Photoproduktion bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Hanna Mahlke–Krüger
aus Marburg

Hamburg
1999

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Bartel Prof. Dr. F.-W. Büßer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Bartel Prof. Dr. B. Naroska
Datum der Disputation:	20.12.1999
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Photoproduktion bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons

Kurzfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung von Ereignissen aus der Photoproduktion von hadronischen Endzuständen mit einem elastisch gestreuten Proton. Die gemessenen Daten stammen vom H1-Experiment bei HERA. Der Nachweis des Protons erfolgt mit dem Vorwärtsprotonspektrometer, das 1996 mit zwei Detektorstationen in einer Entfernung von 81 und 90 m vom Wechselwirkungspunkt betrieben wurde. Der zugängliche kinematische Bereich bezüglich des beim Proton verbleibenden Impulsanteils z und des Transversalimpulses p_T liegt bei $z = 0.65 \ldots 0.9$ und $p_T < 200\,\mathrm{MeV}$. Im Regge-Bild entspricht dies der Region, in der Pion- und Reggeon-Austausch dominieren. Der Nachweis eines Photoproduktionsereignisses geschieht durch die Messung des Elektrons in einem der Kleinwinkeldetektoren in Rückwärtsrichtung, entsprechend einer Inelastizität von $y = 0.03 \ldots 0.28$ oder $y = 0.3 \ldots 0.7$. Es wird der in der Protonstreuenergie differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma^{\gamma p \to X p'}(W)/\mathrm{d}E'_p$ für die drei Photon–Proton–Schwerpunktsenergien $W = 91\,\mathrm{GeV}$, $181\,\mathrm{GeV}$ und $231\,\mathrm{GeV}$ sowie in fünf Intervallen der Energie des gestreuten Protons von $E'_p = 540\,\mathrm{GeV}$ bis $740\,\mathrm{GeV}$ bestimmt. Er liegt im Bereich von $6\,\mathrm{nb/GeV}$. Der Wirkungsquerschnitt wird mit Strukturfunktionsdaten aus tiefunelastischer Streuung mit nachgewiesenem Proton verglichen. Die Daten mit elastisch gestreutem Proton weisen ähnliche Charakteristika im Hinblick auf ihr Verhalten in Abhängigkeit von Q^2 und W auf wie die inklusiven Meßdaten der Reaktion $\gamma^{(*)}p \to X$. Weiterhin werden Ereignisse zur Dijetproduktion untersucht und mit Simulationsrechnungen und Ereignissen aus diffraktiver Streuung verglichen. Es läßt sich kein eindeutiger Hinweis auf einen Unterschied in der Partonkomposition der ausgetauschten Teilchen finden.

Photoproduction at HERA with a final state proton

Abstract

This thesis concerns the investigation of events in photoproduction of hadronic final states with an elastically scattered proton, carried out at the H1 experiment at HERA. The proton's momentum is measured by means of the forward proton spectrometre (FPS). With two detector stations at a distance of 81 and 90m from the interaction point, the FPS in 1996 covered a kinematic range in z, the fractional momentum kept by the proton, of $z = 0.65 \ldots 0.9$, and in p_T, the proton's transverse momentum, of $p_T < 200\,\mathrm{MeV}$. In the Regge phenomenological interpretation, this range in kinematics is expected to be dominated by pion and reggeon exchange. In photoproduction reactions, the scattered electron can be detected in one of the small angle detectors placed in the backward direction of the H1 detector. These cover a range in elasticity of $y = 0.03 \ldots 0.28$ and $y = 0.3 \ldots 0.7$. The differential cross section $\mathrm{d}\sigma^{\gamma p \to X p'}(W)/\mathrm{d}E'_p$ is measured, for three photon proton centre-of-mass energies $W = 91\,\mathrm{GeV}$, $181\,\mathrm{GeV}$, and $231\,\mathrm{GeV}$ as well as five bins in the energy of the scattered proton from $E'_p = 540\,\mathrm{GeV}$ to $740\,\mathrm{GeV}$, to be of the order of $6\,\mathrm{nb}/\,\mathrm{GeV}$. The cross section is combined with data from proton tagged deep inelastic scattering. The data with an elastically scattered proton show similar behaviour concerning the Q^2 and W dependence to those of the inclusive reaction $\gamma^{(*)}p \to X$. Furthermore, dijet production events are investigated and their distributions are compared with expectations from simulation and diffractive scattering event samples. No clear indication of a difference in the parton composition of the exchanged particle can be supported with the present data.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Experimente zur Streuung hochenergetischer Teilchen werden unter anderem dazu benutzt, die Struktur der Streupartner zu erforschen. Um eine Aussage mit guter räumlicher Auflösung treffen zu können, ist es erforderlich, daß die Reaktionspartner hohe Transversalimpulse austauschen. Hierzu sind große Schwerpunktsenergien notwendig.

Bei der Streuung reeller Photonen an Hadronen (Photoproduktion) wurde beobachtet, daß der Wirkungsquerschnitt ein ähnliches Verhalten wie ein Hadron-Hadron-Wirkungsquerschnitt hat: Er steigt mit zunehmender Schwerpunktsenergie an. Daraus wurde geschlossen, daß das Photon als Quant der elektromagnetischen Wechselwirkung nicht nur elektromagnetisch, sondern auch als Hadron der starken Wechselwirkung unterliegt. Die beiden Komponenten werden als *direktes* und *aufgelöstes Photon* bezeichnet. Der hadronische Beitrag wird für weiche Prozesse im Rahmen des verallgemeinerten Vektor-Meson-Dominanzmodells beschrieben. Das Photon koppelt an ein $q\bar{q}$-Paar, und der Zustand kann durch eine Vektormeson-Wellenfunktion dargestellt werden. Für große Virtualitäten des Quarkpaars ist die Beschreibung durch eine Mesonwellenfunktion nicht mehr angemessen, und es wird eine *punktförmig koppelnde* Komponente eingeführt.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma p \rightarrow X$, $\sigma^{\gamma p \rightarrow X}(s)$, kann durch eine von der Regge-Theorie abgeleitete Funktion $Xs^{\epsilon} + Ys^{-\eta}$ parametrisiert werden. Die Regge-Theorie erlaubt eine phänomenologische Beschreibung langreichweitiger Prozesse der starken Wechselwirkung und ist aufgrund der hadronischen Komponente des Photons auch auf die Photoproduktion anwendbar. Die Reaktion wird als durch *Regge-Trajektorien* vermittelt gedacht. Dazu gehören Prozesse mit elastischer Streuung beider Reaktionspartner und Dissoziation eines oder beider Teilchen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Reaktion $\gamma p \rightarrow Xp'$ betrachtet, also Photoproduktion mit elastisch gestreutem Proton, ein einfach-dissoziativer Prozeß. Es werden Meßdaten des H1-Experiments am Speicherring HERA beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) aus der Datennahmeperiode 1996 verwendet.

HERA ist eine Elektron-Proton-Maschine, die 1996 mit Protonen einer Energie von 820 GeV und Elektronen einer Energie von 27.55 GeV betrieben wurde, was einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ entspricht. Das Elektron wird in Photoproduktionsprozessen als Quelle kollinear fliegender Photonen verwendet. Es können Schwerpunktsenergien des Photon-Proton-Systems von $W \approx 250\,\mathrm{GeV}$ erzeugt werden. Experimenten mit stationärem Target stand bisher etwa ein Zehntel davon zur Verfügung.

Zur eindeutigen Trennung von protonelastischen und protondissoziativen Ereignissen ist der Nachweis des gestreuten Protons erforderlich. Das H1-Experiment ist 1995 um das Vorwärtsprotonspektrometers (FPS) erweitert worden. Es weist mit zwei Detektorstationen im Abstand von $z = 81\,\mathrm{m}$ und $z = 90\,\mathrm{m}$ vom H1-Wechselwirkungspunkt geladene Teilchen nach, die unter Winkeln von weniger als 1 mrad und mit einer Streuenergie von mehr als 500 GeV gestreut wurden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Eine Einführung in den theoretischen Themenbereich der Photoproduktion und der Diffraktion wird in Kapitel 2 gegeben. Eine Spezialisierung auf die Verhältnisse bei HERA ist enthalten. Die verwendeten Monte-Carlo-Modelle werden vorgestellt.

Kapitel 3 beschreibt den H1-Detektor unter besonderer Berücksichtigung der für diese Analyse entscheidenden Komponenten, des Vorwärtsprotonspektrometers. Es wird auf Aufbau, Spurrekonstruktion und Eichung eingegangen.

Kapitel 4 legt die Selektionsschritte bis zum Ereignisdatensatz der Reaktion $\gamma p \to X p'$ dar. Es werden Trigger-, Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen angegeben.

In Kapitel 5 wird der Datensatz dazu verwendet, den semi-inklusiven Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma(\gamma p \to X p')/\mathrm{d}E'_p$ in Abhängigkeit von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie W und der Energie des gestreuten Protons E'_p anzugeben.

Kapitel 6 befaßt sich mit Ereignissen aus harter Photoproduktion. Dabei wird die Selektion des vorherigen Kapitels auf Ereignisse mit zwei Jets im Endzustand verfeinert. Gemessene und simulierte Verteilungen werden verglichen.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

Dieses Kapitel umreißt den theoretischen Rahmen, in den die Messung dieser Arbeit einzuordnen ist. Zunächst wird auf die Definition und Eigenschaften der Photoproduktionsprozesse eingegangen (Abschnitt 2.1), der nächste Abschnitt bietet eine kurze Einführung in die diffraktive Streuung. Abschnitt 2.3 enthält Betrachtungen zu Strukturfunktionen und Flußfaktoren, in Abschnitt 2.4 wird die Thematik auf die Verhältnisse bei HERA spezialisiert. Das Kapitel schließt mit Abschnitt 2.5, in dem die für diese Analyse verwendeten Monte-Carlo-Modelle vorgestellt werden.

2.1 Photoproduktion

In Teilchenkollisionen können die Reaktionspartner durch Austausch von Quanten wechselwirken. Reaktionen zwischen Teilchen werden der Photoproduktion zugeordnet, wenn ein quasireelles Photon ausgetauscht wird. Gibt $-Q^2$ das Quadrat des Viererimpulses des Austauschteilchens an, gilt somit für Photoproduktion: $Q^2 \approx 0$, die "Masse" des Photons ist gegenüber allen anderen auftretenden Massen vernachlässigbar.

2.1.1 Eigenschaften des Photons

Das Photon kann auf unterschiedliche Weise reagieren. Einerseits kann es als Sonde fungieren, um die Struktur seines Reaktionspartners aufzulösen, indem es elektromagnetisch an einen Konstituenten des Reaktionspartners koppelt. Dieser Wechselwirkung wird als *direkter Prozeß* bezeichnet. Sie ist störungstheoretisch behandelbar. Der gesamte Photonimpuls geht in die Reaktion ein. Andererseits gibt es den Fall, daß das Photon seinerseits eine hadronische Struktur aufweist, was sich durch qualitative Ähnlichkeiten im Erscheinungsbild von Photoproduktionsreaktionen mit der Hadron-Hadron-Streuung zeigt [Bau78]. Die hadronische Struktur kommt zustande, indem das Photon in ein $q\bar{q}$-Paar fluktuiert. Je höher die Virtualität des Zustands, die sich als

Transversalimpuls der beiden Quarks relativ zum Photonimpuls ausdrückt, ist, desto besser ist der Zustand durch die Heisenbergsche Unschärferelation lokalisiert. Im Fall geringer Virtualität kann das Photon durch eine Überlagerung von Vektormesonzuständen beschrieben werden. Bei diesem Typ von Reaktion wird das Photon als *aufgelöstes Photon* bezeichnet. Es kann der Fall eintreten, daß nur ein Teil des Photonimpulses in die Reaktion mit seinem Kollisionspartner eingeht. Es reagiert nun ein Parton aus dem Photon mit dem anderen Reaktionspartner, und der Photonrest fragmentiert in Hadronen. Die Komponenten sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Innerhalb des *Vektormeson-Dominanz-Modells* (VDM) wird das Photon als Summe einer direkten und einer hadronischen Komponente dargestellt:

$$|\gamma\rangle = \sqrt{Z_3}\,|\gamma_b\rangle + c\sqrt{\alpha}\,|h\rangle,$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit und α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ist. Es muß für die korrekte relative Normierung beider Komponenten gelten: $Z_3 = 1 - c^2\alpha$. Der Anteil $|\gamma_b\rangle$ bezeichnet die rein elektromagnetische Komponente des Photons, $|h\rangle$ die hadronische, die wiederum als Superposition von Vektormesonen geschrieben werden kann: $c\sqrt{\alpha}|h\rangle = \sum_V \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{f_V}|V\rangle$. Zunächst sind V nur die Vektormesonen ρ, ϕ, ω, die diegleichen Quantenzahlen wie das Photon ($J^{PC} = 1^{--}$, $Q = B = S = 0$) tragen. Die Kopplungen f_V des Photons an die Vektormesonen wird aus Anpassung an Streudaten mit niedrigerer Schwerpunktsenergie [Bau78, Don78] zu $f^2_{\rho^0}/4\pi = 2.20$, $f^2_\phi/4\pi = 18.4$ und $f^2_\omega/4\pi = 23.6$ bestimmt. Die Kopplungen und die Zerfallsbreiten der Vektormesonen in Leptonpaare werden als energieunabhängig angenommen. Schwerere Konstituenten sind im VDM nicht enthalten, werden in seiner Verallgemeinerung, dem *Generalized Vector Dominance Model* [Sak73], aber berücksichtigt.

Ein anderer Zugang wird in [Sch93] gewählt. Bei der Beschreibung des Photons wird von der aufgelösten Komponente $|h\rangle$ eine mit *'anomalous'* bezeichnete abgespalten. Sie behandelt den Fall, daß die beiden Quarks einen so hohen relativen Transversalimpuls k_t aufweisen und damit der Zustand räumlich so eingegrenzt wird, daß das Quarkpaar nicht mit der Wellenfunktion eines gebundenen Zustands dargestellt werden kann. Die Kopplungskonstante α_s ist nun klein, so daß der Aufspaltungsprozeß störungstheoretisch berechenbar ist. Die Quarks werden als unabhängig voneinander betrachtet (Abbildung 2.1c). Prozesse mit $k_t \lesssim 0.5\,\mathrm{GeV}$ werden dem VDM-Anteil zugerechnet. Damit wird das Photon folgendermaßen dargestellt:

$$|\gamma\rangle = \sqrt{Z_3}\,|\gamma_b\rangle + \sum_{V=\rho,\,\omega,\,\phi} \frac{e}{f_V}\,|V\rangle + \frac{e}{f_{q\bar{q}}}\,|q\bar{q}\rangle, \tag{2.1}$$

$$Z_3 = 1 - \sum_{V=\rho,\,\omega,\,\phi} \left(\frac{e}{f_V}\right)^2 - \left(\frac{e}{f_{q\bar{q}}}\right)^2 \tag{2.2}$$

Die Kopplung $f_{q\bar{q}}$ ist nicht energieunabhängig. Die VDM-Komponente ist bei niedrigen Werten der relativen Transversalimpulse des $q\bar{q}$-Paares die einzige hadronische Komponente, oberhalb einer Schranke von etwa 0.5 GeV setzt das Kontinuum ein.

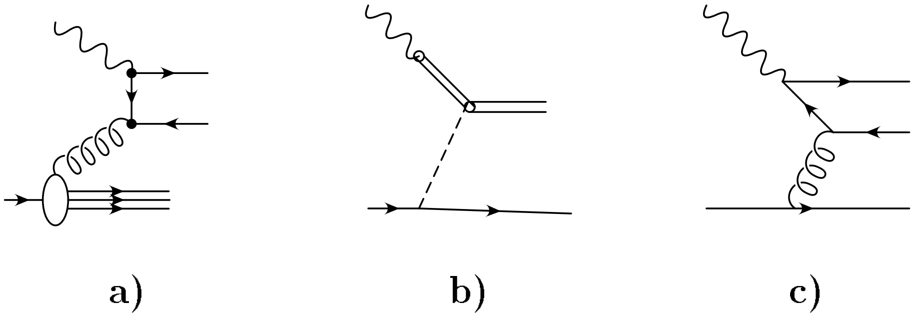


Abbildung 2.1: *Die verschiedenen Reaktionsmöglichkeiten des Photons:*
"Direktes" Photon:
a) Das Photon koppelt elektromagnetisch.
"Aufgelöstes" Photon: Das Photon weist eine hadronische Struktur auf.
b) Das Photon fluktuiert in ein Vektormeson. Die Reaktion wird im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells interpretiert. Die Beschreibung erfolgt phänomenologisch.
c) Das Photon fluktuiert in ein $q\bar{q}$-Paar. Nur ein Teil des Photonimpulses geht in die Reaktion ein. Für kleine relative Transversalimpulse k_t der Quarks sind diese nicht mehr als frei anzusehen, sondern durch Gluonaustausch aneinander gekoppelt, so daß von einem gebundenen Zustand gesprochen wird. Die Beschreibung durch das VDM-Modell ist dann wieder angemessen.

Die Fluktuation in ein Leptonpaar, $|\gamma\rangle \to |l^+l^-\rangle$, ist möglich, spielt aber für die Photoproduktion an Protonen bei HERA keine Rolle, da die Leptonen nicht direkt an Partonen aus dem Proton koppeln. Der Beitrag kann vernachlässigt werden.

Die relative Größe der Beiträge variiert mit der Schwerpunktsenergie. Generell kann gesagt werden, daß das Photon sehr selten in einer Quarkfluktuation zu finden ist. Der große Beitrag der hadronischen Komponente des Photons zum Gesamtwirkungsquerschnitt kommt dadurch zustande, daß der Wirkungsquerschnitt für hadronische Prozesse viel größer ist als der für solche, in denen das Photon elektromagnetisch als $|\gamma_b\rangle$ wechselwirkt. Harte Prozesse mit aufgelöstem Photon werden bei hohen Schwerpunktsenergien wichtig.

Bei der Beschreibung von Prozessen der starken Wechselwirkung gibt es zwei Möglichkeiten. Entweder greift man auf eine phänomenologische Beschreibung des Prozesses zurück, oder man versucht den Prozeß im Rahmen der QCD zu berechnen. Um Störungstheorie anwenden zu können, muß gewährleistet sein, daß die Teilnehmer der Reaktion als frei betrachtet werden können. Diese Näherung ist gerechtfertigt, wenn durch die beteiligten Ruhemassen, Virtualitäten oder Transversalimpulse eine große Skala für Energie oder Impuls vorhanden ist.

Demzufolge sind als *anomalous* klassifizierte Prozesse aufgrund der hohen Transversalimpulse störungstheoretisch berechenbar, ebenso Prozesse der VDM-Klasse, wenn zum

Beispiel Jets gebildet werden. Weiche Vektormeson-Proton-Reaktionen werden phänomenologisch beschrieben. Der elektromagnetische Streuprozeß kann im Rahmen der QED berechnet werden.

Die Ereignisstruktur für direkte Prozesse ist: zwei Jets mit hohem Transversalimpuls, kein Photonrest. Bei Reaktionen, die das Photon während der Fluktuationszeit in ein Vektormeson eingeht, erhält man die aus Hadron-Hadron-Reaktionen bekannten Klassen, die in Abbildung 2.5 gezeigt sind, nämlich elastische Ereignisse, Ereignisse mit Dissoziation eines oder beider Reaktionspartner sowie nicht-diffraktive Ereignisse, als Sonderfall solche mit Jets. Falls ein Photonrest auftritt, hat er einen geringen Transversalimpuls. Bei Reaktionen der *anomalous*-Klasse nimmt eins der beiden Quarks an der harten Reaktion teil, das andere bildet den Photonrest, der Transversalimpuls aufweist; es werden bei hohen Transversalimpulsen Jets gebildet.

2.1.2 Eigenschaften des totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts

Der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktionsprozesse wird durch Summierung der verschiedenen oben erwähnten Beiträge beschrieben:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = \sigma_{\gamma p}^{dir} + \sigma_{\gamma p}^{VDM} + \sigma_{\gamma p}^{anom}. \tag{2.3}$$

Der Beitrag $\sigma_{\gamma p}^{VDM}$ kann, gemäß der Aufteilung in Ereignisklassen bei Hadron-Hadron-Reaktionen, geschrieben werden als

$$\sigma_{Vp}^{VDM}(s) = \sigma^{el}(s) + \sigma_{\gamma p \to V+Y}^{sd}(s) + \sigma_{\gamma p \to X+p}^{sd}(s) + \sigma^{dd}(s) + \sigma^{nd}(s) \tag{2.4}$$

Die Summanden bezeichnen die Beiträge der Prozesse $Vp \to Vp$ (elastisch), $Vp \to VY$ und $Vp \to Xp$ (einfach-dissoziativ), $Vp \to XY$ (doppelt-dissoziativ) und dadurch nicht erfaßte Prozesse $Vp \to anything$ (nicht-diffraktiv, beinhaltet den Austausch von Quantenzahlen). Der totale Wirkungsquerschnitt ist bei HERA von H1 zu $\sigma_{\gamma p}^{tot}(200\,\mathrm{GeV}) = 165.3 \pm 2.3 \pm 10.9 \pm 1.3\,\mu\mathrm{b}$ [H1-95a] und von ZEUS zu $\sigma_{\gamma p}^{tot}(200\,\mathrm{GeV}) = 154 \pm 16 \pm 32\,\mu\mathrm{b}$ [ZEU92] bestimmt worden. Die erste Fehlerangabe ist der statistische Fehler, die zweite der systematische, und die dritte Angabe bei H1 ist ein Maß dafür, wie sehr der Wirkungsquerschnitt sich mit Variation des angenommenen Beitrags σ^{dd} ändert. Die Einzelbeiträge werden in [H1-95a] für eine Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 200\,\mathrm{GeV}$ und für $\sigma^{dd} = 20 \pm 20\,\mu\mathrm{b}$ folgendermaßen angegeben: $\sigma_{\gamma p \to Vp}^{el} = 17.1 \pm 4.3\,\mu\mathrm{b}$, $\sigma_{\gamma p \to Xp}^{sd} = 23.4 \pm 11.3\,\mu\mathrm{b}$, $\sigma_{\gamma p \to VY}^{sd} = 8.7 \pm 3.6\,\mu\mathrm{b}$ und $\sigma^{\mathrm{Rest}} = 96.1 \pm 17.9\,\mu\mathrm{b}$. In [ZEU94a] wird bei einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 180\,\mathrm{GeV}$ folgendes gemessen: $\sigma_{\gamma p \to Vp}^{el} = 18 \pm 7\,\mu\mathrm{b}$, $\sigma_{\gamma p \to Xp}^{sd} + \sigma_{\gamma p \to VY}^{sd} + \sigma_{\gamma p \to XY}^{dd} = 33 \pm 8\,\mu\mathrm{b}$, $\sigma_{\gamma p \to X}^{nd} = 91 \pm 11\,\mu\mathrm{b}$. Den größten Anteil des Gesamtwirkungsquerschnitts machen also nicht-diffraktive Ereignisse aus. Auf sie wird in Abschnitt 2.3 eingegangen. Der Beitrag weicher Prozesse wird in Abschnitt 2.2 betrachtet. Doch zunächst wird eine Parametrisierung der *Summe* aller Beiträge vorgestellt.

Eine Anpassung an den totalen Wirkungsquerschnitt aus den Messungen verschiedener Experimente mit $\pi^{\pm}p$–, $K^{\pm}p$–, pp–, $\bar{p}p$–Streuung [Don92] verwendet zur Parametrisierung des totalen Wirkungsquerschnitts zweier Hadronen A und B aneinander den Ansatz

$$\sigma_{AB}^{tot}(s) = X_{AB}s^{\epsilon} + Y_{AB}s^{-\eta}, \tag{2.5}$$

wobei $\epsilon \approx 0.0808$ und $\eta \approx 0.4525$ für alle Reaktionen gleich sind. Die beiden Terme stehen für zwei Arten von Austauschobjekten zwischen den Hadronen, nämlich das Pomeron und Reggeonen. Auf sie wird in Abschnitt 2.2 eingegangen. Eine Anpassung an Photoproduktionsdaten für Schwerpunktsenergien von weniger als 20 GeV wie in Abbildung 2.2a) gezeigt liefert die Werte $X_{\gamma p} = 0.0677$ und $Y_{\gamma p} = 0.129$ (für s in GeV^2), was als Voraussage für HERA-Energien den Wert $\sigma_{\gamma p}^{tot}(200\,\text{GeV}) = 160\,\mu$b ergibt, wie in Abbildung 2.2b) gezeigt. Zwei Dinge sind von besonderer Bedeutung: Erstens ist nicht selbstverständlich, daß die Summe so verschiedenartiger Beiträge wie in Formel 2.3 durch eine einfache Parametrisierung wie in Formel 2.5 beschreibbar ist, zweitens ist die Treffsicherheit der Extrapolation für Photoproduktionsdaten ein Erfolg, der die Gültigkeit des Modells über einen weiten Energiebereich bescheinigt.

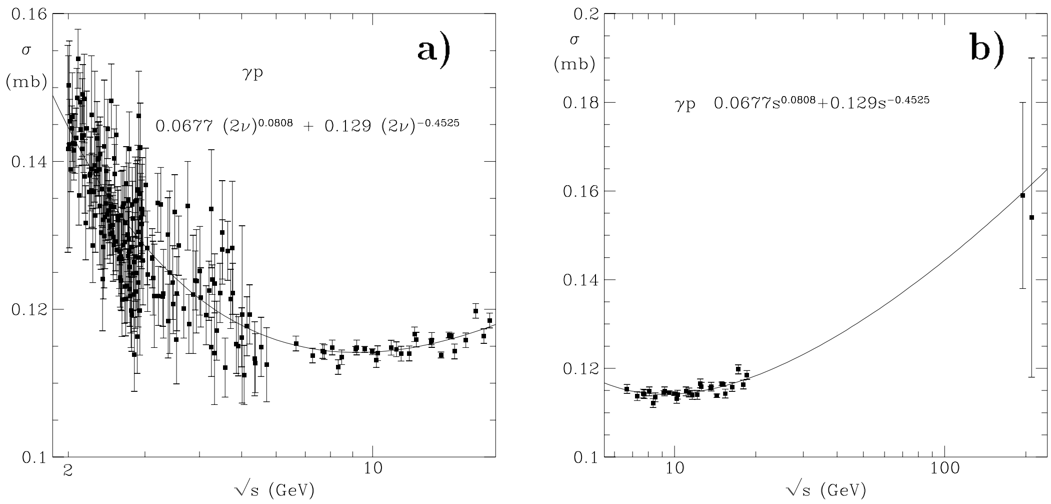


Abbildung 2.2: *Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ aus [Don94].*
Eingetragen sind die Meßwerte von Experimenten mit stationärem Target sowie die Messungen von H1 und ZEUS bei $W_{\gamma p} \approx 200$ GeV.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ fällt zunächst mit steigender Schwerpunktsenergie s bis zu einer Plateauregion bei $s \approx 10$ GeV und steigt danach wieder langsam an. Das der Anpassung zugrundeliegende Modell (Abschnitt 2.2) kann das Verhalten qualitativ und quantitativ erklären, gerät jedoch in Schwierigkeiten, wenn eine Vorhersage für das Verhalten der einzelnen Beiträge bei Schwerpunktsenergien jenseits des momentan zugänglichen Bereichs getroffen werden soll, da es bei extrem hohen Energien bestimmte Grenzen[1] verletzt. Der Grund liegt in dem Anstieg der Komponenten σ^{el}, σ^{sd} und σ^{dd} mit einer positiven Potenz der Schwerpunktsenergie. Abhilfe schaffen Modifikationen des Verhaltens, beschrieben in [Sch93], die eine Dämpfung für den Anstieg bei sehr großen s erzielen, numerisch im bisher zugänglichen Bereich aber keine merkliche Änderung bewirken.

Im folgenden Abschnitt wird die Parametrisierung weicher Hadron-Hadron-Streuprozesse betrachtet.

2.2 Hadron-Hadron-Streuung im Regge-Bild

In diesem Abschnitt wird auf die Regge-Theorie eingegangen, die den Ansatz zur Parametrisierung des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ in Formel 2.5 aus Abschnitt 2.1 motiviert. Sie beschreibt den Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier Hadronen A und B. Die Charakteristika sind aufgrund der Möglichkeit des Photons, in ein Vektormeson V zu fluktuieren, auch im diffraktiven Beitrag von σ_{Vp}^{VDM} aus Formel 2.4 zu erwarten.

Der Wirkungsquerschnitt $A + B \to C + D$ weist für eine niedrige Schwerpunktsenergie s eine Resonanzstruktur auf, für höhere Energien ist das Verhalten langsam variierend mit s (Kontinuumsregion). Elastisch produzierte Teilchen werden bei hohen Energien vorwiegend mit kleinen Streuwinkeln produziert. Die Reaktion wird durch ein Austauschteilchen vermittelt. Diese Prozesse sind in Abbildung 2.3 skizziert.

Die Resonanz- und die Kontinuumsregion werden durch Einführung zweier kinematischer Größen unterschieden: Es werden die Variablen $s = (p_A + p_B)^2 = (p_C + p_D)^2$ und $t = (p_A - p_C)^2 = (p_B - p_D)^2$ eingeführt. Die beiden sind durch die *Crossing Symmetry* verbunden, die besagt, daß die Produktion einer Resonanz im s-Kanal der Reaktion $A + B \to C + D$ (also $A + B \to$ Resonanz $\to C + D$) diegleiche Amplitude hat wie der Austausch desselben Teilchens im t-Kanal der Reaktion $A + \bar{C} \to B + \bar{D}$ bei Austausch der Rollen von Impulsübertrag t und Schwerpunktenergie s. Bei HERA wird der Austausch im t-Kanal vermessen, es ist $t < 0$. Der einfachste Ansatz für t-Kanal-Prozesse ist der Austausch eines Pions (als leichtestes Hadron) zwischen den Hadronen, dieser Austausch ist aber aufgrund der beteiligen Quantenzahlen nicht in allen Streuprozessen erlaubt. Außerdem ist die Annahme, daß ein einziges Teilchen mit festem Spin, konkret: das Pion, für die Wechselwirkung zuständig ist, für s-Kanal-Prozesse richtig, führt aber im t-Kanal zu einer divergierenden Partialwellenreihe. Daher ist

[1]Von Froissart und Martin [Fro61] wird als Beschränkung angegeben, daß der Anstieg von σ_{tot} langsamer als $\log^2 s$ sein muß. Das Argument ist qualitativ: Da die Wechselwirkung eine endliche Reichweite hat, bedingt durch die endlichen Massen der Austauschteilchen, muß es einen Höchstabstand für zwei Hadronen geben, in dem sie aneinander vorbeifliegen dürfen. Für größere Abstände findet keine Wechselwirkung durch Teilchenaustausch statt.

Eine andere obere Schranke für das Verhalten des Wirkungsquerschnitts wird von Pumplin zu $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \leq \frac{1}{2}$ [Pum73] angegeben.

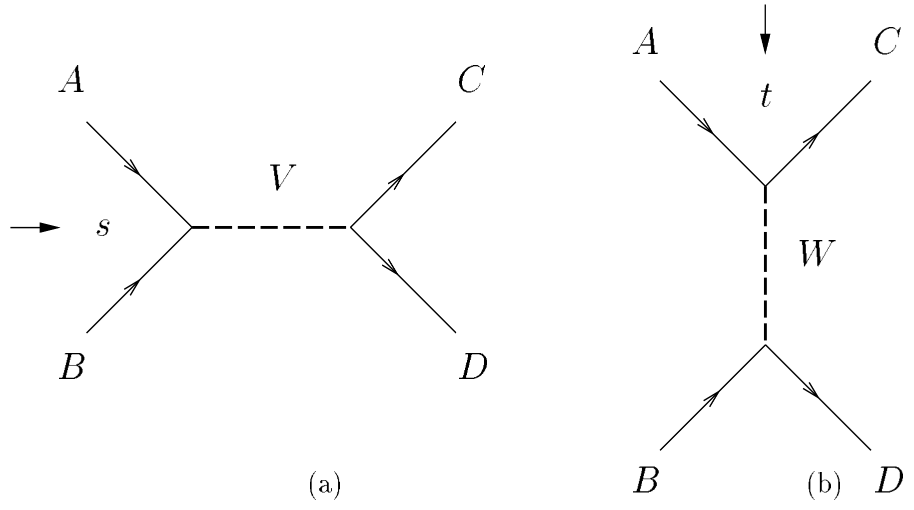


Abbildung 2.3: *Der Prozeß $A + B \to C + D$ im s– und t–Kanal.*
a) Die Bildung des Endzustands im s-Kanal über die Erzeugung einer Resonanz V.
b) Die Wechselwirkung durch den Austausch eines virtuellen Teilchens W im t-Kanal. Für niedrige Energien dominiert eine Resonanzstruktur die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie, bei hohen Energien wird der zweite Prozeß wichtig und der Wirkungsquerschnitt eine streng monoton fallende Funktion der Schwerpunktsenergie.

eine Summation über *alle* Teilchen, die die Wechselwirkung vermitteln können, nötig. Regge schlug 1959 vor, den Spin als kontinuierliche komplexe Funktion der Energie E zu behandeln [Reg59, Reg60], $\alpha(E) = \mathfrak{Re}\,\alpha(E) + i\,\mathfrak{Im}\,\alpha(E)$ mit $\mathfrak{Im}\,\alpha \ll \mathfrak{Re}\,\alpha$. Die Funktion α wird als Regge-Trajektorie bezeichnet. In s-Kanal-Prozessen, wo eine Resonanz als Zwischenzustand gebildet wird, ist E^2 das Quadrat der Schwerpunktsenergie s. Resonanzen werden beobachtet, wenn E_n mit der Masse des erzeugten Teilchens zusammenfällt, es ist dann $\mathfrak{Re}\,\alpha(E_n)$ als Spin der produzierten Resonanz ganz– oder halbzahlig und $\mathfrak{Im}\,\alpha(E_n) = 0$. Im Fall von Teilchenaustausch im t-Kanal befindet man sich in der Kontinuumsregion, und es kann jeder Wert von E angenommen werden. Dann entspricht E dem Viererimpulsübertrag $\sqrt{-t}$. Die Regge-Trajektorie $\alpha_{\mathcal{R}}$ verbindet beide Regime durch eine *gemeinsame* Gerade $\alpha_{\mathcal{R}}(t) = \alpha_{\mathcal{R}}(0) + \alpha'_{\mathcal{R}} \cdot t$ für jedes austauschbare Teilchen $\mathcal{R}$, die sowohl durch die Meßpunkte bei beliebigem $t < 0$ als auch durch die ganzzahligen erlaubten $t > 0$ geht. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.4 zu finden. Alle Trajektorien haben eine Steigung $\alpha'_k > 0$, und die meisten weisen einen Achsenabschnitt $\alpha_k(0) < 1$ auf.

Die Amplitude für einen Streuprozeß kann nach einer Partialwellenzerlegung mit Hilfe der Regge-Theorie als Summe über alle in diesem Fall erlaubten Regge-Trajektorien k geschrieben werden. Der **elastische Wirkungsquerschnitt** für die Reaktion $A+B \to A + B$ nimmt im Fall kleiner t und hoher s die folgende Form an:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{el}_{AB\to AB}}{\mathrm{d}t} = \sum_k \frac{\beta^2_{Ak}(t)\beta^2_{Bk}(t)}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha_k(t)-1)} \tag{2.6}$$

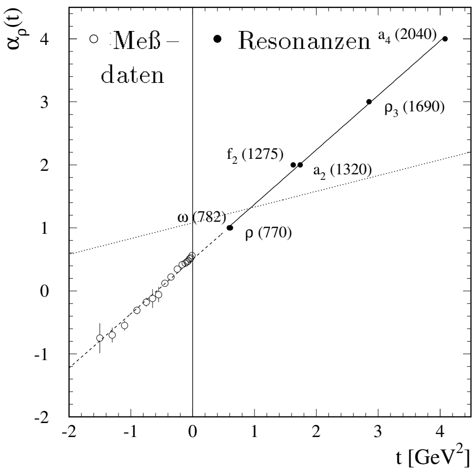


Abbildung 2.4: *Die Regge–Trajektorie $\alpha_{I\!R}(t)$ (aus [Cle99]).*
Links ($t < 0$) Meßpunkte aus der Reaktion $\pi^- p \to \pi^0 n$ aus [Bol74], rechts ($t > 0$) die Spins einiger Mesonen als Funktion ihrer Massenquadrate [Cas98]. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung an die Resonanzen dar. Ihre Verlängerung trifft die Meßpunkte. Zum Vergleich ist die Pomerontrajektorie mit $\alpha_{I\!P}(t) = 1.08 + 0.25\,t$ als gepunktete Linie eingezeichnet.

Die Summe läuft über alle Trajektorien k. Die Funktionen $\beta_{Ak}(t)$ [$\beta_{Bk}(t)$] sind Formfaktoren und beschreiben die Kopplung des Hadrons A [B] an die Trajektorie k. Sie können für den Bereich $|t| \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ durch eine Exponentialfunktion approximiert werden:

$$\beta_{Ak}(t) \approx \beta_{Ak}(0)\exp(B_{Ak}t).$$

s_0 ist ein Parameter von der Größenordnung 1 GeV (Hadronmassenskala) [Col82] und wird von der Regge-Theorie nicht vorhergesagt.

Der Ausdruck 2.6 zeigt, daß die Wechselwirkung der Reaktionspartner nur von Kopplungen jeweils eines der Teilchen an die Trajektorie abhängt. Dieses Verhalten wird als *Faktorisierung* bezeichnet. Die Kopplungsfunktionen sind universell und gelten somit auch in Prozessen mit anderen Reaktionspartnern.

Aus der Tatsache, daß der elastische Wirkungsquerschnitt nicht mit zunehmender Schwerpunktsenergie gegen Null geht, sondern ansteigt, folgt, daß mindestens ein Exponent aus der Summe in Formel 2.6 größer als eins ist. Zudem tritt dieses Verhalten bei allen bekannten Hadron-Hadron-Streuungen auf, so daß die Trajektorie zum elastischen Streuquerschnitt aller Reaktionen beitragen muß. Weiterhin sind die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $AB \to X$ und $A\bar{B} \to X$ für hohe Schwerpunktsenergien gleich (Pomerančuk-Theorem). Daraus wird geschlossen, daß diese Trajektorie die Vakuumquantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ tragen muß. Die Pomeron-Trajektorie leistet dies mit der Parametrisierung

$$\alpha_{I\!P}(t) = 1 + \epsilon + \alpha'_{I\!P}\,t, \qquad \epsilon > 0 \text{ und} \qquad (2.7)$$
$$\alpha_{I\!P}(0)' \lesssim 0.25/(\,\mathrm{GeV})^2 \text{ [Don86] aus [Amo85].}$$

Im Gegensatz zu allen anderen Regge-Trajektorien ist bisher keine Resonanz, die auf der Pomeron-Trajektorie liegt, in der s-Kanal-Region gefunden worden. Vermutungen gehen dahin, daß die Pomerontrajektorie mit der *Glueball-Resonanz* ($J^{PC} = 2^{++}$, Masse 1900 MeV) korreliert sein könnte [WA91-94] . Der Parameter ϵ wird in [Don92] unter Einschluß von Multipomeron-Austausch mit $\epsilon = 0.0808$ angegeben, stellt also einen effektiven Wert dar. Für den Austausch von lediglich einem Pomeron erhält man einen etwas höheren Wert ($\epsilon = 0.086$).

