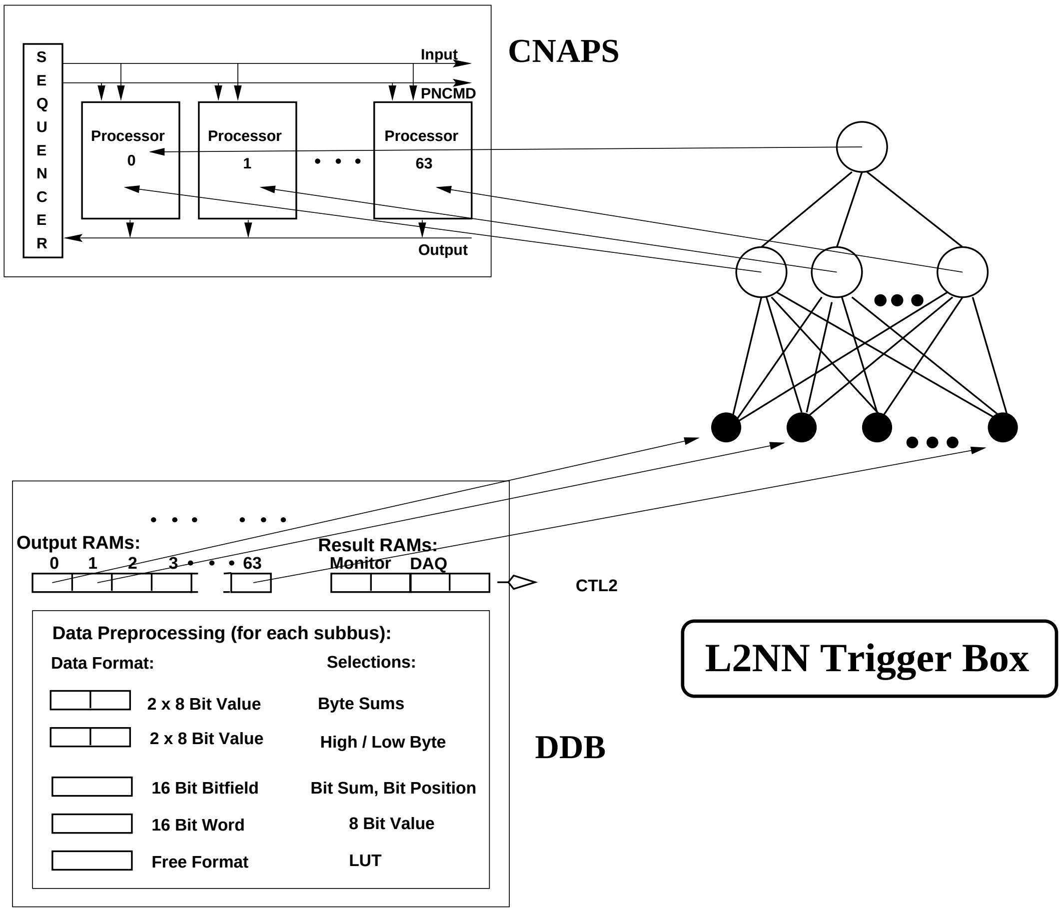

Abbildung 4.5: *Schematische Darstellung einer Trigger-Box, der aus einem CNAPS-Board und einer DDB bestehenden Hardware-Einheit, die genau ein Netzwerk berechnet.*

4.2.2.3 Online-Software des L2NN

Die Steuerung und Überwachung des L2NN-Triggers wird von einem Client-Server Programmpaket übernommen. Die einzelnen Programmodule übernehmen dabei unterschiedliche Aufgaben:

- **NnCockpit**
  Schnittstelle für den Anwender (Experten), der das System steuert und überwacht. Sie ist als Internet Client realisiert, der im Prinzip auf jeder Plattform laufen kann.

- **NnServer**
  Übergeordneter Kontrollprozeß, der mit den beiden nachfolgenden Modulen über ein *shared memory* kommuniziert.

- **NnLoader**
  Das eigentliche Lade- und Steuerprogramm. Die benötigten Systemparameter werden in einer lokalen Datenbank verwaltet.

- **NnMonitor**
  Steuert das Monitoring des Systems über die *spy card*. Erzeugt Histogramme und Graphiken, anhand derer der Datenfluß und die Funktionsweise des L2NN (Raten-Display) überprüft werden kann.

Für eine spätere Physikanalyse ist es unerläßlich, daß sich der Zustand des Systems, also im wesentlichen die geladenen Parameter und Algorithmen, zu jedem Zeitpunkt rekonstruieren läßt. Um dies zu gewährleisten, wird die relevante Information in Form von sogenannten BOS[7]-Bänken, dem bei H1 üblichen Datenformat, in einer lokalen Datenbank bereitgehalten. Das Verändern der Systemkonfiguration kann nur über diese Datenbank vorgenommen werden.
Eine Beschreibung der Datenbank-Bänke für das L2NN-System findet sich in Anhang A.

4.2.3 Training des Neuronalen Netzwerks

Soll ein Feed-Forward-Netzwerk als Trigger eingestzt werden, so ist das Ziel, zwei Klassen voneinander zu trennen, d.h., der Sollausgabewert des Netzwerks ist:

$$\eta^\mu = \begin{cases} 1 & \text{falls} \quad \xi_i^\mu \text{ ein Physikereignis ist,} \\ 0 & \text{falls} \quad \xi_i^\mu \text{ ein Untergrundereignis ist.} \end{cases} \tag{4.9}$$

Das Muster ξ_i^μ stellt den Satz der verwendeten Triggergrößen des μ-ten Ereignisses dar. Durch Festlegen eines Schwellenwertes (*cut*) wird aus dem kontinuierlichen Ausgabewert y^μ ein binärer Wert, das sogenannte Triggerbit. Durch Verschieben des Cuts kann bei einem trainierten Netzwerk die Effizienz und die Ausgangsrate verändert werden (siehe Abschnitt 4.2.4).
Zum Training eines Netzwerks für die Photoproduktion von ϕ-Mesonen wurden die in Tab. 4.1 aufgeführten Triggergrößen des `zVtx`-Triggers und des `DCRPhi`-Triggers verwendet.
Wie in Abb. 4.1 gezeigt, gab es in den H1-Daten keine Ereignisse mit elastischer Photoproduktion von ϕ-Mesonen. Um dennoch ein Netzwerk zu trainieren, wurden Zweispurereignisse mit ϕ-Kandidaten ($m_{K^+K^-} < 1.1$ GeV) vom Beginn der Datennahmeperiode 1996 ausgewählt, die ein gestreutes Elektron im SpaCal aufweisen und die wesentlichen Triggerelemente des S68 (siehe S. 60) erfüllen. Da weder auf L1 noch für den L2-Information des SpaCal verwendet wurde, sind diese Ereignisse auf Triggerniveau praktisch nicht von solchen aus Photoproduktion zu unterscheiden. Einschränkend ist hier zu vermerken, daß aufgrund des Impulsübertrags am Elektronvertex das Impulsspektrum der Kaonen mit zunehmendem Q^2 härter wird und der Öffnungswinkel zwischen den beiden Spuren ebenfalls eine andere Verteilung aufweist.
Eine andere Möglichkeit wäre, Ereignisse aus einer MC-Simulation für das Training zu verwenden. Dies würde jedoch voraussetzen, daß alle verwendeten Triggergrößen sehr genau in der Simulation beschrieben wären, was sich jedoch aufgrund des fehlenden

[7]Bank Operating System

Trigger	Name	Bedeutung	Wert
zVtx (MWPC)	cpvsum	Summe aller Einträge im zVtx Histogramm	0-15
	cpvmax	Wert des Maximums im zVtx Histogramm	0-255
	cpvpos	Position des Maximums im zVtx Histogramm	0-255
DCRPhi (CJC)	trhineg	# neg. Spuren - hoher Impuls	0-45
	trhipos	# pos. Spuren - hoher Impuls	0-45
	trloneg	# neg. Spuren - niedr. Impuls	0-45
	trlopos	# pos. Spuren - niedr. Impuls	0-45

Tabelle 4.1: *Eingabegrößen für das Neuronale Netzwerk für die elastische Photoproduktion von ϕ-Mesonen.*

Signals in den Daten nicht überprüfen ließe.
Um Trainingsereignisse für den Untergrund zu bekommen, wurde ein spezieller Run mit dem H1-Detektor aufgezeichnet, in dem ausschließlich S68 aktiv war. Außerdem wurden auch auf L4 keine weiteren Schnitte angebracht (L4 *transparent*). Der resultierende Datensatz entspricht in seiner statistischen Zusammensetzung somit genau denjenigen Ereignissen, die das Netz auf der zweiten Stufe verarbeiten soll.
Um zu verhindern, daß in dem Untergrunddatensatz potentielle Vektormeson-Ereignisse sind, wird verlangt, daß diese von der L5-Klassifikation nicht in die entsprechende Physikklasse – *class 18* (Abschnitt 2.3.5) – eingeteilt wurden.
Während des Netzwerktrainings wird der Wert der Fehlerfunktion (4.6) nicht nur für die zur Berechnung des Gradienten verwendeten Ereignisse bestimmt, sondern zusätzlich für ein unabhängiges Testensemble berechnet. Als Abbruchkriterium wird dann das Erreichen eines vorgegebenen Wertes dieser Testfunktion verwendet. Dies ermöglicht es, ein „Auswendiglernen“, also das allzu spezielle Anpassen der Gewichte an den gewählten Mustersatz, zu verhindern. Dadurch wird gewährleistet, daß das Netz in der Lage ist zu generalisieren.
Um einen möglichst großen Bereich des Parameterraumes beim Lernen abzudecken, wird der Trainingsdatensatz möglichst groß gewählt. In diesem Fall ist die Statistik durch die bis zum Zeitpunk des Netztrainings aufgezeichneten ϕ-Kandidaten begrenzt. Die zum Trainieren verwendeten Datensätze sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Ein weiterer

Klasse	# Training	# Test	Beschreibung
Physik (Daten)	900	200	Zwei Spuren mit $m_{K+K-} < 1.1$ GeVund S68'
Untergrund (Daten)	900	500	S68-L4 *transparent*, nicht *class 18*
Physik (MC)	-	130	$\phi \to K^+K^-$ mit S68'

Tabelle 4.2: *Für das Netzwerktraining verwendete Datensätze.*

Testdatensatz mit 130 Ereignissen aus der MC-Simulation, die

$$S68' = \texttt{(DCRPh\_Ta\&\&zVtx\_Cls\&\&LAr\_IF==0\&\&Topo\_Mult==2)} \quad (4.10)$$

erfüllen, dient als zusätzlicher Test für das Netzwerk. Eine Beschränkung auf die angegebenen Triggerelemente war nötig, da die restlichen TE von S68 nicht simuliert wurden. Dies stellt jedoch keine wesentliche Einschränkung dar, da die Topologie der Ereignisse auf Triggerniveau hauptsächlich durch die verwendeten Spurtrigger festgelegt ist.
Abb. 4.6 zeigt die Verteilung der Eingabegrößen für Physik und Untergrund.
Offensichtlich kann anhand keiner einzelnen Größe eine klare Trennung der beiden

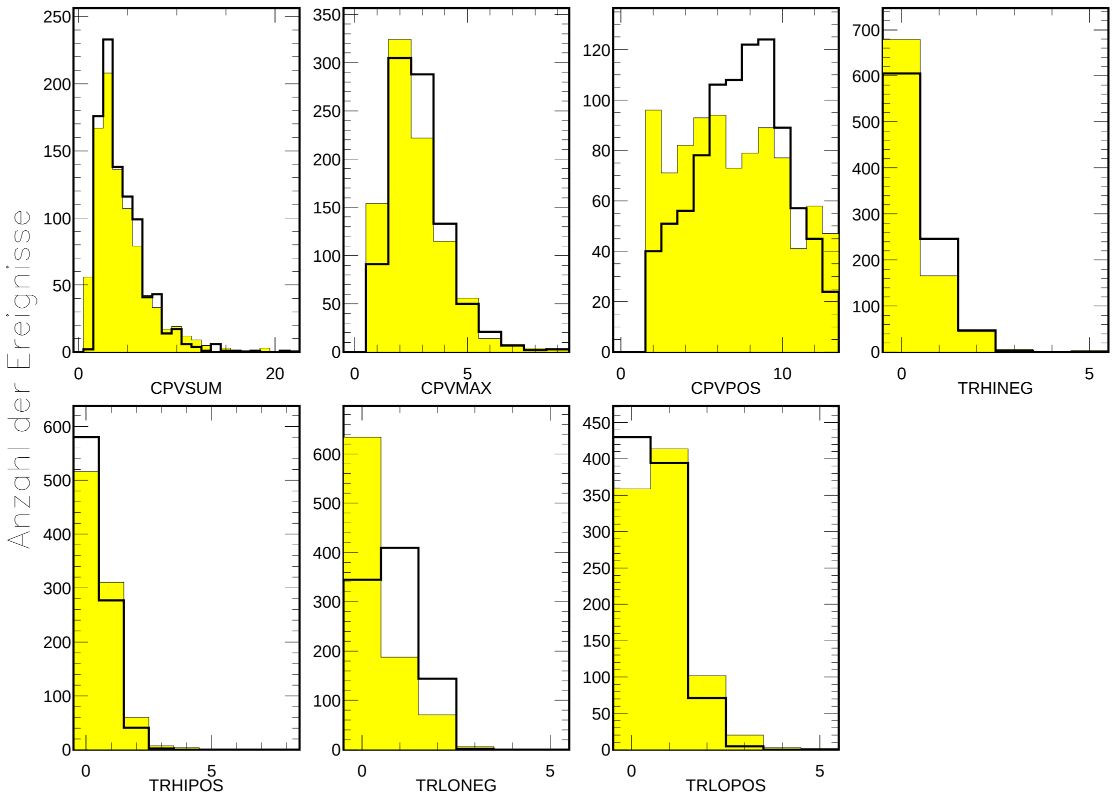

Abbildung 4.6: *Verteilung der für das Training verwendeten Größen für Physik (offene Histogramme) und Untergrund (gefüllte Histogramme).*

Klassen vorgenommen werden. Erwartungsgemäß zeigt sich der größte Unterschied bei `cpvpos`, der Position des Maximums im `zvtx` Histogramm, da der Untergrunddatensatz im wesentlichen aus Nicht-ep-Ereignissen besteht. Deren z-Komponente des Vertex weißt eine breitere Verteilung um die nominelle Position auf.