Der Wirkungsquerschnitt 2.6 wird mit Hilfe der funktionalen Form der Kopplungen β und der Regge-Trajektorie α umgeformt zu

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{el}_{AB\to AB}}{\mathrm{d}t} = \sum_k \left.\frac{\mathrm{d}s_k}{\mathrm{d}t}\right|_{t=0,s=s_0} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha_k(0)-1)} \exp(b_k^{el} t)$$

mit

$$b_k^{el} = b(s_0) + 2\alpha'_k \ln(s/s_0).$$

Eine Steigerung der Schwerpunktsenergie s führt zu wachsendem b und damit zu einer enger werdenden t-Verteilung. Dieses Verhalten wird als *shrinkage* bezeichnet. Der Parameter α'_k ist die Steigung der Regge-Trajektorie k.

Über das optische Theorem, das den **Gesamtwirkungsquerschnitt** σ^{tot}_{AB} der Reaktion $A + B \to X$ mit der Amplitude für elastische Streuung $A + B \to A + B$ in Vorwärtsrichtung ($t = 0$) verbindet,

$$\sigma^{tot}_{AB} \sim \frac{1}{s}\mathfrak{Im}\, A_k^{AB\to AB}(s, t=0) \sim s^{\alpha_k(0)-1},$$

erhält man im Grenzfall $t \ll s$

$$\sigma^{tot}_{AB} \approx \sum_k \beta_{Ak}(0)\beta_{Bk}(0)s^{\alpha_k(0)-1}. \tag{2.8}$$

Die in Abschnitt 2.1 angegebene Parametrisierung des totalen Wirkungsquerschnitts basiert auf den Vermutungen, daß die in Formel 2.8 eingeführte Pomeron-Trajektorie und die Reggeon-Trajektorie[2] $\alpha_{I\!R}(t) \approx 0 + 0.5\,t$ die beiden wichtigsten Beiträge liefern und daß die Trajektorien nicht von der Art der Reaktionspartner abhängen (wohl aber die Kopplungsparameter). Somit sollte eine Anpassung an die totalen Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen Reaktionspartnern möglich sein [Don92]. Man erhält aus der Anpassung gleiche Kopplungen von Teilchen und Antiteilchen an die Pomeron-Trajektorie, wie vom Pomerančuk-Theorem vorhergesagt. Die Verhältnisse der Kopplungen der Trajektorie an verschiedene Hadronen verhalten sich wie die Verhältnisse der Anzahlen der Valenzquarks. Dies stützt die These der Autoren, daß das Pomeron mit gerader C-Parität und wie ein isoskalares Photon punktförmig an Quarks koppelt.

Die Parametrisierung ist erfolgreich für die Beschreibung des Anstiegs einer Reihe von Photoproduktionsquerschnitten, so zum Beispiel die der leichten Vektormesonen ρ^0, ω

[2] Die Reggeon-Trajektorie faßt die Trajektorien von ρ, ω, f und a zusammen. Sie haben verschiedene Werte für Isospin und Parität, aber sehr ähnliche Werte für die Steigung und den Achsenabschnitt ihrer Trajektorien.

und ϕ. Es stellt sich heraus, daß der Anstieg des Photoproduktionswirkungsquerschnitts $\sigma^{el}_{J/\psi p \to J/\psi p}$ einen höheren Exponenten ϵ erfordert. Bis zu Werten $\epsilon = 0.2 \ldots 0.25$ können nötig sein. Auch für diffraktive Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung ergibt sich ein höherer Wert.[3] Der experimentelle Befund ist bisher, daß generell bei Auftreten einer harten Skala ein größerer Wert von ϵ gemessen wird. Weiche Prozesse können mit der obigen Formel jedoch gut parametrisiert werden.

Die Phänomenologie wird erweitert für den Bereich von **einfacher oder doppelter Dissoziation**. Die Bezeichnungen werden in Abbildung 2.5 eingeführt. Hier ist das Verhalten des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der invarianten Masse des durch die Dissoziation entstandenen Systems von Interesse. Mit Hilfe der Flußfaktoren und der Regge-Trajektorien erhält man im Grenzfall $M_X^2 \to \infty$, $s \to \infty$ und $M_X^2/s \to 0$ folgendes Verhalten:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{AB\to XB}}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_X^2} = \frac{1}{s}\sum_{k,l}\frac{\beta_{Ak}(0)\beta_{Bl}^2(t)g_{kll}(t)}{16\pi s}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_l(t)}\left(\frac{M_{X,0}^2}{M_X^2}\right)^{2\alpha_l(t)-\alpha_k(0)} \tag{2.9}$$

Eine grafische Darstellung mit anschaulicher Begründung für die Kopplungsfunktionen ist in Abbildung 2.6 zu finden. Es wird eine Massenskala von der Größe der Protonmasse, $M_{X,0}^2$, eingeführt. Die Kopplungskonstante g_{kll} wird als konstant angenommen. Den dominanten Beitrag liefert der Fall $k = I\!P$, $l = I\!P$. In [Coo81] ist die Drei-Pomeron-Kopplungskonstante zu $g_{I\!PI\!PI\!P}(t) = 0.364 \pm 0.025\,\mathrm{mb}^{1/2}$ bestimmt worden. Es wurde dort diffraktive Dissoziation von $p^\pm$, $K^\pm$ und $\pi^\pm$ an Wasserstoff untersucht.

Falls beide Reaktionspartner dissoziieren, $A + B \to X + Y$, werden weitere Faktoren von derselben Struktur wie die bei einfacher Dissoziation eingeführten hinzugezogen.

Die *shrinkage* ist somit auch abhängig von der Masse des durch Dissoziation erzeugten Systems. Typische Werte liegen für elastische Prozesse $A + B \to A + B$ bei $b = 4 \ldots 10\,\mathrm{GeV}^{-1}$. Der Wert für $A + B \to A + X$ ist jeweils etwa halb so groß wie der für den elastischen Prozeß $A + B \to A + B$ und enthält eine Mittelung über alle erreichbaren M_X.

Die Trajektorien sind nicht entkoppelt, sondern bilden Interferenzterme, wenn sie, wie zum Beispiel $I\!P$ und f, gleiche Quantenzahlen tragen.

[3] Der Exponent ϵ tritt auch in der Strukturfunktion des Protons, $F_2(x, Q^2)$, auf. x bezeichnet im Partonbild den Anteil des Protonimpulses, den ein Parton aus dem Proton am Protonimpuls trägt, und Q^2 ist die Virtualität des Photons. Eine Anpassung $F_2 \sim x^{-\lambda}$ für kleine x und verschiedene Q^2 ist in [H1-97d] vorgenommen worden. λ wird mit ϵ assoziiert und wächst von 0.2 bis $0.4 \ldots 0.5$, wenn Q^2 von einem auf einige hundert GeV^2 steigt.

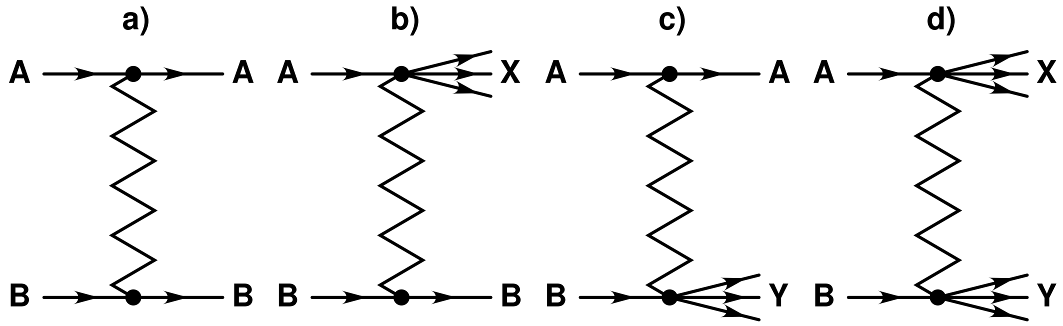


Abbildung 2.5: *Diffraktive Prozeßtypen*
a) elastisch, b) und c): einfach-dissoziativ, d) doppelt-dissoziativ

Die Eigenschaften der diffraktiven Streuung sind zusammengefaßt:

- Langsamer Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit s,
- exponentielle Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/dt$ von t, gleichbedeutend mit bevorzugt kleinen Streuwinkeln,
- Variation von $\mathrm{d}^2\sigma/dt\,dM_X^2$ wie $1/M_X^2$,
- Vorliegen einer Rapiditätslücke: Die Farbneutralität des Austauschteilchens führt dazu, daß zwischen den beiden Reaktionspartnern A und B kein Farbfeld existiert und daher Fragmentationsprodukte vornehmlich in Richtung von A oder B (oder der ihrer Dissoziationsprodukten), nicht aber dazwischen zu finden sind. Experimentell manifestiert sich dies in einem Winkelbereich verminderter Teilchenaktivität, der als Rapiditätslücke bezeichnet wird.

2.2.1 Flußfaktoren

Die Regge-Trajektorien sind universell in dem Sinne, daß sie nicht davon abhängen, an welche Hadronen sie koppeln. Der Typ der Hadronen wird durch die Kopplungen berücksichtigt. Dies wird zu einer weiteren Umformulierung benutzt. Ausgangspunkt ist Formel 2.9. Die Wechselwirkung $A + B \to X + B$ wird aufgespalten in die Emission des Austauschteilchens aus dem Hadron B und die Reaktion des Austauschteilchens mit dem Hadron A unter Produktion des Endzustands X, was sich in der Umwandlung des Ausdrucks für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_X^2$ für den Austausch einer bestimmten Regge-Trajektorie l in folgende Form niederschlägt:

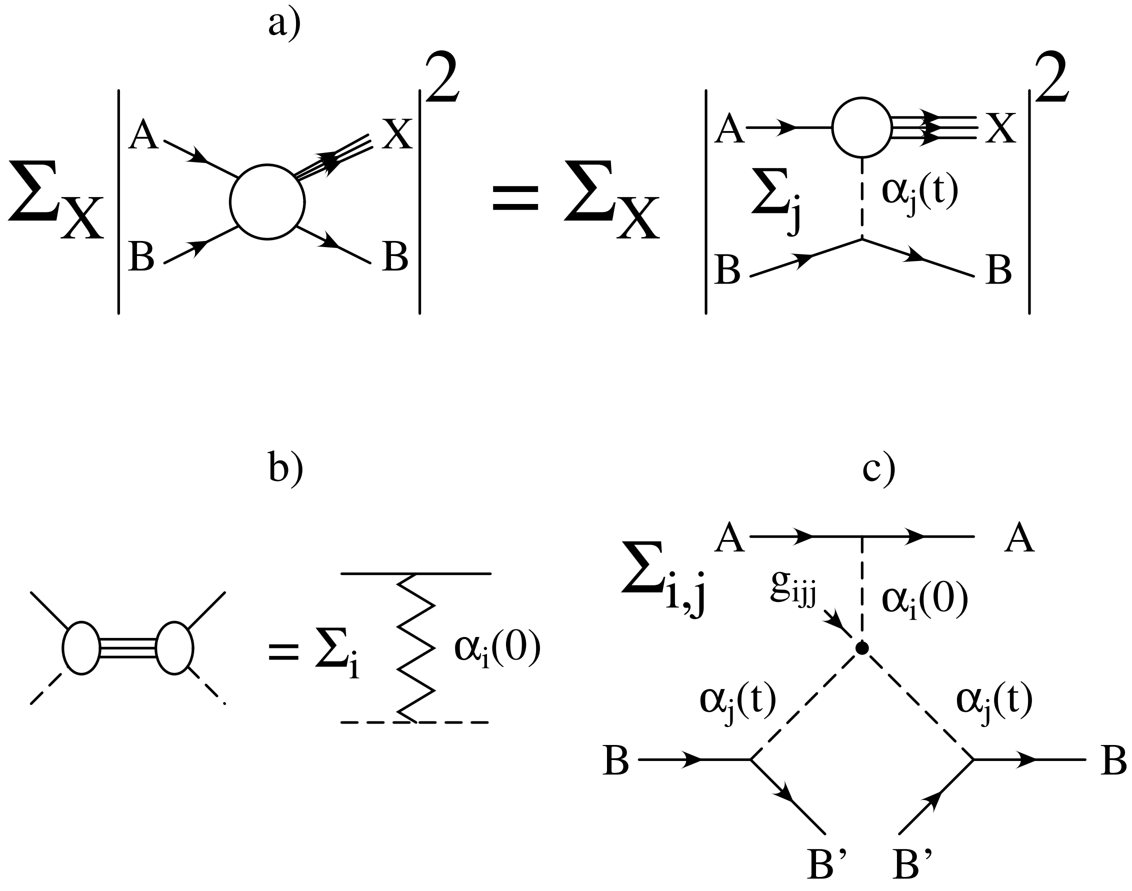


Abbildung 2.6: *Grafische Veranschaulichung der Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM_X^2$ im Fall $s \to \infty$, $M_X^2/s \to 0$.*
a) Der Wirkungsquerschnitt ist die Summe der Amplitudenquadrate aller Prozesse $A + B \to X + B$. Die Endzustände X können jeweils durch eine Summe von Beiträgen verschiedener Regge-Trajektorien j erzeugt werden.
b) Der totale Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $A + j \to X$ hängt mit dem elastischen Wirkungsquerschnitt von $A + j \to A + j$ mit verschwindendem t durch das optische Theorem zusammen.
c) Das optische Theorem angewendet auf die rechte Seite von Teilbild a). Die Kopplungsstärke der drei Regge-Trajektorien aneinander g_{ijj} wird als von t unabhängig angenommen. Die Kopplungen der Trajektorien an die Hadronen $\beta_{iA}(t)$ und $\beta_{jB}(t)$ können durch Exponentialfunktionen approximiert werden.

$$\begin{aligned}
\mathrm{d}^2\sigma_{AB\to XB}/\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_X^2 &= \sum_k f_{l/B}(M_X^2,t)\cdot\sigma_{Ak}(M_X^2) && (2.10)\\
\text{mit } f_{l/B}(M_X^2,t) &= \frac{\beta_{Bl}^2(t)}{4\pi^2}\left(\frac{M_X^2}{s}\right)^{1-2\alpha_l(t)} && (2.11)\\
&= \frac{\beta_{Bl}^2(0)}{4\pi^2}\left(\frac{M_X^2}{s}\right)^{1-2\alpha_l(0)}\exp(b_l t) && (2.12)\\
\text{und } \sigma_{Ak}(M_X^2) &= \frac{\pi\beta_{Al}(0)g_{kll}}{4s_0^2}\left(\frac{M_X^2}{s_0}\right)^{\alpha_l(0)-1}\left(\frac{s_0}{M_{X,0}^2}\right)^{\alpha_l(0)-2\alpha_l(t)} && (2.13)
\end{aligned}$$

Der Flußfaktor $f_{l/B}(M_X^2,t)$ beschreibt die Verteilung der Wahrscheinlichkeit, ein Austauschteilchen l im Hadron B im Phasenraumvolumen $\mathrm{d}M_X^2\,\mathrm{d}t$ an der Stelle (M_X^2,t) zu finden. Der Verlauf dieser Funktion wird von der Regge-Trajektorie geprägt. In Tabelle 2.1 sind einige Regge-Trajektorien aufgeführt. Es ist $1-2\alpha_{I\!P}(0) = -(1+2\epsilon) \lesssim -1$, $1-2\alpha_{I\!R}(0)\approx 0.1$ und $1-2\alpha_\pi(0)\approx 1$.

Pomeron	$\alpha_{I\!P}(t) = 1+\epsilon+\alpha'\cdot t$	$(IPCG) = (0+++)$
Reggeon (gemeinsame Parametrisierung von ρ, ω, f, a)	$\alpha_{I\!R}(t) = 0.55 + 0.86\,\mathrm{GeV}^{-2}t$	$(IPCG)_\rho = (1--+)$ $(IPCG)_\omega = (0---)$ $(IPCG)_f = (0+++)$ $(IPCG)_a = (1++-)$
Pion	$\alpha_\pi(t)\approx 0 + 1\,\mathrm{GeV}^{-2}t$	$(IPCG) = (1-+-)$

Tabelle 2.1: *Beispiele für Regge-Trajektorien.*

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $A+k\to X$ ist $\sigma_{Ak}(M_X^2)$. Die relative Normierung der beiden Komponenten in Formel 2.13 ist nicht eindeutig, wenn dem Austauschobjekt kein reelles Teilchen zugeordnet werden kann. Aus diesem Grund ist für die Pomerontrajektorie lediglich die Normierung des Produkts aus Flußfaktor $f_{I\!P/B}$ und Wirkungsquerschnitt $\sigma_{AI\!P}$ bestimmt.

Im folgenden werden einige Parametrisierungen für verschiedene Teilchen im Proton angegeben, es ist $x_{I\!P} = M_X^2/s$.

Pomeronfluß nach Ingelman und Schlein:

$$f_{I\!P/p}^{IS}(x_{I\!P},\,t) = \frac{\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}x_{I\!P}\,\mathrm{d}t}{\sigma(I\!Pp\to X)}\frac{1}{\sigma(I\!Pp\to X)}\frac{1}{x_{I\!P}{}^p}\sum_{i=1}^{3}a_i\exp(-b_i t) \qquad (2.14)$$

Dieser Ansatz stellt die direkte Bestimmung des Flußfaktors aus 2.10 dar. Die Parameter können aus experimentellen Daten [UA4-84] gewonnen werden [Ing85],

$\sigma(IPp \to X) = 1\,\mathrm{mb}$ wird angenommen. Die Normierung des Flusses ist nicht bekannt. Für ihre Fixierung wäre die Messung eines Wirkungsquerschnitts einer Pomeron-Hadron-Reaktion mit reellem Pomeron erforderlich.

Pomeronfluß nach Donnachie und Landshoff:

$$f^{DL}_{I\!P/p}(x_{I\!P}, t) = \frac{9\beta_0^2}{4\pi^2}[F_1(t)]^2 \left(\frac{1}{x_{I\!P}}\right)^{2\alpha_{I\!P}(t)-1} \tag{2.15}$$

Es sind β_0^2 die effektive Kopplungsstärke des Pomerons an ein Quark und $F_1(t)$ der Nukleon-Formfaktor, der in der Form $F_1(t) = \frac{4m_p^2 - At}{4m_p^2 - t} \cdot \frac{1}{(1-t/B)^2}$ mit $A = 2.79$ und $B = 0.71$ verwendet wird.

Die zugrundeliegende Annahme ist, daß das Pomeron wie ein Photon an Quarks koppelt und daher der Formfaktor des Nukleons eingeht [Don84b].

Die beiden Parametrisierungen sind numerisch für kleine t annähernd gleich.

Reggeonfluß:

$$f_{I\!R/p}(z,t) = \frac{1}{16\pi^2}(1-z)^{1-2\alpha_{I\!R}(t)} B^2_{I\!R}(t)|\eta_{I\!R}(t)|^2 \tag{2.16}$$

$$\text{bei HERA} \quad \approx \frac{1}{16\pi^2}(1-z)^{1-2\alpha_{I\!R}(t)} B_{I\!R}(0)^2 \exp(2R^2_{I\!R}t)\zeta \tag{2.17}$$

Diese Parametrisierung ist in [Gol97] und [Szc97] zu finden. Die Funktion $B_{I\!R}(t)$ beschreibt die Kopplung der Reggeon-Trajektorie an das Proton, $\eta(t)$ ist der Signaturfaktor. Für die auf der Reggeon-Trajektorie liegenden Mesonen ist die Kopplung gleich, sie unterscheiden sich im Quadrat des Signaturfaktors, ζ. Für den bei HERA relevanten Fall der Kopplung eines f-Mesons an das Proton beträgt $B_{f_2}(0)$ 75.5 mb und ζ etwa zwei. Es ist $R^2_{I\!R} \approx 2\,\mathrm{GeV}^{-2}$ in [Gol97] und $R^2_{I\!R} \approx 1.2\,\mathrm{GeV}^{-2}$ in [Szc97].

Pionfluß nach Przybychien und Ingelman:

$$f_{\pi^0/p}(z,t) = \frac{1}{3}\frac{3g^2_{p\to\pi^0 p}}{(4\pi)^2}(1-z)\frac{-t}{(m_\pi^2 - t)^2}\exp\left(-2\Lambda^2_{\pi^0 p}\frac{m_\pi^2 - t}{1-z}\right) \tag{2.18}$$

Diese Parametrisierung mit $g^2_{p\to\pi^0 p}/(4\pi) = 13.6$ und $\Lambda_{\pi^0 p} = 1.10\,\mathrm{GeV}$ stammt aus [Prz97]. Der Flußfaktor wird auf der Grundlage des Meson-Wolken-Modells angegeben, dessen Vorstellung ist, daß die Protonwellenfunktion folgende Beiträge hat: eine reine Dreiquark-Komponente (*bare nucleon*) und virtuelle Zustände, in der ein Meson überlagert ist, z.B. ein neutrales Pion mit Impulsbruchteil $(1-z)$ am Protonimpuls und Transversalimpuls $\vec{p_T}$, $|p\pi^0, z, \vec{p_T}\rangle$. $f_{\pi^0/p}(z,t)$ heißt dort *splitting function*.

Pionfluß nach Kopeliovich:

$$f_{\pi^0/p}(z,t) = \frac{1}{3}\frac{3g^2_{p\pi p}}{16\pi^2}(1-z)^{1-2\alpha'_\pi(t)}\frac{-t}{(m^2_\pi - t)^2}\exp\left(-2R^2_{\pi p}\frac{m^2_\pi - t}{1-z}\right) \tag{2.19}$$

Diese funktionale Form des Pionflusses wird in [Kop96] mit der Pionmasse m_π, der Kopplungskonstante $g^2_{p\pi p}/(4\pi) = 13.6$ [Tim91] und dem Radiusparameter $R^2_\pi \approx 0.3\,\mathrm{GeV}^{-2}$ angegeben. In diesem Fall wird der Pionfluß innerhalb der Regge-Theorie berechnet, was sich in dem Exponenten $(1-2\alpha'_\pi(t))$ des Terms $(1-z)$ niederschlägt. Man bezeichnet dies als Reggeisierung. Der Exponentialterm ist das Quadrat des Pion-Formfaktors.

2.3 Beschreibung von Reaktionen im Partonbild

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts von Prozessen im Rahmen der QCD wird möglich, wenn die Konstituenten der Reaktionspartner, die Partonen, als frei betrachtet werden können. Hierfür muß die Kopplungskonstante klein sein.

In diesem Fall läßt sich der Wirkungsquerschnitt durch Strukturfunktionen parametrisieren. Die Strukturfunktionen wiederum sind aus Partondichteverteilungen aufgebaut. Ihre Verwendbarkeit muß durch Anwesenheit einer harten Skala μ gesichert sein. Im folgenden bedeutet ξ den Anteil des Impulses eines Hadrons, der auf einen bestimmten Konstituenten entfällt. Die Änderungen der Partondichteverteilungen mit der Skala werden durch einen Satz von Differentialgleichungen, die (homogenen) DGLAP-Entwicklungsgleichungen, beschrieben.

Bei reellen Teilchen muß die Summe aller Teilimpulse den Gesamtimpuls ausmachen (**Impulssummenregel**). Ob dies auch für virtuelle Teilchen wie ein ausgetauschtes Pomeron gilt, ist nicht klar. Die Donnachie-Landshoff-Strukturfunktionen erfüllen diese Normierungsbedingung nicht, wohl aber die meisten Parametrisierungen, die Gluonen als dominante Konstituenten des Pomerons angeben. Virtuelle Photonen erfüllen die Impulssummenregel aufgrund der punktförmigen Komponenten nicht.

Als nächstes wird auf die Strukturfunktionen eingegangen, die für den Photoproduktionswirkungsquerschnitt mit vorwärts gestreutem Proton von Bedeutung sind. Die erwähnten Mesonen und das Pomeron können als Fluktuation im Proton auftreten und mit dem Photon eine Reaktion eingehen.

Proton.
Die Protonstrukturfunktion ist in tiefunelastischer Lepton-Proton-Streuung bei HERA und zuvor bei Experimenten mit stationärem Target vermessen worden. Die beiden Arten von Experimenten unterscheiden sich durch den kinematisch zugänglichen Bereich. Die Protonstrukturfunktion F_2 steigt zu kleinen Werten von ξ an, zudem steigt F_2 mit wachsendem $\mu = Q^2$.

Ein experimenteller Hinweis auf den Pionanteil im Proton ist die Verletzung der

Gottfried-Summenregel [Got67], die die Partondichteverteilungen der Valenz- und Seequarks von Neutron und Proton in Beziehung setzt. Sie verwertet die Annahme, daß die Strukturfunktionen von Proton und Neutron bis auf die Valenzquarkanteile gleich sein müssen wegen Isospin-Invarianz. Als weitere Annahme geht Flavoursymmetrie des Seequark-Anteils ein, das bedeutet, es gibt gleich viele $\bar{u}$- wie $\bar{d}$-Quarks. In diesem Fall erhält man für das Integral über die Differenz der Partondichteverteilungen von Proton und Neutron, I_G,

$$I_G = \int_0^1 \mathrm{d}x \frac{1}{x}[F_2^p(x,Q^2) - F_2^n(x,Q^2)] = \frac{1}{3} - \frac{2}{3}\int_0^1 [\bar{d}(x,Q^2) - \bar{u}(x,Q^2)] = \frac{1}{3}.$$

Aus mehreren Messungen geht hervor, daß "mehr" $\bar{d}$-Quarks als $\bar{u}$-Quarks im Proton gefunden werden. Einerseits wird das Integral der Differenz der beiden Quark-Verteilungen wie oben angegeben mit größer als Null gemessen [NMC94-94, E886-98b], andererseits wird für $x < 0.2$ das Verhältnis $\bar{d}/\bar{u}$ als Funktion von x für $x < 0.2$ größer als Eins sowie die Differenz $\bar{d} - \bar{u}$ größer als Null gefunden [NA51-94, E886-98a, HER98]. Dies kann mit einem Modell, das Pionen als Konstituenten des Protons zuläßt, erklärt werden [Hol96, Kum98]. Dabei wird die Protonstrukturfunktion so dargestellt, daß sie eine Komponente p_0 enthält, deren Quarksee flavoursymmetrisch ist, und außerdem virtuelle Zustände der Form $|\pi^0 p>$ und $|\pi^+ n>$ beinhaltet. Diese Fluktuationen finden im Rahmen der Unschärferelation statt. In manchen Modellen werden auch Δ-Resonanzen berücksichtigt, deren Beitrag in [Tho99] als etwa halb so groß wie der der Nukleonen angegeben wird. Die Normierung der (Summe der) Komponenten relativ zu $|p_0>$ bestimmt sich aus der Größe der gemessenen Unsymmetrie. Ein Vergleich dieses Modells mit den Meßdaten ist bei [E886-98b] in der Lage, das gemessene Resultat zu erklären.

Pion.

Die Strukturfunktion reeller Pionen ist in Fixed-Target-Reaktionen und auch bei HERA bestimmt worden. Bei HERA entstammt das Pion dem Proton und ist virtuell. Zudem unterscheiden sich die kinematischen Bereiche. Bisher ist nur der Valenzquarkbereich ($\xi > 0.2$) zugänglich gewesen. In [Nun99] wurde aus tiefunelastischer Streuung mit Neutronproduktion ($ep \rightarrow e\pi^0 n \rightarrow e'Xn$) bei $\xi = 10^{-4} \ldots 10^{-2}$ eine Proportionalität zwischen der Strukturfunktion des Protons und der des Pions festgestellt. Dabei entstammt das Pion dem Strahlproton und geht eine tiefunelastische Reaktion mit dem Strahlelektron ein. Dies wird dahingehend interpretiert, daß bei kleinen Impulsbruchteilen sich Hadronen in der Struktur nicht mehr sehr unterscheiden[4].

In Generatorprogrammen wird eine Extrapolation der Dichtefunktionen reeller Pionen zu kleinen Impulsbruchteilen verwendet.

[4]Dieser Ansatz ist bei hohen Virtualitäten des kollidierenden Photons nicht mehr richtig, denn hier schlagen sich die unterschiedlichen Eingangsverteilungen der Partonen über die Entwicklungsgleichungen der QCD in den zu betrachtenden Bereich nieder.

Pomeron.
In [Ing85] ist die Suche von diffraktiven Ereignissen mit Jetbildung vorgeschlagen worden. Ihr Nachweis [UA8-92, H1-95b, H1-98a, ZEU94b, ZEU95a] führt zu der Behauptung, daß an einem punktförmigen Konstituenten des Pomerons gestreut worden ist. Es ist so aufgezeigt worden, daß es möglich ist, auch dem Pomeron eine Strukturfunktion zuzuordnen. Das Konzept geht auf [Low75] zurück. Die Pomeronstrukturfunktion ist bisher eine nicht gut bekannte Größe. Aufgrund der Beobachtung, daß das Pomeron an Quarks koppelt, wird von Donnachie und Landshoff eine quarkartige Strukturfunktion vorgeschlagen. Andere Autoren bevorzugen ein gluondomiertes Pomeron, wobei mindestens zwei Gluonen notwendig sind, um Farbneutralität zu gewährleisten. Messungen bei H1 [H1-97e] und ZEUS [ZEU95b] legen die Vermutung nahe, daß das Pomeron ein gluondominiertes Objekt ist, dessen reagierendes Parton hohe Anteile des Pomeronimpulses übernehmen kann, das aber nicht als Ganzes reagiert (im Gegensatz zu direkten Prozessen beim Photon).

Photon.
Im Rahmen der QCD kann dem Photon, analog zum Proton, eine Strukturfunktion zugeordnet werden. Ihre Summanden beschreiben die Verteilung des Photonimpulses auf die Konstituenten. Für VDM-Prozesse ist dies die Strukturfunktion des erzeugten Mesons, die mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen behandelt wird. Die punktförmige Komponente wird gesondert betrachtet. Die entsprechenden Partondichteverteilungen können berechnet werden, und sie werden durch einen zusätzlichen Beitrag in der Entwicklungsgleichung berücksichtigt. Die Photonstrukturfunktion ist in Zwei-Gamma-Reaktionen, bei denen ein reelles Photon von einem virtuellen abgetastet wird, vermessen worden. Der Gluonanteil kann u.a. durch Jetproduktion untersucht werden, ist aber bisher nicht sehr genau bekannt. Eine Auswahl an Artikeln zu diesem Thema ist [Mor96, Kra98, H1-99].

2.3.1 Wirkungsquerschnitte für harte Streuprozesse im Partonbild

Die Partondichten werden zur Berechnung von weiteren Wirkungsquerschnitten herangezogen: Der Wirkungsquerschnitt für eine harte $(2 \to 2)$–Reaktion aus Photon-Proton-Streuung mit elastisch gestreutem Proton kann unter Verwendung der Strukturfunktionen und des Wirkungsquerschnitts auf Partonebene folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^{\gamma\mathcal{R}}}{\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2\mathrm{d}\hat{t}} = \sum_{p_1,p_2} f_{p_1/\gamma}(x_1,Q^2) f_{p_2/\mathcal{R}}(x_2,Q^2) \frac{\mathrm{d}\hat{\sigma}^{p_1p_2\to p_1'p_2'}}{\mathrm{d}\hat{t}} \qquad (2.20)$$

Dabei bedeuten x_1 und x_2 die Impulsbruchteile, die das Parton p_1 aus dem Photon sowie das Parton p_2 aus dem Austauschteilchen $\mathcal{R}$ erhalten. " ˆ " kennzeichnet Größen, die den harten Subprozeß betreffen. In diese Kategorie fallen auch Ereignisse mit zwei Jets im Endzustand, auf die im Kapitel 6 eingegangen wird.

2.4 Photoproduktion mit elastisch gestreutem Proton bei HERA

Bei HERA werden für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow X + p'$ Photoproduktion und diffraktive Streuung folgendermaßen miteinander verbunden: Ein reelles Photon trifft auf ein vom Proton emittiertes Austauschobjekt, das einer der erlaubten Regge-Trajektorien entspricht. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird durch Flußfaktoren beschrieben. Dem Austauschteilchen wird eine hadronische Struktur zugeschrieben. Das Photon kann entweder direkt wechselwirken oder in ein $q\bar{q}$-Paar fluktuieren, bevor es in die Wechselwirkung eingeht; in diesem Fall wird auch ihm eine Strukturfunktion zugeordnet. Das protonseitig in den Subprozeß einlaufende Parton aus dem Austauschobjekt sowie das Photon oder ein Konstituent gehen eine Reaktion ein. Die Emission eines Austauschteilchens aus dem Proton geschieht mit kleinem Impulsübertrag, ist damit ein weicher Prozeß und wird im Rahmen der Regge-Theorie beschrieben. Die Wechselwirkung des emittierten virtuellen Hadrons mit dem Photon kann entweder hart oder weich sein, und zur Beschreibung muß das in dem jeweiligen kinematischen Bereich gültige Modell herangezogen werden.

Rund 80% des totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitts werden bei HERA durch Prozesse mit aufgelöstem Photon hervorgerufen. Reagiert das Photon als Hadron mit dem Proton, können sowohl Proton als auch Photon entweder dissoziieren oder elastisch gestreut werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden Reaktionen, in denen das Proton nachgewiesenermaßen elastisch gestreut wurde, betrachtet, also im Rahmen des VDM-Modells photonelastische und -dissoziative Ereignisse. Der ebenfalls als elastisch zu klassifizierende Prozeß $\gamma+p \rightarrow \gamma+p$, in dem das Photon rein elektromagnetisch reagiert (Compton-Streuung), ist gegenüber dem Prozeß $\gamma + p \rightarrow V + p$ um eine Ordnung in α_s unterdrückt.

Im folgenden werden die zur Beschreibung der Kinematik des Prozesses verwendeten Variablen eingeführt. Das Koordinatensystem hat seinen Ursprung am Wechselwirkungspunkt und ist so gewählt, daß die z-Achse die Strahlachse ist und die Protoneinfallrichtung die positive Richtung von z bestimmt. Die Ruhemassen von Positron und Proton werden vernachlässigt. Die Vierervektoren des ein- und auslaufenden Protons heißen $p_p = (E_p, 0, 0, E_p)$ und p'_p, die des Positrons $p_e = (E_e, 0, 0, -E_e)$ und p'_e, und der Viervektor des vom Positron emittierten Photons ist q. Die folgenden Variablen werden für die Beschreibung von Lepton-Proton-Streuprozessen bei HERA eingesetzt.

$$\begin{aligned}
\text{Schwerpunktenergie } s &= (p_p + p_e)^2 & (2.21)\\
\text{Inelastizität } y &= \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} & (2.22)\\
\text{Viererimpulsübertrag } Q^2 &= -q^2 = -(p_e - p'_e)^2 & (2.23)\\
\text{Skalenvariable } x &= \frac{Q^2}{p_p \cdot q} = \frac{Q^2}{ys} & (2.24)\\
\text{invariante Masse des } \gamma p\text{-Systems, } W &= (p_p + q)^2 & (2.25)
\end{aligned}$$

In Photoproduktionsprozessen gilt $Q^2 \approx 0$, die Inelastizität y gibt dann den Bruchteil der Leptonenergie an, der auf das Photon übertragen wurde, $y = 1 - E'_e/E_e$. Das Photon wird kollinear mit dem Elektronimpuls abgestrahlt. Es gilt $Q^2 > Q^2_{min}$ mit $Q^2_{min} = m_e^2 y^2/(1-y)$, dem kinematisch bedingten Mindest–Impulsübertrag.

Bei der Spezialisierung auf den Fall eines elastisch gestreuten Protons werden folgende zusätzliche Variablen eingeführt, die die Wechselwirkung des Protons mit dem Photon über ein Austauschobjekt beschreiben:

$$\begin{aligned}
\text{relativer einbehaltener Impulsbruchteil des Protons } z &= (p'_p)_z/(p_p)_z && (2.26)\\
\text{Viererimpulsübertrag } t &= (p_p - p'_p)^2 && (2.27)\\
&\approx t_{min} - p_T^2/z &&\\
\text{invariante Masse des Systems } X,\ M_X^2 &= (zp_p + q)^2 && (2.28)
\end{aligned}$$

Der Prozeß ist in Abbildung 2.7 dargestellt. p_T ist der Transversalimpuls des auslaufenden Protons. Es gilt $t < 0$ und $|t| > |t_{min}|$ mit $t_{min} = -\frac{(1-z)^2 m_p^2}{z}$, dem kinematisch bedingten Mindest–Impulsübertrag.

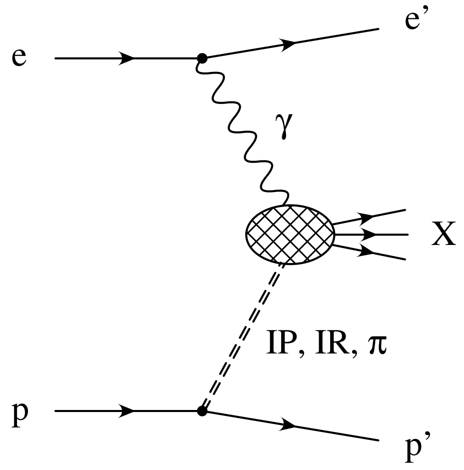
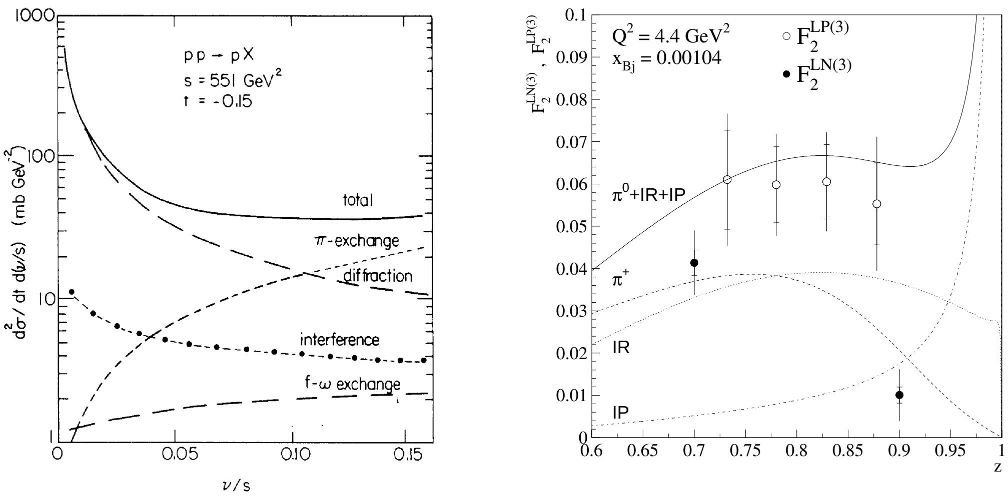


Abbildung 2.7: *Feynmangraph für Photoproduktion bei HERA mit elastisch gestreutem Proton.*

HERA wurde während der Datennahme für diese Analyse mit $E_p = 820\,\text{GeV}$ und $E_e = 27.55\,\text{GeV}$ betrieben. Es kollidierten Protonen mit Positronen. Die erreichbare Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems liegt gemäß $W = \sqrt{4yE_pE_e}$ für Ereignisse, in denen das Elektron nachgewiesen wird, bei $60\ldots260\,\text{GeV}$ und damit eine Größenordnung über den Experimenten mit stationärem Target. Die in Abschnitt 2.2 eingeführten Regge-Trajektorien tragen in verschiedenen kinematischen Regionen unterschiedlich zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e+p \to e'Xp'$ bei. Bei HERA sind die in Tabelle 2.1 aufgeführten Trajektorien von Bedeutung.

Die Pomeron-Trajektorie ist dominant für Werte $z > 0.95$ [Alb81], in dem Bereich $z < 0.9$ dominiert mit Sinken von z zunächst der Beitrag der Reggeon-Trajektorie, das ist eine Kombination der Trajektorien der Mesonen f, ω, ρ und a_2, und danach die Pion-Trajektorie, wie in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Summe der Quadrate der Kopplungen von ω und ρ an das Proton wird in [Don84a] zu $2.1/7.8 = 0.28$mal so stark wie die entsprechend gebildete Größe von f_2 und a_2 abgeschätzt. Die isovektoriellen Teilchen sind gegenüber den isoskalaren wiederum unterdrückt [Gol97], so daß in guter Näherung angenommen werden kann, daß der Reggeon-Beitrag durch die f_2-Trajektorie dominiert wird.



a) b)

Abbildung 2.8: *Beiträge verschiedener Regge-Trajektorien in Abhängigkeit vom Impulsanteil z.*
a) Hohe z, kleine Impulsbruchteile werden an das Austauschteilchen weitergegeben: Die Pomerontrajektorie dominiert (aus [Alb81]; $z \mathrel{\hat{=}} 1 - \nu/s$).
b) Niedrigere z, der abgegebene Impulsbruchteil wächst: Reggeon- und Pion-Trajektorie werden wichtig (aus [H1-98c]).

Bedingt durch die Farbneutralität des Austauschteilchens erhält man eine Rapiditätslücke zwischen dem gestreuten Proton und dem Photonsystem, die je nach Impuls des Austauschteilchens im Detektor sichtbar sein kann. Je höher der Wert von z, desto mehr Impuls wird der hadronische Endzustand in Vorwärtsrichtung aufweisen. Damit verschiebt sich auch die Rapiditätslücke zu kleineren Winkeln θ relativ zur Protonrichtung, das bedeutet zu höheren Werten der Pseudorapidität[5] $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$. Bei H1 ist der Bereich $\eta \approx 5 \ldots -4$ durch den Hauptdetektor abgedeckt. Ohne den Nachweis des gestreuten Protons kann man protonelastische Ereignisse nur durch Entfernen von

[5] Die Pseudorapidität wird zur Approximation der Rapidität $y = \frac{1}{2}\ln\frac{E-p_z}{E+p_z}$ verwendet, da sie experimentell leicht zugänglich ist. Sie ist ihr für den Fall, daß die Ruhemassen der Teilchen gegenüber den Transversalimpulsen vernachlässigt werden können, gleich. η ist eine bequemer handhabbare Größen als der Polarwinkel θ, denn Differenzen zwischen Rapiditäten bleiben bei Lorentztransformationen entlang der z-Achse erhalten.

nachgewiesenermaßen protondissoziativen Ereignissen aus dem Datensatz untersuchen. Diffraktive Ereignisse, in denen die Masse des durch die Dissoziation erzeugten Systems, M_Y, weniger als 1.6 GeV beträgt, können dann nicht als solche erkannt werden.

Das Pion als isovektorielles Teilchen kann auch als π^+ vom Proton emittiert werden, $p \to \pi^+ n$. In diesem Fall kann das Neutron mit dem bei $z = 107\,\mathrm{m}$ installierten Vorwärtsneutronkalorimeter detektiert werden. Der Prozeß ist gegenüber $p \to \pi^0 p$ wegen des Clebsch-Gordon-Koeffizienten um einen Faktor zwei häufiger.

Das Elektron wird in Reaktionen der Photoproduktion gewöhnlich nur als Quelle von Photonen angesehen. Die vom Experiment gelieferten Observablen beziehen sich auf die Reaktionen zwischen Positron und Proton, so daß nur mit Kenntnis des Flusses von Photonen im Elektron der Photoproduktionswirkungsquerschnitt berechnet werden kann. Dies geschieht mit der Weizsäcker-Williams-Approximation, die im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

2.4.1 Weizsäcker-Williams-Approximation

Die experimentell bei HERA zugängliche Größe ist zunächst der Wirkungsquerschnitt für *ep*-Streuung. Er hängt mit dem Wirkungsquerschnitt der Photon-Proton-Reaktion über die *equivalent photon approximation* [Fri93, Bud74], eine Erweiterung der Weizsäcker-Williams-Näherung [Wei34][6], folgendermaßen zusammen:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^{ep\to e'Xp'}(s)}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}E'_p} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\left(\left(\frac{1+(1-y)^2}{y} - \frac{2(1-y)}{y}Q^2_{min}\frac{1}{Q^2}\right)\frac{\mathrm{d}\sigma_T(y,Q^2,E'_p)}{\mathrm{d}E'_p} - \frac{2(1-y)}{y}\frac{\mathrm{d}\sigma_L(y,Q^2,E'_p)}{\mathrm{d}E'_p}\right)$$

mit $Q^2_{min} = m_e^2 y^2/(1-y)$ und den Wirkungsquerschnitten σ_L und σ_T für Reaktionen mit longitudinal oder transversal polarisierten Photonen. Der Beitrag σ_L verschwindet für $Q^2 \to 0$. Wird über Q^2 gemittelt, wobei die Integration durch die experimentellen Bedingungen festgelegt ist, erhält man die Form

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{ep\to e'Xp'}(s)}{\mathrm{d}y\mathrm{d}E'_p} = f_{\gamma/e}(y)\cdot\frac{\mathrm{d}\sigma^{\gamma p\to Xp'}}{\mathrm{d}E'_p} \quad \text{mit} \tag{2.29}$$

$$f_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} - \frac{2(1-y)}{y}\left(1-\frac{Q^2_{min}}{Q^2_{max}}\right)\right]. \tag{2.30}$$

[6] Die Weizsäcker-Williams-Näherung erhält man aus der *equivalent photon approximation*, indem man Terme der Ordnung der Elektronmasse vernachlässigt. Dies ist im HERA-Meßbereich eine zu schlechte Näherung.

Die Funktion $f_{\gamma/e}(y)$ wird als Photonfluß bezeichnet. Er gibt die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons mit Impulsbruchteil y und Virtualität $Q^2 < Q^2_{max}$ durch das Lepton an. Das Vorgehen ist analog zu der Einführung einer Flußfaktorfunktion für die Ausstrahlung von Pomeronen, Reggeonen oder Pionen aus dem Proton.

Bei H1 werden Photoproduktionsereignisse durch den Nachweis des Elektrons in einem der Elektronkalorimeter erkannt. Der kinematisch zugängliche Bereich in Q^2 beschränkt sich auf $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$; dies folgt aus $Q^2_{max} = E_e^2(1-y)\theta_{max}$ unter Berücksichtigung der Extremwerte für die beiden Kleinwinkel-Elektronkalorimeter[7].

2.5 Verwendete Monte-Carlo-Modelle

Hier werden die beiden zum Verständnis und zur Korrektur der Meßdaten herangezogenen Monte-Carlo-Programme beschrieben. Der Programmteil, der die Fragmentation der erzeugten Partonen zu Hadronen beschreibt, ist in beiden Fällen JETSET [Sjö94], [Sjö95]. Der Fragmentationsprozeß wird im Rahmen des Lund-String-Modells durchgeführt.

2.5.1 PHOJET

Das Generatorprogramm PHOJET [Eng95] ist dafür konstruiert, alle Prozesse, die zum totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \to X$ beitragen, zu berücksichtigen. Die Bereiche harter und weicher Streuung werden auf verschiedene Weisen modelliert. Das zugrundeliegende Modell, das *Dual Parton Model* [Cap94], welches durch die Aufteilung in einen weichen und einen harten Anteil mit unterschiedlichen Berechnungsweisen umformuliert wurde ([Aur92] und [Eng97]), verbindet die Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen in den zwei kinematischen Regionen. Diffraktive Prozesse werden qualitativ berücksichtigt, eine gesonderte Betrachtung von Pion-Austauschprozessen ist nicht vorgesehen. Weiche Prozesse werden phänomenologisch im Rahmen der Regge-Theorie beschrieben, wobei lediglich die Pomeron-Trajektorie berücksichtigt wird. Bei Ereignissen mit hohen Transversalimpulsen werden die Reaktionen als Parton-Parton-Prozesse beschrieben, indem Strukturfunktionen für die Verteilung der in den harten Subprozeß einlaufenden Partonimpulse zugrundegelegt und anschließend der Wirkungsquerschnitt über das entsprechende Matrixelement berechnet wird. Die Grenze zwischen beiden wird anhand der Transversalimpulse der beteiligten Partonen gezogen. Sie liegt bei wenigen GeV. Der Steigungsparameter β für die Verteilung der Transversalimpulse $\mathrm{d}N/\mathrm{d}p_\perp \sim \exp(-\beta p_\perp)$ wird so bestimmt, daß die Verteilungen der Transversalimpulse $\mathrm{d}N/\mathrm{d}p_\perp$ beider Regionen an der Stelle des Abschneideparameters stetig ineinander übergehen. Das Ergebnis ist wenig abhängig von der Größe des Trennparameters und der Wahl der Strukturfunktion. Das Modell ist durch die Vorgabe der Meßer-

[7]ETAG44 (siehe Kapitel 3): $\theta_{max} = 3.5\,\mathrm{mrad}$, $y_{min} = 0.04$ und
ETAG33: $\theta_{max} = 5\,\mathrm{mrad}$, $y_{min} = 0.3$

gebnisse für elastische, inelastische, diffraktive und totale Wirkungsquerschnitte, das Unitarisierungsverfahren, das Multi-Pomeron-Austausch vorhersagt, sowie das QCD-Parton-Modell festgelegt. Reelle Photonen in Lepton-Hadron-Kollisionen werden durch Einführung des Flußfaktors erzeugt.

2.5.2 POMPYT

POMPYT [Bru96] ist ein Generatorprogramm zur Simulation von harten diffraktiven Streuprozessen, in denen ein Proton mit einem Proton, Antiproton, Photon oder Elektron kollidiert. Anstelle eines Pomerons kann auch ein Pion ausgetauscht werden. Das Programm ist eine Erweiterung des Generators PYTHIA, das eine Vielzahl von Subprozessen zwischen Hadronen und Leptonen simuliert.

Das Vorgehen ist das folgende: Gemäß dem Flußfaktor werden Pomeron oder Pion vom Proton emittiert. Anschließend wird die Kollision des emittierten Teilchens mit dem anderen Reaktionspartners von PYTHIA der weiteren Simulation unterzogen. Die Angabe einer Strukturfunktion für das Austauschteilchen ist im Programm vorgesehen.

Die implementierten Flußfaktoren für das Pomeron aus dem Proton schließen die in den Formeln 2.14 und 2.15 angegebenen ein. Die Verteilung der vom Proton emittierten Protonen wird für den Prozeß $p \to \pi^0 p$ gemäß dem Flußfaktor aus Formel 2.18 erzeugt, eine der Regge-Phänomenologie näherstehende Parametrisierung der Form 2.19 ist ebenfalls möglich.

Aus dem Austauschteilchen wird gemäß einer Strukturfunktion ein Parton und sein Impuls gewürfelt, welches mit seinem Reaktionspartner eine harte Reaktion eingeht. Für das Pomeron stehen verschiedene Strukturfunktionen zur Verfügung (quarkdominiert, gluondominiert mit vorwiegend niedrigen Impulsbruchteilen, gluondominiert ohne diese Einschränkung), für das Pion werden die über PYTHIA verfügbaren Parametrisierungen für reelle Pionen aus der PDFLIB [Plo92] verwendet.

Die für diese Analyse gewählten Einstellungen sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Reaktion	$ep \to e\pi^0 p' \to e' X p'$
Pion-Flußfaktor	Formel 2.18
Pion-Strukturfunktion Photon-Strukturfunktion	GRV-P LO GRV-G LO
Subprozesse	harte mit direktem oder aufgelöstem Photon
M_X z t Q^2	$> 3\,\mathrm{GeV}$ $0.55\ldots0.9999$ $-3\ldots0\,\mathrm{GeV}^2$ $< 0.01\,\mathrm{GeV}^2$

Tabelle 2.2: *Einstellungen zur Simulation von Pionaustausch mit POMPYT.*

Kapitel 3

Das Experiment

Die Daten dieser Arbeit wurden im Jahr 1996 mit dem H1-Experiment am HERA-Speicherring aufgezeichnet. Dieses Kapitel enthält eine kurze Darstellung des Beschleunigers und des H1-Experiments unter besonderer Berücksichtigung des Vorwärtsprotonspektrometers.

3.1 Der HERA-Speicherring und beteiligte Experimente

Der HERA-Speicherring[1] wurde 1996 mit Positronen und Protonen[2] betrieben. Die Energien der beschleunigten Teilchen betrugen[3] $E_e = 27.55\,\mathrm{GeV}$ bzw. $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$, was einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 301\,\mathrm{GeV}$ entspricht. Zur Vorbeschleunigung werden modifizierte ältere DESY-Anlagen verwendet, die Injektionsenergien für HERA liegen bei $E_e^{inj} \approx 13\,\mathrm{GeV}$ sowie $E_p^{inj} \approx 40\,\mathrm{GeV}$. Eine schematische Darstellung des HERA-Rings mit dem Vorbeschleunigersystem zeigt Abb. 3.1. Einige Größen des Beschleunigers sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.
An zwei diametral gegenüberliegenden Stellen werden die Strahlen zur Kollision gebracht und die Reaktionsprodukte mit den Detektoren H1 und ZEUS nachgewiesen. Zwischen diesen beiden Kreuzungspunkten befinden sich die Experimente HERA–B und HERMES, die nur jeweils einen der beiden Teilchenstrahlen verwenden. HERA–B untersucht mit einem Drahttarget die Entstehung schwerer Quarks, HERMES nutzt die Polarisation des Elektronstrahls zur Messung von Spinstrukturfunktionen aus.

[1] Hadron-Elektron-Ringanalage

[2] vor 1995 und nach 1997: Elektronen und Protonen, 1998: zunächst Positronen, dann Elektronen. Beide Begriffe werden in dieser Arbeit synonym verwendet.

[3] ab 1998: Proton-Energie 920 GeV

Größe	Wert 1996		Designwert	
	HERA-e	HERA-p	HERA-e	HERA-p
Energie	27.6 GeV	820 GeV	30 GeV	820 GeV
Strom	21 mA[a]	60 mA[b]	58 mA	163 mA
Anzahl bunches	189	180	210	210
davon Pilotbunches[c]	14	6	0	0
Luminosität	$2.6 \cdot 10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ [d]		$1.6 \cdot 10^{31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	
Spezifische Luminosität	$4.1 \cdot 10^{29}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}$ [e]		$3.6 \cdot 10^{29}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}$	

[a] Mittelwert
[b] Mittelwert
[c] Pakete ohne Kollisionspartner
[d] Mittelwert
[e] Mittelwert

Tabelle 3.1: *Überblick über einige HERA-Parameter*

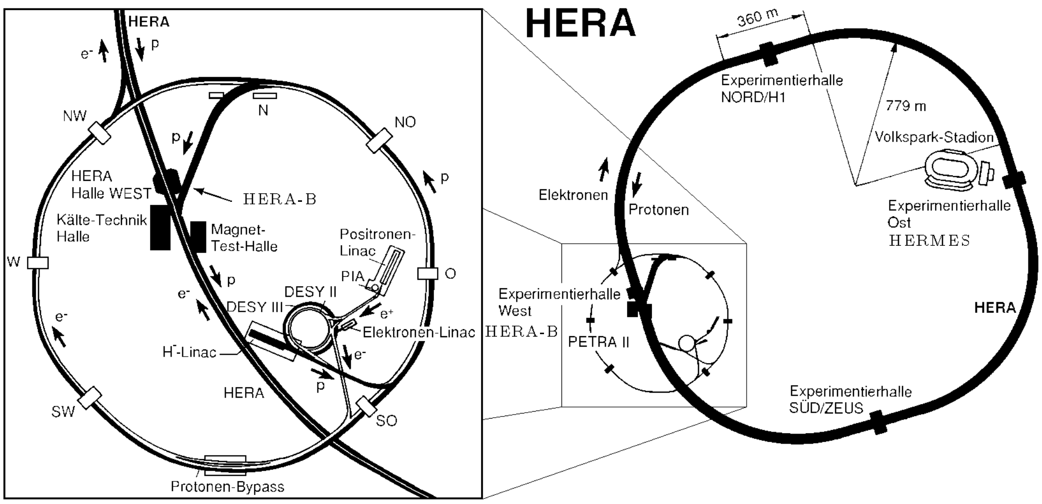


Abbildung 3.1: *Der HERA-Speicherring*
Links das System der Vorbeschleuniger und die Injektionspunkte für HERA, rechts ein Überblick über den HERA-Ring mit den dort installierten Experimenten.

3.2 Der H1-Detektor

Im folgenden werden die Hauptkomponenten des H1-Detektors sowie einzelne für diese Arbeit relevante Komponenten des Detektors besprochen. Die Hauptkomponenten sind das Spurkammersystem, das Flüssig-Argon-Kalorimeter sowie das Myonsystem. Abb. 3.2 zeigt eine Skizze des Detektors; eine detaillierte Beschreibung enthält [H1-97a].

Die Strahlachse wird als z-Achse bezeichnet, positive Werte sind die in Protoneinfallrichtung (*Vorwärtsrichtung*). Die y-Koordinate wird nach oben, die x-Koordinate zur Ringmitte hin gemessen.

3.2.1 Spurkammersystem

Das Spurkammersystem [H1-97b] besteht aus einem Zentral- und Vorwärtsdetektor. In beiden Fällen gibt es Driftkammern zur Vermessung der Teilchenspur sowie Proportionalkammern zu Triggerzwecken. Um Teilchenimpulse messen zu können, befinden sich alle Spurkammern in einem homogenen, zur Strahlachse parallelen Magnetfeld von $B = 1.15$T.

Die beiden **zentralen Spurkammern** (CJC1, CJC2) sind zylindrische Driftkammern, deren Drähte parallel zur z-Achse verlaufen. Die innere Spurkammer erstreckt sich radial im Abstand von 20.3 bis 53.0 cm zur Strahlachse, bei der äußeren Spurkammer beträgt der Innen-/Außenradius 45.1 / 84.4 cm. Mit ihrer Hilfe können Spuren geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von $\sigma_{r\phi} = 170\mu$m, $\sigma_z = 3.3$ cm (Pionen), $\sigma_z = 2.2$ cm (Protonen), $\sigma_{dE/dx} = 10\%$ vermessen werden [H1-97b]; das entspricht einer Auflösung in der Impulsmessung von $\sigma_p/p^2 \approx 1 \times 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^{-1}$ und im Emissionswinkel θ am Wechselwirkungspunkt von $\sigma_\theta \approx 1$ mrad [H1-97b].

In Vorwärtsrichtung werden Teilchenspuren in drei gleich gestalteten Supermodulen vermessen. Jedes Modul besteht aus einer Driftkammer, in der die Drähte radial gespannt sind, dreien, in der sie parallel in der $r\phi$-Ebene verlaufen (wobei die Orientierungen der Drähte sich um jeweils 60° unterscheiden), Übergangsstrahlungselementen sowie Proportionalkammern.

Weiter gehören zum Spurkammersystem die rückwärtige Driftkammer (BDC) sowie seit 1997 der zentrale und der rückwärtige Silizium-Tracker, CST und BST.

Der Vertex wird mit Hilfe der CJC-Spuren und/oder Vorwärtsspuren festgelegt. Innerhalb und zwischen den Jetkammern sind die **z-Kammern** (CIZ, COZ) angebracht, die die z-Koordinate eines Teilchens auf 300μm genau bestimmen. Die **Proportionalkammern** CIP und COP dienen Triggerzwecken sowie dazu, durch ihre Segmentierung eine weitere grobe Angabe über eine Teilchenspur zu machen. Teilchen mit einem Transversalimpuls von mindestens 500 MeV werden mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 90% erkannt [Tsi99].

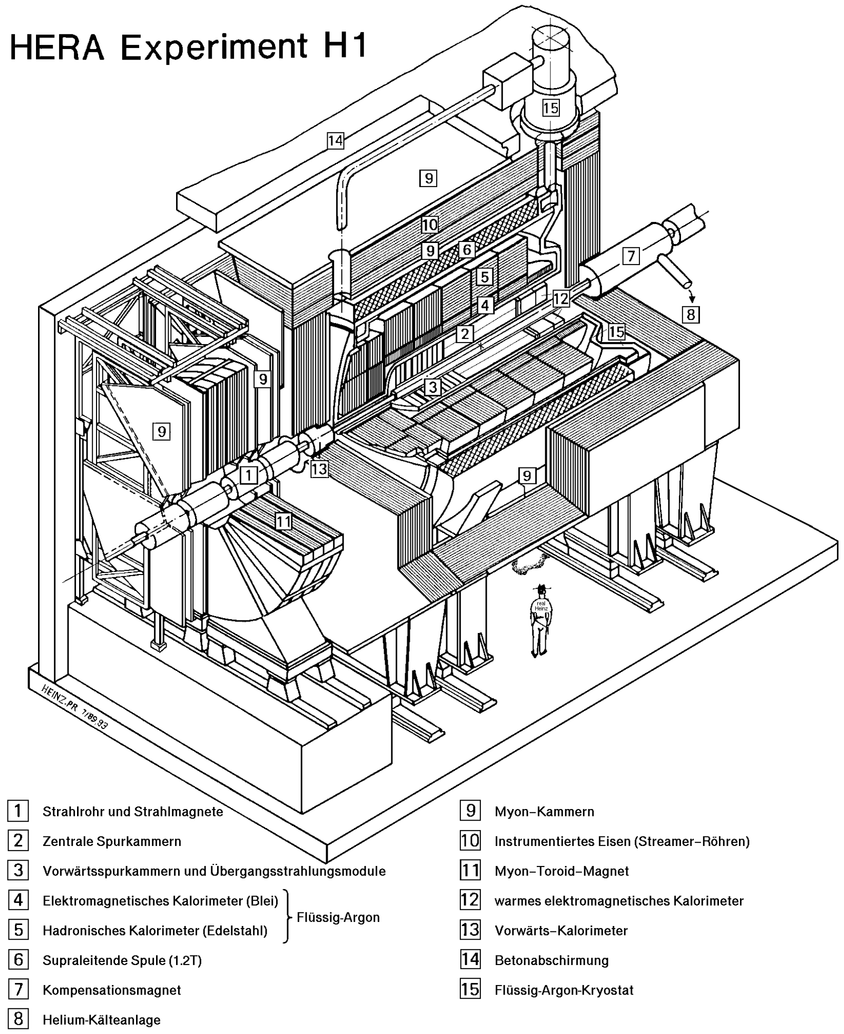


Abbildung 3.2: *Schematische Zeichnung des H1-Detektors. Die Protonen kommen in der Darstellung von rechts, die Elektronen von links.*
Nicht abgebildete weitere Komponenten sind der zentrale und der rückwärtige Siliziumtracker (CST, BST), die seit 1997 in Betrieb sind, ein 1998 zur Messung von Spur und Energie unter kleinen Winkeln gestreuter Elektronen installierter Subdetektor (VLQ) sowie ergänzende Komponenten in Rückwärtsrichtung (Elektrontagger, Luminositätsmeßsystem) und Vorwärtsrichtung (Szintillationszähler des "Forward Tagging"-Systems, Vorwärtsprotonspektrometer und –neutronkalorimeter).

3.2.2 Kalorimeter

Den Hauptteil des Kalorimetersystems [H1-97b] bildet das **Flüssig-Argon-Kalorimeter**, das zwei Segmente mit unterschiedlichen Absorbermaterialien enthält: das elektromagnetische (Blei) und das hadronische (Stahl). Die Energieauflösung σ/E beträgt $12\%\sqrt{E} \oplus 1\%$ für elektromagnetische, $50\%\sqrt{E} \oplus 2\%$ für hadronische Schauer; im Polarwinkel θ wird der Bereich von $4°$ bis $154°$ abgedeckt.

Zum Kalorimetersystem gehören weiterhin ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter in Vorwärtsrichtung, das **Plugkalorimeter**, dessen Energieauflösung aufgrund des vorgelagerten toten Materials und der kleinen Ausdehnung $150\%/\sqrt{E}$ beträgt, und ein rückwärtiges **Spaghettikalorimeter** (SpaCal, szintillierende Fasern in einer Bleimatrix; zwei Regionen mit unterschiedlicher Granularität und unterschiedlichem Blei-Faser-Mischungsverhältnis bieten Spezialisierung auf Elektronen oder Hadronen). Die Energieauflösung ist $1\% + 7\%/\sqrt{E}$ für den elektromagnetischen und $30\%/\sqrt{E}$ für den hadronischen Teil. Das SpaCal wird aufgrund seiner guten Zeitauflösung von 1 ns auch dazu verwendet, ep-Reaktionen, die wegen der Paketstruktur der Teilchenstrahlen innerhalb eines bestimmten Zeitfensters auftreten müssen, von zeitlich unkorrelierten Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Reaktionen zu unterscheiden.

107 m in Vorwärtsrichtung befindet sich um Protonstrahlrohr herum ein weiteres Spaghettikalorimeter für die Messung der Energie von unter Winkeln $\theta < 0.5$ mrad gestreuten Neutronen z.B. aus Prozessen vom Typ $ep \rightarrow e'n'X$, das **Vorwärtsneutronkalorimeter**, FNC. Es besteht aus hexagonalen Zellen aus 2 m langen szintillierenden Fasern und Blei als Absorbermaterial. Die Energieauflösung betrug 1996 20% für Neutronen mit Energien zwischen 300 und 820 GeV [Met98].

3.2.3 Myonsystem

Das Myonsystem besteht aus einem Eisenjoch, das mit Streamerrohrkammern und aufgeklebten Influenzelektroden zur Identifikation von Myonen und zur Messung der Restenergie von hadronischen Schauern, die im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht abgeklungen sind, instrumentiert ist. Das Eisen dient als Rückflußjoch für die supraleitende Spule.

3.2.4 Luminositätsmeßsystem

Mit Hilfe des theoretisch berechenbaren Bethe-Heitler-Prozesses $ep \rightarrow e'p'\gamma$ wird bei H1 die Luminosität bestimmt. Hierzu werden das gestreute Elektron und das Photon in Koinzidenz nachgewiesen. Beide werden unter sehr kleinen Winkeln gestreut und sind daher erst in größerer Entfernung vom H1-Detektor ausreichend vom Elektronstrahl separiert, um mit Detektoren, die außerhalb des Strahlrohrs angebracht sind, nachgewiesen zu werden. Die gestreuten Elektronen werden durch die

Strahlführungsmagnete vom Strahl getrennt, passieren ein Austrittsfenster und werden vom Kleinwinkel-Elektrondetektor `ET` (auch: `ETAG`), einem mit Photomultipliern ausgelesenen Kristall-Čerenkov-Kalorimeter, bei $z = -33$ m nachgewiesen. Der Photondetektor `PD`, ebenfalls ein Kristall-Čerenkov-Kalorimeter, befindet sich 103 m entfernt vom H1-Wechselwirkungspunkt. Er ist durch einen Bleifilter `F` vor Synchrotronstrahlung abgeschirmt; mit einem zwischen dem Filter und dem Kalorimeter aufgebauten Wasser-Čerenkovzähler `VC` sollen Ereignisse erkannt werden, bei denen das Photon bereits im Bleifilter reagiert hat.

Ein weiterer Elektrondetektor (`ET44`) gleicher Bauweise wie der obige, jedoch kleineren Ausmaßes, ist bei $z = -44$ m installiert, und 1998 wurde ein Spaghettikalorimeter als dritter Elektrontagger bei $z = -8$ m in Betrieb genommen. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung des Luminositätsmeßsystems. Einige technische Größen sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Neben der totzeitfreien, absoluten und auf wenige Prozent genauen Messung der Luminosität für ep-Reaktionen wird das System dazu eingesetzt, die Position des Elektronstrahls zu beurteilen, Ereignisse aus der Photoproduktion durch den Nachweis eines unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Elektrons zu kennzeichnen und Bremsstrahlungsereignisse zu suchen. Das System wird während der Datennahme über die Bedingung $E_{PD} + E_{ETAG} = E_{\text{e–Strahl}}$ kalibriert. Die absolute Genauigkeit der Kalibration ist besser als 1%.

Weitere Details, die für diese Arbeit relevant sind, werden in den Abschnitten 4.2 und 5.3 beschrieben.

	ETAG33	ETAG44	PD
Material	TlCl + TlBr		
Größe in mm^2	154×154	44×66	100×100
Granularität	7×7	2×3	5×5
Kristall-Länge	20 cm		
Strahlungslänge X_0	0.93 cm		
Molière-Radius R_M	2.10 cm		
Auflösung σ_E/E	$1\% + 15\%/\sqrt{E}$, E in GeV		
Akzeptanz in y ($Q^2 < 0.01\,\text{GeV}^2$)	$0.2 - 0.8$	$0.04 - 0.2$	

Tabelle 3.2: *Parameter der Kalorimeter, die dem Luminositätssystem zugeordnet sind.*

3.2.5 Flugzeitzähler

H1 hatte 1996 drei Flugzeitzählsysteme (*time of flight systems, ToF*), bestehend aus jeweils zwei parallelen Szintillatorflächen. Jeweils ein System vor und hinter dem Hauptdetektor sowie eins vor dem Plug-Kalorimeter liefern Zeitinformation über durchquerende Teilchen. Diese Information wird in Form von Triggerelementen im zentralen

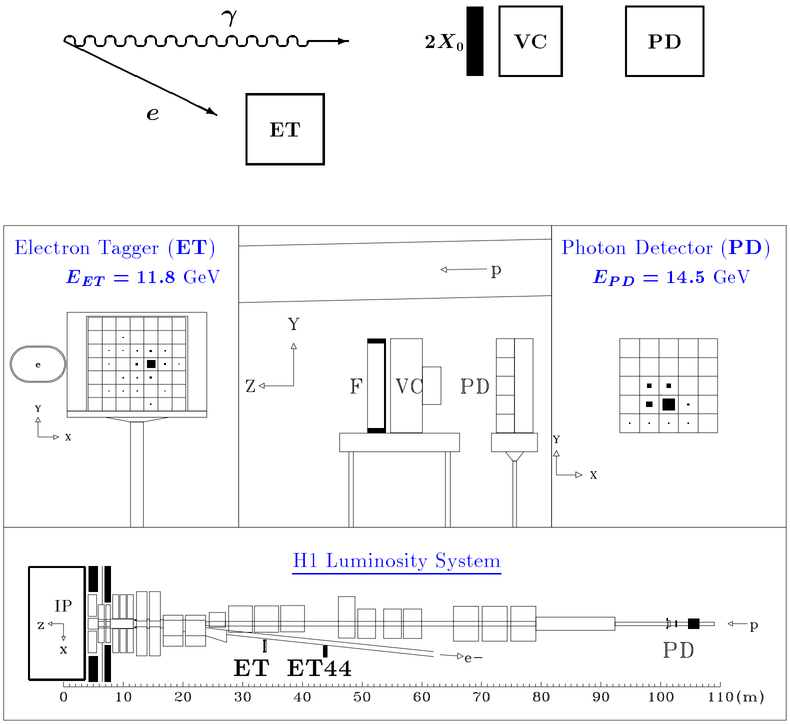


Abbildung 3.3: *Das Luminositätsmeßsystem von H1.*
Eingetragen sind die Positionen der Bleikristallkalorimeter `ET`, `ET44` *und* `PD` *bei* $z = -33, -44$ *und* $-103\,\mathrm{m}$. *Oben in der Abbildung ist das Meßprinzip veranschaulicht: Elektron und Photon aus der Bethe-Heitler-Reaktion* $ep \to ep\gamma$ *werden in Koinzidenz nachgewiesen.*

H1-Trigger zur Unterdrückung von Untergrundreaktionen verwendet. Aufgrund der Position der Detektoren werden sie als FToF, PToF und BToF bezeichnet.

3.3 Das Vorwärtsprotonspektrometer

In diesem Abschnitt wird das Vorwärtsprotonspektrometer (*Forward Proton Spectrometre, FPS*) im Hinblick auf Aufbau, Funktionsweise und Datennahme beschrieben. Das FPS nutzt aus, daß Protonen, die aufgrund einer ep-Reaktion ihre Flugrichtung und ihre Energie geändert haben, aber im Strahlrohr verbleiben, einen andere Bahn als die durch die HERA-Magnete geführten Strahlprotonen einschlagen und so an geeigneten Stellen in der Nähe des Strahls nachgewiesen werden können. Der direkte Nachweis des gestreuten Protons ist somit möglich.

Die Struktur dieses Unterkapitels ist wie folgt: Die ersten Abschnitte beschäftigen sich mit den externen Komponenten des Spektrometers wie Strahlführungskomponenten, Antrieb und Positionierung, es folgt eine Beschreibung der Detektoreinsätze, anschließend wird erläutert, wie aus der Trajektorie eines Protons auf seine Energie und seinen Emissionswinkel am H1-Wechselwirkungspunkt geschlossen wird, zum Schluß wird die Eichung vorgestellt. Der für die Analyse ausgewählte Datensatz und seine Eigenschaften werden in Kapitel 4 präsentiert.

3.3.1 Strahlführung in Vorwärtsrichtung

Vom H1-Wechselwirkungspunkt kommend werden bis zu $z = 24$ m Positron- und Protonstrahl in einem gemeinsamen Strahlrohr geführt und anschließend getrennt. Hinter diesem Abschnitt befinden sich zunächst einige Quadrupolmagnete und Korrekturspulen, danach wird der Protonstrahl durch drei Dipolmagnete um 5.7 mrad angehoben. Eine schematische Darstellung befindet sich in Abbildung 3.4.

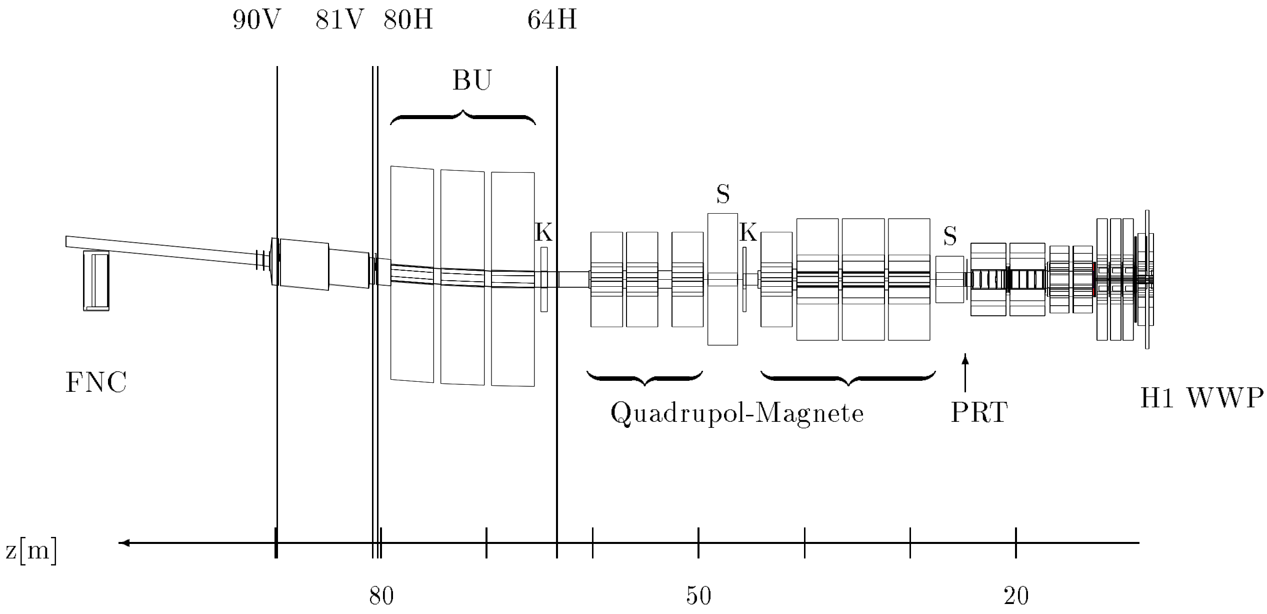


Abbildung 3.4: *Die Strahlführungsmagnete in Vorwärtsrichtung.*
Die Rechtecke deuten die Magneten an, die die Bahn des Protonstrahls festlegen. Der H1-Detektor befindet sich in der Abbildung rechts von den Magneten. Eingetragen sind auch die Positionen der vertikalen (81V, 90V) und horizontalen (64H, 80H) FPS-Stationen.
Gekennzeichnet sind außer den Strahlfokussierungsmagneten (Quadrupole) Septummagnete "S", die den Einfluß der Elektron- auf die Protonmaschine kompensieren, Korrekturspulen "K", die eine Bewegung des Protonstrahls in eine Richtung erlauben, sowie eine Gruppe von Dipolmagneten "BU", die den Protonstrahl auf eine Ebene über der des Elektronstrahlrohrs anheben. "PRT" ist der Proton Remnant Tagger. "FNC" ist das Vorwärts-Neutronkalorimeter.

Die Magnete bilden zusammen mit den Nachweisstationen des Vorwärtsprotonspektrometers ein magnetisches Spektrometer: Die Trajektorien von Teilchen mit am Wechselwirkungspunkt unterschiedlichen Emissionswinkeln oder Energien werden voneinander getrennt. Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf der Trajektorien von Teilchen einiger Energien beispielhaft für den Fall, daß der Emissionswinkel am H1-Wechselwirkungspunkt Null Grad beträgt. Man erkennt, daß erst ab $z \approx 65$ m die Bahnen in der y–Koordinate getrennt verlaufen, in x hingegen bereits vorher eine Aufspaltung stattfindet. Hinter den "BU"-Dipolmagneten befindet sich bei $z = 81$ und $z = 90$ m jeweils eine Detektorstation des Vorwärtsprotonspektrometers. Sie weisen Teilchen nach, die sich *über* dem Protonstrahl bewegen, und werden aufgrund ihrer Bewegungsrichtung als *vertikale Stationen* bezeichnet. Seit 1997 sind zwei weitere Stationen in Betrieb bei $z = 64$ m sowie $z = 80$ m, deren Akzeptanzbereich sich auf der Außenseite des Protonstrahls befindet. Sie nähern sich dem Protonstrahl in horizontaler Richtung, daher die Bezeichnung *horizontale Stationen*.