4.2.4 Ergebnis des Trainings

Zur Ermittelung des besten Netzwerks wurden Trainingsdurchläufe mit verschiedenen Werten für die in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Parameter durchgeführt. In Tab. 4.2.4 sind die Werte der Parameter für das beste Netzwerktraining aufgeführt.
Das wesentliche Qualitätsmerkmal eines Netzwerkes ist die Fähigkeit, die beiden Ereignisklassen zu trennen.

Parameter	Bezeichnung	Wert
Lernrate	ϵ	0.001
Momentum Term	α	0.95
Zahl der versteckten Knoten	n_{hid}	5
Zahl der Lernschritte (Epochen)	-	100

Tabelle 4.3: *Parameter für das Netzwerktraining, die zu dem besten Resultat führten. Eine Epoche bezeichnet das Durchführen eines Lernschrittes für jeweils alle Ereignisse des Trainingsdatensatzes.*

Ein Maß für die Trennfähigkeit ist das Verhältnis von Physikeffizienz zu Untergrundreduktion. Erstere ist der Anteil von Physikereignissen, deren Netzwerkausgabe größer als der vorgegebene Cut ist, zweitere der Anteil von Untergrundereignissen, deren Ausgabe kleiner als dieser Cut ist.
Diese Größe wird im weiteren mit Effizienz des Netzwerks bezeichnet. Durch Variation des Cuts läßt sich diese Effizienz für jeden Wert der Untergrundunterdrückung bestimmen, und man erhält eine Effizienzkurve, die das Verhalten eines Netzwerks beschreibt. In Abb. 4.7 ist das Ergebnis des Trainings in Form von Ausgabeverteilungen und Effizienzkurven für die verschiedenen Datensätze dargestellt.
Da die Rate eines L1-Triggers von Untergrundereignissen dominiert ist, läßt sich aus der Effizienzkurve direkt die zu erwartende Ratenreduktion ablesen. So ergibt sich für das verwendete Netzwerk eine Ratenreduktion um einen Faktor 5 (80 % Untergrundunterdrückung) bei einer Physikeffizienz von etwa 55 %. Dies ist zu vergleichen mit einer Physikeffizienz von 20 %, die man bei einer entsprechenden Skalierung des L1-Triggers S68 erhalten würde.
Das Netz verdreifacht also nahezu die Gesamteffizienz bei konstanter Ausgangsrate.
Die Tatsache, daß die Effizienzkurven für alle Datensätze im wesentlichen gleich sind, spricht für ein erfolgreiches Netzwerktraining mit einer zu erwartenden Generalisierungsfähigkeit entsprechend der angegebenen Kurven[8].
Die Ausgabeverteilungen für den Untergrund sind nicht stark um den Wert 0 konzentriert, wie man es für ein ideales Netzwerk erwarten würde. Dies läßt sich darauf zurückführen, daß die L1-Bedingung des S68 bereits sehr restriktiv ist und somit Physik- und Untergrundereignisse in dem Raum der verwendeten Triggergrößen nahezu identisch aussehen (vgl. Abb. 4.6). Durch Hinzunahme weiterer Triggergrößen von anderen Subdetektoren (LAr, Myonsystem) konnte keine wesentliche Verbesserung des Netzwerks erzielt werden. Da eine größere Anzahl von Triggerkomponenten eine spätere Analyse erschweren würde, wurden die Eingabegrößen auf die zwei Spurtrigger beschränkt.
Das Netzwerk ist als Trigger-Box 1 (TB1) auf dem L2NN implementiert und war ab Run 165321 bis zum Ende der Datennahmeperiode 1996 aktiv. Der Cut auf den Ausgabewert wurde auf 0.7 gesetzt, was einer voraussichtlichen Ratenreduktion um den Faktor 5 entspricht.

[8]Die Schwankungen in der Effizienzkurve für die MC-Simulation sind auf die geringe Statistik zurückzuführen.

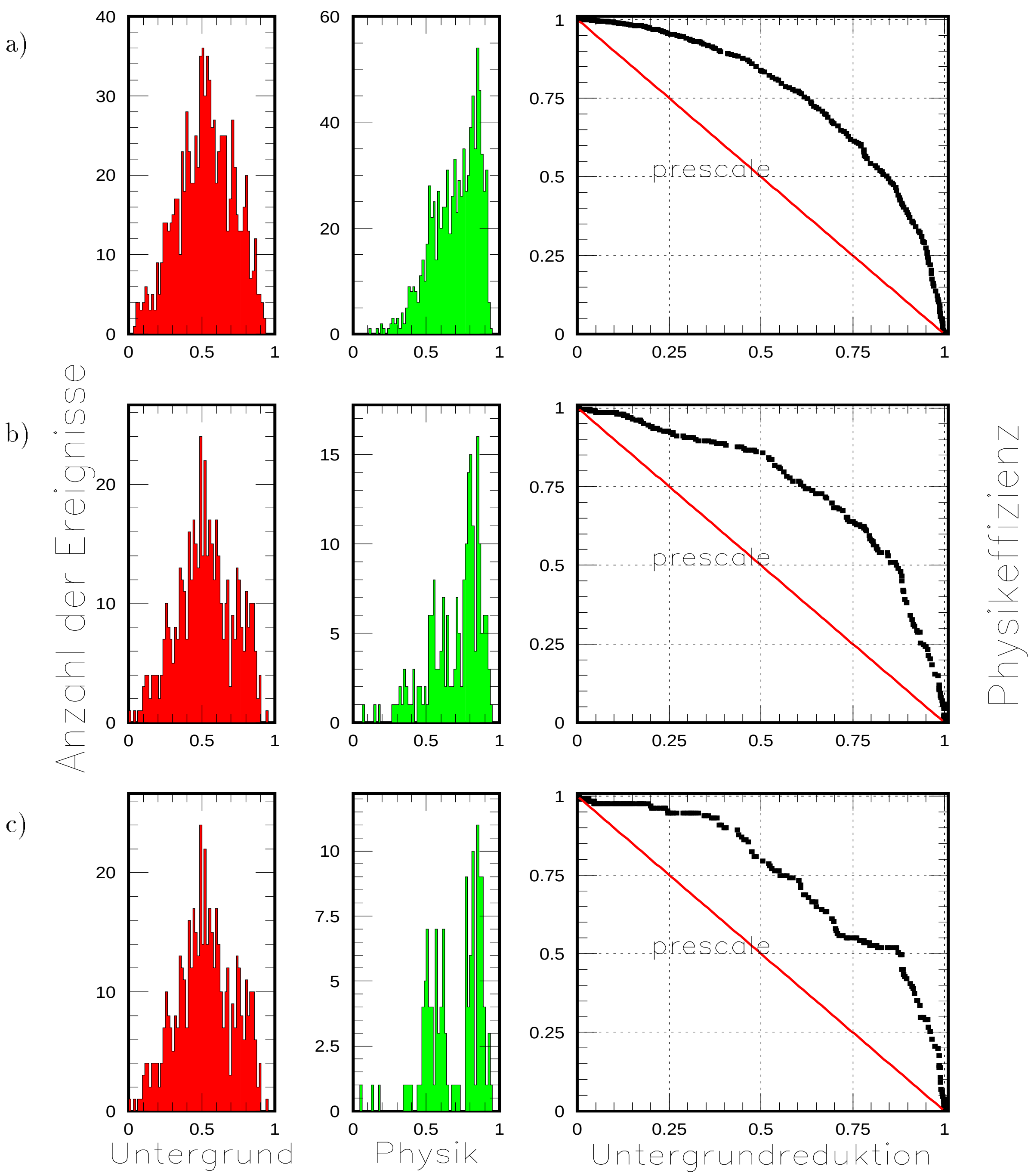

Abbildung 4.7: *Ergebnis des Netzwerktrainings für elastische ϕ-Photoproduktion für den S68. Die beiden linken Spalten zeigen die Ausgabeverteilung für den Untergrund- und Physikdatensatz, die rechte Spalte zeigt die Physikeffizienz aufgetragen über der Untergrundreduktion, bezogen auf den jeweiligen Datensatz. a) zeigt das Ergebnis für den verwendeten Trainingsdatensatz, b) für den unabhängigen Testdatensatz und c) für Ereignisse aus der MC-Simulation. Die mit* prescale *gekennzeichnete Linie würde sich für die Effizienz ohne Anwendung des Neuronalen Netzes durch ein Skalieren des L1-Triggers ergeben.*

4.2.5 Ratenreduktion durch das Neuronale Netzwerk

Neben einer hohen Effizienz eines Triggers für ein bestimmtes Physiksignal ist die wesentliche Größe seine Ausgangsrate. Diese wird begrenzt, um die Totzeit des Triggersystems und damit des gesamten Detektors möglichst gering zu halten. Dieses führte während der Datennahmeperiode 1996 zu der Forderung, daß ein Subtrigger nach der zweiten Triggerstufe, sofern diese angewendet wird, eine Ausgangsrate von etwa einem Hz nicht überschreiten darf.
Abb. 4.8 zeigt die Ratenreduktion von TB1 auf dem S68 für den Runbereich, in dem diese Kombination aktiv war. In Abb. 4.8 a) ist die Ausgangsrate von S68 gegen die

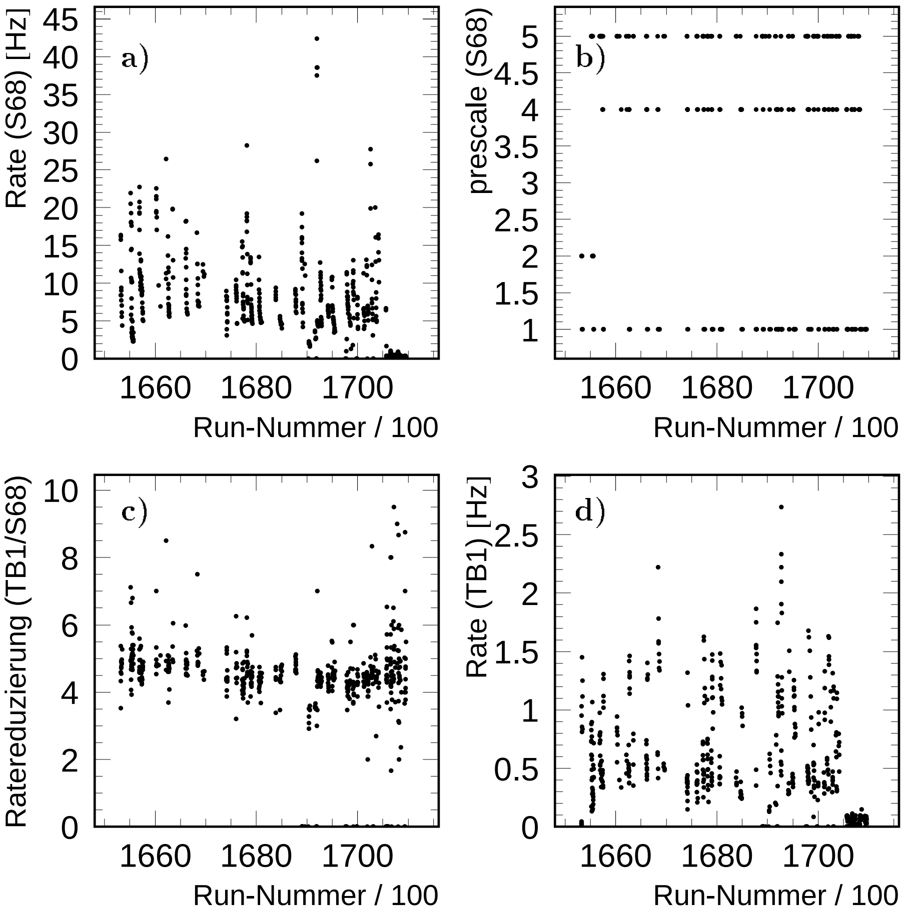

Abbildung 4.8: *Ratenreduktion von TB1 auf S68: aufgetragen über der H1-Run-Nummer ist a) die Ausgangsrate von S68, b) der Prescale für S68, c) die Ratenreduktion durch TB1 (nach Anwendung des Prescale) und d) die Ausgangsrate von S68 nach L2.*

Run-Nummer aufgetragen. Abb. 4.8 c) zeigt die Ratenreduktion durch TB1 auf dem S68. Man sieht daß der mittlere Ratenreduktionsfaktor ungefähr 5 beträgt, wie es aus den Trainings- und Testdatensätzen vorhergesagt wurde.
Allerdings konnte die mittlere Ausgangsrate von einem Hz (Abb.4.8 d)) nur durch einen zusätzlichen Prescale auf L1 erreicht werden.