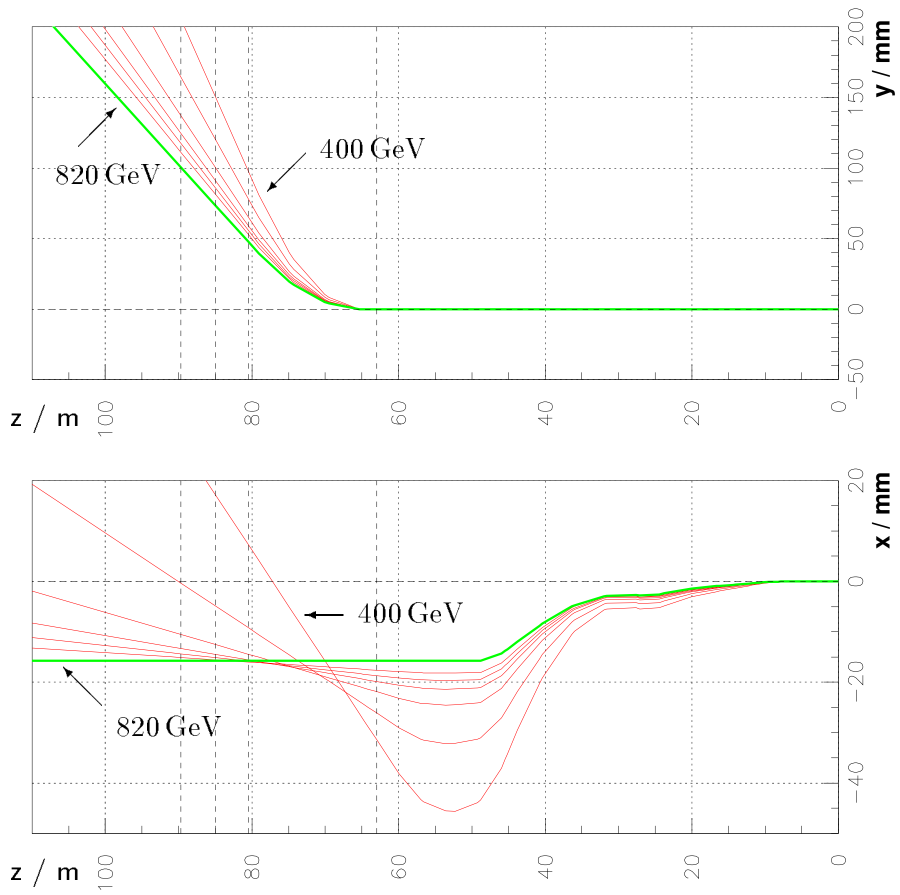


Abbildung 3.5: *Trajektorien von Protonen, die mit unterschiedlichem Energieverlust und unter einem Winkel von Null Grad am Wechselwirkungspunkt gestreut werden. Man beachte die unterschiedliche Skala der Ordinate.*
Die Energien der Protonen betragen 400, 500, 600, 660, 700, 740 *und* 820 *GeV.*

3.3.2 Bewegung der Detektoren

Jede Detektorstation des FPS besteht aus einem fahrbaren Tauchgefäß, dem sogenannten *Roman Pot* (siehe Abbildung 3.6), und dem darin fest installierten Detektor, der aus Faserhodoskopen und Trigger-Szintillatorflächen aufgebaut ist (siehe Abschnitt 3.3.3). Das Tauchgefäß ist während der Strahlinjektion fast vollständig aus dem Strahlrohr zurückgezogen, um die erforderliche Apertur für die Injektionsphase bereitzustellen. Bei stabilen Strahlbedingungen wird das Gefäß an die Peripherie des Protonstrahls heranbewegt. Der Abstand zur Strahlmitte beträgt dann wenige Millimeter. Um aus den Treffern in den Detektorelementen den Impuls und den Emissionswinkel eines gestreuten Protons rekonstruieren zu können, ist eine genaue Kenntnis der Position der Detektoren relativ zum Protonstrahl erforderlich.

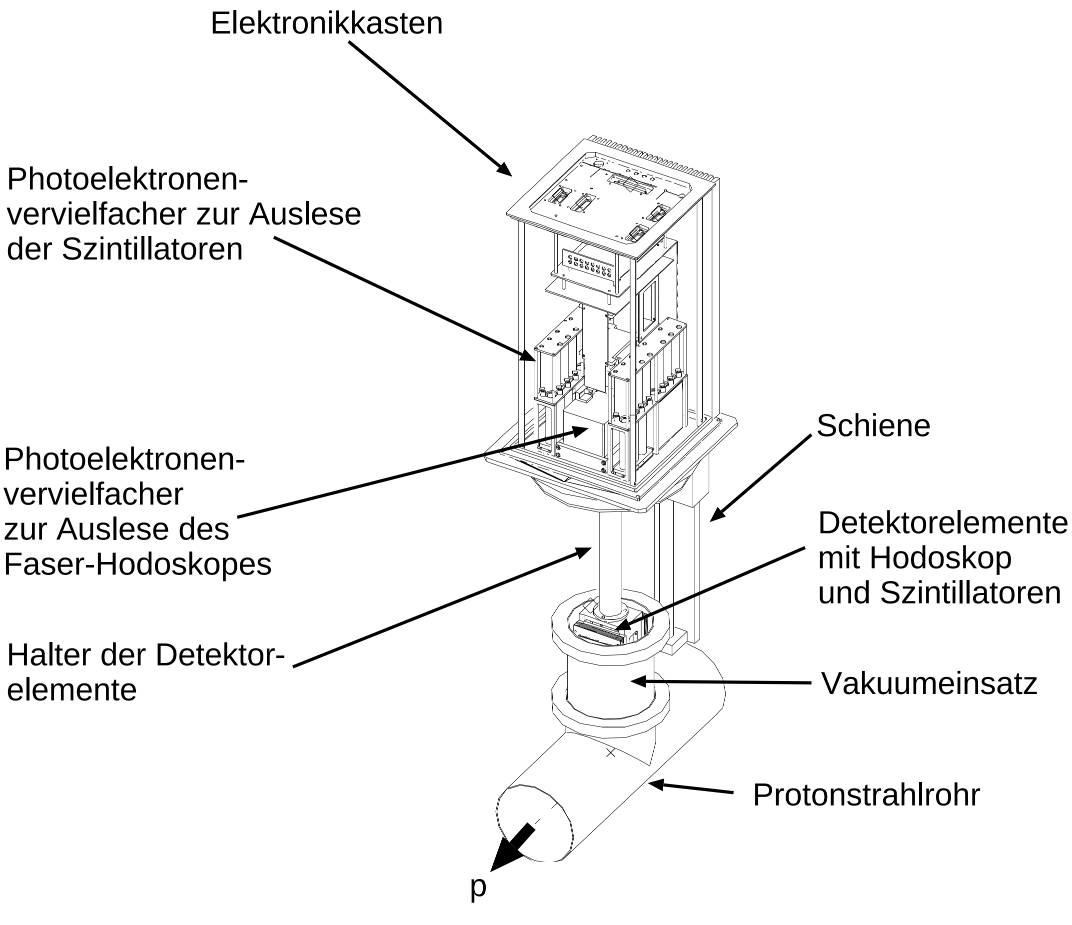


Abbildung 3.6: *Vertikale FPS-Station (aus [Int96])*

Das Heranfahren an den umlaufenden Protonstrahl wird bei den für diese Arbeit verwendeten älteren Stationen **81V** und **90V**, die von oben in das Strahlrohr abgesenkt werden, durch Schritt-Motoren realisiert. Die Positionsänderung durch eine am Topf angebrachte optische Vermessungseinrichtung[4] registriert. Laut Herstellerangaben ist eine Positionsmeßgenauigkeit von 0.5μm erreichbar.

Die minimale Schrittweite der Schrittmotoren beträgt 10μm, eine Änderung der Topfposition durch den Antrieb kann also in jedem Fall durch die Heidenhain-Sensoren detektiert werden. Sowohl das Heranbewegen an den Strahl als auch das Zurückziehen der Stationen geschieht mit Motorkraft. Eine der Fahrsteuerung vorzugebende Position läßt sich mit einer Genauigkeit von 10μm reproduzieren.

Die **Annäherung an den Strahl** geschieht über ein PC-Programm entweder manuell oder automatisch, im letzteren Fall mit einem Gradientenverfahren. In beiden Fällen werden folgende Zählraten zur Beurteilung der aktuellen Position eingesetzt:

- Raten von Strahlverlustmonitoren[5], die im Abstand von einigen Metern hinter den Stationen auf dem HERA-Vakuumrohr angebracht sind,

außerdem Triggerraten einer jeden Station:

- die Zählrate einer festverdrahteten Koinzidenz aus Signalen von vier Szintillatoren; diese Szintillatoren stammen aus verschiedenen Lagen, befinden sich in der Mitte ihrer Lage und liegen hintereinander (siehe auch Abbildung 3.7, Abschnitt 3.3.3),
- eine vom Triggerprozessor (siehe Abschnitt 3.3.3) der Station ausgewertete Entscheidung, ob eine gültige Kombination von Szintillatorsignalen mit Beteiligung von mindestens drei Lagen gefunden wurde, sowie
- eine Einzelzählrate eines ausgesuchten Triggerzählers.

Zeitweise wurden auch

- die Koinzidenzrate der Stationstriggersignale und
- die Rate, mit der das Vorwärtsneutronkalorimeter Energiedepositionen oberhalb der Schwelle von 2 GeV beobachtet,

eingesetzt. Beobachtet werden die Absolutwerte sowie die Änderungen dieser Raten, wobei die Strahlverlustmonitore und die Vierfachkoinzidenzen die wichtigsten Zählraten liefern, da sie am empfindlichsten auf eine Annäherung an den Strahl reagieren.

[4] Heidenhain Meßtaster MT60

[5] Zwei PIN-Dioden, in Koinzidenz geschaltet

Das automatische Verfahren basiert auf der Annahme, daß sich bei Annäherung an den Protonstrahl die erwähnten Raten bei kleinen Positionsänderungen immer stärker vergrößern. Dieser Anstieg kommt dadurch zustande, daß die Teilchendichte des Protonstrahles annähernd gaußförmig verteilt ist und immer häufiger Teilchen aus dem Protonstrahl am Topfboden gestreut werden. Die Werte für die Standardabweichungen, σ_x und σ_y, sind unterschiedlich für die x- und y-Koordinate. Aufgrund von $\sigma_x \gg \sigma_y$ (Tabelle 3.3) ist der Anstieg für die x-Koordinate viel flacher, was dazu führt, daß der Strahl nicht so scharf begrenzt ist und die Endposition stark schwanken kann. Außerdem sind Untergrund durch Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Wechselwirkungen durch einen unsauberen Protonstrahl und Regionen größerer Protondichte in einigem Abstand vom Strahl sehr hinderlich beim Heranfahren an den Strahl, da beide hohe Zählraten verursachen und so große Nähe zum Zentrum des Strahls vortäuschen.

Diverse Sicherheitsvorkehrungen, sowohl in der Programmbedienung als auch durch Sensoren und mechanische Begrenzungen, sollen verhindern, daß der Topf zu dicht an den Strahl heranfährt, was einerseits den Luminositätsbetrieb stören und andererseits eventuell den Topfboden oder den Detektoreinsatz beschädigen würde.

Es werden auch unabhängig vom Fahrbetrieb alle 250 ms die Werte der jeweiligen Raten mit denen vom vorigen Fahrschritt verglichen. Abhängig vom Verhältnis der beiden Zahlen werden verschiedene Maßnahmen ergriffen, nämlich: Weiterbewegung zur nächsten Position, sofern noch nicht das Ziel erreicht ist, Verkleinerung der Schrittweite, Anhalten der Station oder vollständiges Zurückziehen, falls ein allzu steiler Anstieg des Quotienten beobachtet wird. Die mittleren Endpositionen, in die die Stationen von der Automatikprozedur gebracht wurden, sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Ebenfalls sind dort die relevanten Werte für die Standardabweichung σ_x und σ_y des Strahlprofils bei den Detektorstationen angegeben sowie die auf σ_x und σ_y umgerechnete Entfernung der Stationen vom Protonstrahl.

Die Eindringtiefen der Stationen, die Werte der verwendeten Zählraten sowie mehrere andere dieser *Slow-Control-Daten* werden in einer Datenbank gespeichert [Wil99] und stehen für die Analyse zur Verfügung.

Das Heranfahren auf die Meßposition dauert mit der automatischen Programmsteuerung für beide vertikalen Stationen zusammen etwa 10, für die horizontalen etwa 15 Minuten. Da die Fahrprozedur erst in Gang gesetzt wird, wenn die Strahlbedingungen stabil genug sind und die Hochspannung für die Triggerzähler eingeschaltet werden kann, und aufgrund von Fluktuationen in den Zählraten oder Schwankungen in den Untergrundverhältnissen die Töpfe nicht immer bis zum Ende einer Luminositätsfüllung in Strahlnähe bleiben, ist nicht die gesamte Luminosität nutzbar.

1996 waren die vertikalen FPS-Stationen durchschnittlich 55% der Zeitdauer einer Luminositätsfüllung in Meßposition.

Station	σ_x [mm]	σ_y [mm]	Entfernung in	
			[mm]	Standardabw.
64H	2.41	0.72	42	$17\sigma_x$
80H	1.73	0.21	36	$21\sigma_x$
81V	1.73	0.21	6	$30\sigma_y$
90V	1.35	0.19	10	$50\sigma_y$

Tabelle 3.3: *Typische Entfernungen des Topfbodens von der nominellen Strahlachse während der Datennahme. In den Zeilen der Stationen 80H und 81V sind die Werte für die Standardabweichung bei $z = 80.5$ m angegeben. Die Entfernungen sind auf die Strahlposition korrigiert.*

3.3.3 Detektoreinsätze

Die Detektoreinsätze in den Tauchgefäßen des Vorwärtsprotonspektrometers sind in jeweils zwei Subdetektoren unterteilt, die mit zwei *Faserhodoskopen* und zwei Szintillatorflächen (*Trigger Tiles*) bestückt sind. Es werden mit jedem Subdetektor zwei Koordinaten, die mit u und v bezeichnet werden und einen Winkel von ± 45 Grad mit den Koordinaten x und y des HERA-Koordinatensystems aufweisen, durch je ein Faserhodoskop und eine zugeordnete Szintillatorfläche gemessen.

Den Aufbau zeigt Abbildung 3.7. Die beiden Hodoskope sind hintereinander angeordnet und werden vorne und hinten auf ihrem Überlappbereich von den Szintillatoren abgedeckt. Die Hodoskope dienen dazu, die Spur eines Teilchens, das die Station durchquert, vermessen zu können, mit Hilfe der Triggerszintillatoren soll die Ankunft eines Protonkandidaten schnell erkannt und der zentralen Datennahme des H1-Experiments signalisiert werden. Einige technische Angaben über die beiden Komponenten werden in Tabelle 3.4 gemacht.

Triggerszintillatoren

Die **Trigger Tiles** der Stationen 81V/90V (64H/80H) Stationen sind 5 mm (3 mm) dicke Blöcke aus Szintillatormaterial[6], deren Licht mit 240 (120) aufgeklebten Lichtleitfasern[7] eines Durchmessers von 0.5 mm auf einen (zwei) Photomultiplier des Typs Philips XP 1911 (Hamamatsu R5600) geleitet wird. Um die Mehrdeutigkeiten aufgrund des Fasermultiplexings (s.u.) bei den vertikalen Stationen aufzulösen, sind die Triggerflächen dort in vier Teile segmentiert.

Der Signalweg ist folgendermaßen: Passiert ein Proton einen Triggerzähler, wird durchschnittlich etwa eine Energie von 1 MeV deponiert. Bei einer Konversionrate von $9\gamma/$ keV und unter der Annahme eines Einkopplungsverlustes von 50% an der Spleiß-

[6] BICRON 408
[7] BICRON BCF 91A

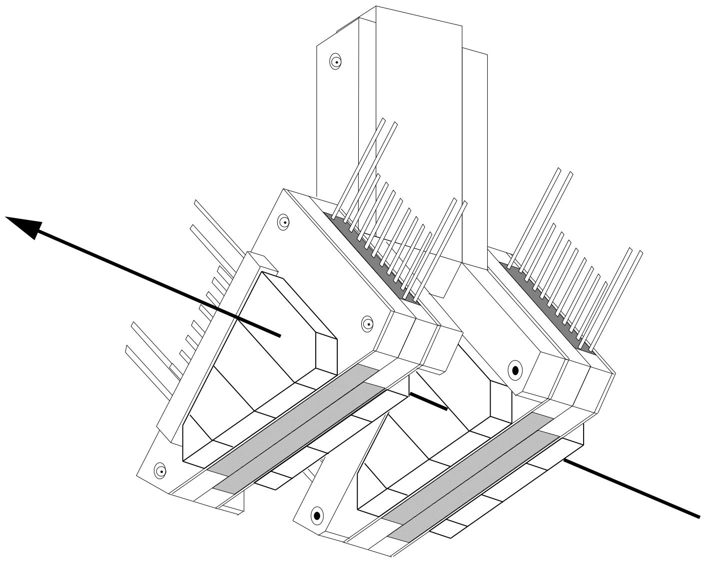


Abbildung 3.7: *Blick in den Detektoreinsatz einer "vertikalen" FPS-Station vom Topfboden aus. Das Koordinatensystem (x, y, z) ist das strahlgebundene, das des FPS heißt (u, v, z).*

stelle, mit einer *trapping efficiency* von 4%, einer Abschwächungslänge von 0.5 m und einer Faserlänge von 0.5 m werden bei einer Quanteneffizienz von 25% etwa 16 Primärelektronen ausgelöst, was bei einer Verstärkung von $1 \cdot 10^6$ zu einer Ladung von 2.6 pC führt. Dieses Signal um einen Faktor zehn abgeschwächt und anschließend mit 1V/pC vorverstärkt.

Die Signale der Photomultiplier durchlaufen dann zwei getrennte Bearbeitungswege. Einerseits werden sie mit einem FADC[8] digitalisiert, dabei liegt der Wertebereich für den Eingangspegel zwischen 0 und 1 Volt, was in einen Zählwert von 0 bis 63 Einheiten umgesetzt wird. Dieser digitalisierte Wert des analogen Ausgangssignal wird als *analoges Triggerszintillator-Signal* bezeichnet. Zum anderen werden die Signale der PMs mit einer Komparatorschwelle verglichen. Sie lag 1996 für alle Triggerszintillatoren bei 80 mV. Der Ausgabewert dieses sogenannten *digitalen Triggerzähler-Zweigs* ist also entweder 0, falls die gelieferte Spannung unter der Komparatorschwelle lag, oder 1 anderenfalls. Die analogen Signale durchlaufen die gleiche Prozedur im Hinblick auf Rauschunterdrückung und Trefferidentifikation wie die PSPM-Kanäle (weiter unten beschrieben). Es werden die Zählwerte des FADC-Kanals sowie die binäre Information des digitalen Zweigs aufgezeichnet.

[8] *Flash Analog to Digital Converter*

Nach dem in Anhang A beschriebenen Verfahren werden die Schwellen für die digitalen Signale mit den analogen verglichen. Die Fragestellung ist hierbei, wievielen FADC-Zählwerten ein Überschreiten der Komparatorschwelle entspricht. Die Komparatorschwelle ist für alle Szintillatoren dieselbe, aber aufgrund unterschiedlicher Werte für Untergrundrauschen, um das der Zählwert zunächst bereinigt wird, ist diese Schwelle nicht gleichbedeutend mit einer bestimmten Anzahl von FADC-Zähleinheiten für alle Szintillatoren. Es stellt sich jedoch heraus, daß ein Signal mit 30 FADC-Einheiten für alle Szintillatoren mit einer Wahrscheinlichkeit von deutlich mehr als 50% ein digitales Signal mit sich bringt. Somit kann davon ausgegangen werden, daß ein passierendes Proton (typischerweise mehr als 45 Zähleinheiten) zuverlässig durch die Triggerszintillatoren erkannt wird und ein Triggersignal auslöst. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für durchquerende Protonen liegt also deutlich höher.

Als **Trigger für eine Station** wird eine Koinzidenz der Signale mehrerer Szintillatoren akzeptiert, die aus verschiedenen Ebenen stammen müssen. Um Untergrund durch Synchrotronstrahlung, die dazu führt, daß ein einzelner Szintillator anspricht, oder durch Strahl-Wand- bzw. Strahl-Gas-Wechselwirkung, bei denen ein ganzer Schauer die Station trifft, zu unterdrücken, wird verlangt, daß mehrere Lagen angesprochen haben. Außerdem wird bei den vertikalen Stationen eine Topologie verlangt, die mit einem einzelnen, nahezu parallel zum Protonstrahl fliegenden Teilchen verträglich ist. Die Triggerentscheidung wird auf der H1-Filterfarm (siehe Abschnitt 4.1.1) vor der endgültigen Speicherung des Ereignisses mit Informationen der Faserhodoskope (siehe unten) überprüft. Für Ereignisse mit einem einzelnen gestreuten Proton erwartet man im Idealfall einen Treffer pro Lage, somit fünf pro Faserhodoskop. Zusätzliche Treffer können durch elektronisches Übersprechen, Rauschen, δ-Strahlen oder auch überlagerte Schauer entstehen. Bis 1996 (einschließlich) wurde darauf geachtet, ob überhaupt Treffer in den Hodoskopen vorhanden waren, sowie eine globale Schranke für die Gesamttrefferanzahl in einem Hodoskops gesetzt. War in einem Hodoskop diese Grenze, die auf 10 Treffer mit mehr als 40 Zähleinheiten gesetzt war, überschritten, so war es wahrscheinlich, daß keine Spur eines einzelnen Teilchens würde rekonstruiert werden können, und damit das Ereignis nutzlos. 1997 wurde der Algorithmus dahingehend verfeinert, daß anhand einer Rekonstruktion von Treffern in den Faserhodoskopen sowie eines schnellen Clusteralgorithmus überprüft wird, ob die Voraussetzungen für die Rekonstruktion einer Spur gegeben sind.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton ein Signal in einem bestimmten Triggerzähler der vertikalen Stationen erzeugt (**Triggerzähler-Effizienz**), wird folgendermaßen bestimmt: Es werden Ereignisse zugrundegelegt, bei denen genügend Elemente angesprochen haben, um auf den betrachteten Zähler im Hinblick auf die Triggerentscheidung verzichten zu können, und bei denen genau ein Teilchen die Station durchquert hat, was durch die Existenz von einer Spurprojektion (in der Koordinate, zu dem der betrachtete Zähler nicht gehört) sowie durch das Ansprechen des in derselben Koordinate direkt dahinter liegenden Szintillators aus dem zweiten Subdetektor sichergestellt sein muß. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für ein bestimmtes Segment ist der Anteil der Ereignisse, bei denen dieses angesprochen hat, an der Gesamtzahl der verwendeten Ereignisse. Sie ist in Abbildung 4.5, Kapitel 4 dargestellt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit geht über ein ereignisabhängiges Gewicht in die Analyse (Abschnitt 5.2.1) ein. Ein typischer Wert ist Eins.

Faserhodoskope

Die Spurvermessung wird durch je ein Faserhodoskop pro Koordinate und Subdetektor vorgenommen. Jedes Faserhodoskop hat fünf Lagen aus 48 nebeneinanderliegenden szintillierenden Fasern eines Durchmessers von 1 mm. (Die horizontalen Stationen haben nur 24 Fasern pro Faserlage.) Die Lagen sind senkrecht zur z-Achse angeordnet, die Fasern liegen sind ± 45 Grad gegenüber der x- und y-Koordinate des HERA-Koordinatensystems geneigt. Die Faserlagen eines Hodoskops sind fortlaufend um 0.21 mm gegeneinander verschoben; die Unterkanten der beiden Hodoskope, die dieselbe Koordinate vermessen, haben wiederum einen Unterschied in der x-Koordinate von 0.105 mm. Ohne dies wäre die Ortsauflösung für die Spur zu gering, da die Stationen meistens fast senkrecht zu den Flächen passiert werden. Die Fasern sind auf 10μm genau positioniert. Die geometrische Anordnung ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Fasern werden einzeln aus dem Detektorteil herausgeführt, das in ihnen erzeugte Licht wird mit Hilfe von Lichtleitfasern auf die Pixel eines ortsempfindlichen Photomultipliers (*position sensitive photomultiplier, PSPM*) geführt.

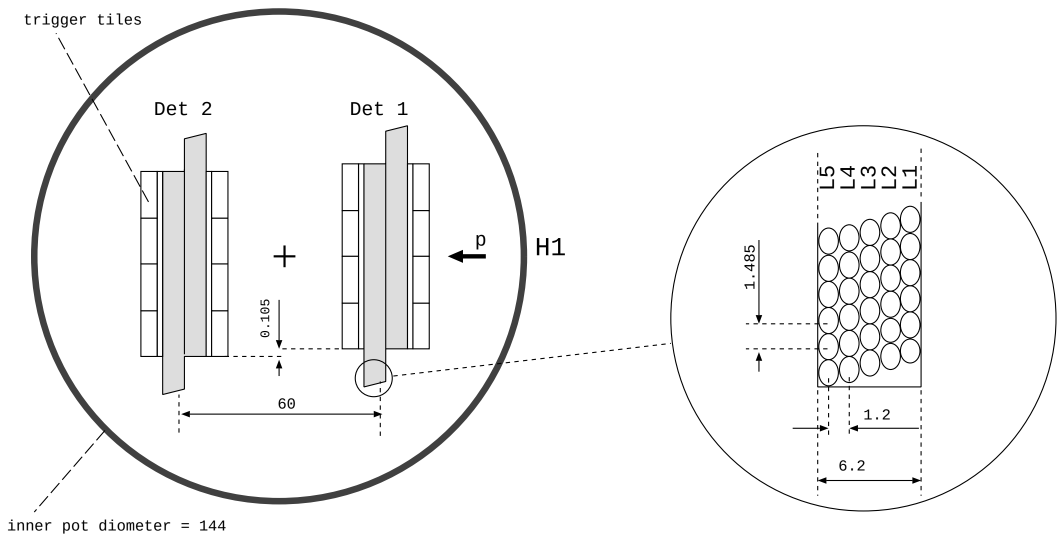


Abbildung 3.8: *Querschnitt einer vertikalen Roman-Pot-Station.*
Zur Verbesserung der Impulsauflösung sind benachbarte Faserlagen sowie die beiden zu derselben Koordinaten gehörenden Hodoskope gegeneinander verschoben.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit einer Faserlage für gestreute Protonen wird aus Ereignissen, in denen auch ohne die zu untersuchende Lage je eine einzelne Spurprojektion in beiden Koordinaten der Station zustandekommt, bestimmt. Es müssen ohne diese Lage im Rest des Koordinatensubdetektors fünf getroffene Lagen und in beiden Subdetektoren je mindestens zwei getroffene Lagen vorliegen. In der anderen Koordinate muß genau eine Spurprojektion existieren. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, in denen die Lage als getroffen befunden wurde, zum Umfang des Gesamtdatensatzes. Eine grafische Darstellung befindet sich in Abbildung 4.6, Abschnitt 4.3.1. Ein typischer Wert ist 65%.

Jedem Hodoskop ist ein PSPM zugeordnet. Für die vertikalen Stationen sind dies Vielkanalphotomultiplier vom Typ Hamamatsu 4139-20 mit je 64 Pixeln, die der horizontalen Stationen sind Produkte der Moscow Lamp Factory und heißen MCPM-124 (124 Pixel). Außer in der Anzahl der Kanäle unterscheiden sich die beiden Typen auch in der Art, wie die Primärelektronen verstärkt werden. Die H4139-20 haben ein *fine mesh*-Dynodensystem mit 16 Stufen, wohingegen die MCPMs zwei *micro channel plates* einsetzen. Das resultiert bei den MCPMs in einer kleineren Verstärkung bei der jeweiligen Arbeitshochspannung; zusätzlich ist durch eine freie Flugstrecke im Fokussierungssystem eine wesentlich höhere Anfälligkeit gegenüber einem Magnetfeld gegeben. Durch von den Strahlführungsmagneten erzeugte Streufelder und in der Nähe der Stromzuführungen der Magnete entstanden 1997 unakzeptabel hohe Magnetfeldstärken, die dazu führten, daß die Signale der Fasern nicht ausreichend und im richtigen Kanal verstärkt werden konnten, so daß eine Analyse der Spurrekonstruktionsinformation nicht möglich war[9]. Die Quanteneffizienz bei einer Wellenlänge von 400 nm beträgt 20 % (H4139) und 15 % (MCPMs).

Um die Anzahl der Auslesekanäle bei den *vertikalen* Stationen zu reduzieren, werden je vier der 240 Fasern eines Hodoskops von einem gemeinsamen Pixel ausgelesen. Dessen Signal wird wiederum mit FADCs desselben Typs wie bei den Triggerzählern in einen Wert im Bereich von 0 bis 63 Einheiten digitalisiert. In einem Pixel wird das Licht aus solchen Fasern gemeinsam weiterverarbeitet, die in derselben Lage mit maximalem Abstand liegen, also z. B. die erste, 13., 25. und 37. Faser. Die hierdurch entstehende Mehrdeutigkeit wird dadurch aufgelöst, daß sich die vier Fasern hinter bzw. vor verschiedenen Segmenten der zugehörigen Triggerlage befinden. Im Falle eines Signals in einem FADC-Kanal muß mit Hilfe der Triggerzählerinformation entschieden werden, welcher der vier möglichen Fasern der Treffer zugeordnet werden soll.

In die Datennahme gehen die digitalisierten Werte der FADC-Kanäle ein. Von den vier nicht benötigten Pixel eines jeden PSPMs sind zwei an LEDs angeschlossen, die zur gelegentlichen Funktionsprüfung dienen. Mit ihrer Hilfe wird die Größe des *Cross Talks* bestimmt, siehe auch Anhang A.

Die Fasern der *horizontalen* Stationen werden einzeln an einen Kanal des PSPMs angeschlossen. Das bedeutet, daß 120 der 124 Pixel mit einer Faser verbunden sind. Wie-

[9]Für die PSPMs der vertikalen Stationen bestand dieses Problem nicht, wie aus Tests mit Hilfe der LED-Pixel (s.u.) sichergestellt wurde.

Faserdetektoren	
Aufbau	5 Lagen *à* 48 szintillierenden Fasern
Faserabstand in einer Lage	0.05mm
Abstand zwischen den Lagen	0.2mm
Fasermaterial	POLHITECH 042-100
Durchmesser	1 mm
PSPMs	
Typ	Hamamatsu 4139-20
Quanteneffizienz	20% bei 420nm
Gain	einige 10^6 bei 2kV
Triggerszintillatorflächen	
Dicke	5 mm
Kantenlänge	6 cm
Material	BICRON 408
Auslese	Lichtleitfasern
	(BICRON BCF 91A)
Komparatorschwelle	120 mV
Photomultiplier	
Typ	Philips XP 1911
Quanteneffizienz	25% bei 400nm
Gain	einige 10^6 bei 1.7kV
Ausleseelektronik	
Vorverstärkung	100mV/pC
Eingangswertebereich	0 ... 1 Volt
Genauigkeit	6bit
Länge der pipeline	32 bunch crossings

Tabelle 3.4: *Technische Größen des FPS. Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 3.7, Abschnitt 3.3.3 zu sehen.*

derum sind vier Pixel für LEDs reserviert. In der Elektronikkette werden vier weitere Kanäle, die mit keinem Pixel verbunden sind, eingeführt, um auf 128 Kanäle zu kommen.

Charakteristische Zahlen für den Signalweg, wenn ein Proton die Faserdetektoren durchquert, sind: Energiedeposition 200 keV (bei maximaler Weglänge von einem Millimeter durch die Faser) $\rightarrow$ 1800 Photonen, wovon 4% = 72 weitergeleitet werden (*trapping efficiency*) $\rightarrow$ (bei einer Photonenausbeute von 9 Photonen pro keV $\rightarrow$ (Faserlänge 50 cm, Abschwächungslänge 0.5 m und Quanteneffizienz 20%) $\rightarrow$ 5 Photoelektronen $\rightarrow$ (bei einem Gain des Photomultipliers von 10^6) 0.8pC $\rightarrow$ (Vorverstärkung mit 1V/pC) 0.8 mV $\rightarrow$ (FADC) 51 ADC-Zähleinheiten.

	Pedestal R	Fluktuation σ	N	P
Faserhodoskope V	5	1.5	2	1
Triggerzähler V	2	1.0	3	10
Faserhodoskope H	3	1.5	3	2
Triggerzähler H	4	1.5	3	15

Tabelle 3.5: *Typische Kombination von Werten zur Trennung von Signal und Untergrund für FADC-Werte von Faserhodoskopen und Triggerzählern.*
Signale A_i werden als Treffer anerkannt, wenn $A_i - R_i > N * \sigma_i + P$ gilt. Der Wertebereich der FADCs ist 0 ... 63.

Trefferidentifikation

Sowohl für die FADC-Kanäle der PSPMs als auch für die der Triggerzähler muß eine Trefferidentifikation vorgenommen werden, um signifikante Signale von Rauschen unterscheiden zu können. In regelmäßigen Abständen wurden die Signale aller Kanäle ohne Strahlbetrieb aufgezeichnet. Die Mittelwerte R_i und Fluktuationen σ_i dieser Signale liegen der Treffersuche zugrunde. Damit der FADC-Wert A_i eines Triggerzähler-Kanals i als Teilchensignal gewertet werden kann, muß er die Bedingung $A_i - R_i > N * \sigma_i + P$ erfüllen. N und P sind vorzugeben. Typische Werte sind in Tabelle 3.5 zusammengefaßt.

Für die Photomultiplier der Faserhodoskope gilt im Prinzip die gleiche Art von Schwelle für die Treffererkennung, jedoch kommen hier weitere Untergrundquellen zum Tragen; vor allem sind dies Signalverfälschungen durch Übersprechen (*Cross Talk*). Ihr Beitrag wird zunächst abgezogen, anschließend wird auf die so berechneten Amplituden dasselbe Kriterium wie bei den Triggerszintillatoren angewandt.

Das Licht in den Fasern hat aufgrund von Abschirmmaterial außen an der Faser (*Cladding*) eine niedrige Wahrscheinlichkeit, aus einer Faser heraus in eine andere zu gelangen, wohl aber können die Photonen "schräg" auf die PSPM-Oberfläche auftreffen und die Primärelektronen in einem falschen Kanal auslösen. Da der PSPM mit einer Bleiglasplatte abgedeckt ist, kann es sogar zu Mehrfachreflexionen an den Grenzflächen kommen, so daß schließlich eine Kaskade in einem weit entfernten Kanal gestartet wird (*langreichweitige Komponente*) [Bäh92]. Außerdem ist es möglich, daß Teile der Kaskade aus einem Kanal in einen anderen gelangen und dort verstärkt werden, was das Signal im Hauptkanal auf die Nachbarkanäle verschmiert (*kurzreichweitiger Anteil*). In beiden Fällen kann das Signal im zur getroffenen Faser gehörenden Kanal kleiner werden als das aus dem "falschen". Es wurden beide Komponenten beobachtet [Bäh92]. Der kurzreichweitige Anteil ist sehr viel häufiger. Um ihn zu unterdrücken, wird ein Filteralgorithmus angewendet, der ein Signal unter Berücksichtigung der Amplituden der Nachbarpixel korrigiert. Er ist im Detail in [Lis97] beschrieben. Ein Suchen nach einem lokalen Maximum unter benachbarten Pixeln liefert ebenfalls gute Ergebnisse, jedoch wird bei etwa gleichhohen Werten benachbarter Pixel beim Filteralgorithmus entschieden, beide zu behalten, wohingegen im anderen Fall genau ein Pixel als Treffer gewertet wird und ein eventuell ebenfalls signifikantes, aber geringfügig niedrigeres Signal verworfen wird. Für diese Arbeit wurde der Filter-Algorithmus verwendet. Auf den langreichweitigen Anteil wird nicht korrigiert. Der Beitrag aus δ-Elektronen wird vernachlässigt, da die Elektronen senkrecht zur Spur emittiert werden und sie meist keine ausreichend hohe Energie haben, um in einer benachbarten Faser ein Signal auszulösen.

3.3.4 Spurrekonstruktion

Nach dem Auffinden derjenigen Treffer, bei denen davon ausgegangen wird, daß sie von einem passierenden Teilchen erzeugt worden sind, ist der nächste Arbeitsschritt das Gruppieren der Treffer aus allen Lagen eines Faserhodoskops (*Clustering*). Anschließend werden aus den Clustern in beiden Hodoskopen einer Koordinate die gemeinsamen **Spurprojektionen** errechnet sowie die Projektionen beider Koordinaten zu einer Spurhypothese in der Station (**lokale Spur**) zusammengefaßt.

Diese Spurhypothese einer Station wird von dem topfgebundenen (u, v)-Koordinatensystem unter Berücksichtigung der Fahrtiefe der Station und von Daten einer geodätischen Messung, die die Position und Orientierung der Station relativ zur Strahlachse angeben, in das HERA-Koordinatensystem umgerechnet. Aus den lokalen Spuren der Stationen 81V und 90V wird, ebenfalls im HERA-Koordinatensystem, eine gemeinsame Ausgleichsgerade ermittelt, die **globale Spur**. Verteilungen der Durchstoßpunkte in der Topfmitte für die lokalen Spuren in den beiden vertikalen Stationen sind in Abbildung 3.9 zu finden.

Wird die Ambiguität durch das Multiplexing in den Fasern zum Beispiel aufgrund von Rauschen in den Triggerzählern, das irrtümlich als Signal identifiziert wurde, falsch aufgelöst, kann es dazu kommen, daß der Treffer eines PSPM-Kanals einer falschen Faser zugeordnet wird. Das führt dazu, daß auch dort Einträge in der Verteilung der y-Koordinate auftreten können, wo keine sensitive Detektorfläche mehr ist. Durch die strenge Trefferdefinition für die Triggerzähler-Signale war es möglich, den Anteil solcher fehlrekonstruierter Spuren im analysierten Datensatz klein zu halten.

Aufgrund der verbesserten Auslese der Triggerzähler war es 1996 mitunter der Fall, daß aufgrund von Rauschen oder Übersprechen mehrere Zähler einer Lage die Komparatorschwelle passierten und ein digitales Signal erzeugten. Wie in Abschnitt 3.3.3 dargelegt, ist der Triggerprozessor darauf ausgelegt, Ereignisse mit der Signatur einer einzelnen Protonspur zu erkennen. Haben zu viele Zähler angesprochen, wird das Ereignis verworfen. In einem unabhängig getriggerten Datensatz wurde in 85% der Ereignisse mit einer Protonspur durch beide Stationen das Triggerelement gesetzt gefunden. Die nicht getriggerten Ereignisse werden dem obigen Effekt zugeschrieben.

Die erzielte Ortsauflösung senkrecht zur Protonrichtung wird durch den Überlapp der sensitiven Fläche einer Lage mit der ihrer benachbarten Lagen festgelegt. Dadurch, daß die Faserlagen eines Subdetektors um 210μm aufeinanderfolgend in der x-Koordinate verschoben sind, ergibt sich eine theoretische Auflösung von $210\mu\text{m}/\sqrt{12} = 60\mu\text{m}$. Die gemessene Auflösung liegt aufgrund von Faserineffizienzen unter diesem Wert und

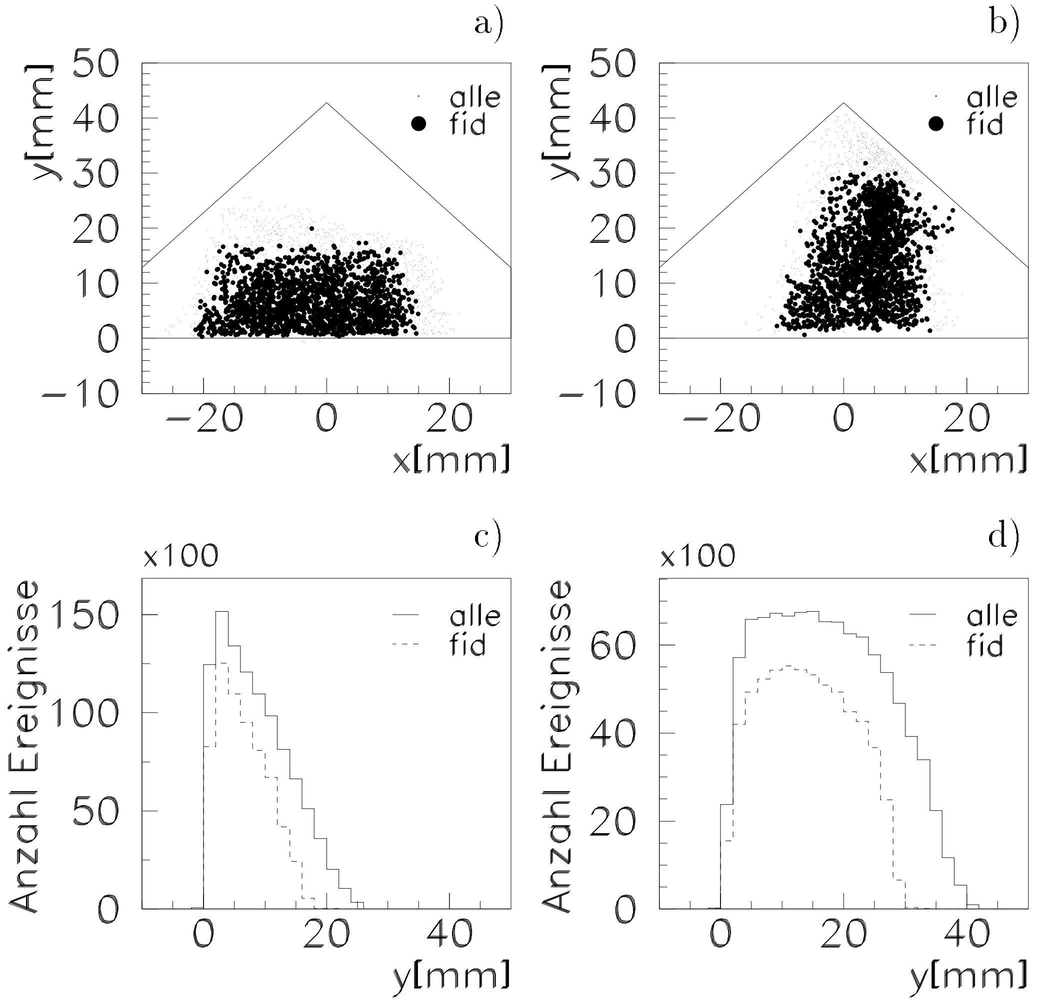


Abbildung 3.9: *Verteilung der Auftreffpunkte von Protonen, für die eine Spur durch beide vertikalen Stationen rekonstruiert werden konnte.*
Oben: Frontalansicht, unten: Verteilung der y-Koordinate, links: 81V, rechts: 90V.
Die herausgehobenen Punkte ('fid') bezeichnen Treffer von Protonen, deren rekonstruierte Energie und Emissionswinkel innerhalb des in Abschnitt 4.3.3 definierten Vertrauensbereichs (fiducial volume) liegen. Die Abbildung zeigt, daß die ausgewählten Spuren nicht systematisch an der geometrischen Akzeptanzgrenze (Unterkante der Detektoren) liegen.

hängt zudem von der Multiplizität der Spuren ab. Ein typischer Wert ist 150μm. Die Verschmierung der Auftreffpunkte der Protonen, die dadurch hervorgerufen wird, daß Proton- und Elektronstrahl keinen punktförmigen Querschnitt haben und daher der Ereignisvertex um den Nullpunkt herum mit einer gewissen Ausdehnung verteilt ist, liegt in derselben Größenordnung [Lis97]. Der Einfluß der Ausdehnung der Pakete in z-Richtung kann auf eine Verschmierung der Pakete senkrecht zur Strahlachse an der Stelle $z = 0$ zurückgeführt werden. Die durch sie hervorgerufene Unsicherheit bedeutet für die Rekonstruktion in der vertikalen Ebene eine Unsicherheit von 20% auf die Impulsauflösung, in der horizontalen Ebene macht sie eine vernachlässigbare Verschlechterung aus. Es wird nicht auf die Position des Vertex korrigiert. Die Genauigkeit der geodätischen Vermessung wird mit 100μm angegeben.

3.3.5 Rekonstruktion von Energie und Emissionswinkel des gestreuten Protons

Die Rekonstruktion von Energie und Emissionswinkel von Protonen am Wechselwirkungspunkt wird dadurch ermöglicht, daß Protonen, deren Viererimpuls durch eine Wechselwirkung geändert wurde, durch die Strahlführungsmagnete auf eine andere Bahn als der Protonstrahl gebracht werden. Durchfliegen die gestreuten Teilchen mit einer kleineren Energie als der Protonstrahl das Feld eines Magneten, werden sie stärker ausgelenkt und vom umlaufenden Strahl separiert. Außerdem können die Teilchen mit einem hinreichend großen Transversalimpuls den Protonstrahl "verlassen". In beiden Fällen haben sie nach einer gewissen Flugstrecke einen Abstand senkrecht zur Strahlachse, der ausreicht, um sie mit den Detektoren des Vorwärtsprotonspektrometers nachzuweisen. Durch Vermessung von Aufpunkt und Winkel einer Trajektorie relativ zum umlaufenden Protonstrahls läßt sich auf Energie und Emissionswinkel am Wechselwirkungspunkt zurückschließen. Dies geschieht in zwei Ebenen, da die Bewegung in der x- und der y-Koordinate entkoppelt sind und somit für beide Koordinaten getrennt eine Aufspaltung in verschiedene Bahnen vorliegt, denn der Protonstrahl wird im Bereich zwischen H1 und dem FPS nur durch Dipol– und Quadrupolmagnete geführt.

Die Stationen des Vorwärtsprotonspektrometers stehen in einer Entfernung von 64, 80, 81 und 90 Metern vom H1-Wechselwirkungspunkt. Typische Entfernungen der Detektoren von der Strahlmitte sind in Tabelle 3.3 angegeben. Die Auflösung, die sich ergibt, wenn man Spursegmente aus nur einer Station verwendet (lokale Spuren), ist zu schlecht, so daß die Spuren beider Stationen zu einer gemeinsamen Spur verknüpft werden (globale Spuren, siehe Abschnitt 3.3.4). Dies betrifft 1996 nur die Stationen 81V und 90V. Die Position der globalen Spur in der (x, y)-Ebene bei $z = 85\,\mathrm{m}$ und ihr Winkel dx/dz und dy/dz mit der Strahlachse werden zur Impulsrekonstruktion verwendet. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß, wenn im folgenden von "Strahlposition" gesprochen wird, dies eine noch zu bestimmende Größe ist. Darauf wird im Abschnitt 3.3.6 eingegangen.

Die meßbare Größe ist die Auslenkung $X(s, E')$ in x-Richtung vom Protonstrahl sowie der Winkel $dX/ds =: X'(s, E')$ in Abhängigkeit von der Bahnlänge $s \approx z$ und der Energie E'. Es kann zu einem Zusammenhang gelangt werden [Lis97, Wil99], der ein Paar $(X, X')(z)$ bei einer bestimmten Position z für Trajektorien, die vom Wechselwirkungspunkt kommen ($X(0) = 0$), mit einer Kombination (E'_x, θ_x) auf einfache Weise verknüpft. θ_x ist die Projektion des Transversalimpulses auf die x-Achse am Wechselwirkungspunkt, $\theta_x = X'(s = 0)$ und ist in der Gleichung ebenfalls eine Unbekannte:

$$\begin{pmatrix} X(z = 85\,\mathrm{m}, E'_x) \\ X'(z = 85\,\mathrm{m}, E'_x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x(E'_x) \\ c_x(E'_x) \end{pmatrix} + \theta_x \begin{pmatrix} b_x(E'_x) \\ d_x(E'_x) \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

Eine analoge Gleichung wird für die y-Koordinate aufgestellt. Der in [Lis97] eingeschlagene Weg setzt mit der Parametrisierung[10] einer Teilchentrajektorie nach [Ros93] an; in diese Formel gehen die Funktionen und Konstanten ein, die die Strahlfokussierung beschreiben. Sie sind durch den Beschleuniger vorgegeben. Aus dieser Formel wird der Zusammenhang für mit Energieverlust gestreute Teilchen hergeleitet, in den zur Berücksichtigung der geänderten Energie noch die Dispersionsfunktion eingeht.

Die aufgeführten Gleichungen werden analog für die zweite Koordinate gebildet, so daß die Messung von (Y, Y') die Möglichkeit bietet, die Energie des Teilchens ein zweites Mal sowie die Projektion des Emissionswinkels auf die y-Achse am Wechselwirkungspunkt zu messen.

In Abbildung 3.10 ist dargestellt, wie Auftreffort und -winkel der Protonen bei $z = 85\,\mathrm{m}$ für die Koordinaten X und Y mit Energie E' und den Streuwinkeln θ_x sowie θ_y zusammenhängen. Man erkennt aus der Abbildung für die **horizontale Koordinate** zum ersten, daß die Beziehung zwischen (X, X') und (θ_x, E'_x) eindeutig ist, zum zweiten, daß es eine Region gibt, in der keine Protonen erwartet werden, und zum dritten, daß der Bereich von Streuwinkeln um 0.15 mrad keine gute Energieauflösung erlaubt.

Für die **vertikale Koordinate** gibt es einen Bereich, in dem einem Punkt im Phasenraum (Y, Y') zwei Paare (θ_y, E'_y) zugeordnet werden können. Diese Mehrdeutigkeit kann in vielen Fällen aufgelöst werden. Dabei wird folgendes berücksichtigt:

(1) Es wird die Messung aus der (X, X')-Ebene zu Hilfe genommen, indem darauf geachtet wird, daß die mit der Summe der Fehlerquadrate gewichtete Differenz der gemessenen Energien E'_x und E'_y klein ist.

(2) Aus Monte-Carlo-Studien [Lis93] ist bekannt, daß Protonen eines Emissionswinkels $|\theta|$ von mehr als 1 mrad das Strahlrohr bereits in der Nähe des H1-Detektors treffen und nicht bis zum FPS gelangen.

Bedingung (1) für sich genommen liefert in den meisten Fällen das korrekte Paar (θ_y, E'_y). Dieses Verfahren kann in dem Bereich um $\theta_x \approx 0.15\,\mathrm{mrad}$ aufgrund der dort schlechten Auflösung zur falschen Wahl führen. Dies ist jedoch oft mit einem unrealistisch hohen Streuwinkel θ_y verbunden. Um beiden Effekten Rechnung zu tragen, wird dasjenige Paar (θ_y, E'_y) mit dem kleinsten Wert für den Ausdruck

$$\frac{(E'_x - E'_y)^2}{\Delta {E'_x}^2 + \Delta {E'_y}^2} + \frac{{\theta_x}^2}{{\sigma_\theta}^2} + \frac{{\theta_y}^2}{{\sigma_\theta}^2}$$

ausgewählt. (θ_y, E'_y) ist also von (θ_x, E'_x) abhängig.

[10]
$$X(s) = \sqrt{\epsilon_x}\sqrt{\beta_x(s)}\cos[\phi_x + \Phi_x(s)];$$
es bedeuten $X(s)$ die Auslenkung eines gestreuten Protons relativ zum Protonstrahl nach einer Flugstrecke s, Betafunktion $\beta(s)$, Phasenvorschubfunktion $\Phi(s)$, Phase der Betafunktion ϕ, Emittanz ϵ_x.

Die **Unsicherheiten** auf die so erhaltenen Größen werden durch Fehlerfortpflanzung bestimmt. Ausgangspunkt sind die Fehler, die durch die Anpassung einer Gerade an die Treffer einer Station sowie durch die Kombination der Spursegmente beider Stationen erhalten werden, und ihre Kovarianz. Aus Gleichung 3.1 erhält man die partiellen Ableitungen $\partial(X,X')/\partial(E'_x,\theta_x)$ bzw. die Inverse $\partial(E'_x,\theta_x)/\partial(X,X')$. Mit diesen Größen ergeben sich die Kovarianzmatrizen von (E'_x,θ_x) und analog (E'_y,θ_y). Es ist anzumerken, daß der Fehler $\Delta E'_{x[y]}$ auf die Energie in beiden Koordinaten getrennt mit der jeweiligen Energie ansteigt und von wenigen GeV bei $E'_{x[y]} \approx 500\,\mathrm{GeV}$ auf etwa $10\,\mathrm{GeV}$ bei $E'_{x[y]} \approx 700\,\mathrm{GeV}$ steigt. $\Delta E'_y$ beträgt einige GeV für alle θ_y, der Wert für $\Delta E'_x$ hängt jedoch stark von θ_x ab: Er steigt von einigen GeV für $\theta_x \approx -0.4\,\mathrm{mrad}$ auf mehr als $20\,\mathrm{GeV}$ für $\theta_x = 0.15\ldots0.2\,\mathrm{mrad}$ an und fällt für größere Winkel wieder auf wenige GeV. Dies ist die Folge davon, daß sich die Isoenergie-Linien in der (X,X')-Ebene für gerade diese Winkel schneiden (Abbildung 3.10).

Beide Energiemessungen werden zu einer **gemeinsamen Hypothese** E kombiniert, und da durch den Auftreffpunkt in der (X,X')- und (Y,Y')-Ebene die einzeln bestimmten Energien E'_x und E'_y mit den Emissionswinkeln verknüpft sind, zieht eine Änderung der Energie eine Korrektur der Werte θ_x und θ_y nach sich. Die endgültigen Winkel werden mit Großbuchstaben bezeichnet. Es wird somit der Variablensatz $(E'_x,E'_y,\theta_x,\theta_y)$ zu einem neuen Satz (E,Θ_x,Θ_y).[11] Durch die Kombination der Messungen sind nun alle drei erhaltenen Größen miteinander korreliert.

Resultate des Verfahrens sind die folgenden:

- Die Winkelauflösung in den Streuwinkeln wird durch die gemeinsame Anpassung verbessert.
- Die Differenzen $E-E'_x$, $E-E'_y$, $\Theta_x-\theta_x$, $\Theta_y-\theta_y$ liegen im Bereich der jeweiligen Fehler (Abbildung 4.7).

[11] Dies geschieht durch Minimieren des Ausdrucks

$$\chi^2 = (E-E'_x, E-E'_y, \Theta_x-\theta_x, \Theta_y-\theta_y)\cdot \mathrm{cov}^{-1}_{E'_x,E'_y,\theta_x,\theta_y}\cdot \begin{pmatrix} (E-E'_x) \\ (E-E'_y) \\ (\Theta_x-\theta_x) \\ (\Theta_y-\theta_y) \end{pmatrix},$$

indem eine Lösung (E,Θ_x,Θ_y) für das Gleichungssystem

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial E}=0,\ \frac{\partial\chi^2}{\partial\Theta_x}=0,\ \frac{\partial\chi^2}{\partial\Theta_y}=0$$

gesucht wird. Die Lösung kann in der Form

$$\begin{pmatrix} E \\ \Theta_x \\ \Theta_y \end{pmatrix} = \mathcal{M}\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \\ \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix}$$

angegeben werden, wobei die Matrix $\mathcal{M}$ von der inversen Kovarianzmatrix abhängt.

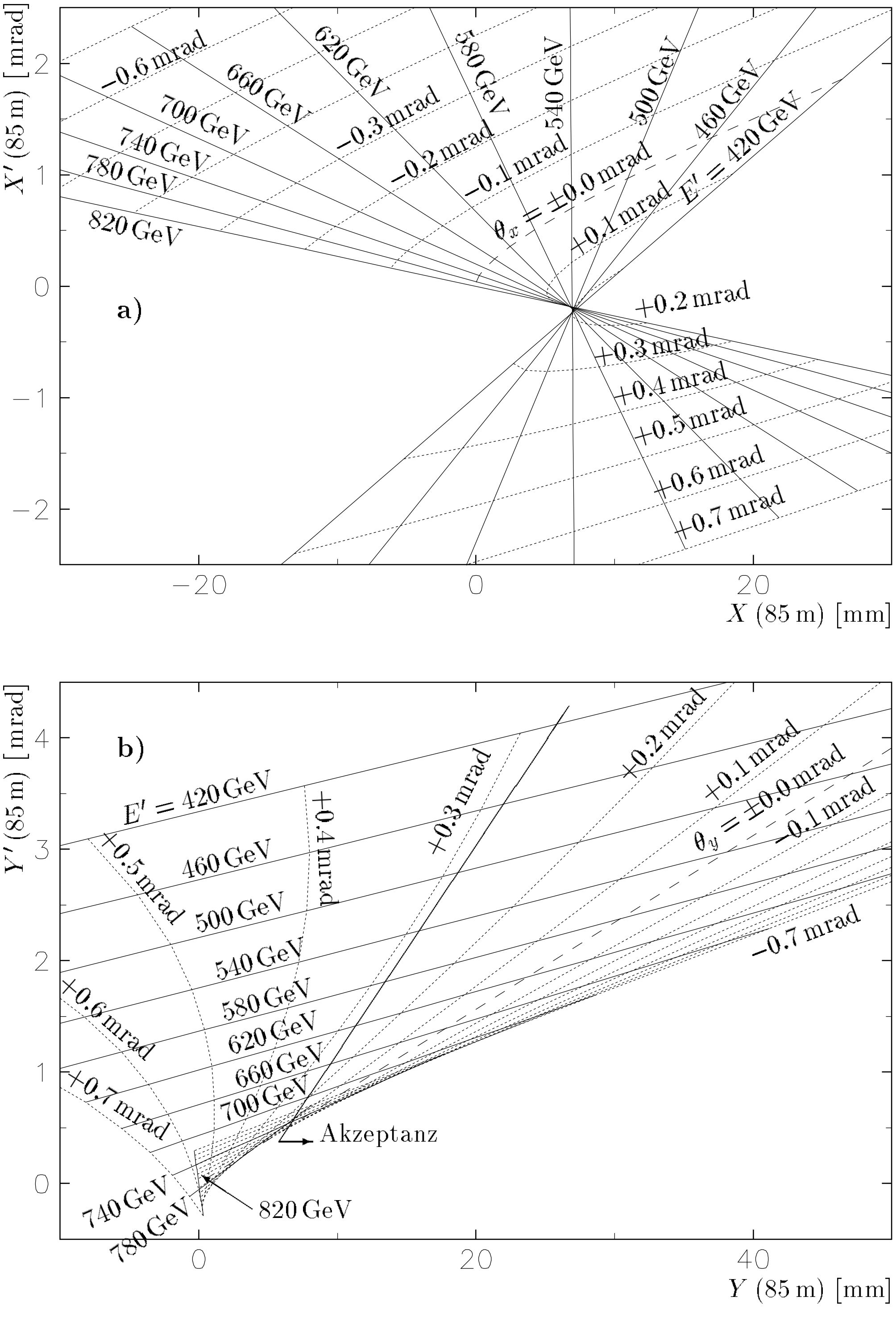


Abbildung 3.10: *Dispersion in der horizontalen und vertikalen Ebene (aus [Lis97])*
Dargestellt ist die Ablage zur Sollbahn (X, Y) und Winkel zur Sollbahn (X', Y') in der horizontalen (a) und vertikalen (b) Ebene für Protonen verschiedener Energie und mit verschiedenen Emissionswinkeln θ_x bzw. θ_y.
In (b) ist zusätzlich der Bereich gekennzeichnet, in dem Protonen im FPS nachgewiesen werden.

- Im Meßbereich schlechter Auflösung bei $\theta_x \approx 0.15$ mrad wird die Auflösung durch teilweise erhebliche Korrekturen deutlich verbessert.

- Die Auflösung der erhaltenen Größen ist aus Abbildung 4.8 ablesbar, sie beträgt einige GeV für die Energie, 0.5% für θ_x und θ_y. Der Fehler ΔE steigt mit der Energie und mit θ_y an.

Der Einfluß der Vertexverschmierung in transversaler und in z-Richtung ist ausführlich in [Lis97] diskutiert und liefert nach Kombination der Meßwerte in beiden Koordinatenebenen keinen dominanten Beitrag zur Meßungenauigkeit.

Der für eine Analyse verwendbare Akzeptanzbereich der vertikalen Stationen läßt sich aus dem gemessenen Energiespektrum in Abbildung 4.9 zu 450 GeV . . . 800 GeV ablesen. Derjenige der horizontalen Stationen reicht bis zur Strahlenergie.

3.3.6 Energieeichung

Es kann nicht davon ausgegangen werden, daß der Protonstrahl stets auf der nominellen Bahn verläuft, denn zur Optimierung der Luminosität am Anfang einer Luminositätsfüllung werden die Strahlpositionen verändert. Dies führt für die Impulsrekonstruktion zu dem Problem, daß die Streuwinkel und die Energie eines Protons, die aus den Ablagen und den Winkeln mit der nominellen Strahlachse bestimmt werden, falsch rekonstruiert werden. Es muß also die tatsächliche Lage des Protonstrahls bekannt sein.

Ziel der Kalibration ist es, den Aufpunkt des Protonstrahls und seine Richtung bei $z = 85$ m für jeweils eine Luminositätsfüllung zu finden. Es wird davon ausgegangen, daß beide Größen während einer Luminositätsfüllung stabil sind, jedoch ist eine Kalibration für jede einzelne Luminositätsfüllung notwendig. [12]

Die Kalibration nutzt zunächst aus, daß für realistische Werte für Streuwinkel und Energien bestimmte Punkte in der (X, X')-Ebene nicht erreicht werden können, wie auch in Abbildung 3.10 erkennbar ist. Als Annahme geht ein, daß sich, wenn der Protonstrahl eine leicht andere Position oder Orientierung als die nominelle Bahn hat, alle Auftreffpunkte in der (X, X')– und (Y, Y')–Ebene sich um den gleichen Betrag und in dieselbe Richtung verschieben. Es werden zur Kalibration aus allen Ereignissen einer Füllung, für die eine Protonspur durch beide Stationen rekonstruiert werden konnte (sofern mehr als 500 solche Ereignisse vorlagen), die Koordinaten (X, X') und (Y, Y') herangezogen. Sie entsprechen jeweils einer Kombination von (θ_x, E'_x) bzw. (θ_y, E'_y). Wenn man eine Verteilung für θ und E annimmt, erhält man mit den partiellen Ableitungen der Gleichung 3.1 für jedes Paar (X, X') eine Wahrscheinlichkeit, ein Proton

[12] Es zeigt sich, daß die erhaltenen Werte zwischen verschiedenen Luminositätsfüllungen relativ stark schwanken können; es ist auch getestet worden, daß diese Schwankungen nicht vom verwendeten Datensatz abhängen, so daß die Unterschiede in den erhaltenen Werten tatsächlich von den unterschiedlichen Beschleunigerbedingungen und nicht von dem mathematischen Verfahren herrühren.

dort zu beobachten:

$$\mathcal{P}(X,X') \propto \mathcal{P}(E'_x,\theta_x) \begin{vmatrix} \frac{\partial X}{\partial E'_x} & \frac{\partial X'}{\partial E'_x} \\ \frac{\partial X}{\partial \theta_x} & \frac{\partial X'}{\partial \theta_x} \end{vmatrix}^{-1}$$

Für die Spektren wird eine flache Energieabhängigkeit und eine gaußförmige Winkelabhängigkeit angenommen:

$$\mathcal{P}(E,\theta) \propto \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta}\right) \text{ für } 540\,\mathrm{GeV} \le E \le 810\,\mathrm{GeV} \text{ und } \sigma_\theta = 0.35\,\mathrm{mrad} \tag{3.2}$$

Für die Ereignisse eines Kalibrationsdatensatzes wird die Summe aus dem Logarithmus aller dieser Ausdrücke gebildet:

$$\log \mathcal{L} = \sum_i \log \mathcal{P}_i(X,X').$$

In der Kalibration werden alle (X,X')-Paare um einen Wert $(\Delta X,\Delta X')$ verschoben, bis $\mathcal{L}$ maximal ist, das bedeutet, bis die beobachtete Verteilung der (E,θ_x)-Werte der angenommenen am besten entspricht.

Das Ergebnis $(\Delta X,\Delta X')$ sind Position und Winkelprojektion des Protonstrahls für eine Luminositätsfüllung. Für die Analyse werden nun die Differenzen der Spurparameter *relativ zu diesen Strahlparametern* zur Bestimmung von Energie und Streuwinkeln gemäß dem Verfahren aus Abschnitt 3.3.5 verwendet.

Auch in (Y,Y') gibt es eine Region, in der keine am Wechselwirkungspunkt gestreuten Protonen eintreffen können, dabei ist eine Verschiebung entlang der "Unterkante" von Abbildung 3.10 hierbei ein unbestimmter Freiheitsgrad. Wiederum wird ein flaches Energiespektrum wie in Gleichung 3.2 angenommen. Das Verfahren läuft analog zur Kalibration der x-Koordinate, jedoch wird ein anderer Ausdruck maximiert, der die Messung von E'_x berücksichtigt:

$$\log \mathcal{L}(\Delta Y,\Delta Y') = \sum_i \left(\mathcal{P}_i(Y-\Delta Y, Y'-\Delta Y') \exp\left(-\frac{(E'_{x,i}-E'_{y,i})^2}{2(\Delta E'^2_{x,i}+\Delta E'^2_{y,i})}\right) \right)$$

Die Kalibrationen beider Koordinaten sind somit nicht mehr unabhängig voneinander.

Das Verfahren kann einmal wiederholt werden, wobei die Verteilung $\mathcal{P}$ durch eine Anpassung an die bis hierhin erhaltenen Spektren gewonnen wird. Die Änderung am Ergebnis im zweiten Iterationsschritt hierdurch ist jedoch klein. Weitere Iterationen werden nicht mehr durchgeführt.

Es stellt sich heraus, daß für Monte-Carlo-Ereignisse auch Punkte in denjenigen Regionen der Ebenen (X,X'), (Y,Y') gefunden werden, wo man keine Protonen erwartet. Um eventuelle systematische Verschiebungen, die sich aus dieser Kalibration ergeben, korrekt zu simulieren, wird die Kalibration auch für generierte Ereignisse durchgeführt, bevor aus einer Spurhypothese durch beide Stationen Energie und Streuwinkel rekonstruiert werden.

Kapitel 4

Selektion der Ereignisse

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Selektionsschritte, die vorgenommen wurden, um einen Datensatz mit Ereignissen aus der Photoproduktion mit einem vorwärts gestreuten Proton zu erhalten.

Die Datennahme bei H1 wird in Abschnitt 4.1 beschrieben und der verwendete Trigger vorgestellt. Anschließend wird die für die Analyse verwendete Selektion erläutert: Dies betrifft die Auswahl im Hinblick auf Photoproduktion (4.2) und auf im Vorwärtsprotonspektrometer nachgewiesene Protonen (4.3). Weitere Auswahlkriterien werden in Abschnitt 4.4 behandelt.

Der Umfang des Datensatzes nach der Selektion ist in Tabelle 4.6 in Abschnitt 4.5 vorgelegt.

Auf die Bestimmung der zugehörigen integrierten Luminosität wird in Abschnitt 4.6 eingegangen.

Das Kapitel in Abschnitt 4.7 schließt mit einer Zusammenstellung der Selektionskriterien für Ereignisse, welche mit Monte-Carlo-Programmen erzeugt wurden.

4.1 Datennahme und Vorselektion auf Triggerebene

Bei der Datennahme des H1-Experiments werden verschiedene Stufen durchlaufen. Zunächst muß ein Kandidat für ein physikalisch interessantes Ereignis im H1-Detektor identifiziert werden, danach werden die zugehörigen Meßgrößen gespeichert, anschließend werden verschiedene kinematische Größen des Ereignisses berechnet und das Ereignis rekonstruiert.

Um zu entscheiden, ob ein Ereignis permanent gespeichert werden soll, gibt es bei H1 vier Ebenen der Entscheidungsfindung. Der Datennahmestrom ist detektorseitig so organisiert, daß für jedes potentielle Ereignis, alle 96 ns, die aktuellen Detektorsignale zunächst in einem Schieberegister behalten werden. Treten bestimmte Erkennungsmerkmale auf, die darauf hindeuten, daß eine speicherungswerte ep-Reaktion stattgefunden haben könnte (Trigger), wird die Datennahme angehalten, die von den Subdetektoren gelieferten Meßdaten werden ausgelesen und im Hinblick auf weitere Kriterien überprüft. Nach erfolgreichem Durchlaufen dieser Tests werden die Meßgrößen permanent gespeichert.

Hauptuntergrund für ep-Reaktionen sind Ereignisse, in denen Strahlprotonen mit dem Restgas oder dem Strahlrohr wechselwirken, dazu kommen durch Synchrotronstrahlung des Positronstrahls hervorgerufene Reaktionen sowie Ereignisse mit Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung. Ihre Ereignisrate ist von der Größenordnung einiger 100 Hz, ep-Stöße werden im Durchschnitt bei jeder 10^5. Kollision in H1 erwartet.

Aber auch die Anzahl der reinen ep-Kollisionen ist zu groß, als daß alle analysiert werden könnten. Daher ist es notwendig, sich in der Auswahl der permanent zu speichernden Daten auf bestimmte Typen von Reaktionen zu spezialisieren. Hierzu sowie zur Unterdrückung von Untergrundereignissen dient der Trigger.

4.1.1 Trigger

Bei H1 gibt es vier Triggerstufen, denen in aufsteigender Ordnung jeweils mehr Zeit und Detektorinformation zur Verfügung steht, um eine Triggerentscheidung zu treffen. In der ersten Triggerstufe (L1) gibt es 128 Subtrigger, die ihrerseits aus mehreren Bits (Triggerelementen) zusammengesetzt sind, die einen Trigger auslösen können. Die Triggerelemente werden von den Subdetektoren geliefert. Die für die Entscheidungsfindung durch logische Kombination der Triggerelemente zur Verfügung stehende Zeit beträgt 2.4μs. Die zweite und dritte Triggerstufe sind für diese Analyse ohne Bedeutung. Die vierte Stufe (L4) besteht aus einer Prozessorfarm, die die Meßdaten einer vereinfachten Version der Rekonstruktionsoftware unterwirft. Die Rate, mit der von Triggerstufe L1 Ereignisse geliefert werden, ist abhängig von den Strahlbedingungen (und den Subtriggern, auf die geachtet wird) und beträgt ungefähr 50 Hz. Die von L4 akzeptierten Ereignisse werden permanent gespeichert, dies geschieht mit einer Rate von 10 Hz.

Für diese Arbeit wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen Subtrigger 106 angesprochen hatte. Er setzte sich 1996 aus folgenden Triggerelementen zusammen:

```
s106 DCRPh_Ta && etag_all && FPS && !BToF_BG
```

(`&&` bedeutet die logische UND-Verknüpfung, `!` die Negierung.) Es wird verlangt, daß ein Kandidat für die Spur eines geladenen Teilchens in der zentralen Spurkammer gefunden wurde, daß als Bedingung für Photoproduktion ein unter sehr kleinem Winkel gestreutes Elektron nachgewiesen wird und daß ein Protonkandidat das FPS passiert.

Die Bedeutung der Triggerelemente im einzelnen:

DCRPh_Ta Das Setzen dieses Triggerelements kündigt an, daß ein Spurkandidat in der zentralen Spurkammer gefunden worden ist. Der $DCR\Phi$-Trigger setzt die Information von zehn der 56 Drahtlagen in den Jetkammern CJC1 und CJC2 zur Identifikation der Spuren geladener Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, ein. Der abgedeckte Polarwinkelbereich reicht von 20° bis 160°. Eine genaue Beschreibung der Arbeitsweise ist in [Rie95] nachzulesen. Die durch die Forderung des Triggerelements gestellte Spurbedingung wird in dieser Analyse verschärft, dies ist in Abschnitt 4.4.1 erläutert. Dort sind auch Betrachtungen zur Ansprechwahrscheinlichkeit zu finden.

etag_all Dies ist eine Abkürzung dafür, daß die Auslese aller 1996 verfügbarer Elektrontagger auf ein Photoproduktionsereignis hindeutete; es wurden die Signaturen der beiden Tagger bei $z = -33$ m und $z = -44$ m verODERt. Dabei gibt es für jeden der Tagger ein Triggerelement, das gesetzt wird, wenn eine Energieschwelle überschritten wird, und zusätzliche Triggerelemente, die auf Energiedeposition im Vetozähler oder im Photondetektor hinweisen. Es wird verlangt, daß die beiden zuletzt genannten nicht angesprochen haben, um Ereignisse, in denen das Elektron ein hartes Bremsstrahlungsphoton emittiert und somit außerhalb der Reaktion am Wechselwirkungspunkt Energie verloren hat, auszuschließen. In Tabelle 4.1 sind die verwendeten Triggerelemente mit den zugehörigen Schwellen aufgeführt.

Triggerelement	Schwelle [GeV]
LU_ET	7.2
LU_ET_44	10.0
LU_WatVet	0.5
LU_PD_low	5.6

Tabelle 4.1: *Ansprechschwellen für die von den Detektoren des Luminositätsmeßsystems gelieferten Triggerelemente, die in das Triggerelement* `etagall` *eingehen.*

Die Definition ist dann

```
etag_all = ( (LU_ET_44 && !LU_PD_low && !LU_WatVet) ||
             ( LU_ET && !LU_PD_low ) ).
```

(`||` bedeutet die logische ODER-Verknüpfung.) Photonen mit einer Energie von mehr als 1.5 GeV werden zu 100% im Photondetektor erkannt [H1-97a]. Eine verbleibende Untergrundquelle sind Ereignisse, bei denen das Elektron ein Photon geringerer Energie abgestrahlt hat.

Das Ansprechverhalten der Triggerelemente geht in die Akzeptanzfunktion in Abhängigkeit von der Inelastizität (Abschnitt 4.2.1) ein.

FPS Dies ist das FPS-eigene, in 3.3.3 beschriebene Triggerelement, das angibt, daß in den Stationen 81V und 90V in Koinzidenz ein Stationstrigger gegeben wurde. Das Kriterium ist hierbei, daß drei der vier Triggerlagen einer Station getroffen wurden und ihre Kombination auf eine einzelne durchgehende Spur hindeutet. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Ereignisse mit Protonkandidaten betrug 1996 85%, siehe auch Abschnitt 5.2.1.

BToF_BG Hinter dem H1-Detektor befand sich bis 1997 einschließlich ein Flugzeitmeßsystem aus Szintillatorflächen. Das verwendete Triggerelement weist auf Energiedeposition im Untergrundzeitfenster hin. Es wird verlangt, daß es nicht angesprochen hat, um Ereignisse, die zeitlich nicht mit ep-Reaktionen verknüpft sein können, zu verwerfen. Das Triggerelement `BToF_BG` ist in [H1-98b] als zu 98.5% effizient gemessen worden.

4.1.2 Rekonstruktion

Die Ereignisse, die die Filterfarm passiert haben, durchlaufen das komplette Rekonstruktionsprogramm von H1 mit einer anschließenden Einteilung in Ereignisklassen. Ereignisse, die einer Klasse zugeordnet werden können oder eine Sonderbehandlung erfahren, werden in komprimierter Form als data summary tapes, "DST", aufbewahrt. Diese Arbeit basiert auf einer Klasse von Ereignissen, die auf einen Protonkandidaten im FPS hindeuten (FPACK Class 13).

4.2 Selektion von Photoproduktionsereignissen

Um Photoproduktionsprozesse mit Photonen bekannter Energie zu erkennen, ist es erforderlich, ein Elektron, das unter sehr kleinen Winkeln gestreut wurde, nachzuweisen. Hierzu dienten 1996 die beiden Elektrontagger bei $z = -33\,\mathrm{m}$ und $z = -44\,\mathrm{m}$. Diese beiden Kristallkalorimeter gehören zum Luminositätsmeßsystem, das in Abschnitt 3.2.4 beschrieben ist. Die Selektionskriterien auf Analyseniveau, ausgehend von Ereignissen, die bereits durch den Trigger einen Elektronkandidaten in einem der Tagger ankündigten, faßt Tabelle 4.2 zusammen.

Es verbleiben im 100963 Ereignisse umfassenden Datensatz nach Vorselektion auf Trigger, Photoproduktion wie in Tabelle 4.2 angegeben und auf eine rekonstruierte Protonspur im FPS (Abschnitt 4.3) 14970 Ereignisse, in denen das Elektron im ETAG33 identifiziert wurde, und 39779 Ereignisse, in denen eine Elektronsignatur im ETAG44 vorlag.

Einige Ereignisse (333, entsprechend 0.6%) haben Elektronsignaturen in beiden Elektrontaggern: Sucht man nach Kandidaten in einem der beiden Tagger, so findet sich auch eine substantielle Energiedeposition in dem jeweils anderen Tagger. Diese Kandidaten wurden folgendermaßen behandelt: Ereignisse mit einer Energiedeposition von

ETAG33		
Energiedeposition	**ETAG33**	$> 4\,\mathrm{GeV}$
	PD	$< 2\,\mathrm{GeV}$
Koordinaten des	x	$\|x\| < 6.5\,\mathrm{cm}$
Schauerschwerpunkts	y	K.E.
ETAG44		
Energiedeposition	**ETAG44**	$> 6\,\mathrm{GeV}$
	PD	$< 1\,\mathrm{GeV}$
Koordinaten des	x	K.E.
Schauerschwerpunkts	y	K.E.