Jeder HERA-Run wird bei H1 in vier Phasen eingeteilt. Diese Phasen werden, abhängig von den Strahlbedingungen, mit abnehmenden Strahlströmen der Reihe nach durchlaufen und zeichnen sich durch eine jeweils angepaßte Triggereinstellung aus. Die eigentliche Datennahme ist auf die Phasen 2-4 beschränkt. Für den S68 wurde in den Phasen 2 und 3 ein Prescale von 5 bzw. 4 verlangt (Abb.4.8 b)), was eine erhebliche Einschränkung der effektiven Luminosität darstellt.
Dennoch war es möglich, während des kurzen Runbereichs, in dem der Trigger in 1996 aktiv war, ein Signal für die elastische Photoproduktion von ϕ-Mesonen zu erhalten. In Abb. 4.9 a) ist die invariante Massenverteilung für Zweispurereignisse aus dem Be-

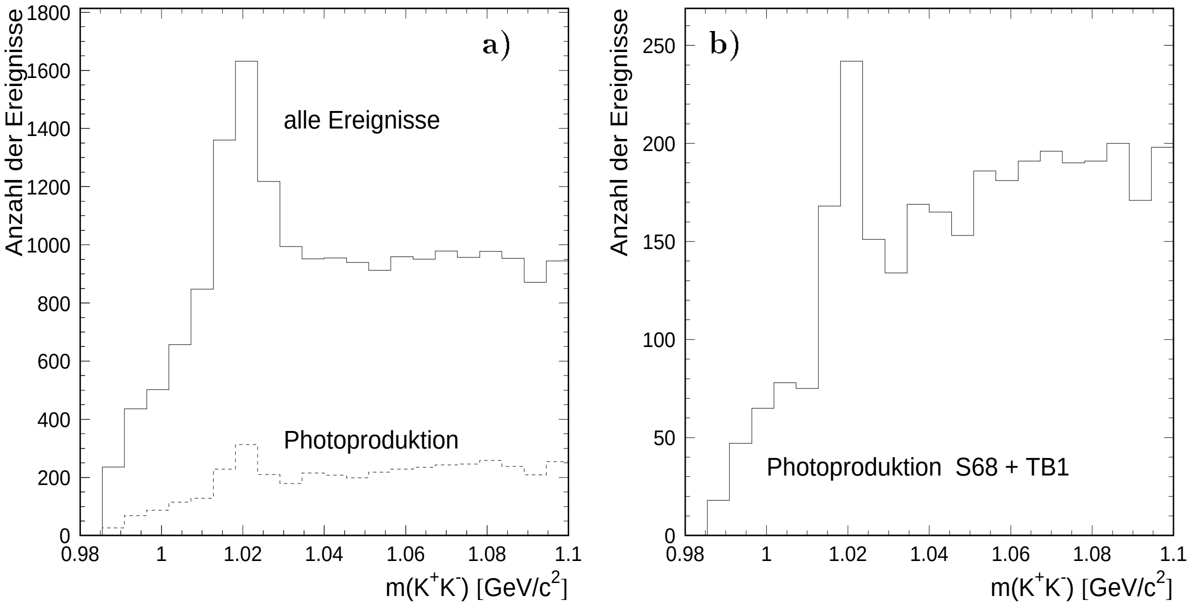

Abbildung 4.9: *Invariante Massenverteilung der Zweispurereignisse aus dem Bereich der Datennahmeperiode 1996, in der S68 und TB1 aktiv waren. a) obere Kurve: alle Ereignisse – untere Kurve: Ereignisse mit einer Energiesumme von weniger als einem* GeV *im SpaCal. b) Ereignisse, die diese Bedingung ebenfalls erfüllen und außerdem von S68 und TB1 getriggert wurden.*

reich der Datennahmeperiode, in der S68 und TB1 aktiv waren, dargestellt. Die untere Kurve, die Ereignisse mit einer Energiesumme von weniger als einem GeV im SpaCal enthält, weist ein deutliches ϕ-Signal auf. Abb. 4.9 b) zeigt die Ereignisse aus diesem Datensatz, die von der Kombination S68 und TB1 getriggert wurden.
Im nächsten Kapitel wird eine erste Analyse dieser ϕ-Photoproduktionsereignisse durchgeführt.

Kapitel 5

Photoproduktion von ϕ-Mesonen

Mit der im vorigen Kapitel beschriebenen Triggerkombination aus S68 und TB1 konnte erstmals ein Signal für die Photoproduktion von ϕ-Mesonen mit dem H1-Detektor aufgezeichnet werden. Dieses Kapitel enthält eine erste Analyse dieser Daten, wobei die Bestimmung der Triggereffizienz im Vordergrund steht.
Das Ziel ist zu zeigen, daß eine Bestimmung der Effizienz eines Neuronalen Netzwerks anhand einer Monte-Carlo-Simulation prinzipiell möglich ist und daß die Auswirkungen des Netzwerks auf die Verteilung von kinematischen Größen anhand der Simulation kontrolliert werden können.
Zunächst wird die Selektion der Ereignisse beschrieben. Danach folgt eine kurze Beschreibung der verwendeten MC-Simulation. Anhand dieser wird die Effizienz des L1-Triggers S68 und des Netzwerks TB1 bestimmt. Abschließend wird der Wirkungsquerschnitt für elastische und protondissoziative Photoproduktion von ϕ-Mesonen für $|t| > 0.5$ GeV^2 bestimmt und die Zerfallswinkelverteilung der Kaonen im Ruhesystem des ϕ-Mesons untersucht.

5.1 Ereignisselektion

Die Selektion der Ereignisse wird im wesentlichen genauso vorgenommen, wie sie in Abschnitt 3.2 für die Elektroproduktion von ϕ-Mesonen beschrieben wurde. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß das gestreute Elektron in Photoproduktionsereignissen undetektiert im Strahlrohr entkommt. Somit werden die Ereignisse nur anhand der in der zentralen Spurkammer CJC gemessenen Spuren der Zerfallskaonen rekonstruiert.
Im einzelnen werden folgende Schnitte angewendet:

- Vorselektion gemäß *class 18* (Abschnitt 2.3.5).
- Es werden genau zwei rekonstruierte Spuren entgegengesetzter Ladung, die auf den rekonstruierten Vertex mit -40 cm $< z_{vtx} <$ 40 cm zeigen, verlangt.
- Der Transversalimpuls beider Spuren muß mindestens 100 MeV betragen.

- $E_{max,LAr} \ < \ 0.5$ GeV
  Diese Bedingung unterdrückt Ereignisse, in denen neben dem ϕ-Meson noch weitere Teilchen erzeugt wurden.

- $E_{max,SpaCal} \ < \ 0.5$ GeV
  Dieser Schnitt verwirft Ereignisse, bei denen das Elektron in das SpaCal gestreut wird. Dies entspricht einem maximalen Wert von $Q^2_{max} \approx 1$ GeV^2. Aufgrund des stark mit Q^2 abfallenden Wirkungsquerschnitts (5.3) werden daher im wesentlichen Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 \approx 0$ GeV^2 selektiert.

- Gegen Protondissoziation werden die in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Schnitte angebracht:

  - $E_{\mathrm{LAr\_IF}} < 1$ GeV,
  - maximal ein Trefferpaar in den inneren Modulen des Vorwärtsmyonspektrometers,
  - kein Signal in den Kanälen 0, 1, 2 oder 6 des Protontaggers.

  Für eine Selektion von protondissoziativen Ereignissen wird verlangt, daß mindestens eine dieser Bedingungen nicht erfüllt ist.

- $\mid m_{K^+K^-} \ - \ m_\phi \mid \ < \ 10$ MeV/c^2

- Als Triggerbedingung werden S68 und TB1 verlangt.
  Sofern in den Ereignissen nicht ein weiterer Subtrigger aktiv war, impliziert S68 eine positive Entscheidung von TB1, da das Ereignis sonst nicht aufgezeichnet worden wäre.

Aufgrund der Ineffizienz des Triggerelements `DCRPh_Ta` für Spuren mit einem Transversalimpuls von $p_T < 400$ MeV/c (Abschnitt 4.1) werden Ereignisse mit einem kleinen Transversalimpuls von S68 nicht getriggert.
In Abb. 5.1 a) ist die Verteilung von $|t|$ für Photoproduktionsereignisse aus dem Massenbereich des ϕ-Mesons, die von S68 getriggert wurden, dargestellt. In Analogie zu (3.32) wird t gemäß

$$t \ = \ - \ p_\perp^2 \ = \ - \vec{p}^{\,2}_{\perp,V} \tag{5.1}$$

rekonstruiert (der Transversalimpuls des Elektrons ist hier vernachlässigbar, da dieses unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird).
Entgegen der Erwartung aus einem exponentiellen Abfall mit $|t|$ beobachtet man nur wenige Ereignisse bei kleinen Werten von $|t|$. Dies erklärt sich aus dem geringen intrinsischen Transversalimpuls der Kaonen – ein für das Auslösen von `DCRPh_Ta` nötiges $p_\perp$ kann nur durch den Impulsübertrag am Protonvertex erreicht werden.
Für die vorliegende Analyse wird der Bereich von $|t| > 0.5$ GeV^2 ausgewählt, da S68 für kleinere Werte ineffizient ist.
In Abb. 5.1 b) ist die hadronische Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gegen die invariante Masse $m_{K^+K^-}$ aufgetragen. Durch Auswahl des Bereichs $50 \ < \ W_{\gamma p}/\mathrm{GeV} \ < \ 70$, wird ein gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund erreicht. Die Einschränkung auf Werte von $W_{\gamma p} < 70$ GeV ist nötig, da die verwendete Monte-Carlo-Simulation nur für

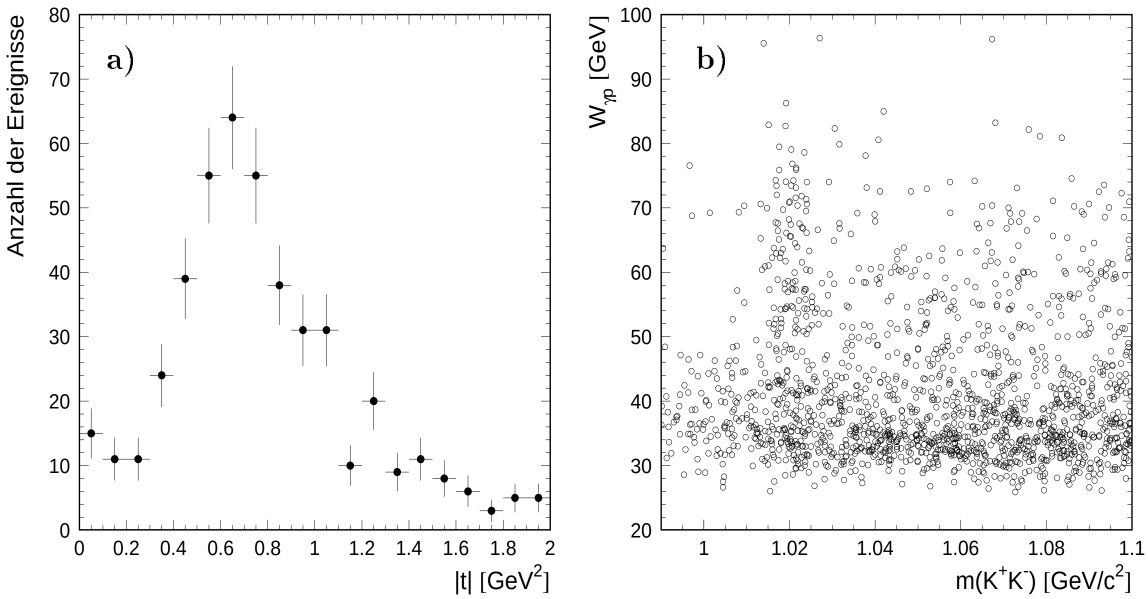

Abbildung 5.1: *a) Verteilung von $|t|$ für Photoproduktionsereignisse aus dem Bereich der ϕ-Masse, die von S68 getriggert wurden. b) $W_{\gamma p}$ aufgetragen gegenüber der invarianten Masse m_{K+K-} für Ereignisse, die ebenfalls von S68 getriggert wurden.*

$25 < W_{\gamma p}/\text{GeV} < 75$ erzeugt wurde (Abschnitt 5.1.1). Kleine Werte von $W_{\gamma p}$ entsprechen einer Ausrichtung der Spuren in Vorwärtsrichtung (vgl. Abb. 3.5 b)). Dies ist konsistent mit der Annahme, daß es sich bei dem Untergrund in diesem kinematischen Bereich um Ereignisse aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgasatomen handelt, in denen die entstehenden Spuren aufgrund der hohen Strahlenergie typischerweise in Vorwärtsrichtung zeigen.

Bisher durchgeführte Messungen für die exklusive Produktion von Vektormesonen mit Protondissoziation [10, 7] ergaben einen deutlich schwächeren Abfall des Wirkungsquerschnitts mit $|t|$. Daher ist in dem vorliegenden kinematischen Bereich ein erheblicher Anteil von Protondissoziationsereignissen zu erwarten. Um dies zu untersuchen, werden die Ereignisse in zwei Klassen eingeteilt: zum einen in ein „elastisches“ und zum anderen in ein „protondissoziatives“ Ensemble. Für letzteres werden die Schnitte auf die Signale in den Vorwärtsdetektoren invertiert, d.h., es wird verlangt, daß mindestens eine der genannten Bedingungen nicht erfüllt ist. Damit wird jedes Ereignis, das alle anderen Selektionskriterien erfüllt, eindeutig einer der beiden Klassen zugeordnet. Im weiteren werden für die beiden Ereignisklassen auch die Abkürzungen el. und pdis. verwendet.

Das ϕ-Signal im Massenspektrum, das sich nach Anwendung aller Analyseschnitte ergibt, ist für beide Selektionen in Abb. 5.2 dargestellt. Man erhält 35 elastische Ereignisse im gewählten Massenfenster und 41 Ereignisse mit Protondissoziation. Somit ist es prinzipiell möglich, den Wirkungsquerschnitt für beide Ereignisklassen in dem gewählten kinematischen Bereich zu bestimmen.

Die Anpassung einer mit einer Gaußfunktion gefalteten Breit-Wigner-Funktion über einem linearen Untergrund an die Daten ergibt einen Untergrundanteil von 18 % für

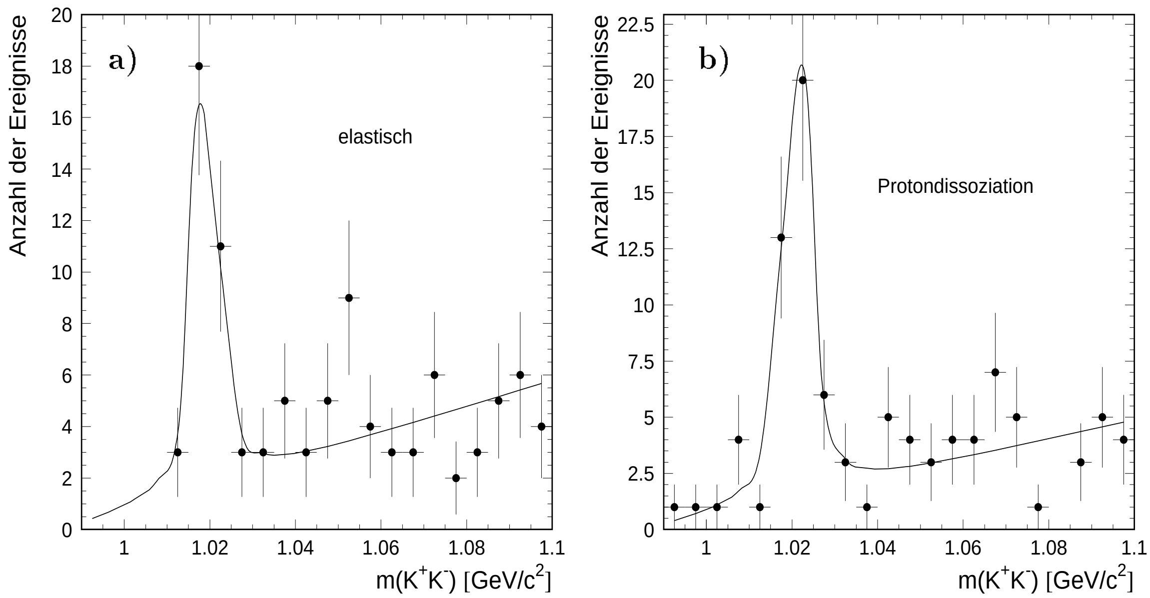

Abbildung 5.2: *Invariante Massenverteilung der Ereignisse nach Anwendung aller Schnitte: a) ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren b) mit Signal in den Vorwärtsdetektoren.*

die elastische Selektion und 13 % für die Protondissoziationsereignisse.