Tabelle 4.2: *Anforderungen für Ereignisse mit Elektronkandidaten in einem der beiden Elektrontagger zur Identifikation von Photoproduktionsprozessen. 'K.E.' steht für "keine Einschränkung".*

weniger als 10 GeV im ETAG44 wurden aus diesem Unterdatensatz entfernt, denn dieser Wert führt zu unsinnig hohen Werten von $y > 0.6$ und liegt außerhalb des Akzeptanzbereichs dieses Detektors für vom Wechselwirkungspunkt stammende ep-Reaktionen. Dies betrifft etwa 1/3 der Ereignisse. Die verbleibenden Ereignisse mit Elektronsignatur in beiden Detektoren wiesen keine Auffälligkeiten hinsichtlich der Auftreffpunkte in den Detektoren oder hinsichtlich der Datennahmeperiode auf. Es wurde die Summe $\sum_i E^i - p_z^i$ über alle Teilchen i des hadronischen Endzustands gebildet. Damit Viererimpulserhaltung gewährleistet ist, muß gelten $(E - p_z)_{ges} = \sum_i (E^i - p_z^i) + (E_{e'} - p_{z,e'}) = 2E_e = 55.1\,\mathrm{GeV}$. Nicht vom Detektor erfaßte Teilchen bewirken eine Verkleinerung der Gesamtsumme. In Abbildung 4.1 ist eine Verteilung von $(E - p_z)_{ges}$ für die verbleibenden Ereignisse mit Elektronkandidaten in beiden Taggern dargestellt, berechnet unter Verwendung der Energiewerte vom ETAG33 und vom ETAG44. Die Verteilung $(E - p_z)_{ges}$ weist eine Anhäufung bei der Zielvorgabe auf, wenn man die im ETAG33 deponierte Energie einsetzt. Die Verteilung ist nicht nur breiter, sondern auch zu zu hohen Werten hin verschoben, wenn man die Information des ETAG44 einsetzt. Die Ereignisse wurden dem ETAG33-Datensatz zugeschlagen.

4.2.1 Akzeptanzbetrachtungen

Aufgrund der unterschiedlichen Akzeptanz der beiden Elektrontagger im Hinblick auf den Streuwinkel und die Energie ergeben sich zwei kinematische Bereiche, in die sich die genommen Daten gruppieren lassen.

Wird das Elektron im ETAG33 nachgewiesen, hat man aufgrund der größeren Ablage, die das Elektron zum Strahl erfahren hat und die von seiner kleineren Energie herrühren, höhere Werte für die Variable y, die Inelastizität des Prozesses. Der Bereich erstreckt sich von $y = 0.2 \ldots 0.8$.

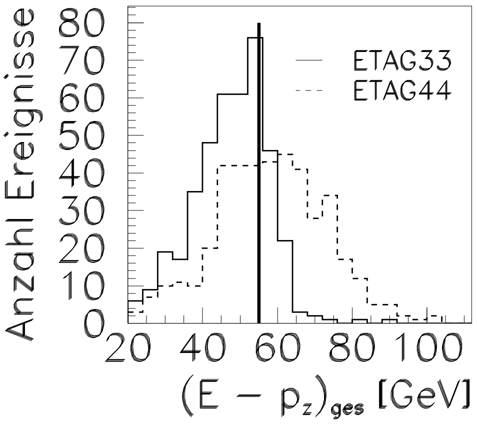


Abbildung 4.1: *Die Größe $(E - p_z)_{ges}$, berechnet für Ereignisse, die eine Elektronsignatur in beiden Elektrontaggern aufweisen und deren im ETAG44 deponierte Energie E_{ETAG44} mehr als 10 GeV beträgt.*
Dargestellt sind die Verteilungen der Summe $(E - p_z)_{had} + 2E_{ETAG33}$ (durchgezogene Linie) und $(E - p_z)_{had} + 2E_{ETAG44}$ (gestrichelte Linie). Wenn alle Teilchen des Ausgangszustands vom Detektor erfaßt werden, beträgt die Summe 55.1 GeV. Dieser Wert ist gekennzeichnet.

Die Akzeptanz des ETAG44 hängt von den Winkeln θ_x und θ_y des Elektronstrahls, mit denen er den Wechselwirkungspunkt durchquert, sowie den Verschiebungen X_{offs}, Y_{offs} am Wechselwirkungspunkt zur nominellen Strahltrajektorie ab. Die Winkel werden [And96] mit Hilfe der Auftreffpunkte der Photonen aus Bethe-Heitler-Ereignissen im PD bestimmt und X_{offs} mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulation derselben Reaktion, indem das gemessene Energiespektrum mit dem aus der Simulation unter verschiedenen Strahlbedingungen verglichen wird. Der Einfluß von Y_{offs} ist gering und wird vernachlässigt. Das Datennahmejahr 1996 wurde in 25 Bereiche aufgeteilt, deren Akzeptanzkurven in Abbildung 4.2b) dargestellt sind, in denen die Strahlparameter sich wenig änderten.

Bis zum Run 157908 befand sich der Detektor in seiner Parkposition in einer Entfernung von $\sim$ 3.1 cm vom Strahl. Danach wurde er zu Beginn der Datennahme einer jeden Luminositätsfüllung in die Arbeitsposition $\sim$ 1.8 cm unter dem Strahl gefahren. Dies ist der Grund für die beiden Gruppen mit jeweils ähnlicher Akzeptanz in der Abbildung 4.2b). Die Daten dieser Analyse stammen aus dem Bereich nach Run 157908 und gehören zu den Kurven, deren Maximum bei $y \approx 0.1$ liegt.

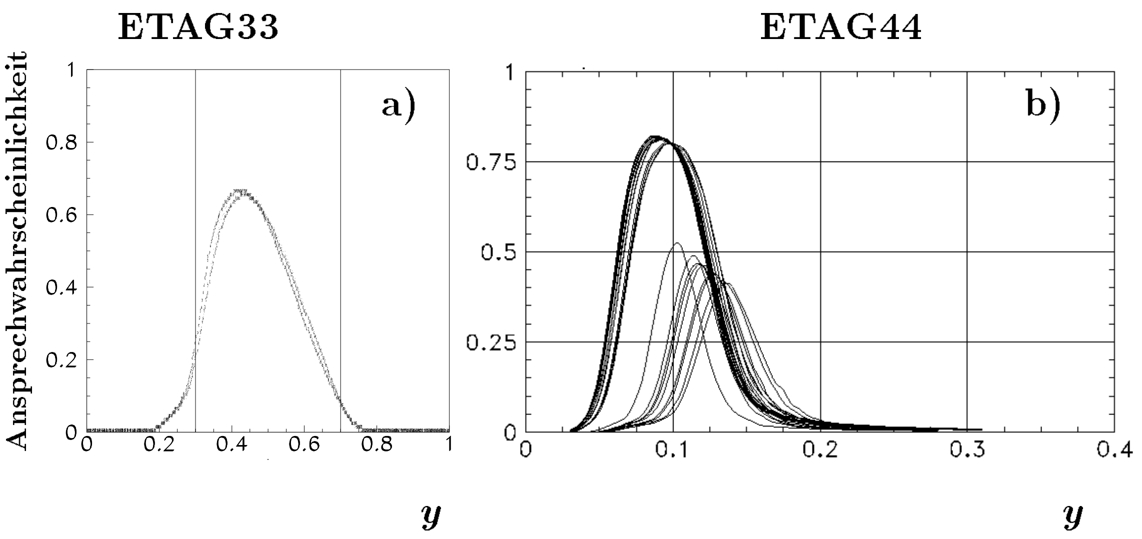


Abbildung 4.2: *Akzeptanz der Elektrontagger in Abhängigkeit von der Inelastizität y.*
a) ETAG33: Angegeben unter Berücksichtigung der Triggereffizienz und für Eintrittspunkte mit $|x| < 6.5$ cm. b) ETAG44: Abhängig vom Datennahmezeitraum variiert der zugängliche kinematische Bereich aufgrund der Tatsache, daß der Detektor erst ab H1-Run 157908 während des Luminositätsbetriebs in die Datennahmeposition gebracht wurde.

4.2.2 Rekonstruktion von y

Über die Beziehung $y = 1 - E'_e/E_e$ hat man durch die Messung von E'_e im Elektrontagger die Möglichkeit, y direkt zu messen. Diese Methode wird für den **ETAG33** auch eingesetzt. Hierbei wird verlangt, daß der berechnete Schauerschwerpunkt nicht zu dicht an den Rändern des Kalorimeters liegt, um Verluste durch Energiedeposition in den Randbereichen klein zu halten. Der Mindestabstand zum Rand in seitlicher Richtung beträgt 1.2 cm (keine Einschränkung für die Höhe des Auftreffpunkts) für diese Arbeit.

Der **ETAG44** erlaubt aufgrund seiner kleineren Abmessung nicht, aus der gemessenen Energie auf y zu schließen. Das Problem ist nicht eine ungenügende Größe, sondern der Eintrittspunkt der Elektronen: Da die meisten Elektronen im Randbereich auftreffen, ist die Energiebestimmung wegen der Verluste nicht genau genug. Die Auflösung liegt bei 1.2 GeV, wohingegen die Breite der Akzeptanzkurve in E'_e nur 0.4 GeV beträgt.

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Inelastizität eines Ereignisses für Photoproduktionsreaktionen bietet ihre Rekonstruktion aus dem hadronischen Endzustand nach Jacquet und Blondel:

$$y_{\mathrm{JB}} = \frac{\Sigma_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Teilchen i des hadronischen Endzustands. Teilchen, die unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung gehen und schlecht oder gar nicht im H1-Detektor gemessen werden, stören die Bilanz wenig, da sie einen kleinen Transversalimpuls besitzen. Die Methode ist jedoch fehleranfällig durch Ereignisse, bei denen Verluste in Rückwärtsrichtung auftreten.

Für die Analyse wurde für ETAG33-Daten verlangt: $\boxed{0.3 < y_{\mathrm{ETAG}} < 0.7}$. Dies resultiert in einer Akzeptanz zwischen 8% für $y = 0.7$ und 66% für $y = 0.43$, wie man aus der Abbildung 4.2a) ablesen kann. Für ETAG44-Daten gab es keine Einschränkung; da hier allein der Hinweis auf ein nachgewiesenes Elektron als Information zur Angabe von y verwendet wird (siehe oben), ist nur das Integral über die Akzeptanzfunktion von Bedeutung.

4.3 Selektion von Ereignissen mit führendem Proton

Die Ereignisauswahl im Hinblick auf den Protonnachweis besteht darin, zu fordern, daß eine Protonspur im FPS nachgewiesen ist, deren Energie rekonstruiert werden kann und die in einem Bereich liegt, innerhalb dessen die Akzeptanz des FPS nicht durch Randeffekte beeinträchtigt wird. Außerdem wird verlangt, daß sich die Detektoren in einer stabilen Datennahmeposition befanden, dafür werden die gleichen Bedingungen wie zur Bestimmung der integrierten Luminosität (Abschnitt 4.6) gestellt.

4.3.1 Selektionskriterien und Eigenschaften des ausgewählten Datensatzes

Trefferidentifikation

Ein Signal A_i in einem FADC-Kanal i, entweder zu einem PSPM-Pixel oder zu einem Photomultiplier der Triggerzähler gehörend, wird als Treffer gewertet, wenn unter Berücksichtigung des typischen Rauschwertes R_i und seiner Fluktuation um dessen Mittelwert σ_i gilt:

$$A_i - R_i > N * \sigma_i + P.$$

Die Parameter N und P sind vorzugeben.

Zur Trefferdefinition in den **Hodoskopen** des FPS wurden folgende Parameter eingesetzt: $N = 2$, $P = 1$. Für die Auflösung der Ambiguitäten durch die vierfache Belegung einer PSPM-Zelle wurde nur auf die "analoge" Triggerszintillatorinformation zurückgegriffen (s.u.). Zur Unterdrückung von Cross Talk wurde die Filtermethode angewendet.

Für die Signale der **Triggerzähler** waren die Parameter $N = 0$, $P = 45$ gewählt. Dieses Verfahren war notwendig, da aufgrund der gegenüber 1995 verbesserten Auslese der Szintillatorflächen die Lichtausbeute sehr viel höher war und daher die Signale meistens den maximalen Wert von 63 ADC-Zähleinheiten annahmen. Dies führt zu einem Wert der Ansprechwahrscheinlichkeit von nahezu Eins. Gleichzeitig wurde aber auch Übersprechen beobachtet. Abbildung 4.3 belegt die Korrelation zwischen Einträgen in benachbarten Szintillatorsegmenten. Links ist zu sehen, daß bei Vorliegen eines digitalen Treffers in einem Zähler die benachbarten Segmente in derselben Lage auch als getroffen gemeldet wurden. Rechts nach einer Verschärfung der Anforderung durch Erhöhung von P ist dieser Einfluß deutlich unterdrückt. Das Muster wiederholt sich mit einer Verschiebung von vier, da hier Ereignisse ausgewählt wurden, die eine Spur durch beide Stationen aufwiesen, somit ein Proton die hintereinanderliegenden Segmente nacheinander durchquert hat. Es ist notwendig, durch eine strenge Trefferdefinition den Anteil an falschen Signalen zu eliminieren, denn anderenfalls können die Triggerzähler-Signale nicht zur Auflösung der Mehrdeutigkeiten in den Faserhodoskopen herangezogen werden. Wird die Mehrdeutigkeit nicht aufgelöst, kann es dazu kommen, daß Treffer außerhalb der Detektorfläche rekonstruiert werden. Dies zeigt ein Vergleich der Abbildungen 4.4 für den Fall einer zu großzügigen und einer strengen Anforderung der Trefferklassifikation. Die Reduktion der Treffer im unzugänglichen Bereich unterhalb der Detektorfläche wird deutlich reduziert.

Diese nachträgliche Prozedur zur Bereinigung von Übersprechen ist nur für die Analyse anwendbar. Aufgrund der Kombination von Übersprechen mit hohen ADC-Zählwerten konnte es 1996 dazu kommen, daß zuviele Triggerzähler die Komparatorschwelle überschritten, also einen binären Treffer auslösten. Da der Triggerprozessor darauf ausgelegt ist, eine einzelne Spur zu erkennen, wurden Ereignisse verworfen, bei denen zu viele Zähler angesprochen hatten. Da diese Analyse auf vom FPS getriggerten Ereignissen basiert, ist dieser Verlust zu korrigieren. Eine Untersuchung mit zwei unabhängig getriggerten Datensätzen ergab, daß von Ereignissen, in denen eine Protonspur im FPS rekonstruiert wurde, 85% das FPS-Triggerelement gesetzt hatten. Dies ist als Ineffizienz des Trigger*elements* zu werten.

Generell wurden Ereignisse verworfen, bei denen in den einzelnen Arbeitsschritten nicht auf ein eindeutiges Ergebnis geschlossen werden konnte.

Die Variation der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren während der Datennahme ist in Abbildung 4.5 aufgetragen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Hodoskoplagen ist in Abbildung 4.6 in Abhängigkeit von der Runnummer dargestellt. Sie beinhaltet Verluste durch Alterungsprozesse in den Fasern, Ineffizienzen bei der Erzeugung von Primärelektronen sowie den Verstärkungsprozeß im PSPM. Sie liegt im Bereich von 45 bis 65%. Das Verhältnis von aktivem Faserradius zu dem Abstand der Fasermittelpunkte stellt eine geometrisch bedingte Obergrenze dar und beträgt 86%. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten wurden für Ereignisse gemittelt, in denen der Detektor eine stabile Konfiguration innehatte. Dies liefert für die Datennahmeperiode 1996 vier Intervalle I_1 bis I_4, deren Grenzen folgende H1-Runnummern haben:

$$\begin{aligned} I_1&: 152568 \ldots\ 161154, \\ I_2&: 161155 \ldots\ 164162, \\ I_3&: 164163 \ldots\ 167407, \\ I_4&: 167408 \ldots\ 171284. \end{aligned}$$

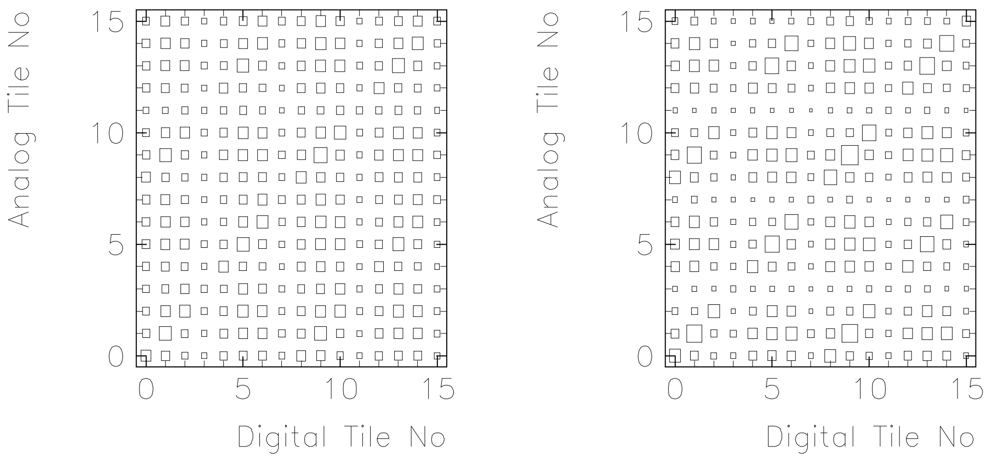


Abbildung 4.3: *Korrelation zwischen den Signalen benachbarter Triggerzähler am Beispiel der Station 81V. In das Histogramm wurde ein Eintrag gemacht, wenn bei Vorliegen eines "digitalen" Treffers in einem Szintillator (dh. bei Überschreiten der Komparatorschwelle) auch ein Treffer gemäß der Definition für das "analoge" Signal vorlag. Links: schwache Definition ($3\sigma_i + 10$), rechts: strenge Anforderung (45 Zähleinheiten).*

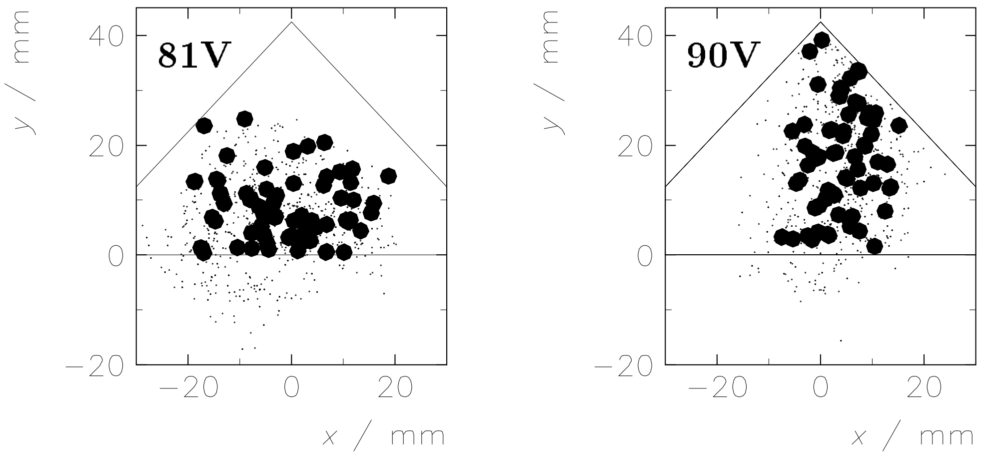


Abbildung 4.4: *Verteilung der Auftreffpunkte auf der Detektoroberfläche für verschiedene Anforderungen an das Treffersignal in den Triggerszintillatoren. Die sensitive Detektorfläche ist umrandet. Kleine Punkte: Schwache Anforderung ($3\sigma_i + 10$), ausgefüllte Kreise: absolute Unterschranke von 45 FADC-Zähleinheiten. Die Unterdrückung von falsch aufgelösten Ambiguitäten durch die strengeren Bedingungen ist klar zu sehen. Es wird kein Bereich der Detektoroberfläche durch den Schnitt systematisch ausgegrenzt.*

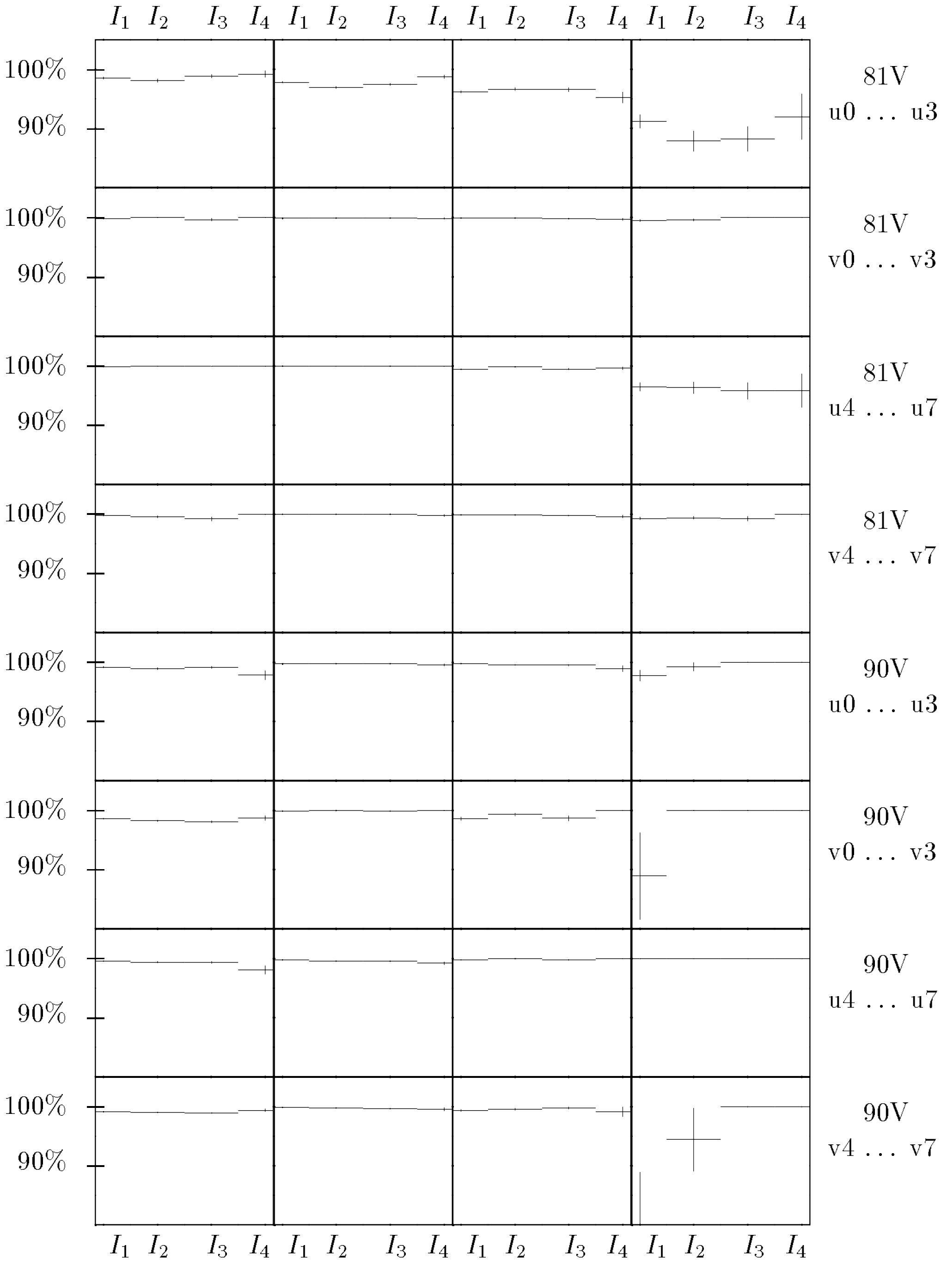


Abbildung 4.5: *Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren für 1996. Eingetragen ist für jeden Triggerzähler die Ansprechwahrscheinlichkeit, die unter Verwendung der FADC-Zählwerte erhalten wurde. Die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Die Datennahmeperiode ist in vier Bereiche stabiler Detektorkonfiguration unterteilt, deren Grenzen in Abschnitt 4.3.1 angegeben sind.*

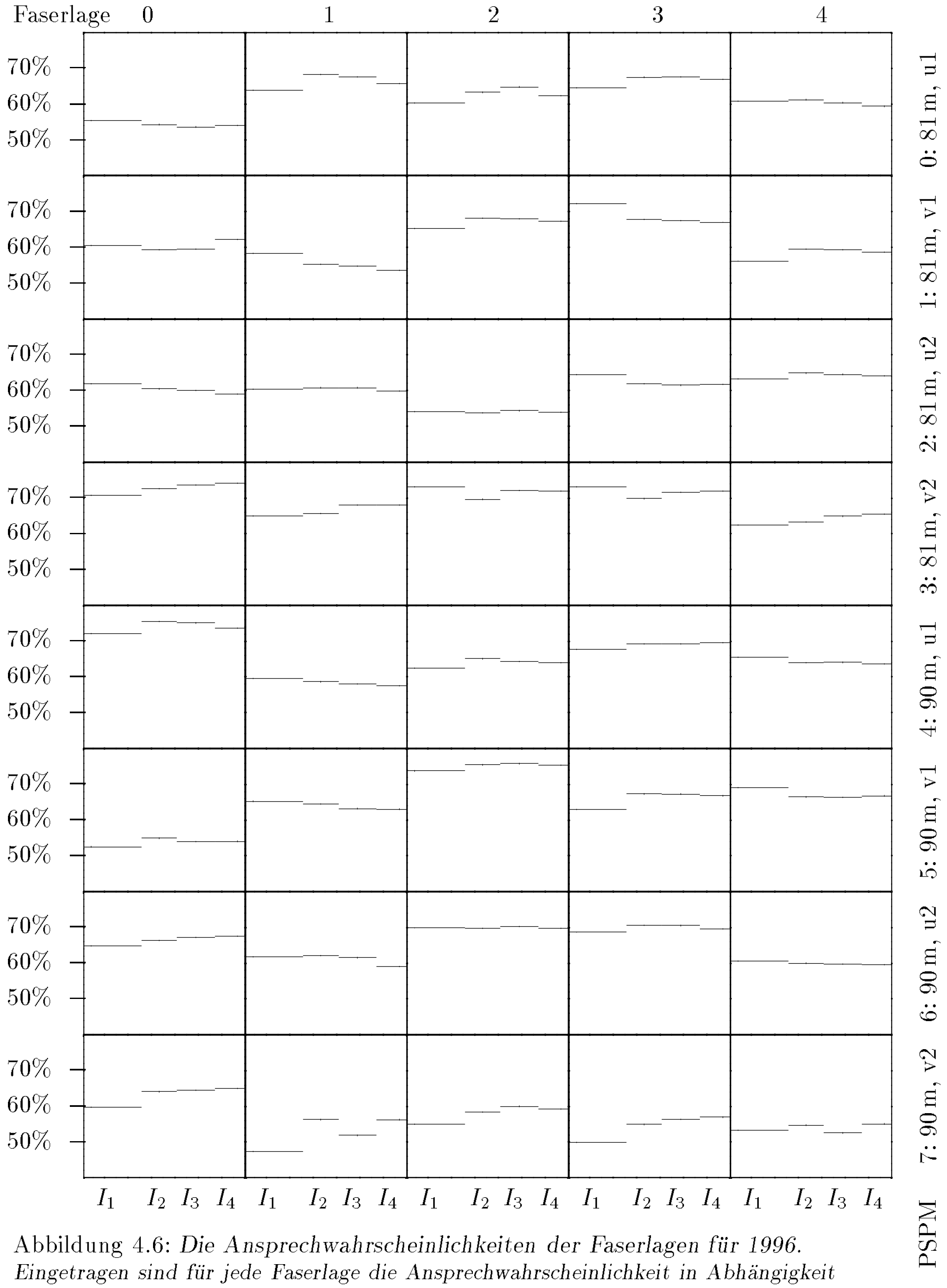


Abbildung 4.6: *Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Faserlagen für 1996. Eingetragen sind für jede Faserlage die Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Runnummer. Die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Die Datennahmeperiode ist in vier Bereiche stabiler Detektorkonfiguation unterteilt, deren Grenzen in 4.3.1 angegeben sind.*

Spuranpassung

Nach Auflösung von Ambiguitäten und Gruppierung der Hits zu Clustern von mindestens zwei Treffern werden Spurprojektionen für die Koordinaten u und v in den beiden zugehörigen Hodoskopen gebildet, wobei eine Spur akzeptiert wird, wenn mindestens fünf Lagen getroffen sind und die Spur eine Neigung von weniger als 80 mrad zur nominellen Strahlachse aufweisen. Anschließend werden die Spurprojektionen zu stationsgebundenen Trajektorien kombiniert. Diese werden unter Berücksichtigung der Position der Station sowie der Geometrie des Aufbaus zu einer globalen Spur durch beide Stationen per linearer Anpassung an die beiden Spursegmente weiterverarbeitet. Dabei wird auf ein gemeinsames strahlgebundenes Koordinatensystem übergegangen. Der Spur-Durchstoßpunkt bei $z = 85\,\mathrm{m}$, der Mitte zwischen beiden Stationen, sowie ihre Richtung verglichen mit der nominellen Strahlachse sind die Parameter, die zur Bestimmung von Energie und Emissionswinkelprojektionen des gestreuten Protons herangezogen werden.

Rekonstruktion kinematischer Größen

Bedingt durch die Richtungsänderung und den Energieverlust am Wechselwirkungspunkt hat die Protonspur eine Ablage zum Protonstrahl und schließt einen Winkel mit ihr ein. Es wird nach der Kalibration die Ablage und die Winkelprojektion in den Koordinaten x und y bei $z = 85\,\mathrm{m}$ bestimmt und aus den beiden Meßgrößen jeder Koordinate auf eine Energie und eine Winkelprojektion am Wechselwirkungspunkt geschlossen. Sie werden mit E_x, E_y und θ_x, θ_y bezeichnet. Als letzter Schritt werden die vier Größen auf einen Parametersatz E, Θ_x, Θ_y transformiert. Daß dieser gut mit den bereits koordinatenweise bestimmten Größen korreliert ist, zeigt Abbildung 4.7. Das Verfahren ist im Detail in [Lis97] beschrieben. Die aus den einzelnen Schritten, angefangen bei der Spuranpassung bis zur letzten Transformation, auf die endgültigen Größen berechneten Fehler sind in Abbildung 4.8 zu sehen. Die Verteilung der Energie E in Abhängigkeit von den Streuwinkelprojektionen ist in der obersten Abbildungszeile von Abbildung 4.9 dargestellt.

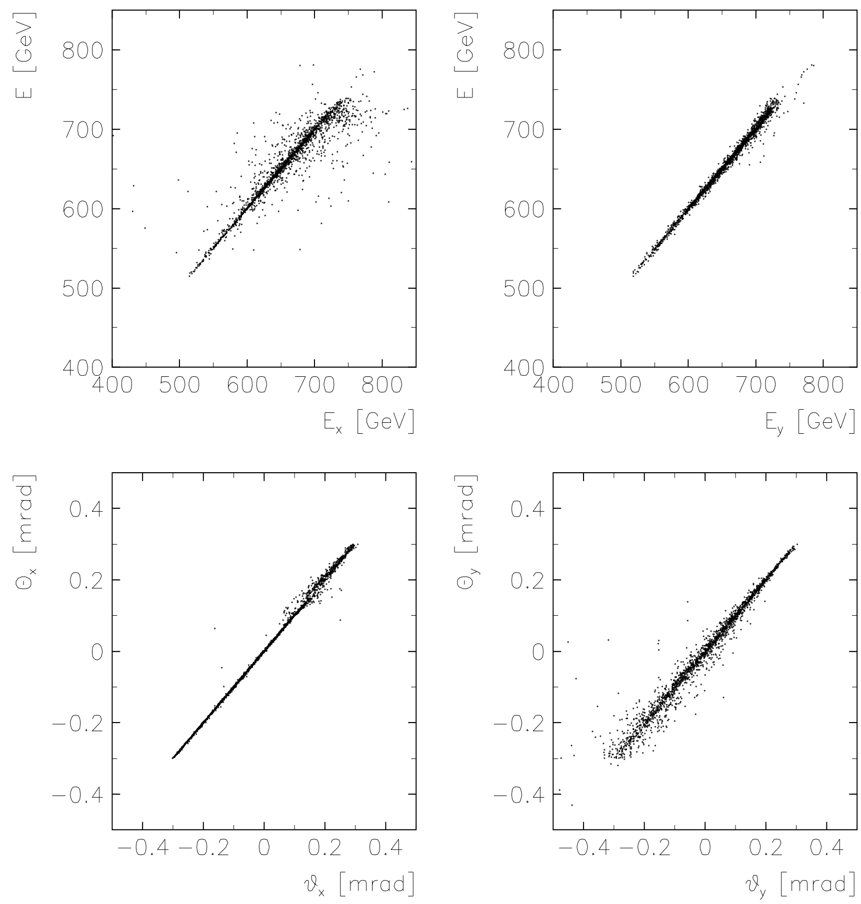


Abbildung 4.7: *Vergleich zwischen koordinatenweise gemessenen und kombinierten Werten für E, θ_x, θ_y. Dabei folgt die Bezeichnung der Winkel der in Abschnitt 3.3.5 eingeführten: Kleinbuchstaben bedeuten die vor, Großbuchstaben diejenigen nach Kombination der beiden Messungen erhaltenen Winkelgrößen.*

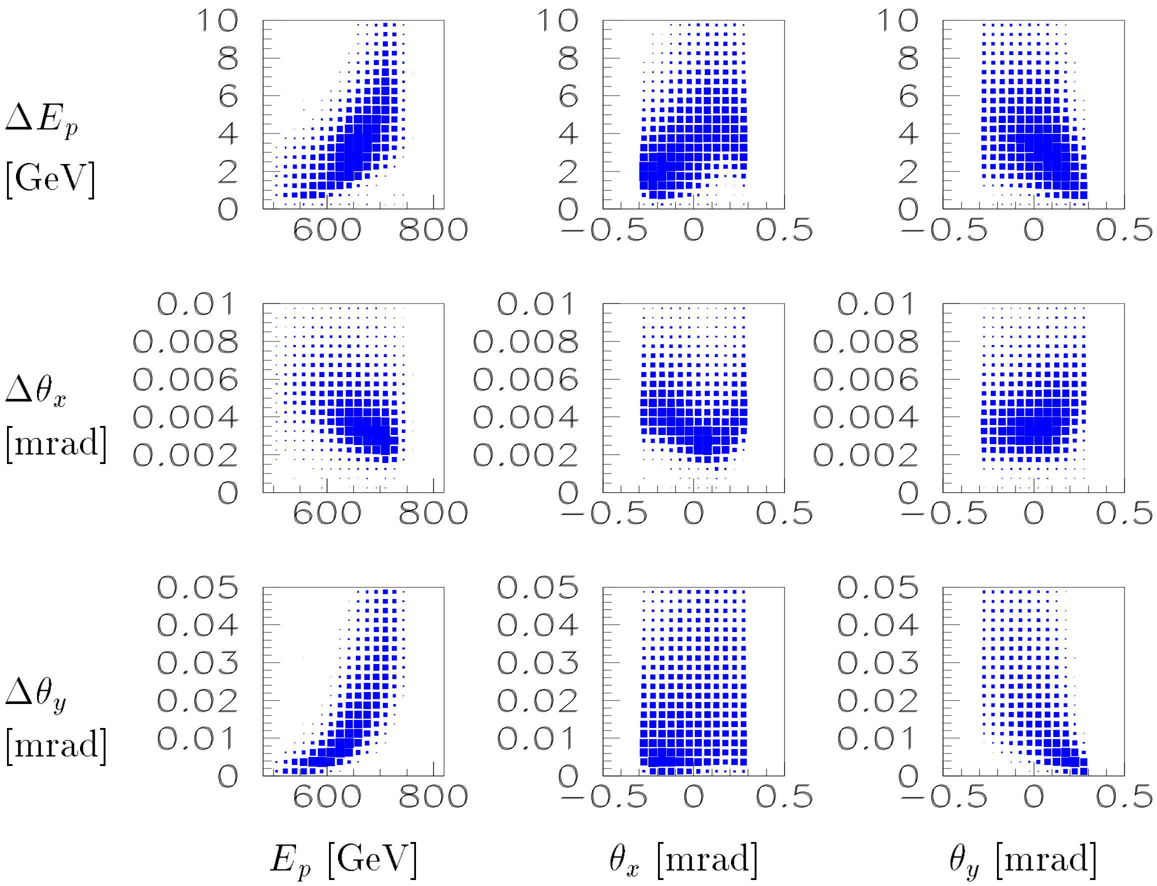


Abbildung 4.8: *Die Abhängigkeit der Fehler auf E, Θ_x, Θ_y von den drei Größen selbst.*

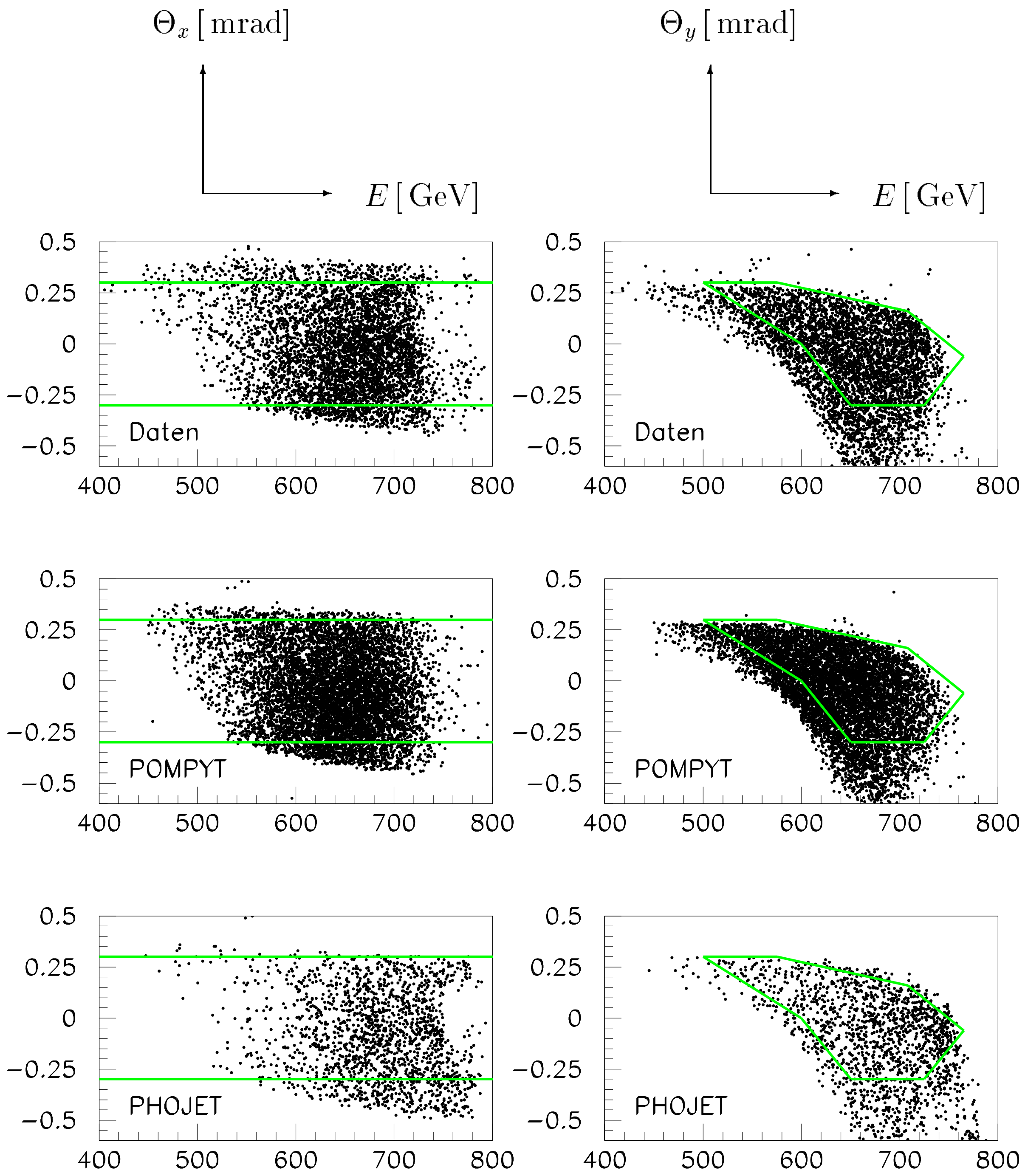


Abbildung 4.9: *Verteilung der gemessenen Emissionswinkelprojektionen θ_x und θ_y in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Protons für Meßdaten sowie mit POMPYT bzw. PHOJET generierte Simulationsereignisse. Eingetragen sind die Grenzen des Vertrauensbereichs wie in Tabelle 4.3 definiert.*

4.3.2 Eigenschaften der Meßgrößen des gestreuten Protons in simulierten Ereignissen

Für die Korrektur von Akzeptanz- und Migrationseffekten im Vorwärtsprotonspektrometer werden zwei verschiedene Monte-Carlo-Datensätze verwendet. In diesem Abschnitt soll kurz vorgestellt werden, welche Verteilungen der Protonmeßgrößen in beiden Generatoren implementiert sind.