5.1.1 Monte-Carlo-Simulation

Zur Durchführung von Akzeptanzkorrekturen wird wieder der Generator DIFFVM [47] verwendet. Es werden je 50000 elastische und Protondissoziationsereignisse in dem kinematischen Bereich $|t| > 0.4$ GeV^{2}und $25 < W_{\gamma p}/\text{GeV} < 75$ generiert und einer vollständigen Detektorsimulation sowie anschließender Rekonstruktion unterworfen. Die dazu verwendeten Parameter (Abschnitt 3.1.1) sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Masse des dissozierenden Protons

generierte Ereignisklasse	n	χ	ξ	$\alpha_{I\!P}(0)$	$\alpha'_{I\!P}$	b [GeV^{-2}] ($W_{\gamma p} = 70$ GeV)	r^{04}_{00}
el.	2.0	0.3	0.33	1.0808	0.25	7.3	0.
pdis.	2.0	0.3	0.33	1.0808	0.25	2.5[1]	0.

Tabelle 5.1: *Parameter, die zur Generierung der verwendeten MC-Datensätze vorgegeben wurden. Zur Bedeutung der Parameter siehe Abschnitt 3.1.1.*

[1]Der Wert von $b = 2.5$ GeV^{-2} für die protondissoziative Simulation wurde durch ein Umgewichten der Ereignisse erreicht, da ursprünglich eine flachere Verteilung simuliert wurde.

M_y ist in DIFFVM in Übereinstimmung mit experimentellen Daten [82] gemäß

$$\frac{d\sigma}{dM_y} \propto \left(\frac{1}{M_y}\right)^{2\alpha_{I\!P}(0)} \approx \frac{1}{M_y^2} \tag{5.2}$$

implementiert.
Q^2 wird zwischen dem kleinsten kinematisch erlaubten Wert Q^2_{min} und der experimentellen oberen Grenze von 1 GeV^2 generiert. Der mittlere Wert beträgt $< Q^2 > \approx$ 0.04 GeV^2.

5.2 Bestimmung der Triggereffizienz

5.2.1 Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation

Da es außer der Kombination von S68 und TB1 keinen effizienten Trigger für die Photoproduktion von ϕ-Mesonen bei H1 gibt, ist es nicht möglich, die Effizienz des Triggers aus den Korrelationen mit anderen Triggern zu bestimmen. Dies kann daher nur anhand der MC-Simulation geschehen. Dazu ist es notwendig, daß die verwendete Simulation die Daten möglichst genau beschreibt. Einen Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation nach Anwendung aller Analyseschnitte, einschließlich der Triggerbedingung, ist für beide Ereignisklassen in Abb. 5.3 dargestellt.

Dabei werden elastische und protondissoziative Ereignisse in der Simulation gemäß dem gemessenen Wirkungsquerschnitt (Abschnitt 5.3.1) miteinander kombiniert. Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Statistik in der Simulation, die auf die relativ geringe Triggereffizienz (Abschnitte 5.2.2, 5.2.3) zurückzuführen ist, sind auch die simulierten Größen mit Fehlerbalken eingetragen. Man beobachtet im Rahmen der statistischen Schwankungen eine gute Übereinstimmung von Daten und Simulation mit Ausnahme der Verteilung des Azimuthalwinkels ϕ der Spuren. Diese ist auf einen Fehler in der verwendeten Simulationssoftware zurückzuführen. Darin wird eine nur während der Datennahmeperiode 1995 bestehende Ineffizienz in der CJC2 fälschlicherweise berücksichtigt [83]. Die sich hieraus ergebende Unsicherheit wird jedoch angesichts der großen statistischen Fehler vernachlässigt.

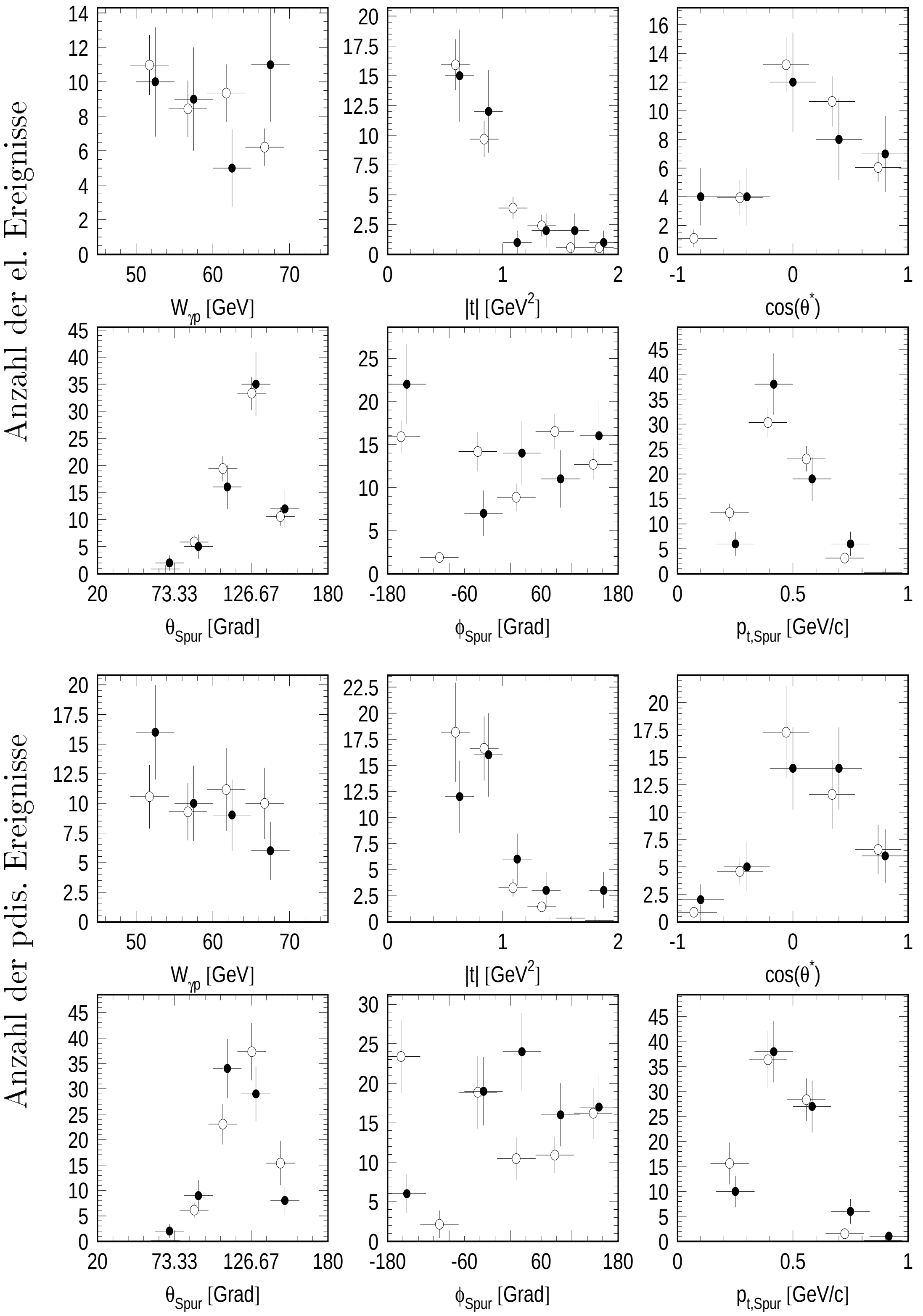

Abbildung 5.3: *Vergleich von Daten (ausgefüllte Kreise) und MC-Simulation (leere Kreise, leicht versetzt) für die elastische Selektion (oben) und Protondissoziationsereignisse (unten). In der Simulation wurden el. und pdis. Ereignisse entsprechend dem in Abschnitt 5.3.1 bestimmten Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gewichtet. Die Histogramme mit Spurgrößen enthalten zwei Einträge je Ereignis.*

5.2.2 Effizienz des L1-Triggers (S68)

Von den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Triggerelementen des S68 werden `FwdMu_Fwd_Vtx` und die Flugzeitbedingungen nicht im Monte-Carlo simuliert. Die Effizienz des ersteren kann aus den Daten für die elastische Elektroproduktion von ϱ-Mesonen bei höheren Werten von Q^2 abgeschätzt werden.
Die Ineffizienzen aufgrund der Flugzeitbedingungen wurden in [53] zu 1 % abgeschätzt und werden hier übernommen. Aus der Simulation läßt sich die Effizienz für die in (4.10) definierte Bedingung S68':

```
(DCRPh_Ta&&zVtx_Cls&&LAr_IF==0&&Topo_Mult==2)
```

bestimmen .
Um zu überprüfen, ob die verwendeten Triggerelemente von der MC-Simulation richtig beschrieben werden, wird ein Vergleich für die Elektroproduktion von ϕ-Mesonen bei hohen Werten von $Q^2 > 2.5$ GeV^2 vorgenommen. Dies geschieht anhand von Daten, die in dem gleichen Zeitraum wie die vorliegenden Photoproduktionsereignisse aufgenommen wurden. Außerdem werden die gleichen Simulations- und Rekonstruktionsprogramme verwendet. Die Selektion der Ereignisse läuft dabei analog zu derjenigen, die für kleine Q^2 in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde. Dabei wird verlangt, daß die Ereignisse von Subtrigger S3 getriggert werden. Da dieser nur SpaCal-Information verwendet, erhält man einen von den Spurkammertriggern unabhängigen Datensatz. Den Vergleich von Daten und Simulation für diese Ereignisklasse zeigt Abb. 5.4.
Bis auf `LAr_IF==0` werden alle Triggerbedingungen hinreichend gut beschrieben. Von

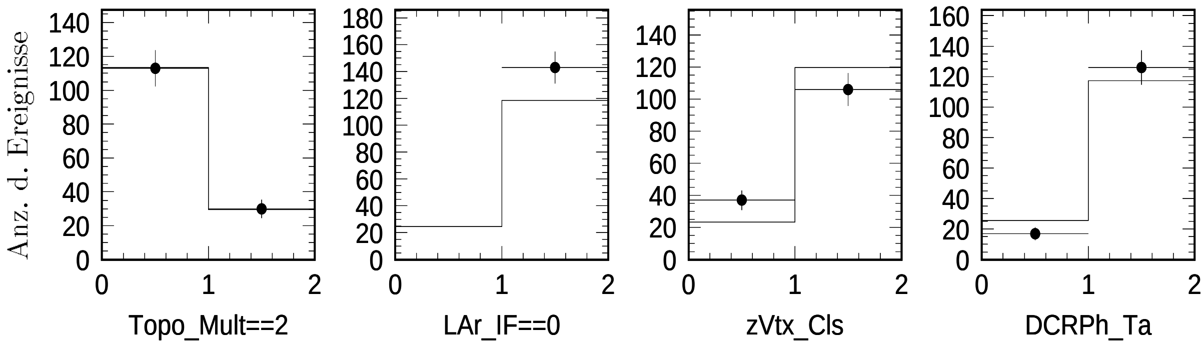

Abbildung 5.4: *Vergleich von Daten (ausgefüllte Kreise), und MC-Simulation (Histogramme) für die wesentlichen Triggerelemente von S68. Verwendet wurde hier Ereignisse aus einer Selektion für Elektroproduktion von ϕ-Mesonen für $Q^2 > 2$ GeV^2.*

100000 Zweispurereignissen mit $E_{max,LAr} < 0.5$ GeV erfüllt nur ein Anteil von weniger als 2 Promille die Bedingung `LAr_IF>0`. In der MC-Simulation beträgt der entsprechende Anteil sowohl für elastische als auch für protondissoziative Ereignisse jedoch 17 ± 2 %. Dies ist auf eine fehlerhafte Simulation des Rauschverhaltens der Triggerelektronik im LAr-Kalorimeter zurückzuführen [84].

Zur Bestimmung der Triggereffizienz von S68 wird daher `LAr_IF==0` in den simulierten Ereignissen nicht verlangt.
Unter der Annahme, daß die restlichen Triggerelemente für die Photoproduktionsereignisse ebenso korrekt simuliert werden, kann also die Effizienz von S68' anhand der MC-Simulation bestimmt werden.
Die Effizienz von `!FwdMu_Fwd_Vtx` wird aus einer Selektion für ϱ-Elektroproduktion unter Verwendung von Subtrigger S3 abgeschätzt. Dies geschieht unter der Annahme, daß die Dissoziation des Protons unabhängig von dem Prozeß der Vektormesonerzeugung abläuft. Diese Faktorisierungshypothese steht in Übereinstimmung mit bisher durchgeführten Messungen [10]. Für protondissoziative Ereignisse ergibt sich eine Effizienz von 0.77 ± 0.01 für `!FwdMu_Fwd_Vtx`. Für elastische Ereignisse beträgt diese 0.987 ± 0.001.
Damit beträgt die Effizienz von S68 in dem gewählten kinematischen Bereich:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{S68,el}} &= (11.1 \pm 0.5)\ \% \\ \epsilon_{\text{S68,pd}} &= (12.1 \pm 0.6)\ \%, \end{aligned}$$

wobei der Fehler sich aus der Anzahl der MC-Ereignisse ergibt.

5.2.3 Effizienz des Neuronalen Netzes (TB1)

Die Bestimmung der Effizienz des Neuronalen Netzes wird ebenfalls anhand der MC-Simulation durchgeführt. Abb. 5.5 zeigt den Vergleich von Daten und MC-Simulation für die verwendeten Eingabegrößen sowie den auf [-128,127] normierten Ausgabewert des Netzwerks. Da in den Daten nur Ereignisse vorhanden sind, die von der Kombination S68 und TB1 getriggert wurden, kann der Vergleich nur für Ereignisse erfolgen, deren Netzausgabewert größer als 0.7 ist (Abschnitt 4.2.4), was einem positiven Triggersignal entspricht. Um während der Datennahme Rechenzeit zu sparen, wird der Cut auf dem CNAPS-Rechner in die Gewichte des Ausgabewertes eingerechnet, so daß ein positiver Integerwert (1 Byte) einer positiven Triggerentscheidung entspricht.
Mit der Einschränkung, daß nur ein Teil des Phasenraumes für den Vergleich zur Verfügung steht, beobachtet man ein gute Übereinstimmung von Daten und Simulation.
Die Effizienz von TB1 erhält man aus dem Anteil der Ereignisse, die nach Anwendung aller Analyseschnitte und der Erfüllung von S68' einen positiven Ausgabewert des Netzwerks aufweisen. Der Einfluß von `FwdMu_Fwd_Vtx` kann hierbei vernachlässigt werden, da das Netzwerk keine Information der Vorwärtsdetektoren verwendet. Die Effizienz von TB1 ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{TB1,el}} &= (41.5 \pm 2.4)\ \% \\ \epsilon_{\text{TB1,pd}} &= (61.3 \pm 2.5)\ \%. \end{aligned}$$

Der angegebene Fehler resultiert wieder aus der Anzahl der MC-Ereignisse. Die so bestimmte Effizienz des Netzwerks liegt für elastische Ereignisse unter dem in Abschnitt 4.2.4 aus den Trainingsdaten vorhergesagten Wert von 55 %. Für protondissoziative Ereignisse ergibt sich dagegen eine bessere Effizienz.

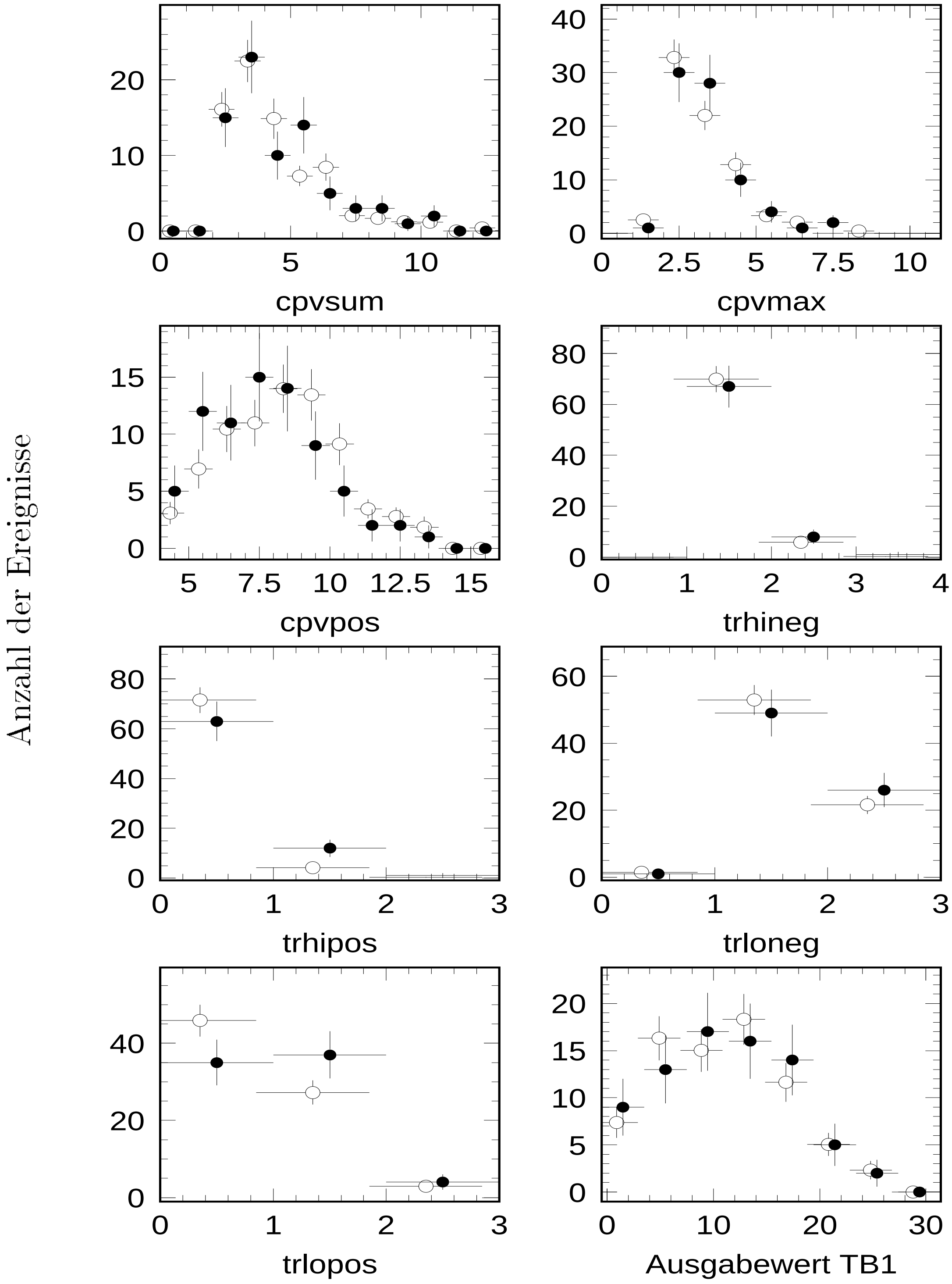

Abbildung 5.5: *Vergleich von Daten (ausgefüllte Kreise) und MC-Simulation (leere Kreise, leicht versetzt) für die Eingangsgrößen des als TB1 implementierten Netzwerks sowie den auf [-128,127] normierten Ausgabewert. Es wurden keine Schnitte auf Signale in den Vorwärtsdetektoren angebracht.*

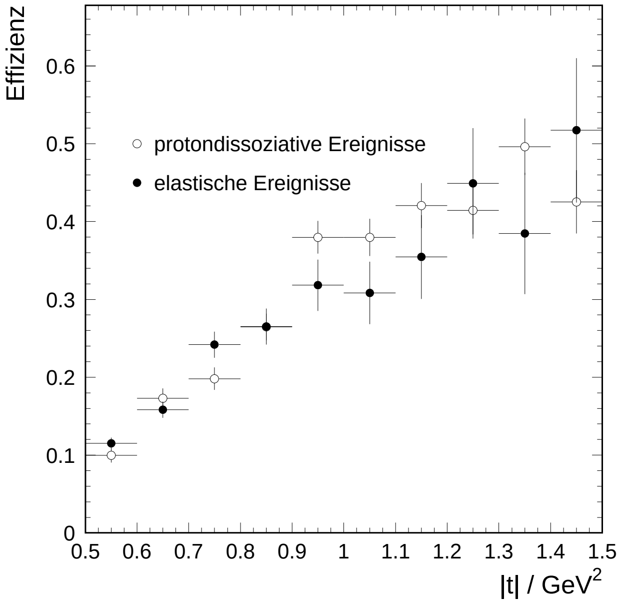

Abbildung 5.6:
Effizienz von TB1 als Funktion von $|t|$ für elastische (gefüllte Kreise) und protondissoziative Ereignisse (offene Kreise).

In Abb. 5.6 ist die Effizienz von TB1 für beide Ereignisklassen als Funktion von $|t|$ aufgetragen. Dabei wurde auf die Forderung, daß S68' erfüllt ist, verzichtet, um eine größere Anzahl von Ereignissen zur Verfügung zu haben. Innerhalb der statistischen Fehler ergeben sich für den gesamten Bereich in $|t|$ übereinstimmende Werte für die Effizienz, die mit $|t|$ ansteigt. Dies erklärt die höhere Gesamteffizienz für protondissoziative Ereignisse, da diese ein härteres $|t|$-Spektrum aufweisen. Ebenso läßt sich die zu hohe Vorhersage aus den Trainingsdaten damit erklären. Bei den Trainingsdaten handelt es sich um eine Selektion von ϕ-Kandidaten mit $Q^2 \gtrsim 1$ GeV^2, bei denen das Elektron ins SpaCal gestreut wird. Dadurch wird der Transversalimpuls des ϕ-Mesons erhöht, was einem größeren Wert von $|t|$ nach der hier für Photoproduktion verwendeten Rekonstruktionsmethode (5.1) entspricht.

5.3 Ergebnisse

Anhand der oben beschriebenen Ereignisselektion soll nun der Wirkungsquerschnitt für die elastische und protondissoziative Photoproduktion von ϕ-Mesonen in dem kinematischen Bereich $|t| > 0.5$ GeV^2 und $50 < W_{\gamma p}/\text{GeV} < 70$ bestimmt werden.

5.3.1 Photoproduktionswirkungsquerschnitt

Aus dem Zusammenhang zwischen doppelt differentiellem ep-Wirkungsquerschnitt und γp-Wirkungsquerschnitt (3.21) sowie der Q^2-Abhängigkeit, wie sie vom VDM vorhergesagt wird (1.23,1.24), ergibt sich (mit $\xi = 1$):

$$\frac{d^2\sigma_{ep\to\phi p}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left[1 + (1-y)^2 - 2(1-y)\left(\frac{Q^2_{min}}{Q^2} - \frac{Q^2}{m^2_\phi}\right)\right]\left(\frac{m^2_\phi}{Q^2 + m^2_\phi}\right)^2 \sigma_{\gamma p\to\phi p}\ . \tag{5.3}$$

Führt man mit

$$\frac{d^2\sigma_{ep\to\phi p}}{dydQ^2} = f(y,Q^2)\ \sigma_{\gamma p\to\phi p} \tag{5.4}$$

den Flußfaktor f(y,Q^2) ein und parametrisiert den Wirkungsquerschnitt in Übereinstimmung mit bisherigen Ergebnissen [59] gemäß

$$\sigma_{\gamma p\to\phi p} = \sigma^0\ y^\delta \quad (\delta = 0.11), \tag{5.5}$$

so erhält man den Photoproduktionswirkungsquerschnitt aus

$$\sigma_{\gamma p\to\phi p} = \frac{N_{\Delta,corr}\ y^\delta}{\mathcal{L}\int\limits_{y_{min}}^{y_{max}}\int\limits_{Q^2_{min}(y)}^{Q^2_{max}} dydQ^2\ f(y,Q^2)\ y^\delta} =: \frac{N_{\Delta,corr}\ y^\delta}{\mathcal{L}F(y,Q^2)}\ . \tag{5.6}$$

Dabei ist $N_{\Delta,corr}$ die auf Detektor–und Analyseeffekte korrigierte Anzahl der Ereignisse in dem gewählten Bereich von y und Q^2.
Für die elastische Produktion lauten die nötigen Akzeptanzkorrekturen:

$$\sigma_{\gamma p\to\phi p,\mathrm{el}} = \frac{y^\delta}{\mathcal{L}F(y,Q^2)}\frac{f_{\mathrm{pd}}N_{\mathrm{el}}(1-bg_{\mathrm{el}}) - (1-f_{\mathrm{pd}})N_{\mathrm{pd}}(1-bg_{\mathrm{pd}})}{a_{\mathrm{el}}\ \epsilon_{\mathrm{tri,el}}\ (f_{\mathrm{el}} - (1-f_{\mathrm{pd}}))} \tag{5.7}$$

mit:	$N_{\mathrm{el,pd}}$	:	beobachtete Anzahl von Ereignissen im Massenfenster,
	$f_{\mathrm{el,pd}}$	:	Effizienz für die Klassifizierung el.–pdis.,
	$bg_{\mathrm{el,pd}}$	:	Anteil des nichtresonanten Untergrundes,
	$a_{\mathrm{el,pd}}$	:	Analyseakzeptanz,
	$\epsilon_{\mathrm{tri,el,pd}}$	:	Triggereffizienz.

Den Wirkungsquerschnitt für protondissoziative Produktion erhält man durch die Ersetzung el $\leftrightarrow$ pd. In die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für eine Klasse (el. oder pdis.) geht jeweils die Anzahl der beobachteten Ereignisse der anderen Klasse mit ein. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Trennung ($f_{\mathrm{el,pd}}$) der beiden Klassen nicht zu 100 % möglich ist und daher jeweils ein Untergrund von Ereignissen der anderen Klasse berücksichtigt werden muß.
Die Faktoren $f_{\mathrm{el,pd}}$, $a_{\mathrm{el,pd}}$ und $\epsilon_{\mathrm{tri,el,pd}}$ werden anhand der Simulation bestimmt. Die letzteren zwei sind nicht unabhängig voneinander und werden daher in einer globalen Effizienz $\epsilon_{\mathrm{el,pd}}$ zusammengefaßt.
In Tabelle 5.2 ist der Wirkungsquerschnitt für beide Ereignisklassen sowie die zu seiner Berechnung verwendeten Parameter angegeben. Für die durchgeführte Messung der Photoproduktion von ϕ-Mesonen bei hohen Impulsüberträgen $|t| > 0.5$ GeV^2 gibt es bisher noch keine weitere Messung, so daß ein Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente nicht möglich ist.
Um angesichts der geschilderten Probleme in der MC-Simulation sowie der geringen Statistik dennoch eine Vergleichsmöglichkeit zu haben, kann der gemessene Wert für die elastische Produktion zu kleinen Werten von $|t|$ extrapoliert werden.

Parameter	el	pd
N	35 ± 5.9	41 ± 6.4
f [%]	81.7 ± 2.8	77.7 ± 2.4
bg [%]	18.8 ± 6.6	13.2 ± 5.3
ϵ [%]	2.3 ± 0.2	1.6 ± 0.1
$\mathcal{L}$ [nb^{-1}]	1099.3	
$F(y, Q^2)$	0.0208	
$< W_{\gamma p} >$ [GeV]	60	
$\sigma_{\gamma p \to \phi p}$ [nb]	53 ± 17	161 ± 34

Tabelle 5.2: *Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für elastische und protondissoziative Photoproduktion von ϕ-Mesonen für $|t| > 0.5$ GeV^2 und $50 < W_{\gamma p}/\mathrm{GeV} < 70$. Angegeben sind nur die statistischen Fehler.*

Für den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt ergibt sich durch Integration über t unter der Annahme einer exponentiellen Abhängigkeit $\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|}$:

$$\sigma_{\mathrm{tot,el}} = \int_0^{-\infty} dt \; \frac{d\sigma}{dt} = e^{b|t_{cut}|} \int_{t_{cut}}^{-\infty} dt \; \frac{d\sigma}{dt} \; . \tag{5.8}$$

Der relative Fehler, der sich aufgrund der Extrapolation von $|t| > |t_{cut}|$ zu $t = 0$ GeV^2 ergibt, ist:

$$\frac{\Delta\sigma_{\mathrm{tot,el}}}{\sigma_{\mathrm{tot,el}}} = \Delta b \; |t_{cut}| \; , \tag{5.9}$$

d.h., um überhaupt eine sinnvolle Aussage treffen zu können, muß für $|t_{cut}| = 0.5$ GeV^2 der Steigungsparameter mit einer Genauigkeit von $\Delta b < 2.0$ GeV^{-2} bestimmt werden. Anhand der in Tabelle 5.2 aufgeführten Werte für die Wirkungsquerschnitte und Effizienzen läßt sich der Untergrund von protondissoziativen Ereignissen unter dem elastischen Signal zu 32 ± 9 % abschätzen. Hinzu kommt ein nichtresonanter Untergrund von 18 ± 7 % (Abschnitt 5.1), was dazu führt, daß sich der Steigungsparameter b anhand der vorliegenden Daten nicht mit einem Fehler $\Delta b < 2.0$ GeV^{-2} bestimmen läßt.
Von der ZEUS-Kollaboration wurde der Steigungsparameter für Photoproduktion von ϕ-Mesonen im Bereich $|t| < 0.5$ GeV^2 bei $< W_{\gamma p} >= 70$ GeV zu $b = (7.3 \pm 1.0 \pm 0.8)$ GeV^{-2} [59] bestimmt. Dieser Wert wurde auch für die MC-Simulation verwendet und führt zu einer guten Beschreibung der Daten (Abb. 5.3).
Die Extrapolation des hier für $|t| > 0.5$ GeV^2 gemessenen Wirkungsquerschnitts für die elastische Photoproduktion von ϕ-Mesonen nach (5.8) unter Verwendung dieses Wertes für b ist in Abb. 5.7 dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind Resultate von Fixed-Target-Experimenten und ZEUS. Im Rahmen des großen – im wesentlichen durch die Extrapolation bestimmten – Fehlers, beobachtet man ein gute Übereinstimmung mit dem Resultat der ZEUS-Kollaboration.