Das Eingangsspektrum auf Generatorniveau ist für die beiden hier verwendeten Modelle sehr verschieden: POMPYT hat eine Energieverteilung gemäß der Piontrajektorie, PHOJET hat für elastisch in Vorwärtsrichtung gestreute Teilchen dominant Einträge bei der höchsten Energie (*diffraktiver Peak*). Die Verteilungen sind in Abbildung 4.10 zu sehen. Die nach Messung der Protontrajektorie im FPS rekonstruierten Größen sind gut mit den Eingangsgrößen korreliert (Abbildung 4.11). Ein Vergleich der gemessenen Observablen für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse ist in Abbildung 4.9 zu finden. Hier ist auch der Vertrauensbereich (Abschnitt 4.3.3) eingezeichnet, der für gemessene und simulierte Ereignisse gleich gewählt wird.

4.3.3 Definition eines Vertrauensbereichs

Aus Abbildung 4.9 sieht man, daß für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse Unterschiede in der Akzeptanz bestehen, die auf folgende Gründe zurückzuführen sind:

- Ungenaue Beschreibung der Strahlführung,
- Imperfektionen in der relativen Positionierung von Strahlrohr und Magneten,
- nicht modellierte Aperturbegrenzungen (insbesondere bei $z = 40\,\mathrm{m}$), und
- Unterschiede in der Datennahmeposition. In der Simulation wird die Position des Detektors konstant gehalten, bei der Datennahme ist dies nicht der Fall, da je nach Strahlqualität eine unterschiedliche Annäherung an den umlaufenden Protonstrahl möglich ist. Dies bedingt eine unterschiedliche Akzeptanz. Überdies wird die für die Simulation eingesetzte Distanz zum Strahl von $15\,\sigma_y$ tatsächlich selten erreicht. Variierende Strahl*positionen* für verschiedene Luminositätsfüllungen werden durch das Kalibrationsverfahren, das die Strahlposition für jede Füllung bestimmt, berücksichtigt.

Der Vertrauensbereich wird durch Festlegung von Grenzen für die Streuwinkel in Abhängigkeit von der Energie definiert. Die Parametrisierung ist in Tabelle 4.3 angegeben. In Abbildung 4.9 sind die Bereichsgrenzen eingetragen.

Wenn nach dem Schnitt auf den Akzeptanzbereich noch mehr als eine Spurhypothese zur Verfügung stehen, werden nur die Hypothesen mit den meisten getroffenen Faserlagen betrachtet und zur weiteren Auswahl die kleinste Differenz der Impulsmessungen in x und y genommen.

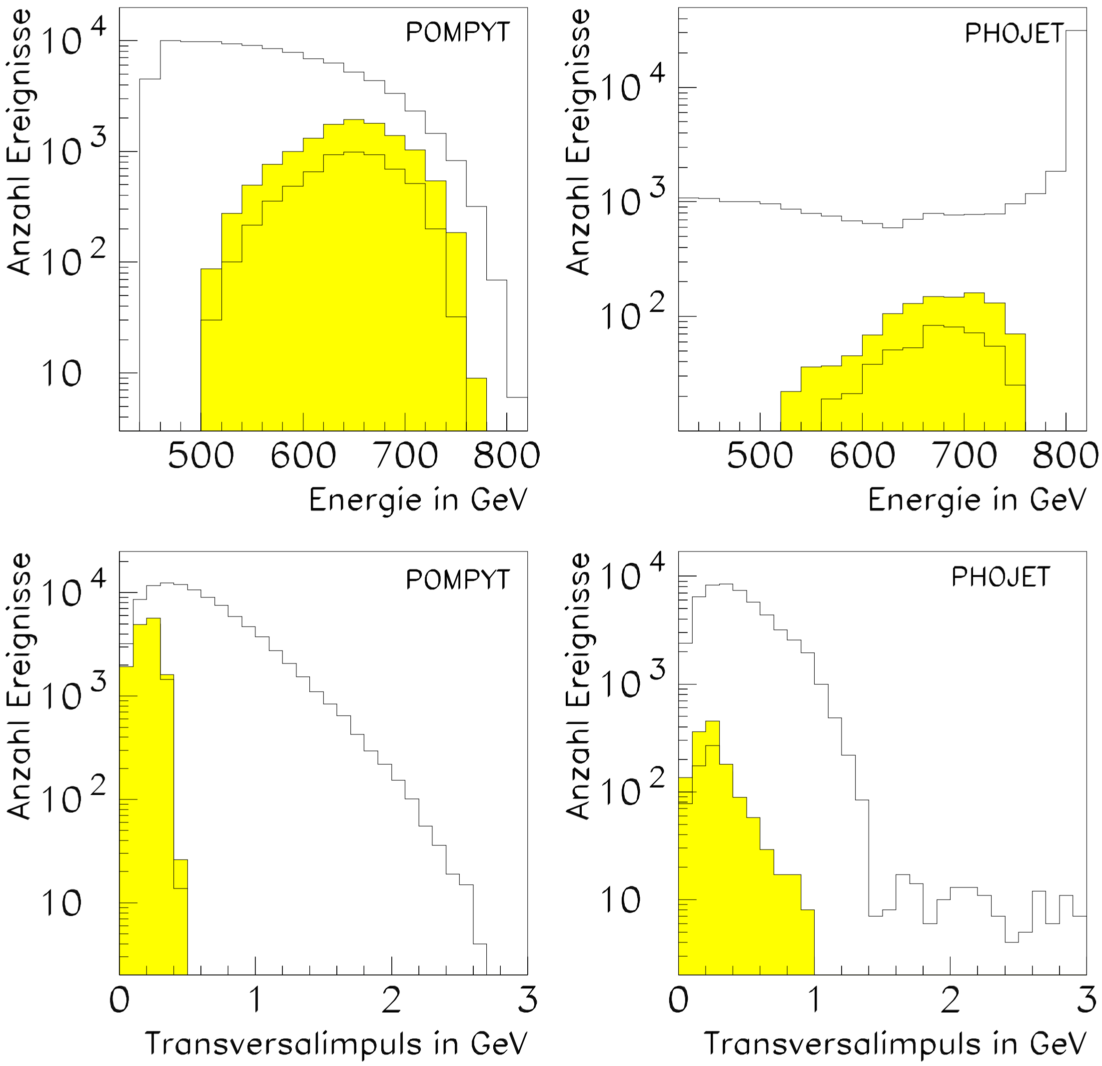


Abbildung 4.10: *Eingabespektren für gestreute Protonen von POMPYT (links) und PHOJET (rechts).*
Oben ist die Verteilung der Energie des Protons, unten der Transversalimpuls. Unterlegt gekennzeichnet ist das Spektrum, welches sich ergibt, wenn man verlangt, daß die Größen innerhalb des Vertrauensbereichs generiert wurden. Die zusätzliche Linie innerhalb des unterlegten Bereichs zeigt den Anteil, für den ein Proton rekonstruiert werden konnte, gewichtet mit der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für eine Protonspur.

Der Verlust an Ereignissen durch die Einschränkung auf den Vertrauensbereich wird durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt, der für jedes Energieintervall berechnet und in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt wird.

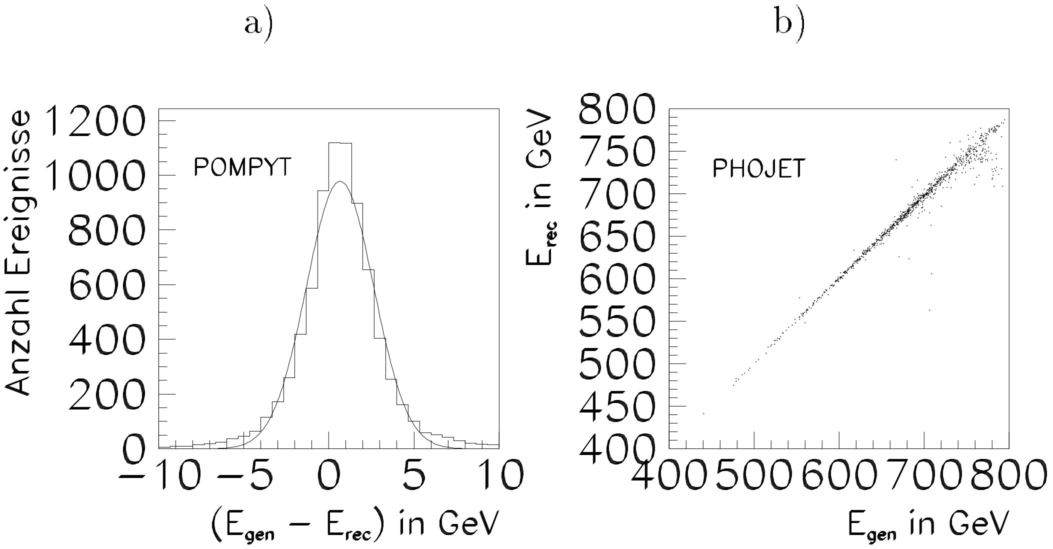


Abbildung 4.11: *Vergleich generierter und rekonstruierter Protonenergie.*
a) Differenz generierter und rekonstruierter Energie am Beispiel für POMPYT. Die Anpassung an die Ereignisse ist eine Gaußkurve; der Fit ergibt als Mittelwert (0.15 ± 0.02) *GeV und als Breite* (2.02 ± 0.02) *GeV.*
b) Rekonstruierte Energie in Abhängigkeit von der generierten am Beispiel von PHOJET. Für generierte Energien oberhalb von 740 *GeV steigt der Anteil der mit zu niedrigem Wert rekonstruierten Ereignisse an.*

Energie E'_p	Untergrenze	Obergrenze
	$\boldsymbol{\theta_x}$	
0 ... 820 GeV	−0.3 mrad	+0.3 mrad
	$\boldsymbol{\theta_y}$	
500 ... 575 GeV	$\frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{100\,\mathrm{GeV}}(600\,\mathrm{GeV} - E'_p)$	0.3 mrad
575 ... 600 GeV	"	$\frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{300\,\mathrm{GeV}}(875\,\mathrm{GeV} - E'_p)$
600 ... 650 GeV	$\frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{50\,\mathrm{GeV}}(600\,\mathrm{GeV} - E'_p)$	"
650 ... 708.3 GeV	-0.3 mrad	"
708.3 ... 725 GeV	"	$\frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{75\,\mathrm{GeV}}(750\,\mathrm{GeV} - E'_p)$
725 ... 765 GeV	$\frac{0.3\,\mathrm{mrad}}{50\,\mathrm{GeV}}(E'_p - 775\,\mathrm{GeV})$	"

Tabelle 4.3: *Grenzen des Vertrauensbereichs für* θ_x *und* θ_y *in Abhängigkeit von der Energie* E'_p *des gestreuten Protons*

4.4 Weitere Kriterien

Runselektion

Um aus der gemessenen Protontrajektorie auf den Impuls des gestreuten Protons schließen zu können, muß man die Lage und die Richtung des umlaufenden Protonstrahls durch die in Abschnitt 3.3.6 skizzierte Kalibration bestimmen. Dies geschieht für jede Luminositätsfüllung, da sich Richtung und Position des Strahls von Füllung zu Füllung ändern. Während einer Füllung sind diese Parameter hinreichend konstant. Damit das Kalibrationsverfahren konvergiert, müssen ausreichend viele Spurkandidaten aus derselben Füllung zur Verfügung stehen; die Kalibration wurde bei Füllungen mit mehr als 500 Spurkandidaten durchgeführt. Es wurden nur Runs aus solchen Füllungen verwendet.

Überprüfung des Beitrags durch Pilot-Bunch-Ereignisse

Der Anteil an *pilot bunch*–Ereignissen ist vernachlässigbar klein. Es wurde nach Anwendung aller Auswahlkriterien noch ein Ereignis aus einem Protonpilotbunch und 33 Ereignisse aus Elektronpilotpaketen gefunden. Es handelt sich hier um Untergrunderereignisse, in denen eine Wechselwirkung mit dem Restgas stattgefunden hat. Mit Kenntnis des Verhältnisses von Pilotpaketen zu kollidierenden Paketen des Elektronenstrahls schätzt man einen Untergrund von 0.8% der Ereignisse ab.

Hochspannung

Zusätzlich wurden weitere Bedingungen an die Funktionsfähigkeit einzelner Detektorkomponenten von H1 gestellt; insbesondere mußten folgende Subdetektoren einsatzfähig sein und wurden auf Fehler im Hochspannungsstatus überprüft:

FPS für den Nachweis des vorwärts gestreuten Protons,
Luminositätsmeßsystem zur Messung der Luminosität und zum Nachweis des gestreuten Elektrons,
zentrale Spurkammern für die Spurmessung sowie
zentrale Proportionalkammern für den Spurtrigger.

Position des FPS

Es wurde für Ereignisse, in denen eine Protonspur durch beide Stationen rekonstruiert werden konnte, überprüft, ob sich die Detektoren in Datennahmeposition befanden. Dies war für alle Ereignisse der Fall.

4.4.1 Selektion auf eine Spur im Zentraldetektor

Der gewählte Subtrigger verlangte 1996 einen Spurkandidaten im Zentralbereich des Detektors. Ein Ereignis wurde akzeptiert, wenn es mindestens eine mit einem Vertex von $|z_{\mathrm{vtx}}| < 35\,\mathrm{cm}$ verbundene Spur hatte, die die folgenden Bedingungen erfüllte:

- Transversalimpuls $p_t > 500\,\mathrm{MeV}$
- Polarwinkel θ zwischen $20°$ und $160°$
- radiale Länge $> 10\,\mathrm{cm}$, Spur in der CJC1 beginnend

In diesem Fall wird die Spur als *gute Spur* bezeichnet. Der $DCR\,\Phi$-Trigger wird schon bei $p_t = 450\,\mathrm{MeV}$ als effizient angesehen, jedoch ist das Plateau der Effizienzkurve erst bei etwa 500 MeV erreicht [Tsi99]. Da aufgrund der steilen Flanke große Unterschiede in der Nachweiswahrscheinlichkeit von simulierten und gemessenen Daten schon bei kleinen Ungenauigkeiten der Simulation auftreten können, wurde die Untergrenze auf 500 MeV gesetzt. Die Einschränkung des Polarwinkelbereichs entspricht der geometrischen Akzeptanz der zentralen Spurkammer. Die Anforderung an die radiale Mindestlänge dient der Verbesserung der Impulsmessung. Die Verteilung der Anzahl 'guter' Spuren ist in Abbildung 4.12 zu finden, getrennt für Ereignisse der beiden ETAG-Subdatensätze.

Zwei Korrekturen sind hierbei zu berücksichtigen: Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggerelements (Triggereffizienz) beträgt weniger als 100%, und nicht jedes Ereignis, das den Trigger auslöst, besitzt eine Spur, die den Anforderungen genügt (Spurselektionseffizienz).

Die *Triggereffizienz* des Triggerelements $DCR\,\Phi\_Ta$ wird folgendermaßen bestimmt: Zugrundegelegt werden sollen für die Untersuchung Photoproduktionsereignisse mit vorwärts gestreutem Proton, da die Akzeptanz des Triggers vom Polarwinkel abhängt und durch die Bedingung, ein Proton im FPS und ein Elektron in einem der Tagger zu finden, ein bestimmter kinematischer Bereich festgelegt ist. Dafür wurde ein Datensatz gebildet aus Ereignissen, die ein Proton mit rekonstruierter Energie im FPS aufwiesen und den Anforderungen für ein Photoproduktionsereignis erfüllten. Zusätzlich wurde verlangt, daß ein unabhängiger Subtrigger[1] angesprochen hatte. Diese Einschränkung reduzierte die Datenmenge erheblich, da hierfür nur Subtrigger, die ohne Spurtrigger arbeiten, aber den relevanten kinematischen Bereich abdecken, in Frage kommen. Es wurden die Subtrigger S80 und S81 ausgewählt[2].

[1] Dies bedeutet, daß mindestens ein weiterer Subtrigger dafür gesorgt hatte, daß das Ereignis akzeptiert wurde. Dieser Subtrigger darf das zu untersuchende Triggerelement nicht enthalten. Dieses betrifft die Triggerebenen L1 bis L4.

[2] Neben einem Hinweis auf ein Photoproduktionsereignis durch einen der beiden Tagger werden die folgenden zusätzliche Forderungen an das Ereignis gestellt: S80 – Flugzeit-Triggerelemente, S81 – Flugzeit-Triggerelemente und Energiedeposition im SpaCal.

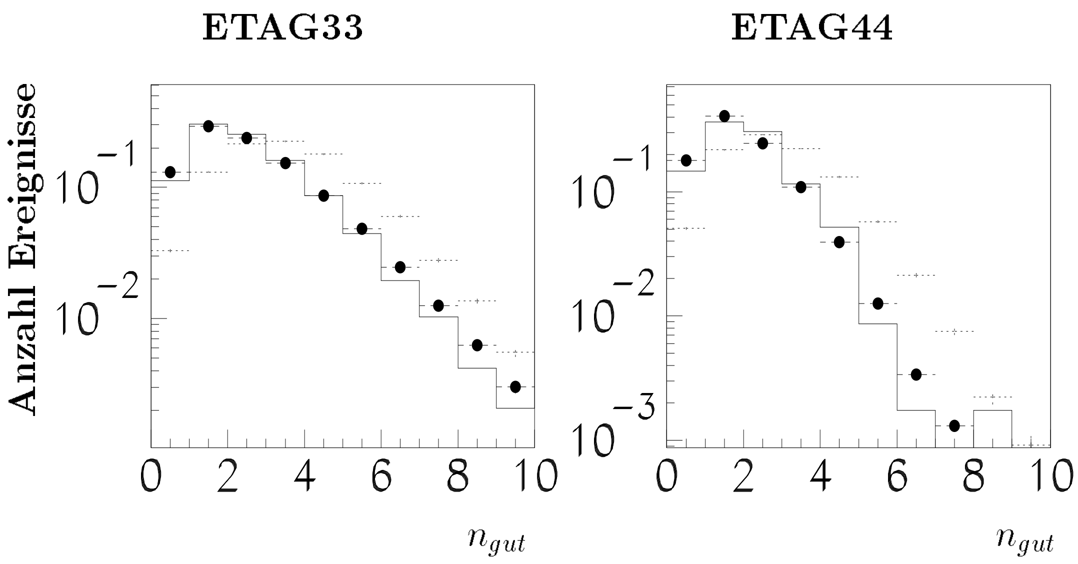


Abbildung 4.12: *Verteilung der Anzahl als gut klassifizierter Spuren für Daten und Monte-Carlo-Simulation, nicht korrigiert um Ansprechwahrscheinlichkeit von $DCR\Phi\_Ta$.*
Daten: Punkte, PHOJET: Strichsymbole, POMPYT: durchgezogenes Histogramm. Die Verteilungen sind auf Eins normiert; die Meßdaten entstammen dem für die Analyse selektierten Datensatz und enthalten rund 15000 (ETAG33) bzw. 40000 (ETAG44) Ereignisse. Von POMPYT standen jeweils rund 2000, von PHOJET knapp 600 Ereignisse zur Verfügung. Die Spektren haben folgende Eigenschaften:

	ETAG33		*ETAG44*	
	Mittelwert	*RMS*	*Mittelwert*	*RMS*
Daten	*2.6*	*1.7*	*1.9*	*1.2*
POMPYT	*3.7*	*1.8*	*3.0*	*1.5*
PHOJET	*2.6*	*1.6*	*2.1*	*1.1*

Für Monte-Carlo-Ereignisse wurde verlangt, daß ein Proton, dessen Energie rekonstruiert werden konnte, im FPS nachgewiesen wurde. Die Überlappung mit der kinematischen Region der Signalereignisse wurde durch Eingrenzen des y-Bereichs auf die Akzeptanzen der ETAGs sichergestellt. Nun wurde für Daten und simulierte Ereignisse jeweils die Verteilung der Anzahl die Selektion passierender Spuren mit und ohne Ansprechen von $DCR\Phi\_Ta$ betrachtet und das Verhältnis aus den Zahlen gebildet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Eine gesonderte Untersuchung ergab, daß für die zwei durch die Akzeptanz der beiden Elektrontagger unterschiedenen kinematischen Bereiche keiner getrennten Behandlung in dieser Angelegenheit bedürfen, da die Ansprechwahrscheinlichkeiten innerhalb des statistischen Fehlers miteinander übereinstimmen.

Je nach der Anzahl rekonstruierter guter Spuren wurde jedes Ereignis mit einem entsprechenden Gewichtsfaktor für die Ansprechwahrscheinlichkeit von $DCR\Phi\_Ta$ versehen. Die Faktoren sind in Tabelle 4.4 aufgeführt.

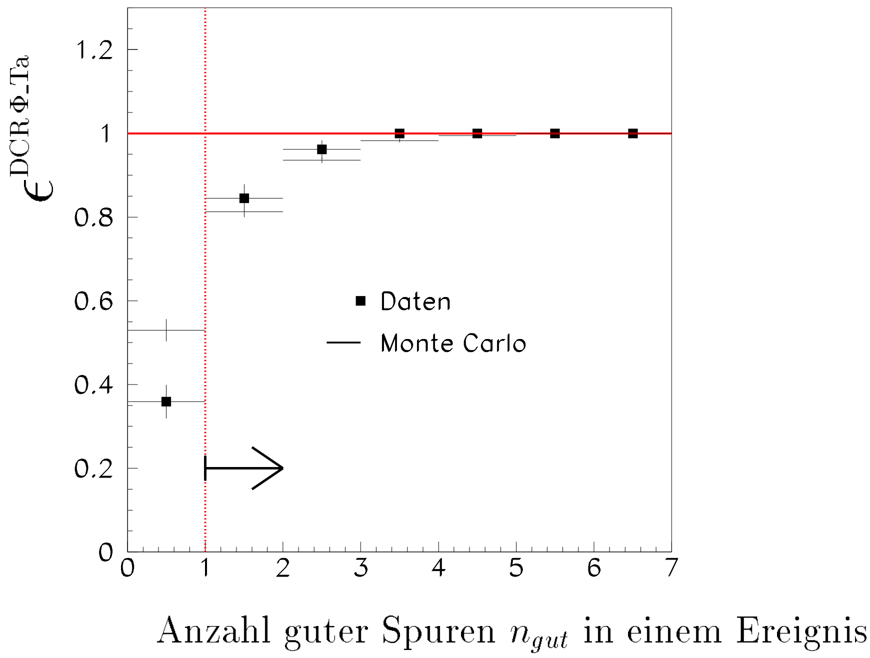


Abbildung 4.13: *Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggerelements DCRΦ_Ta in Abhängigkeit von der Anzahl als gut klassifizierter Spuren. Gekennzeichnet ist der für die Analyse relevante Bereich.*

n_{gut}	Daten	MC
0	0.36	0.53
1	0.84	0.82
2	0.96	0.94
3	1.00	0.98
4	1.00	0.99
≥ 5	1	1

Tabelle 4.4: *Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggerelements DCRΦ_Ta in Abhängigkeit von der Anzahl gemäß den am Anfang von Abschnitt 4.4.1 aufgeführten Kriterien als gut klassifizierter Spuren n_{gut} in Meßdaten und Simulation.*

Die Bestimmung der *Spurselektionseffizienz* erfolgte bei Daten und Monte-Carlo-Ereignissen aus einem Datensatz, der ein nachgewiesenes Proton, ein nachgewiesenes Elektron (Daten) oder ein entsprechend generiertes y im ETAG-Akzeptanzbereich (MC) und ein gesetztes *DCRΦ_Ta*-Triggerelement aufwies. Für diese Datensätze wurde bestimmt, in wievielen Fällen keine Spur, die die obigen Anforderungen erfüllt, rekonstruiert werden konnte. Diese Zahl ist abhängig von der Form der Verteilung. Wie auch in Abbildung 4.12 zu sehen, liegt die mittlere Zahl rekonstruierter guter Spuren für ETAG44-Ereignisse im Mittel um eins niedriger als für ETAG33-Ereignisse, zudem ha-

	ETAG33	ETAG44
PHOJET	$0.915 \pm 4.3\%$	$0.852 \pm 4.5\%$
Meßdaten	$0.879 \pm 0.9\%$	$0.825 \pm 0.6\%$

Tabelle 4.5: *Spurselektionseffizienz für simulierte und gemessene Ereignisse. Die angegebenen Werte in Prozent sind die statistischen Fehler der Größen. Die Differenz der erhaltenen Werte wird als systematischer Fehler gewertet. Die Werte der Daten wurden aus dem im Text beschriebenen Datensatz, der unabhängig vom $DCR\Phi\_Ta$-Triggerelement gebildet wurde, bestimmt.*

ben von POMPYT generierte Ereignisse im Mittel zwei Spuren mehr als Meßdaten- und PHOJET-Ereignisse. Es wurden die Verteilungen detektornaher Größen überprüft, die aber keinen Grund zu der Annahme von Simulationsfehlern lieferten. Hingegen zeigte sich, daß das p_t-Spektrum der Spuren für POMPYT härter ist als für PHOJET, welches besser mit dem der Meßdaten übereinstimmt. Dieser Umstand erklärt, daß relativ mehr POMPYT-Spuren die Schwelle von $p_t = 500\,\mathrm{MeV}$ passieren als von PHOJET. Somit wurde zur Bestimmung der Spurselektionseffizienz nur PHOJET herangezogen. Der Anteil von Ereignissen, die mindestens eine 'gute' Spur aufweisen, beläuft sich auf die in Tabelle 4.5 angegebenen Werte und liegt um 90% für ETAG44-Daten und rund 85% für ETAG33-Daten. Die Differenz des Anteils von Null-Spur-Ereignissen wird als systematischer Fehler berücksichtigt.

4.4.2 Vertex

Der Wechselwirkungspunkt wird, sofern genügend Spuren zur Verfügung stehen, für jedes Ereignis bestimmt. Die Verteilung ist durch die Summe aus einer Gaußfunktion und einem linearen Term beschreibbar. Der erste Beitrag stammt von ep-Wechselwirkungen, die in der Strahlkreuzungsregion stattfinden, der zweite durch Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Wechselwirkungen, die an beliebigen Stellen stattfinden können. Paßt man je eine Gaußfunktion für jede Koordinate an die Verteilung aller ep-Vertexkoordinaten des Jahres 1996 an, erhält man als Mittelwerte ($x = -0.2\,\mathrm{cm}, y = 0.3\,\mathrm{cm}, z = 0.0\,\mathrm{cm}$) mit den Breiten $\sigma_x = 0.033\,\mathrm{cm}$, $\sigma_y = 0.010\,\mathrm{cm}$, $\sigma_z = 11.3\,\mathrm{cm}$. Ein Ereignis wurde akzeptiert, wenn ein Vertex mit einer z-Koordinate im Bereich von $\pm 35\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden konnte. Diese Einschränkung soll den Einfluß der *satellite bunches* reduzieren. Von den selektierten Ereignissen erfüllen 97.8% diese Bedingung. Monte-Carlo-Ereignisse, deren Vertexverteilung mit den obigen Angaben erzeugt wurde, weisen für dieses Verhältnis einen Wert von 99.8% auf. Sowohl in Daten als auch in Monte-Carlo-Ereignissen ist die Verteilung gaußförmig; die Halbwertsbreite beträgt für Meßdaten $10.8 \pm 0.1\,\mathrm{cm}$ und für POMPYT-Ereignisse $10.9 \pm 0.2\,\mathrm{cm}$.

4.5 Zusammenfassung der Datenselektion

Dieser Abschnitt ist eine Zusammenfassung der Selektion bis zu dem Datensatz, der für die Analyse verwendet wird. Weitere Details befinden sich in den Abschnitten über die Selektion zur Photoproduktion (4.2) und über Ereignisse mit führenden Protonen (4.3). Der Ausgangspunkt für die Analyse waren Daten der Runs 158076 bis 171156, die der FPACK-Klasse 13 (DIFROP) [3] zugeordnet waren. Zusätzlich wurde ein Signal des Subtriggers 106 gefordert. Er setzt sich aus folgenden Triggerelementen zusammen:

```
s106 DCRPh_Ta && (etag_44 || eTAG) && FPS     global option: !BToF_BG
```

Es wird damit verlangt, daß ein Kandidat für die Spur eines geladenen Teilches in der zentralen Spurkammer gefunden wurde, daß als Bedingung für Photoproduktion ein unter sehr kleinem Winkel gestreutes Elektron beobachtet wurde und daß das gestreute Proton im FPS nachgewiesen werden konnte. Die Triggerelemente sind in Abschnitt 4.1.1 erklärt. Der nächste Schritt waren Verfeinerungen an der Selektion zur Photoproduktion, Bedingungen an die Protonerkennung und Anforderungen an den Status der Hochspannung einzelner Detektorkomponenten. Tabelle 4.6 faßt die Ergebnisse zusammen.

Mit diesem Datensatz wird in Kapitel 5 die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $ep \to e'Xp'$ vorgenommen. Die Einteilung in Intervalle der betrachteten Variablen ist ebenfalls dort zu finden.

Die Verteilung der Anzahl gefundener Ereignisse in Abhängigkeit von der integrierten Luminosität weist keine Unstetigkeiten auf, wie Abbildung 4.14 zeigt.

4.6 Bestimmung der integrierten Luminosität

Zur Bestimmung der integrierten Luminosität wird in Intervallen von etwa 10 Sekunden die über diesen Zeitraum integrierte Luminosität in der Bank LH1T gespeichert. Der Luminositätswert für eine Datennahmeeinheit (Run) ergibt sich aus der Summe dieser Einzelwerte.

[3] Diese Klasse von Ereignissen erfüllte 1996 folgende Kriterien:

- z-Komponente des rekonstruierten Vertex weniger als 50 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt
- Für beide Stationen hat eine gültige Kombination von Triggerzählern angesprochen.
- Jeder PSPM hat mehr als zwei und weniger als dreißig Treffer.
- Pro Koordinatenebene liegt mehr als ein Triggerzählerhit vor und pro Triggerlage weniger als vier Treffer, entweder auf der analogen oder auf der digitalen Information basierend.

	Ausgangsdatensatz: Class13, 711155 Ereignisse	
	Schnitt	verbleibende Anzahl Ereignisse
1	ST106	288554
2	rekonstruierte Spur im FPS	253413
3	Photoproduktion	357464
	Kombination der Schnitte 1 bis 3: 100963 Ereignisse	
4	davon mit Proton im Vertrauensbereich	32343
5	davon Detektorstatus OK	29990
6	ETAG33-Sample	8986
	ETAG44-Sample	23357
7	$\lvert z_{\mathrm{VTX}} \rvert < 35\,\mathrm{cm}$	31254
8	eine gute Spur im Zentralbereich	26709
	Kombination von 4 ... 8: 23072 Ereignisse	

Tabelle 4.6: *Zusammenstellung der Selektionskriterien*

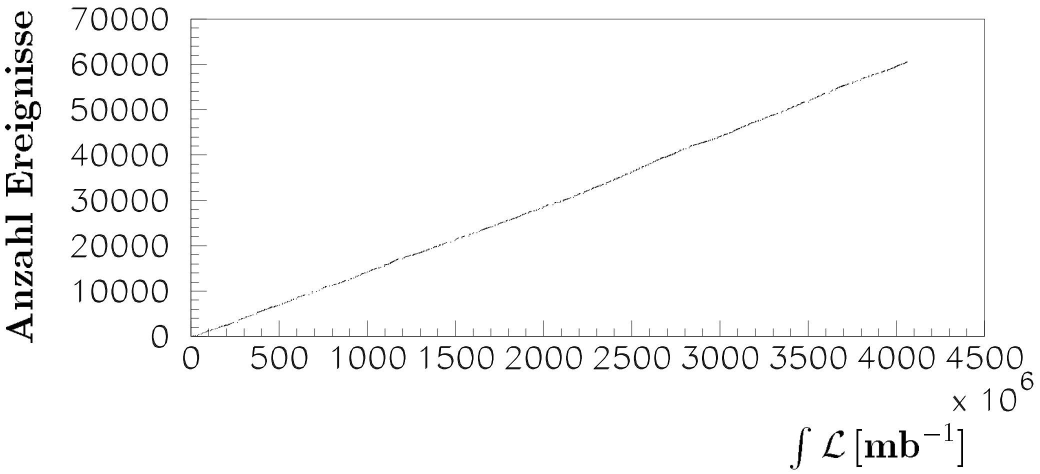


Abbildung 4.14: *Korrelation zwischen der Anzahl selektierter Ereignisse und integrierter Luminosität*

Die Teilbereiche werden jedoch *nicht* gewertet, wenn im zugehörigen Zeitintervall bestimmte Detektorteile nicht funktionstüchtig waren. Dies bezieht sich vor allem auf die Hochspannungsversorgung. Berücksichtigt wurden für diese Analyse nur Intervalle, in denen die in Abschnitt 4.4 aufgeführten Detektoren einsatzbereit waren.

Zudem ist nur in den Zeiten, in denen sich die Detektoren des FPS in einer stabilen Datennahmeposition befanden, die Luminosität nutzbar. Daher werden, um die integrierte Luminosität zu bestimmen, die dem vorliegenden Datensatz zugrunde liegt, für jeden Zeitabschnitt aus der Bank LH1T zusätzlich die FPS-Detektorposition und die deren Stabilität überprüft. Gefordert wurde:

- Seit mindestens 100s hat sich die Position um nicht mehr als 50μm geändert. Diese Einschränkung richtet sich gegen Zeiten, in denen die Fahrprozedur noch nicht beendet war oder während derer die Töpfe zurück in die Ruheposition gebracht wurden.
- Die Topfposition, gemessen an der Unterkante des Tauchgefäßes, sollte weniger als 20 mm von der nominellen Strahlachse entfernt sein. Dies verwirft Ereignisse, die unter Strahlbedingungen genommen wurden, die keine ausreichende Annäherung an den Strahl erlaubten.

Weiterhin wird berücksichtigt, daß Teile des Protonstrahls vor oder nach dem Hauptpaket am Wechselwirkungspunkt eintreffen. Ihre Vertices sind gegenüber denen von erwarteten ep-Reaktionen aus der Wechselwirkungsregion verschoben sind. Diese werden in der Analyse verworfen, nicht jedoch werden Bethe-Heitler-Ereignisse aus solchen satellite bunches für die Luminositätsberechnung ignoriert. Die angegebene Luminosität muß also um den Anteil von Teilchen, die einen Vertex außerhalb des erlaubten Bereichs erzeugen, korrigiert werden. Bei einer Einschränkung von $|z_{\mathrm{vtx}}| < 35\,\mathrm{cm}$ beträgt der mittlere Korrekturfaktor 1/0.927.

Der gewählte Subtrigger hatte 1996 keinen Untersetzungsfaktor.

Unter diesen Voraussetzungen erhält man als Summe der integrierten Luminositäten der Bereiche aller verwendeten Runs $3.317\,\mathrm{pb}^{-1}$.

4.7 Auswahlkriterien für Monte-Carlo-Ereignisse

Für Protonen im FPS galten die gleichen Auswahlkriterien wie für Daten hinsichtlich des kinematischen Bereichs. Die Entfernung der Detektoren zur Strahlachse wurde auf 2.0 mm für die Station 81V und 3.5 mm für die Station 90V gesetzt.

Da wegen der variierenden Akzeptanz aufgrund der wechselnden Elektron-Strahlposition eine Simulation der gestreuten Elektronen in den Taggern nicht möglich ist, wurde die Akzeptanz für verschiedene Runbereiche, in denen sich die Parameter nicht änderten, berechnet (siehe Abbildung 4.2 in Abschnitt 4.2.1), und die simulierten Ereignisse werden mit ihr gewichtet. Sie schließt in der verwendeten Form auch die Ansprechwahrscheinlichkeit für den Trigger ein. Insbesondere wird in diesem Faktor berücksichtigt, daß Ereignisse, die ein Photoproduktionselektron im Elektrontagger und gleichzeitig ein Photon aus Untergrund (Bethe-Heitler-Reaktion) aufweisen, die Triggerstufe nicht passieren.

Die Spurbedingung wurde wie in Daten gewählt, Trigger- und Selektionseffizienz wurden auf analoge Weise bestimmt. Der Schnitt auf die z-Position des Vertex wurde wie in Daten gehandhabt. Die Abfrage auf Hochspannungsstatus entfällt.

Kapitel 5

Messung des semi-inklusiven Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma^{\gamma p \to X p'}/\mathrm{d}E'_p$

Ziel der Messung ist die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma p \to X p'$ in Abhängigkeit von den Variablen W und E'_p. Die Umsetzung in eine Meßvorschrift wird in Abschnitt 5.1 erläutert, die Wahl der Meßbereiche ist in Abschnitt 5.1.1 erklärt. Auf Korrekturen für Nachweiswahrscheinlichkeit und Akzeptanz wird in Abschnitt 5.2 eingegangen. Abschnitt 5.3 beinhaltet Angaben zu Meßungenauigkeiten. Das Ergebnis befindet sich in Abschnitt 5.4. Abschnitt 5.5 enthält einen Vergleich mit Daten aus tiefunelastischer Streuung.