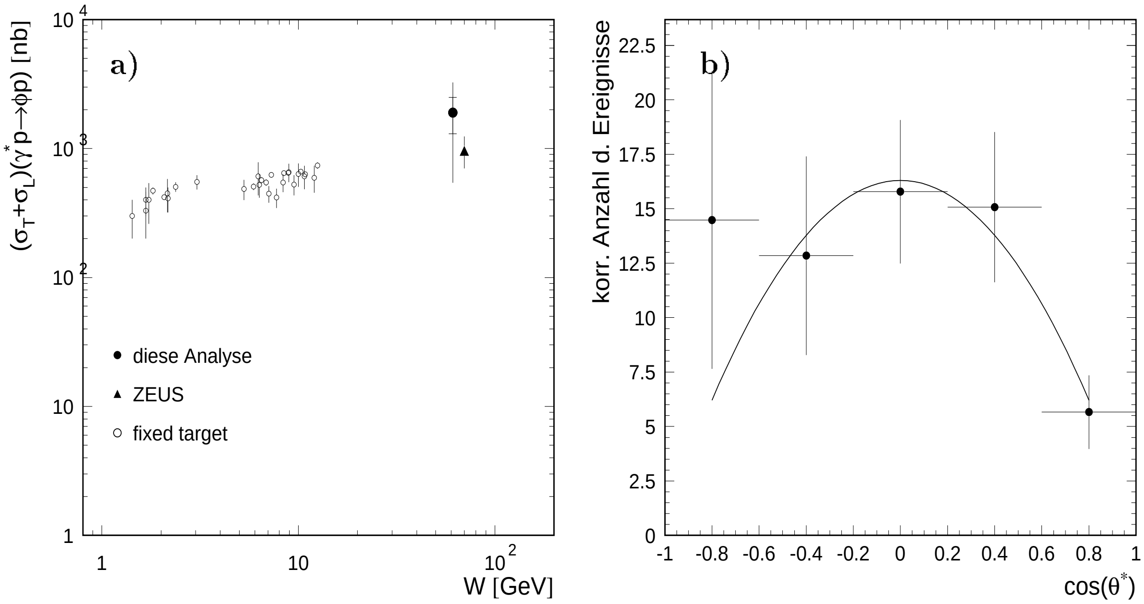

Abbildung 5.7: *a) Wirkungsquerschnitt für ϕ-Photoproduktion als Funktion von $W_{\gamma p}$ für Fixed-Target-Experimente und HERA. Der eingezeichnete Wert dieser Analyse ist eine Extrapolation von $|t| < 0.5$ GeV^2 unter Verwendung des von der ZEUS-Kollaboration gemessenen Wertes für den Steigungsparameter b. Der innere Fehler ist der statistische aus dieser Analyse, der äußere resultiert aus der Unsicherheit des Wertes von b. b) Akzeptanzkorrigierte Verteilung von $\cos\theta^*$ für alle Ereignisse aus dem gewählten Massenfenster. Die eingezeichnete Kurve ist eine Anpassung gemäß (1.27).*

Diskussion

Bei der oben beschriebenen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für elastische Photoproduktion von ϕ-Mesonen durch die Extrapolation von $|t| > 0.5$ GeV^2 zu $|t| = 0$ GeV^2 handelt es sich streng genommen nicht um eine eigenständige Messung, da der von einem anderen Experiment gemessene Wert für den Steigungsparameter b verwendet wurde. Dazu wäre es nötig, diesen aus den vorliegenden Daten mit einem deutlich kleineren Fehler zu bestimmen. Dies ist angesichts der vorhandenen Statistik jedoch nicht möglich.

Die Triggerkombination von S68 und TB1 war während der gesamten Datennahmeperiode 1997 aktiv. Während dieses Zeitraumes wurde eine etwa zehnfache effektive Luminosität aufgezeichnet. Die Rekonstruktion der Daten hat gerade begonnen und wird Anfang nächsten Jahres abgeschlossen sein. Anhand dieser Daten sollte eine, wenn auch modellabhängige, Messung des Photoproduktionswirkungsquerschnitts möglich sein. Desweiteren gibt es theoretische Vorhersagen über die Produktion von Vektormesonen bei hohen Impulsübertragen [85, 86], die dann überprüft werden können.

Diese basieren auf der Annahme, daß hohe Impulsüberträge eine weitere relevante Skala für den Übergang zu einer harten, durch pQCD beschreibbaren Physik darstellen.

Angesichts der relativ geringen Statistik wurde auch auf eine Bestimmung der systematischen Fehler für die Messung des Wirkungsquerschnitts im Bereich $|t| > 0.5$ GeV^2 verzichtet, da dies ebenfalls mit den 1997 aufgezeichneten Daten weitaus besser möglich

sein wird.
Der L2NN war seit Beginn des Jahres 1996 mit insgesamt 10 Triggerboxen aktiv. Dabei kamen vor allem Netzwerke, die für Vektormesonproduktion trainiert wurden sowie ein Netz für die Photoproduktion von Jets mit hohem Transversalimpuls und ein Netz für die Produktion von D^*-Mesonen zum Einsatz.
Bei der durchgeführten Analyse der Photoproduktion von ϕ-Mesonen wurden zum ersten Mal Daten verwendet, die von einem Neuronalen Netzwerk getriggert wurden. Es wurde gezeigt, daß eine Bestimmung der Triggereffizienz eines auf der zweiten Stufe angewendeten Neuronalen Netzwerks im Prinzip anhand einer Monte-Carlo-Simulation möglich ist.

5.3.2 Zerfallswinkelverteilung

Ein weiterer Test dafür, ob die Auswirkungen des Neuronalen Netzes auf kinematische Variablen kontrolliert werden können, besteht in der Analyse der Zerfallswinkelverteilung.
Für die elastische und die protondissoziative Elektroproduktion von ϱ-Mesonen wurden übereinstimmende Werte für r^{04}_{00} (1.27) gemessen [10, 9]. In Bereich der Photoproduktion erwartet man ebenfalls eine Übereinstimmung für die beiden Klassen; aufgrund der s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) sollte ein mit Null verträglicher Wert für r^{04}_{00} gemessen werden, da quasi reelle Photonen nur eine transversale Polarisation aufweisen können.
Für diese Untersuchung werden also die elastischen und die protondissoziativen Ereignisse kombiniert, d.h., die Schnitte auf die Signale in den Vorwärtsdetektoren werden fallengelassen.
In Abb. 5.7 b) ist die sich daraus ergebende, akzeptanz- und effizienzkorrigierte Verteilung von $\cos\theta^*$ aufgetragen. Ein flacher Untergrund von 16 % wurde statistisch abgezogen. Eine Anpassung an die Daten gemäß (1.27) ergibt:

$$r^{04}_{00} = 0.02 \pm 0.1(stat.) \tag{5.10}$$

mit dem angegebenen statistischen Fehler aus der Anpassung.
Man mißt also die Produktion von transversal polarisierten ϕ-Mesonen durch reelle, ebenfalls transversal polarisierte Photonen in Übereinstimmung mit der Erwartung der s-Kanal-Helizitätserhaltung.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die exklusive Produktion von ϕ-Mesonen in dem kinematischen Bereich $40 < W_{\gamma p}/\mathrm{GeV} < 140$ und $1 < Q^2/\mathrm{GeV}^2 < 5$ untersucht. Die analysierten Daten stammen aus einem speziellen Bereich der Datennahmeperiode 1995, in dem der nominelle Wechselwirkungspunkt um 70 cm in Richtung des auslaufenden Protons verschoben war. Dadurch kann das gestreute Elektron unter kleineren Streuwinkeln und damit kleineren Q^2 nachgewiesen werden. Die integrierte Luminosität der verwendeten Daten beträgt 125 nb^{-1}.
Die Ereignisse werden anhand des Zerfalls $\phi \to K^+K^-$ nachgewiesen. Die Rekonstruktion der geladenen Spuren erfolgt in der zentralen Spurkammer (CJC) des H1-Detektors und der Nachweis des gestreuten Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal.
Nach Anwendung der zur Abtrennung des Untergrundes nötigen Analyseschnitte werden 56 Ereignisse in dem gewählten Bereich der invarianten Masse $|m_{K+K-} - m_\phi| < 20$ MeV/c^2 beobachtet. Der nichtresonante Untergrund von 15 % ist verträglich mit der Reflexion von ϱ- und ω-Mesonen.
Eine Messung des $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitts wurde in je zwei Bins in $W_{\gamma p}$ und Q^2 durchgeführt. Ein Vergleich mit Ergebnissen von Fixed-Target-Experimenten bei niedrigeren Energien zeigt einen steileren Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit $W_{\gamma p}$, als dies von der Regge-Theorie für Soft-Pomeron-Austausch vorhergesagt wird. Messungen der ϱ-Elektroproduktion in dem hier betrachteten Bereich von Q^2 sind jedoch mit dem Soft-Pomeron-Bild verträglich [52, 67]. Die vorliegende Messung bestätigt somit den bisher beobachteten Übergang von „weicher“ zu „harter“ Physik auf zwei Skalen: der Masse des Vektormesons und der Virtualität des Photons Q^2.
Eine Anpassung an alle HERA-Daten für den Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 der Form $(Q^2 + m_V^2)^{-n}$ mit $n = 2.19 \pm 0.12$ liefert eine gute Beschreibung der Daten über fünf Größenordnungen in Q^2. Diese Abhängigkeit wird vom Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) für den transversalen Wirkungsquerschnitt vorhergesagt.
Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Quadrat des Viererimpulsübertrags am Protonvertex t zeigt einen exponentiellen Abfall gemäß $e^{-b|t|}$. Eine Anpassung an die Daten nach Berücksichtigung des nichtresonanten und des protondissoziativen Untergrundes ergibt für den Steigungsparameter $b = 5.7 \pm 1.3 \pm 0.7$ GeV^{-2}.
Aus einer Analyse der Zerfallswinkelverteilung der Kaonen im Ruhesystem des ϕ-Mesons unter Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung wurde das Verhältnis von transversalem zu longitudinalem Wirkungsquerschnitt zu $R = 0.47\,^{+0.26}_{-0.19}\,^{+0.07}_{-0.06}$ bestimmt. Dies ist verträglich mit der Vorhersage des VDM von $R = \xi \frac{Q^2}{m_\phi^2}$ und einem Wert von $\xi = 0.33$, der in [31] gemessen wurde.

Eine Messung des Verhältnisses von ϕ- zu ϱ-Wirkungsquerschnitt bestätigt die bisher gemessene Annäherung an den naiven Erwartungswert aus dem SU(3)-Modell der Hadronen von $\frac{2}{9}$ mit zunehmendem Q^2.

Um auch die Produktion von ϕ-Mesonen bei $Q^2 \approx 0$ GeV^2 (Photoproduktion) zu analysieren, wurde ein Triggerkonzept entwickelt. Dieses verwendet auf der ersten Triggerstufe (L1) lose Bedingungen der Spurkammertrigger von H1 (S68). Da die primäre Ausgangsrate dieses Triggers mit $10 - 15$ Hz einen zu hohen Wert aufwies, wurde ein Feed-Forward-Netz für den Neuronalen L2-Trigger trainiert (TB1). Mit diesem war es möglich, die Rate von S68 um den Faktor 5 zu reduzieren, wobei eine Effizienz von etwa 50 % für elastische ϕ-Photoproduktion bei $|t| > 0.5$ GeV^2 erreicht wird.
Mit der Kombination aus S68 und TB1 wurde gegen Ende der Datennahmeperiode 1996 etwa 1 pb^{-1} an effektiver integrierter Luminosität aufgezeichnet.
Damit war es erstmals möglich, mit dem H1-Detektor ein Signal für die elastische Photoproduktion von ϕ-Mesonen zu messen.
Aufgrund der Spurtriggerbedingungen auf L1 liegen die Ereignisse bei hohen Werten des beobachteten Transversalimpulses und damit bei hohen Werten von $|t| > 0.5$ GeV^2. Dies führt zu einem erheblichen Anteil von protondissoziativen Ereignissen in dem Signal und ermöglicht somit eine Messung des Wirkungsquerschnitts für beide Ereignisklassen. Die Trennung erfolgt dabei unter Verwendung der Vorwärtsdetektoren von H1. Nach Anwendung der Selektionskriterien verblieben 35 elastische und 41 protondissoziative Ereignisse in dem gewählten Massenfenster. Die Bestimmung der Triggereffizienz für beide Triggerstufen wurde anhand einer Monte-Carlo-Simulation durchgeführt, und damit der Wirkungsquerschnitt für elastische und protondissoziative Photoproduktion von ϕ-Mesonen im Bereich $50 < W_{\gamma p}/\mathrm{GeV} < 70$ und $|t| > 0.5$ GeV^2 bestimmt. Anhand der Zerfallswinkelverteilung konnte die Gültigkeit von s-Kanal-Helizitätserhaltung bestätigt werden.
Die präsentierten Ergebnisse sind die ersten, die unter Verwendung eines Neuronalen Netzwerks auf der zweiten Triggerstufe ermittelt wurden.

Ausblick
Während der Datennahmeperiode 1997 wurde eine etwa zehnmal höhere integrierte Luminosität mit der entwickelten Triggerbedingung aufgezeichnet. Das Ziel ist es, anhand dieser Daten eine Messung des totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitts für ϕ-Mesonen durchzuführen. Dazu ist es nötig, den Steigungsparameter b möglichst exakt zu bestimmen, um zu $|t| = 0$ GeV^2 extrapolieren zu können. Desweiteren gibt es theoretische Vorhersagen [85, 86] für die Vektormesonproduktion bei hohen Impulsüberträgen, die mit den neuen Daten überprüft werden können. Diese basieren auf der Annahme, daß mit $|t|$ eine weitere Skala für den Übergang zu einer harten Physik vorliegt. Dies könnte z.B. an der Bestimmung des Verhältnisses von ϕ- zu ϱ-Wirkungsquerschnitt als Funktion von $|t|$ untersucht werden.

Anhang A

Die lokale Datenbank des L2NN

Wie in Abschnitt 4.2.2.3 beschrieben wurde, wird der Betrieb des neuronalen Triggers zweiter Stufe (L2NN) vollständig über eine lokale Datenbank durchgeführt. Dies ist notwendig, um für eine spätere Physikanalyse die zu jedem Zeitpunkt geladenen Algorithmen rekonstruieren zu können.
Im wesentlichen werden Feed-Forward-Netzwerke verwendet. Es kommen jedoch auch andere Algorithmen zum Einsatz (siehe z.B. [8]). Im folgenden wird die Bezeichnung Netzwerk allgemein für einen beliebigen Algorithmus verwendet.
Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Datenstrukturen entwickelt, die in einer lokalen Datenbank verwaltet werden und anhand derer der Betrieb des L2NN gesteuert wird.

A.1 Übersicht über die lokale Datenbank

Die lokale Datenbank des L2NN ist auf der Themis VME-SUN-Workstation (Abschnitt 4.2.2.2) realisiert, auf der die Online-Software des Systems läuft. Dazu wird das Programm NDB verwendet, auf dem auch die globale Datenbank von H1 aufgebaut ist. In dieser werden alle relevanten Daten verwaltet, die den Zustand des gesamten Detektors bestimmen. Das Speichern der Daten erfolgt dabei in den bei H1 ausschließlich verwendeten BOS-Bänken [87]. Eine solche BOS-Bank wird durch einen Vier-Buchstaben-Namen und eine Nummer eindeutig gekennzeichnet. Sie enthält eine variable Anzahl von 32-Bit Größen, wobei diese Anzahl als „nulltes“ Datenelement festgehalten wird.
Die meisten der bei H1 verwendeten Bänke folgen zusätzlich der Konvention, daß die Daten in einer Tabelle angeordnet sind und die ersten beiden Worte der Bank die Anzahl der Zeilen und Spalten festlegen. Die Definition des Dateninhaltes erfolgt in einer speziellen Beschreibungssprache *ddl*[1] und kann mit dem Programm *lhb* abgerufen werden, das auf allen bei H1 verwendeten Rechnern zur Verfügung steht.

Die BOS-Bänke, im folgenden kurz als Bänke bezeichnet, werden in der globalen Datenbank mit einem Run-Bereich versehen, für den sie gültig sind. Desweiteren ist es möglich, Bänke mit einer logischen Nummer (*logical run number*) zu versehen, da sie Information enthalten, deren Gültigkeit nicht auf einen bestimmten Run-Bereich

[1] data description language

beschränkt ist.
Von der zweiten Möglichkeit wird in der lokale Datenbank des L2NN Gebrauch gemacht, um Parameter von Algorithmen zu speichern, bevor diese tatsächlich zum Einsatz kommen. Für jedes Netzwerk wird ein fester Satz von unterschiedlichen Bänken gespeichert, der durch eine eindeutige (logische Run-) Nummer gekennzeichnet ist.
Daneben gibt es auch Bänke, die Information enthalten deren Gültigkeit auf einen festen Run-Bereich beschränkt ist. Dies ist zum einen eine „Zeiger“-Bank, die die logischen Run-Nummern der in diesem Run-Bereich geladenen Netzwerke enthält und zum anderen sind dies Bänke die systeminterne Information wie z.B. die Verkabelung der Hardware enthalten.
Alle lokalen Bänke, die benötigt werden, um die Funktionsweise des L2NN mit dem Programm NETSIM (Abschnitt 4.2.2.1) zu simulieren, werden in die globale Datenbank kopiert.
Dies geschieht während der Datennahmeperioden bei jedem Start eines neuen Runs, sofern dies erforderlich ist, d.h., solange die globale Datenbank nicht auf dem aktuellen Stand ist. Dazu werden die relevanten Bänke aus der Datenbank ausgelesen und von der Online-Software in einen speziellen Speicherbereich (*VIC-buffer*) geschrieben, über den die Komunikation der einzelnen Subdetektoren mit der zentralen Datenaquisition (CDAQ) erfolgt.

A.2 Beschreibung der Datenbank-Bänke

Im folgenden wird eine Beschreibung der Datenbank-Bänke gegeben. Dabei wird jedoch nicht auf die detailierte Datenstruktur innerhalb einer Bank eingegangen (diese ist in [88] beschrieben).
Für jedes Netzwerk bzw. jeden Triggeralgorithmus werden folgende Bänke mit einer logischen Run-Nummer geschrieben:

Z2NH enthält als ersten Eintrag den verwendeten Algorithmus z.B. `'FF'` für Feed-Forward-Netzwerke. Dann folgt ein Sollwert für den Cut auf den Ausgabewert und die Triggerphase (S. 75) in der das Netzwerk eingesetzt werden soll[2]. Die weiteren Einträge enthalten die Nummern der folgenden Bänke, soweit diese benötigt werden. Die Nummer der Z2NH-Bank gibt die (eindeutige) Nummer des Netzwerks an.

Z2NB enthält eine Abbildung von Clustern des Background-Encapsulators [8] auf Trigger-Boxen (Abschnitt 4.2.2.2). Sie wird nur für diesen Algorithmus geschrieben.

Z2NC enthält einen Kommentar zu dem Netzwerk, z.B. die Physikklasse für die es trainiert wurde und die dazu verwendeten Trainingsdaten. Die Nummer der Bank ist mit der Netznummer (Z2NH) identisch.

Z2NI enthält die Namen der für das Netzwerk verwendeten Eingabegrößen.

[2]Bisher wurde nicht von der Möglichkeit Gebrauch gemacht, verschiedene Netzwerke in verschiedenen Triggerphasen zu verwenden.

Z2NL enthält eine Wertetabelle für die Anregungsfunktion des Netzwerks.

Z2NP enthält alle Parameter (Gewichte), die zur Berechnung des Netzwerks auf dem CNAPS-Rechner verwendet werden.

Für den Betrieb des L2NN sind weitere Bänke notwendig. Diese werden mit einem gültigen Run-Bereich geschrieben:

Z2NS enthält für jede Trigger-Box (Abschnitt 4.2.2.2) die Nummer des jeweils geladenen Netzwerks (der Z2NH-Bank) und den verwendeten Cut auf den Ausgabewert. Diese Bank wird bei jedem Run-Start an die Datenaquisition weitergeleitet.

NNEV (Z2NE) enthält die Definition aller zur Verfügung stehenden Eingabegrößen, deren Position auf dem L2-Bus sowie den DDB-Algorithmus mit dem sie berechnet werden.

NNRC (Z2NR) enthält Information für das PQZP-System, von dem die Größen auf den L2-Bus gefüllt werden.

CPxx enthält den ausführbaren Programm-Code für den CNAPS-Rechner für die verschiedenen Algorithmen (z.B. enthält die CPFF-Bank den Code für ein Feed-Forward-Netzwerk).

LUxx enthält eine Wertetabelle, die von der DDB auf die Daten des L2-Busses angewendet werden kann. Damit besteht die Möglichkeit, neue Eingabegrößen aus den zur Verfügung stehenden Daten zu bilden.

Die Bänke mit der Bezeichnung Z2Nx werden auf die globale Datenbank kopiert und von dem Programm NETSIM zur Simulation des L2NN-Triggers verwendet. Eine Reihe von weiteren Bänken dient der internen Verwaltung des L2NN:

NNPS enthält vordefinierte Triggerkonfigurationen in Form von möglichen Z2NS Bänken. Die Nummer der Bank kennzeichnet eindeutig die entsprechende Konfiguration.

NNPP enthält die Nummer der NNPS-Bank, die beim nächsten Run-Start verwendet werden soll.

NNRU enthält die aktuelle Run-Nummer.

NNUL enthält die Nummern der Z2NH-Bänke, die zuletzt in die globale Datenbank kopiert wurden.

NNSM enthält Bit-Masken für jede Trigger-Box mit den L1-Subtriggern, für die das jeweilige Netzwerk aktiv ist. Sie wird verwendet, um die Ratenreduktion der Netzwerke zu bestimmen.

Die Abb. A.1 zeigt eine schematische Übersicht über die Bänke der lokalen Datenbank sowie die Relationen zwischen den einzelnen Bänken.

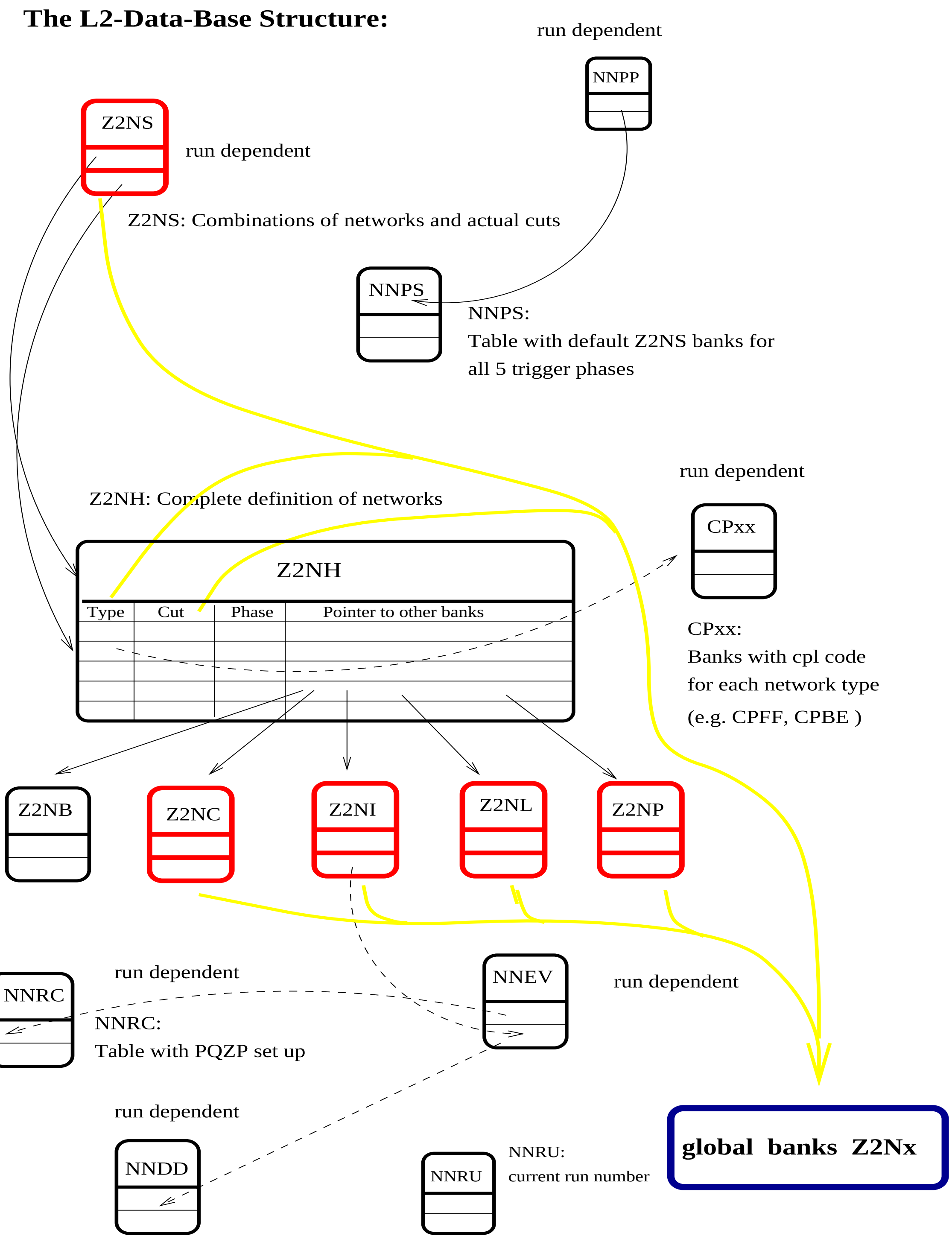

Abbildung A.1: *Schematische Übersicht über die Datenstrukturen der lokalen Datenbank des L2NN-Triggers. Die Relationen zwischen den Bänken sind durch Pfeile gekennzeichnet. Die NNDD-Bank wurde inzwischen durch die LUxx-Bänke ersetzt. Die mit* run dependent *gekennzeichneten Bänke gelten nur für einen bestimmten Run-Bereich (aus [88]).*

Literaturverzeichnis

[1] F. Halzen und A. D. Martin. Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics.

[2] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Exclusive vector meson production at HERA. *Phys. Lett.*, **B348**, pp. 213–218, 1995. hep-ph/9411368.

[3] Stanley J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller, und M. Strikman. Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD. *Phys. Rev.*, **D50**, pp. 3134–3144, 1994. hep-ph/9402283.

[4] M. G. Ryskin. Diffractive J/Ψ electroproduction in LLA QCD. *Z. Phys.*, **C57**, pp. 89–92, 1993.

[5] H1, S. Aid et al. Elastic photoproduction of ϱ^0 mesons at HERA. *Nucl. Phys.*, **B463**, pp. 3–32, 1996. hep-ex/9601004.

[6] ZEUS, M. Derrick et al. Measurement of elastic omega photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, **C73**, p. 73, 1996. hep-ex/9608010.

[7] H1, S. Aid et al. Elastic and inelastic photoproduction of J/ψ mesons at HERA. *Nucl. Phys.*, **B472**, pp. 3–31, 1996. hep-ex/9603005.

[8] J. Moeck. Untersuchung von J/ψ-Ereignissen am H1-Experiment und Entwicklung von L2-Triggeralgorithmen. Dissertation, Technische Universität München, August 1997.

[9] H1, S. Aid et al. Elastic electroproduction of ϱ^0 and J/ψ mesons at large Q^2 at HERA. *Nucl. Phys.*, **B468**, pp. 3–36, 1996. hep-ex/9602007.

[10] H1, C. Adloff et al. Proton dissociative ϱ and elastic ϕ electroproduction at HERA. *Z. Phys.*, **C75**, p. 607, 1997. hep-ex/9705014.

[11] H1, S. Aid et al. Measurement of the total photon-proton cross-section and its decomposition at 200-GeV center-of-mass energy. *Z. Phys.*, **C69**, pp. 27–38, 1995.

[12] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Total cross-sections. *Phys. Lett.*, **B296**, pp. 227–232, 1992. hep-ph/9209205.

[13] ZEUS, M. Derrick et al. Measurement of total and partial photon proton cross-sections at 180-GeV center-of-mass energy. *Z. Phys.*, **C63**, pp. 391–408, 1994.

[14] H1 Collaboration, I. Abt, et al. Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low -x region at HERA. *Nucl. Phys. B*, **407**, pp. 515–535, 1993.

[15] H1 Collaboration, I. Abt, et al. A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$. *Nucl. Phys. B*, **439**, pp. 471–502, 1995.

[16] H1, S. Aid et al. A Measurement and QCD analysis of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at HERA. *Nucl. Phys.*, **B470**, pp. 3–40, 1996. hep-ex/9603004.

[17] H1 Collaboration, T. Ahmed, et al. A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at low x und low Q^2 at HERA. *Nucl. Phys. B*, **to be submitted**, 1997.

[18] D. Samtleben. Untersuchungen zur exklusiven Produktion von ρ^0- und ϕ-Mesonen in *ep*-Streuung am H1 Experiment bei HERA. Diplomarbeit, Hamburg, 1997.

[19] ZEUS, M. Derrick et al. Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.*, **B315**, pp. 481–493, 1993.

[20] H1, T. Ahmed et al. Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA. *Nucl. Phys.*, **B429**, pp. 477–502, 1994.

[21] T. Regge. Introduction to complex orbital momenta. *Nuovo Cim.*, **14**, p. 951, 1959.

[22] P.D.B. Collins. An introduction to Regge theory and high energy physics. Cambridge, 1977.

[23] G.F. Chew und S.C. Frautschi. Principle of equivalence for all strongly interacting particles within s-matrix framework. *Phys. Rev. L.*, **7**, p. 394, 1961.

[24] K. Goulianos. Diffractive interactions of hadrons at high-energies. *Phys. Rept.*, **101**, p. 169, 1983.

[25] P. V. Landshoff. The two pomerons. 1994. hep-ph/9410250.

[26] J. A. Crittenden. Exclusive production of neutral vector mesons at the electron - proton collider HERA. (DESY-97-068), 1997. hep-ex/9704009.

[27] J. J. Sakurai. Theory of strong interactions. *Annal. d. Phys.*, **11**, pp. 1–48, 1960.

[28] J. J. Sakurai. Vector meson dominance and high-energy electron proton inelastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, pp. 981–984, 1969.

[29] F. Gaede. Study of Exclusive Vector Meson Production with H1. In *Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Phenomena*, April 1997.

[30] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie, und F. M. Pipkin. The hadronic properties of the photon in high-energy interactions. *Rev. Mod. Phys.*, **50**, p. 261, 1978.

[31] R. Dixon et al. Electroproduction of ϕ mesons. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, p. 516, 1977.

[32] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Dynamics of elastic scattering. *Nucl. Phys.*, **B267**, p. 690, 1986.

[33] Leonid Frankfurt, Werner Koepf, und Mark Strikman. Diffractive heavy quarkonium photoproduction and electroproduction in QCD. 1997. hep-ph/9702216.

[34] Guido Schmidt. Untersuchung diffraktiver J/Ψ-Erzeugung bei HERA. Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[35] Leonid Frankfurt, Werner Koepf, und Mark Strikman. Hard diffractive electroproduction of vector mesons in QCD. *Phys. Rev.*, **D54**, pp. 3194–3215, 1996. hep-ph/9509311.

[36] H1 Collaboration, S. Aid et al. The gluon density of the proton at low x from a QCD analysis of F2. *Phys. Lett.*, **B354**, pp. 494–505, 1995. hep-ex/9506001.

[37] ZEUS, M. Derrick et al. Extraction of the gluon density of the proton at small x. *Phys. Lett.*, **B345**, pp. 576–588, 1995.

[38] Marc de Kamps. Diffractive vector meson production in deep inelastic scattering. Doktoral thesis, Amsterdam University, Februar 1997.

[39] K. Schilling und Gunter E. Wolf. How to analyse vector-meson production in inelastic lepton-photon scattering. *Nucl. Phys.*, **B61**, pp. 381–413, 1973.

[40] H1 Collaboration, 1997. `http://www-h1.desy.de/`.

[41] ZEUS Collaboration, 1997. `http://www-zeus.desy.de/`.

[42] H1, I. Abt et al. The H1 detector at HERA. (Updated version). *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, p. 310, 1996.

[43] H1, I. Abt et al. The tracking, calorimeter and muon detectors of the the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, p. 348, 1996.

[44] J. Katzy. Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjorken-x und kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA. Inaugural-dissertation, Universität Heidelberg, Juni 1997.

[45] H1 SPACAL Group, R. D. Appuhn et al. The H1 lead / scintillating fiber calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, p. 397, 1996.

[46] H1, T. Ahmed et al. First measurement of the deep inelastic structure of proton diffraction. *Phys. Lett.*, **B348**, pp. 681–696, 1995. hep-ex/9503005.

[47] B. List. Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA. Diplomarbeit, Berlin, 1993.

[48] D. Handschuh. Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung. Dissertation, Universität Hamburg, 1993.

[49] M. Aguilar-Benitez et al. Particle Data Group. Review of particle properties. *Phys. Rev.*, **D 50**, pp. 530–538, Juli 1996.

[50] C.F. von Weizsäcker. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. *Z. Phys.*, **88**, p. 612, 1934.

[51] E.J. Williams. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae. *Phys. Rev.*, **45**, p. 729, 1934.

[52] H1 Collaboration, C. Adloff et al. Elastic electroproduction of ϱ and ϕ mesons for $1 < Q^2 < 5$ GeV^2 at HERA. *Submitted to the International Europhysics Conference on High Energy Physics,HEP97, Jerusalem, Israel, August 1997*, 1997. http://dice2.desy.de:80/h1/www/psfiles/confpap/jerusalem97/diff_lowQrho.paper.ps.gz

[53] H1, C. Adloff et al. A Measurement of the Proton Structure Function $F2(x, Q^2)$ at low x and low Q^2 at HERA. *Nucl. Phys.*, **B497**, pp. 3–30, 1997. hep-ex/9703012.

[54] Stan Bentvelsen, Jos Engelen, und Paul Kooijman. Reconstruction of (x,Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA. In W. Buchmüller und G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pp. 25–41, Oktober 1991. (s. HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No.12988).

[55] F. Jacquet und A. Blondel. Report from the study group on detectors for charged current events. In U. Amaldi, *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*, volume 79/48, p. 391. DESY, 1979.

[56] J. Grosse-Knetter. Measurement of elastic ω photoproduction at HERA. Dissertation, Februar 1997.

[57] NMC, M. Arneodo et al. Exclusive ϱ^0 and ϕ muoproduction at large $Q^{2\cdot}$ *Nucl. Phys.*, **B429**, p. 503, 1994.

[58] Barbara Clerbaux. Persönliche Mitteilung, 1997.

[59] ZEUS, M. Derrick et al. Measurement of the reaction $\gamma^* p \to \phi p$ in deep inelastic e^+p scattering at HERA. *Phys. Lett.*, **B380**, pp. 220–234, 1996. hep-ex/9604008.

[60] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, und H. J. Mohring. Heracles: an event generator for e p interactions at hera energies including radiative processes: version 1.0. *Comp. Phys. Commun.*, **69**, pp. 155–172, 1992.

[61] Pierre Marage. Persönliche Mitteilung, 1997.

[62] ZEUS, M. Derrick et al. Measurement of elastic ϕ photoproduction at HERA. *Phys. Lett.*, **B377**, pp. 259–272, 1996. hep-ex/9601009.

[63] D. G. Cassel et al. Exclusive ϱ^0, ω and ϕ electroproduction. *Phys. Rev.*, **D24**, p. 2787, 1981.

[64] R. M. Egloff et al. Measurements of elastic rho and phi meson photoproduction cross-sections on protons from 30-GeV to 180-GeV. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, p. 657, 1979.

[65] J. Busenitz et al. High-energy photoproduction of $\pi^+\pi^-\pi^0, k^+k^-$ and $p\bar{p}$ states. *Phys. Rev.*, **D40**, p. 1, 1989.

[66] HERA and COMPAS Groups, S. I. Alekhin et al. Compilation of cross-sections. 4. gamma, neutrino, lambda, sigma, xi, and k0(l) induced reactions. CERN-HERA-87-01.

[67] E665, M. R. Adams et al. Diffractive production of rho0 (770) mesons in muon - proton interactions at 470-GeV. MPI-PHE-97-03.

[68] J. Orear. Notes on statistics for physicists. *UCRL-8417 (internal note, Radiation Laboratory, Berkeley, CA.)*, 1958.

[69] T. Wolff et al. A Drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A323**, p. 537, 1992.

[70] S. Eichenberger et al. A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A323**, p. 532, 1992.

[71] T. Ahmed et al. A Pipelined first level trigger for the H1 forward muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A364**, pp. 456–472, 1995.

[72] R.G. Palmer J. Hertz, A. Krogh. Introduction to the theory of neural computation. Addison-Wesley Publishing Company, 1991.

[73] W. S. McCulloch und W. Pitts. A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity. *Bulletin of Math. Bio.*, **5**, pp. 115–133, 1943.

[74] P. J. Werbos. Beyond Regression. Appl. math. , Harvard University, November 1974.

[75] D. E. Rumelhart und J. L. McClelland. Parallel distributed processing : foundations, volume 1. MIT Press Cambridge, 1986.

[76] F. Gaede. Entlernalgorithmen zur Mustererkennung mit Feed-Forward Netzwerken. Diplomarbeit, Universität Kiel, 1994.

[77] Dirk Goldner. Online-Datenaufbereitung für die Hardware Realisierung eines künstlichen Neuronalen Netzwerks als Level-2 Trigger im H1-Experiment. Dissertation, Universität Dortmund, April 1996.

[78] J. Fent et al. A Neural Network Second Level Trigger for the H1-Experiment at HERA. H1–Note H1-10/95-457, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg, August 1995.

[79] J.H. Köhne et al. Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A389**, p. 128, 1997.

[80] J. Möck. Einsatz neuronaler Netze als intelligente Trigger im H1–Experiment. Diplomarbeit, Technische Universität München, März 1994.

[81] Adaptive Solutions Inc., Beaverton, OR 97006. CNAPS/VME Board Reference Manual, 1.2 Version, November 1994. Siehe auch http://www.asi.com/asi/manuals.html.

[82] E710, N. Amos et al. Diffraction dissociation in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Lett.*, **B301**, p. 313, 1993.

[83] Carsten Niebuhr. Persönliche Mitteilung, 1997.

[84] Tancredi Carli. Persönliche Mitteilung, 1997.

[85] J. R. Forshaw und M. G. Ryskin. Diffractive vector meson production at large momentum transfer. *Z. Phys.*, **C68**, pp. 137–148, 1995. hep-ph/9501376.

[86] J. Bartels, J. R. Forshaw, H. Lotter, und M. Wusthoff. Diffractive production of vector mesons at large t. *Phys. Lett.*, **B375**, pp. 301–309, 1996. hep-ph/9601201.

[87] V. Blobel. The BOS System. Dynamic memory management. *Universität Hamburg, II. Inst. f. Experimentalphysik.*

[88] F. Gaede. Documentation for the mdb_io part of the lib_l2nn library. *Max-Planck-Institut für Physik*, DESY, Notkestr. 85, 22607 Hamburg. unveröffentlichtes Handbuch.

Danksagung

Diese Arbeit wurde ursprünglich mit dem Ziel begonnen, Trainingsalgorithmen für Neuronale Netzwerke zu optimieren. Je mehr Einblick in die faszinierende Welt der Elementarteilchenphysik ich jedoch während meiner Zeit am DESY gewonnen habe, desto mehr hat sich der Schwerpunkt in Richtung Physikanalyse verschoben. Bei allen die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Meinem Doktorvater Prof. Dr. Friedrich Wagner danke ich für die gute Betreuung dieser Arbeit, speziell dafür, daß er den Wandel in meinen Forschungsinteressen bereitwillig unterstützt hat.

Prof. Dr. Christian Kiesling danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie für viele motivierende Anregungen zum ϕ-Trigger.

Mein Besonderer Dank gilt Dr. Jobst Köhne, mit dem ich das Vergnügen hatte, drei Jahre das Büro zu teilen. Die unzähligen, interessanten Gespräche über Teilchenphysik, aber auch andere Themen, haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen

Bei Barbara Clerbaux und Dr. Pierre Marrage möchte ich mich für die sehr angenehme Zusammenarbeit bei der „low Q^2“-Analyse bedanken. Von beiden habe ich wertvolle Anregungen zu diesem Teil der Arbeit erhalten.

Frank Lehner und Andreas Mayer verdanke ich eine Einführung in die Geheimnisse der Elektronrekonstruktion im SpaCal.

Den ehemaligen und noch aktiven Mitgliedern der Münchner L2NN-Gruppe danke ich für die angenehme Zusammenarbeit, besonders während der heißen Phase der Inbetriebnahme des Neuro-Triggers.

Bei den „Hamburger Münchnern“ sowie allen Mitgliedern der H1-Kollaboration bedanke ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre am DESY und viele interessante Diskussionen.

Vielen Dank an alle die die Arbeit oder Teile davon Korrektur gelesen haben, besonders an Dr. Judith Katzy, Dr. Jobst Köhne und Rainer Griebel.

Meinen Eltern danke ich für ihre immerwährende Unterstützung.

Mein herzlicher Dank gilt Simone für das liebevolle Verständnis, das sie mir in den letzten Jahren entgegengebracht hat.

Diese Arbeit wurde im Rahmen eines Doktorandenstipendiums der Max-Planck-Gesellschaft durchgeführt.