5.1 Definition des Wirkungsquerschnitts

Die gesuchte Größe ist der semi-inklusive differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma^{\gamma p \to X p'}(ys, E'_p)/\mathrm{d}E'_p$. Er wird mit Hilfe der Reaktion $ep \to e'Xp'$ bestimmt; beide hängen wie in Abschnitt 2.4.1 dargestellt über die Formel 2.29

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{ep \to eXp'}(y, E'_p)}{\mathrm{d}y\mathrm{d}E'_p\mathrm{d}Q^2} = \mathcal{F}_{\gamma/e}(y, Q^2)\frac{\mathrm{d}\sigma^{\gamma p \to Xp'}(ys, E'_p)}{\mathrm{d}E'_p}$$

zusammen. Die Funktion $\mathcal{F}_{\gamma/e}(y, Q^2)$ ist der Flußfaktor in der Weizsäcker-Williams-Approximation, er bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, daß ein einfallendes Elektron ein Photon der Energie yE_e emittiert; y gibt die Inelastizität an. Der Anteil des Protonimpulses, der beim gestreuten Proton verbleibt, ist $z = E'_p/E_p$.

Die Messung besteht in der Bestimmung der Anzahl von Ereignissen N (in einem eingeschränkten kinematischen Bereich). Durch Division durch die integrierte Luminosität

$\int \mathcal{L}\mathrm{d}t$, die dem gemessenen Datensatz zugrunde liegt, erhält man den Wirkungsquerschnitt für die ep-Reaktion in diesem Intervall. Die Einteilung in Meßintervalle in $E'_p \propto z$ sowie y ist in Abschnitt 5.1.1 angegeben. Über die Streuwinkel von Proton und Elektron, die sehr klein sind, wird bei der Messung gemittelt. Die Integration erstreckt sich über $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ und $p_T^{Proton} < 200\,\mathrm{MeV}$, es ist $f_{\gamma/e}(y) = \int \mathrm{d}Q^2 \mathcal{F}(y, Q^2)$ das Integral über den relevanten Bereich in Q^2.

Es sind verschiedene Korrekturen zu berücksichtigen, um von der gemessenen auf die tatsächliche Anzahl von Ereignissen zu schließen. Dies sind einerseits Verluste an Ereignissen der gewünschten Reaktion durch begrenzte Akzeptanzen, A, oder Ineffizienzen der Detektoren, ϵ. Andererseits enthält der experimentell ermittelte Datensatz zusätzliche Ereignisse aus Untergrundreaktionen. Diese werden hier nicht betrachtet, da sie in der Messung einen vernachlässigbaren Beitrag liefern. Sie werden in dieser Arbeit in Form eines systematischen Fehlers berücksichtigt.

Im Intervall (i, j), wobei j das Meßintervall in der Protonstreuenergie E'_p und i das in der Inelastizität y bezeichnet, erhält man folgende Anzahl von Ereignissen:

$$\begin{aligned} N^{i,j} &= \int \mathcal{L}\mathrm{d}t \cdot \int_{y^{(i)}_{min}}^{y^{(i)}_{max}} \int_{E'^{(j)}_{p,min}}^{E'^{(j)}_{p,max}} \epsilon(y, E'_p) A(y, E'_p) f_{\gamma/e}(y) \frac{\mathrm{d}\sigma^{\gamma p}(ys, E'_p)}{\mathrm{d}E'_p} \mathrm{d}y \mathrm{d}E'_p \\ &= \overline{\frac{(\mathrm{d}\sigma)^{i,j}}{\mathrm{d}E'_p}} \int \mathcal{L}\mathrm{d}t \int_{y^{(i)}_{min}}^{y^{(i)}_{max}} \int_{E'^{(j)}_{p,min}}^{E'^{(j)}_{p,max}} \epsilon(y, E'_p) A(y, E'_p) f_{\gamma/e}(y) \mathrm{d}y \mathrm{d}E'_p. \end{aligned}$$

Es wurde der mittlere binweise differentielle Wirkungsquerschnitt eingeführt. Dabei geht als Annahme ein, daß sich der Wirkungsquerschnitt weder mit y noch mit E'_p stark ändert. Er hängt von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ ab und wird durch Angabe der Anzahl von Ereignissen pro Intervall bestimmt.

In ϵ sind folgende Effekte zusammengefaßt:

Nachweiswahrscheinlichkeit im FPS

Reduktion durch den Schnitt auf die z-Koordinate des Vertex

Ansprechwahrscheinlichkeit des $DCR\,\Phi$-Triggers

Nachweiswahrscheinlichkeit einer Spur im zentralen Detektor

Diese Beiträge hängen nur jeweils von y oder E'_p ab. Sie werden wie folgt berücksichtigt:

Die Nachweiswahrscheinlichkeit im FPS wird ereignisweise berechnet (Abschnitt 5.2.1) und in Form von zwei Ereignisgewichten berücksichtigt: w^{FPS}_{trig} als Inverses der Wahrscheinlichkeit, daß genügend Triggerzähler angesprochen haben, um ein Ereignis zu triggern, und w^{FPS}_{rec} als Inverses der Wahrscheinlichkeit, daß genügend Hodoskoplagen angesprochen haben, um eine Spurrekonstruktion zu erlauben. Typische Werte sind $w^{FPS}_{rec} \approx 2$ und $w^{FPS}_{trig} \approx 1$. Es wird eine Ineffizienz des FPS-Triggerelements, die den

Verlust an Ereignissen durch nicht getriggerte Ereignisse aufgrund von Übersprechen in den Triggerzählern korrigiert, als Faktor ϵ_{TE}^{FPS} berücksichtigt. Diese Werte sind allen Intervallen gemeinsam.

Die Wahrscheinlichkeit ϵ^{vtx}, daß ein Ereignis den Vertexschnitt erfüllt, wurde in Abschnitt 4.4.2 diskutiert. Sie beträgt für gemessene Ereignisse 0.978 und für simulierte 0.998 und hängt nicht vom Intervall ab.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des $DCR\Phi\_Ta$-Triggers wird in Abhängigkeit von der Anzahl guter Spuren im Ereignis n_{gut} als Gewicht vergeben. Die Effizienz $\epsilon^{DCR\Phi\_Ta}$ ist in Abbildung 4.13, Abschnitt 4.4.1 dargestellt.

Die Wahrscheinlichkeit $\epsilon^{trk(i)}$, daß bei einem $DCR\Phi\_Ta$-getriggerten Ereignis eine Spur gefunden wird, die die Selektionskriterien passiert, wurde, ebenfalls in Abschnitt 4.4.1, zu 0.879 für ETAG33-Daten und zu 0.825 für ETAG44-Daten bestimmt.

Damit wird aus der Funktion ϵ für jedes Intervall ein Produkt der folgenden Form:

$$\epsilon(y^{(i)}, E_p'^{(j)}) = \frac{1}{w_{trig}^{FPS}} \cdot \frac{1}{w_{rec}^{FPS}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{TE}^{FPS}} \cdot \frac{1}{\epsilon^{vtx}} \cdot \frac{1}{\epsilon^{trk(i)}} \cdot \frac{1}{\epsilon^{DCR\Phi\_Ta}(n_{gut})}$$

Die Akzeptanzfunktion $A(y, E_p')$ soll folgende Eigenschaften korrigieren:

FPS-Akzeptanz

Migrationen zwischen benachbarten Protonenergieintervallen

ETAG-Nachweiswahrscheinlichkeit und -Akzeptanz

Die ersten beiden Beiträge hängen nur vom Protonenergieintervall ab, der letzte nur vom Inelastizitätsintervall. Daher faktorisiert die Akzeptanzfunktion.

Die Akzeptanz für Ereignisse mit im FPS nachgewiesenem Proton wird für alle Ereignisse eines Protonenergieintervalls j gemeinsam berechnet. Die Faktoren a^j sind in Abschnitt 5.2.2 angegeben und werden als unabhängig von der Inelastizität angenommen.

Der binweise Korrekturfaktor für die Anzahl von Ereignissen, die einem anderen Protonenergieintervall angehören als dasjenige, in dem sie rekonstruiert werden, m^j, wird in Abschnitt 5.2.3 erklärt. Er wird als unabhängig von der Inelastizität angenommen.

Es verbleibt die Integration der Akzeptanzfunktion A^{ETAG} gefaltet mit dem Photonfluß, um die Akzeptanz für den Nachweis eines Elektrons für einen Photoproduktionsprozeß der Inelastizität y zu berücksichtigen, unabhängig von der Protonenergie:

$$\Delta E_p' A^{el(i)} = \Delta E_p' \int_{y_{min}^{(i)}}^{y_{max}^{(i)}} A^{ETAG}(y) f_{\gamma/e}(y) \mathrm{d}y. \quad (5.1)$$

Dabei bedeuten $y_{min}^{(j)}$ und $y_{max}^{(j)}$ die Grenzen des Meßintervalls in y. Die Akzeptanzkurven sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Für den ETAG33 ergibt sich aufgrund der guten Auflösung in y die Möglichkeit, das Inverse der Akzeptanz $A^{ET33}(y)$ gemäß einer geeigneten Parametrisierung der Kurve in Abbildung 4.2a) ereignisweise als Gewicht w^{ETAG33} zu vergeben[1]. Übrig bleibt das Integral über den Photonfluß in den Grenzen des Meßbereichs j. Der ETAG44 erlaubt keine direkte Bestimmung von y mit hinreichender Auflösung. Lediglich die Tatsache, daß ein Elektronkandidat gefunden wurde, kann als Information über das y-Intervall verwendet werden. Aus diesem Grund wird eine mittlere Akzeptanz eingeführt, die folgendermaßen definiert ist:

$$\langle A^{ETAG44} \rangle = \frac{\int_{y_{min}^{ETAG44}}^{y_{max}^{ETAG44}} A^{ETAG44}(y) f_{\gamma/e}(y) \mathrm{d}y}{\int_{y_{min}^{ETAG44}}^{y_{max}^{ETAG44}} f_{\gamma/e}(y) \mathrm{d}y} \tag{5.2}$$

Sie wird getrennt für die jeweils zu einer der Kurven in Abbildung 4.2b) gehörenden Datennahmebereiche berechnet und anstelle eines Gewichts für ETAG44-Daten verwendet. In den Grenzen $y_{min}^{ETAG44} = 0.03$ und $y_{max}^{ETAG44} = 0.28$ erhält man $w^{ETAG44} = 1/\langle A^{ETAG44}\rangle \approx 3.4$ für die Datennahmebereiche dieser Analyse. Bei der Berechnung der Akzeptanzen der Elektrontagger ist die Triggereffizienz berücksichtigt.

Man erhält

$$\frac{w^{ETAG}}{F_i} = \begin{cases} \frac{1}{A^{ET33}(y)} \cdot \left(\int_{y_{min}^{(i)}}^{y_{max}^{(i)}} f_{\gamma/e}(y) \mathrm{d}y \right)^{-1} & \text{für ETAG33-Ereignisse,} \\ \frac{1}{\langle A^{ETAG44} \rangle} \cdot \left(\int_{0.03}^{0.28} f_{\gamma/e}(y) \mathrm{d}y \right)^{-1} & \text{für ETAG44-Ereignisse.} \end{cases} \tag{5.3}$$

Das Integral über den Photonfluß in den Grenzen des Meßintervalls i wird mit F_i bezeichnet, siehe auch Tabelle 5.1.

Als Meßvorschrift erhält man mit Summation über alle im Intervall (i,j) beobachteten Ereignisse:

$$\frac{\overline{(\mathrm{d}\sigma)^{i,j}}}{\mathrm{d}E'_p} = \frac{1}{\int \mathcal{L}\mathrm{d}t \, \epsilon^{vtx} \, \epsilon^{trk(i)} \, \epsilon_{TE}^{FPS} \, a^j \, m^j \, \Delta E'_p \, F_i} \cdot \mathcal{W} \tag{5.4}$$

$$\text{mit } \mathcal{W} = \sum^{(i,j)} w_{i,j} = \sum^{(i,j)} w_{trig}^{FPS} w_{rec}^{FPS} \left(\epsilon^{DCR\Phi\_Ta}(n_{gut}) \right)^{-1} w^{ETAG}. \tag{5.5}$$

$w_{i,j}$ ist das Gewicht jedes einzelnen Ereignisses, das im Intervall (i,j) vorgefunden wird. $\mathcal{W}$ steht anstelle der Anzahl der im Intervall (i,j) gemessenen Ereignisse.

Das Verfahren zur Berechnung der integrierte Luminosität, die dem Datensatz zugrundeliegt, ist in Abschnitt 4.6 angegeben. Das Resultat ist: 3.317 pb^{-1}.

[1] Im Vergleich mit Monte-Carlo-Ereignissen ist dieses Vorgehen bei Meßdaten nicht praktikabel, da der Wert von y nur mit Fehlern behaftet bekannt ist. Es bietet sich für den Vergleich der Ereignisraten an, die Meßdaten *nicht* mit dem ETAG-Gewicht zu versehen und stattdessen die Monte-Carlo-Ereignisse mit dem Inversen des Gewichts zu skalieren, da für simulierte Ereignisse der wahre Wert von y bekannt ist. Dies wird so gehandhabt, wenn lediglich der Verlauf einer Verteilung, nicht aber ihre Normierung von Interesse ist.

i	Grenzen in y	$\langle W \rangle$	Anzahl Ereignisse	$F_i = \int_{ymin}^{ymax} f_{\gamma/e}(y)\mathrm{d}y$
1	0.03 ... 0.28	91 GeV	16372	$F_1 = 0.066548$
2	0.3 ... 0.5	187 GeV	3904	$F_2 = 0.009047$
3	0.5 ... 0.7	231 GeV	1477	$F_3 = 0.004562$

Tabelle 5.1: *Wahl der Meßintervalle in y.*
Es bezeichnet i die Nummer des Intervalls bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus Abschnitt 5.4.

5.1.1 Wahl der Meßintervalle

Inelastizität y

Die Meßbereiche für die Elektrontagger ergeben sich aufgrund der Detektorkonfiguration für die in dieser Analyse betrachteten Datennahmeeinheiten wie folgt:

ETAG33:	$0.3 < y < 0.7$	(Abbildung 4.2)
ETAG44:	$0.03 < y < 0.28$	([And97])

Die mit dem ETAG33 gemessenen Daten wurden in zwei Intervalle unterteilt, so daß sich die in Tabelle 5.1 aufgeführte Aufteilung für y und $W = \sqrt{ys}$ ergibt. Die maximale Akzeptanz im ETAG33-Bereich beträgt 0.66 für $y = 0.43$, das maximale Gewicht wird für $y = 0.7$ erreicht und beträgt 1/0.08. Für den ETAG44 wird nicht y-abhängig ein Gewicht vergeben, sondern es wird die gemittelte Akzeptanz als Gewicht verwendet. Das Gewicht ist abhängig von der Datennahmeperiode, schwankt aber wenig.

Energie des gestreuten Protons E'_p

Das gemessene Protonspektrum wurde im Bereich von 500 bis 820 GeV in Intervalle einer Breite von 40 GeV unterteilt. Die Meßbereiche, in denen die Akzeptanz weniger als 20% gemäß dem in Abschnitt 5.2.3 angegebenen Verfahren aufweist, wurden für die Analyse ausgeschlossen. Zusätzlich wurde das Intervall 740 GeV ... 780 GeV wegen zu großer Schwankungen in dem Migrationskorrekturfaktor ausgeschlossen. Aufgrund der Beobachtung, daß das Energiespektrum nach Anwendung der protonspezifischen Korrekturfaktoren im Meßbereich nahezu flach in E'_p ist, wurde auf eine Zentralwertkorrektur verzichtet. Tabelle 5.2 in Abschnitt 5.2.3 faßt die Größen zusammen.

5.2 Korrekturen

In diesem Abschnitt wird die Wahrscheinlichkeit für die Erkennung einer Spur im FPS auf Hardware-Ebene (Trigger und Spurrekonstruktion) angegeben. Außerdem werden die in Formel 5.4 eingeführten Faktoren a^j (Extrapolation vom Meß- auf den kinematisch zugänglichen Bereich in E_p') und m^j (Migrationskorrektur in E_p') besprochen. Der Abschnitt endet mit Betrachtungen zu Beiträgen durch Untergrundprozesse.

5.2.1 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für eine Protonspur

Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis zu finden, in dem eine Protonspur im FPS rekonstruieren werden kann, enthält zwei Beiträge: Einerseits muß ein L1-Triggersignal vorliegen, andererseits müssen genügend Faserlagen angesprochen haben, um eine Spurrekonstruktion zu erlauben.

Damit ein Triggersignal in einer Station erzeugt werden kann, müssen Triggerzähler aus drei der vier Lagen angesprochen haben, und es muß ein gültiges Muster erzeugt worden sein. Unter Verwendung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Triggerzähler wie in Abschnitt 4.3.1 berechnet und in Abbildung 4.5 zu sehen wird die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer zum Triggersignal führenden Kombination errechnet. Sie beträgt 100% (Mittelwert 1.00, RMS 0.0006). Mit dem Kehrwert werden simulierte und gemessene Daten gewichtet. Meßdaten werden zusätzlich mit einem Faktor 1/0.85 (siehe Abschnitt 4.3.1) gewichtet, um zu korrigieren, daß durch Übersprechen zu viele Triggerzähler für einen Stationstrigger angesprochen haben und so ein Setzen des Triggerelements verhindern.

Um eine Spur rekonstruieren zu können, müssen genügend Treffer in verschiedenen Lagen vorliegen. In die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Spur rekonstruiert werden kann, muß also die Ansprechwahrscheinlichkeit der Lagen eingehen. Diese sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Es wird die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet, daß zur Rekonstruktion ausreichend viele Lagen beim Durchgang eines Protons als getroffen gemeldet werden. Sie ändert sich mit der Zeit, ist aber für alle Ereignisse aus Zeitintervallen von einigen Monaten gleich. Der Kehrwert der Wahrscheinlichkeit wird als Gewicht verwendet. Er wird getrennt für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt. Für Daten beträgt die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit im relevanten Teil von 1996 im Mittel 0.49, wenn man verlangt, daß zwei Lagen pro PSPM angesprochen haben.

5.2.2 Akzeptanzkorrekturen

Von dem meßtechnisch zuverlässig zugänglichen Bereich muß auf den kinematisch zur Verfügung stehenden Bereich extrapoliert werden. Dies betrifft auch den in Abschnitt 4.3.3 eingeführten Vertrauensbereich, innerhalb dessen die Akzeptanz für vorwärts gestreute Protonen gut verstanden ist. Folgender Korrekturfaktor wird für jedes Protonenergieintervall j definiert und mit Monte-Carlo-Ereignissen berechnet:

$$a^j = \frac{N^{fidvol}}{N^{all}}\Big|_{E_{p,\mathrm{gen}}\in[E_{min}^{(j)},E_{max}^{(j)}]} \quad \text{für } p_T < 200\,\mathrm{MeV},\ |\theta_x|,\ |\theta_y| < 0.3\,\mathrm{mrad}$$

N^{all} bezeichnet die Anzahl der Protonen, deren Energie im Intervall j generiert wurde. a^j beschreibt den Anteil der Ereignisse, in denen die generierten Werte für θ_x, θ_y und E'_p im Vertrauensbereich liegen. Die zusätzlichen Schnitte auf Transversalimpuls und Emissionswinkel in der Grundmenge kommen durch die Verteilung aller beobachteten Ereignisse in der Messung zustande: Die Akzeptanz für Teilchen außerhalb dieses Bereichs ist zu Null gesetzt.

Die Korrekturfaktoren werden mit Hilfe von zwei unterschiedlichen Monte-Carlo-Modellen berechnet, um der Unsicherheit in Bezug auf den zugrundeliegenden physikalischen Prozeß Rechnung zu tragen, die die Verteilung der Protonen aus der Grundmenge (N^{gen}) beeinflussen: Das dem Modell zugrundeliegende p_T-Spektrum der generierten Protonen ist hier von großem Einfluß. Weiterhin wurde überprüft, daß die Akzeptanzkorrektur nicht von der Wahl der Bineinteilung abhängt. Abbildung 5.1 zeigt die Faktoren für Ereignisse, die von PHOJET oder POMPYT erzeugt wurden. Der PHOJET-Datensatz wurde aufgespalten in einen Teildatensatz, in dem die generierten Werte von y im Akzeptanzbereich des ETAG33 lagen, und einem, dessen y-Werte zu dem des ETAG44 passen. Rund 100000 [50000 bzw. 63000] Ereignisse mit Protonen einer generierten Energie von mehr als 400 GeV lagen dem Datensatz POMPYT [PHOJET, ETAG33 bzw. PHOJET, ETAG44] zugrunde. Die Anzahl von Ereignissen mit rekonstruiertem Proton beläuft sich auf 8800 (POMPYT) und etwas über 900 (beide PHOJET), was auf die unterschiedlichen Eingabespektren der generierten Energie zurückzuführen ist (Abbildung 4.10 in Abschnitt 4.3.2). Die Akzeptanzen sind für die beiden Modelle ähnlich. Die Differenz der Werte wird als systematischer Fehler weiterverarbeitet. Für die Korrektur der Daten wird der Mittelwert verwendet. Er ist in Tabelle 5.2 zusammen mit den Fehlern angegeben.

Ein weiterer Akzeptanzverlust tritt bei der Elektronselektion auf: Ereignisse aus der gesuchten Reaktion, die gleichzeitig mit Untergrundereignissen auftreten, werden verworfen, wenn z.B. im Photondetektor eine Energiedeposition aufgrund einer Bethe-Heitler-Reaktion zu finden ist oder wenn in einem anderen Elektrontagger aufgrund von Wechselwirkung des Elektronstrahls mit dem Restgas oder der Strahlrohrwand ein Elektronkandidat gefunden wird. In [H1-97c] wird der erste Beitrag für inklusive Photoproduktion auf 1.8% abgeschätzt. Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Photoproduktionsereignisse in demselben bunch crossing stattfinden, ist vernachlässigbar klein [Lev99a], da die typische Rate für Photoproduktion bei 200 Hz, die der ep-Wechselwirkungen bei 10.4 MHz liegt.

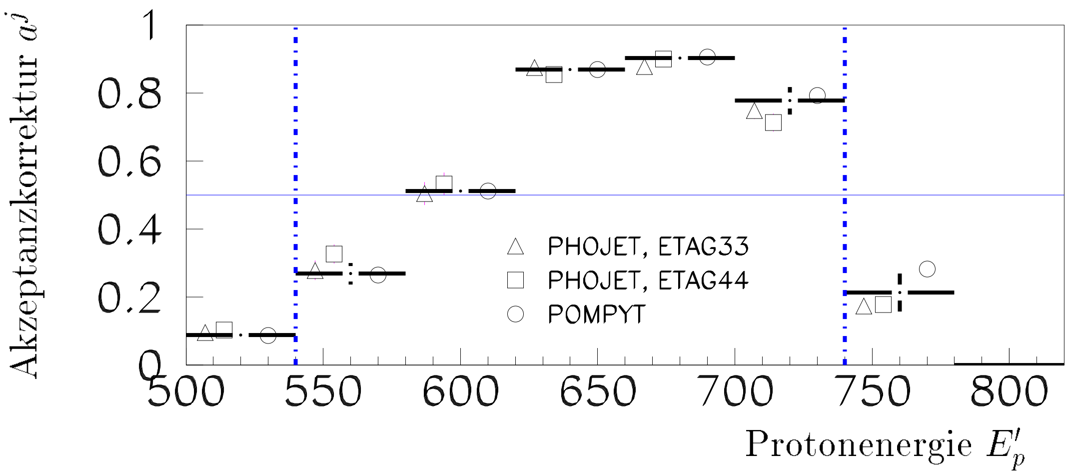


Abbildung 5.1: *Akzeptanzkorrekturfaktoren, aufgetragen gegen die Protonenergie. Die Faktoren kompensieren die Einschränkung der Observablen E'_p, θ_x und θ_y auf einen Vertrauensbereich. Sie wurden für drei verschiedene Monte-Carlo-Datensätze berechnet. Der aus den drei Werten pro Bin berechnete Korrekturfaktor ist als dicke Linie eingezeichnet; in dem Wert des Fehlers dominiert die systematische Unsicherheit gegenüber dem statistischen Fehler.*
Für die Analyse werden Intervalle verwendet, in denen die Akzeptanz mehr als 25% beträgt. Dieser Bereich ist eingezeichnet.

5.2.3 Migrationskorrekturen

Binreinheit der Meßintervalle in E'_p

Die Binreinheit eines Intervalls j in E'_p ist definiert durch

$$p^j = \frac{N_{rec}^{fidvol}\Big|_{E'^{rec}_p, E'^{gen}_p \in [E^{(j)}_{min}, E^{(j)}_{max}]}}{N_{rec}^{fidvol}\Big|_{E'^{rec}_p \in [E^{(j)}_{min}, E^{(j)}_{max}]}}$$

Sie gibt an, wieviele in einem Intervall rekonstruierte Ereignisse N_{rec}^{fidvol} diesem Intervall auch entstammen. Das Ergebnis für verschiedene Monte-Carlo-Datensätze ist in Abbildung 5.2 gezeigt. In allen Intervallen liegt sie über 50%, in denen, die für die Analyse verwendet werden, beträgt sie mindestens 75%.

Migration zwischen Meßintervallen in E'_p

Aufgrund der Meßungenauigkeit in der Protonstreuenergie ist es möglich, daß die Energie nach der Rekonstruktion in einem benachbarten Intervall liegt. Somit ist die Anzahl der Ereignisse, die in einem E'_p-Intervall gemessen werden, auf die tatsächliche Anzahl

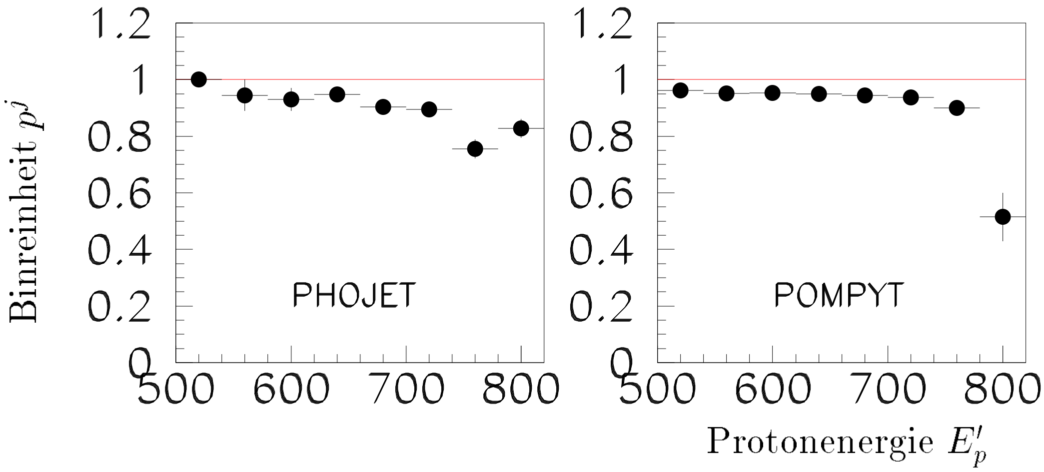


Abbildung 5.2: *Die Binreinheit p^j für verschiedene Meßbereiche in E'_p. Für beide Generatoren liegt die Binreinheit bis auf das höchste Energieintervall deutlich über 50%.*

zu korrigieren. Dies wird mit generierten Ereignissen berechnet. Die Migrationskorrektur wird folgendermaßen ausgewertet:

$$m^j = \frac{w_{rec}^{fidvol}\Big|_{E'^{rec}_p \in [E^{(j)}_{min}, E^{(j)}_{max}]}}{N_{gen}^{fidvol}\Big|_{E'^{gen}_p \in [E^{(j)}_{min}, E^{(j)}_{max}]}}$$

N_{gen}^{fidvol} ist die Anzahl aller innerhalb des Vertrauensbereichs in einem Intervall generierten Ereignisse, sie wird in Beziehung gesetzt zu der Summe der Gewichte für die Spurrekonstruktionseffizienz aller Ereignisse, die innerhalb des Vertrauensbereichs in diesem Bin rekonstruiert werden. Die Anwendung eines solchen Korrekturverfahrens ist aufgrund der hohen Werte für die Binreinheit gerechtfertigt.

Besonderen Einfluß auf die Bestimmung der rekonstruierten Energie hat die Kalibration, weil in ihr die Parameter festgelegt werden, anhand derer einer Protonspur Energie und Streuwinkel zugeordnet werden. Daher beeinflußt die Stabilität des Kalibrationsverfahrens in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationen und der Statistik die Migrationskorrekturen. In Abschnitt 3.3.6 wurde der erste Aspekt bereits diskutiert; mehr als eine Iteration verbessert das Ergebnis nicht. Die Anzahl der Ereignisse in einem Datensatz kann eine statistische Schwankung bewirken, daher werden die Migrationskorrekturen sowohl für große als auch für kleinere Teildatensätze errechnet. Außerdem werden verschiedene Monte-Carlo-Datensätze verglichen. Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis. Die gemittelten Faktoren liegen für den Analysebereich im Bereich von 0.94

bis 1.12. Die Werte sind in Tabelle 5.2 aufgeführt, dabei wird der Korrekturfaktor m^j als das mit den statistischen Fehlern gewichtete Mittel der Ergebnissen von POMPYT und PHOJET berechnet. Die maximale Differenz der Faktoren in einem Intervall, die sich durch Auswertung der POMPYT-Teildatensätze mit unterschiedlicher Statistik ergibt, wird als systematischer Fehler angenommen. Der Fehler auf die Größen m^j ist die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Der systematische Fehler ist der dominierende Anteil.

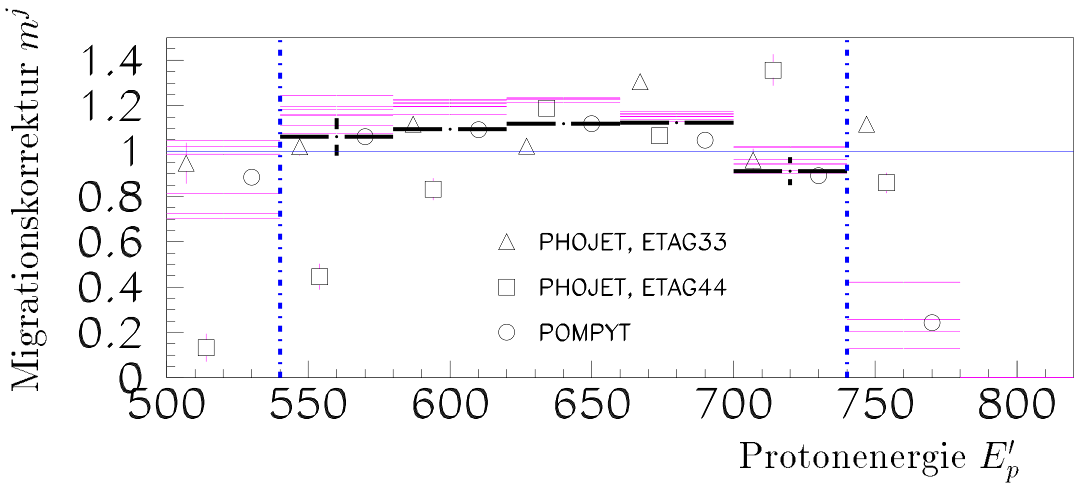


Abbildung 5.3: *Die Migrationskorrekturen für verschiedene Meßbereiche in E'_p. Verwendet wurden verschiedene Monte-Carlo-Modelle und Datensätze unterschiedlicher Statistik. Die mit verschiedenen Generatoren erhaltenen Werte sind mit Symbolen gekennzeichnet. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler. Dick gezeichnet sind die kombinierten Ergebniswerte m^j, deren statistische Fehler gegenüber der systematischen vernachlässigbar sind. Die durch waagerechte Striche angedeuteten Werte sind die Ergebnisse der Untersuchungen mit Teildatensätzen verringerter Statistik. Der für die Analyse verwendete Bereich in E'_p ist durch vertikale gestrichelte Linien gekennzeichnet.*

Migration zwischen Meßintervallen in y

Die Migrationen zwischen verschiedenen Intervallen in y sind auf die Meßungenauigkeit für die Elektronenergie (E_e^{ETAG33}) und auf Ereignisse, in denen ein falsches Elektron nachgewiesen wird, zurückzuführen. Der letzte Beitrag wird vernachlässigt. Wegen fehlender Monte-Carlo-Simulation der Elektrontagger ist eine Berechnung dieser Werte nicht direkt möglich. Ein Maß für die Empfindlichkeit gegenüber der Skala der Energiemessung ist die Anzahl der Ereignisse im y-Intervall, wenn man die Elektronenergie im Rahmen ihrer Ungenauigkeit von $\pm 1\%$ variiert. Die Anzahl der Ereignisse im Intervall $0.3 < y < 0.5$ ändert sich um weniger als ein Prozent, die Anzahl der Ereignisse im Intervall $0.5 < y$ um fünf Prozent. Dies wird als systematischer Fehler gewertet. Da der gesamte Meßbereich des ETAG44 ein einziges Intervall bildet, stellt sich das Problem in diesem Fall nicht.

j	Intervall	m^j ± stat ± syst	a^j ± stat ± syst	$a^j \cdot m^j$
	500 ... 540 GeV	$0.810 \pm 0.020 \pm 0.171$	$0.088 \pm 0.004 \pm 0.008$	0.071
1	540 ... 580 GeV	$1.062 \pm 0.003 \pm 0.083$	$0.269 \pm 0.006 \pm 0.031$	0.285
2	580 ... 620 GeV	$1.096 \pm 0.003 \pm 0.033$	$0.512 \pm 0.007 \pm 0.014$	0.561
3	620 ... 660 GeV	$1.120 \pm 0.001 \pm 0.013$	$0.869 \pm 0.005 \pm 0.011$	0.973
4	660 ... 700 GeV	$1.125 \pm 0.005 \pm 0.022$	$0.903 \pm 0.005 \pm 0.014$	1.016
5	700 ... 740 GeV	$0.911 \pm 0.012 \pm 0.060$	$0.778 \pm 0.009 \pm 0.040$	0.709
	740 ... 780 GeV	$0.841 \pm 0.018 \pm 0.147$	$0.214 \pm 0.011 \pm 0.055$	0.180

Tabelle 5.2: *Gemittelte Werte für Migrations- und Akzeptanzkorrekturen sowie die Werte für ihre statistischen und systematischen Fehler.*
Die mit j bezeichnete Spalte gibt die Nummer des Intervalls der Protonstreuenergie in der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts (Abschnitt 5.4) an.

5.2.4 Untergrund

Ereignisse aus anderen als der gesuchten Reaktion, $ep \to e'Xp'$, die die Selektionskette erfolgreich durchlaufen, werden als Untergrundereignisse bezeichnet.

Folgende Komponenten werden durch Untergrund beeinflußt:

- FPS: Das FPS-Triggersignal kann dadurch imitiert werden, daß beide FPS-Stationen gleichzeitig ein unkorreliertes Triggersignal abgeben. Aufgrund der verlangten Anordnung getroffener Szintillatoren für ein gültiges Stationstriggersignal muß ein Teilchen den Detektor passiert haben. Dies kann für Protonen, die sich im Strahlhalo befinden, oder für Teilchen, die aus Reaktionen des Protonstrahls mit der Strahlrohrwand oder mit Restgas stammen, der Fall sein. Die Rate für Stationstrigger der Stationen 81V und 90V betrug 1996 für Datennahmebedingungen einige kHz, das bedeutet, etwa in jedem 2000. Bunchcrossing wurde ein Teilchendurchgang gemeldet. Im Mittel entsteht also bei jedem 4000000. Bunchcrossing eine zufällige Überlagerung, das entspricht einer Rate von 2Hz, was mit der mittleren Rate des FPS-Triggerelements von 1.5 kHz zu vergleichen ist. In [Wil95] wurde untersucht, inwieweit ein Triggersignal in den FPS-Stationen mit dem Hinweis auf ein ep-Ereignis im H1-Detektor korreliert ist; es wurde eine gute Übereinstimmung gefunden. Durch Kombination des FPS-Triggerelements mit anderen unabhängigen Ereignismerkmalen wird diese Rate weiter unterdrückt, außerdem wird für die Rekonstruktion einer Protonspur durch beide Stationen darauf geachtet, daß die erzeugte Gerade mit der Annahme, daß sie durch *ein* gestreutes, vom Wechselwirkungspunkt kommendes Proton erzeugt wurde, verträglich ist. Somit können Prozesse, in denen eine Protonsignatur auf künstliche Weise herbeigeführt wird, als Untergrundquelle vernachlässigt werden.
- Spurtrigger: Ansprechen des H1-Spurtriggers mit nachfolgender Selektion einer Spur im Zentraldetektor durch Reaktionen eines Strahlprotons mit Restgas oder Wechselwirkung des Strahlhalos mit einer Aperturbegrenzung. In beiden Fällen

	ETAG44	ETAG33 $0.3 < y < 0.5$	ETAG33 $0.5 < y < 0.7$
Anzahl Ereignisse in der Signalregion	33004	8097	2992
Anzahl Untergrundereignisse in der Signalregion	$735 \pm 7\%$	$188 \pm 14\%$	$102 \pm 18\%$
Untergrundanteil in der Signalregion	2.2%	2.3%	3.4%

Tabelle 5.3: *Durch den Protonstrahl induzierten Untergrundanteil in der Signalregion $|z_{\mathrm{Vtx}}| < 35\,cm$.*
Sie wurde ermittelt durch Anpassung einer Gaußfunktion überlagert mit einer linearen Funktion an die Verteilung der z-Positionen der Vertices. Die Fehlerangabe in der zweiten Zeile stammt aus der Fitunsicherheit. Der Untergrundbeitrag geht in den systematischen Fehler ein.

können Spuren im Zentraldetektor erzeugt werden, die die Spurselektion passieren. Diese Reaktionen treten jedoch unabhängig vom Wechselwirkungspunkt auf, an dem sich Elektron- und Protonstrahl kreuzen. ep-Reaktionen haben eine gaußförmige Verteilung in der z-Koordinate. Die Untergrundereignisse weisen einen in der z-Koordinate gleichverteilten Vertex auf. Ihr Beitrag wird dadurch abgeschätzt, daß eine Anpassung an die z_{Vtx}-Verteilung der Daten durch die Summe aus einer Gaußfunktion und einer Konstanten im in z uneingeschränkten Bereich vorgenommen wird und über den im eingeschränkten Bereich liegenden Anteil integriert wird. Der Untergrundbeitrag, der aufgrund der Anpassung im Bereich $|z_{\mathrm{Vtx}}| < 35\,\mathrm{cm}$ erwartet wird, beträgt zwei bis drei Prozent. Die Beiträge im einzelnen sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Der Untergrund wird in dieser Arbeit wegen seines kleinen Beitrags nicht statistisch subtrahiert, sondern als systematischer Fehler gewertet. Wendet man das obige Verfahren testhalber für Monte-Carlo-Ereignisse an, erhält man Untergrundbeiträge von weniger als einem Promille.

- ETAG: Eine mögliche Fehlerquelle sind fehlidentifizierte Bethe-Heitler-Ereignisse. Die Akzeptanz für diese Reaktion ist sehr groß ($> 95\%$), und die Verteilung der Energie im Photondetektor ist dergestalt, daß mit der Forderung, daß das Triggerelement `PD` des Photondetektors nicht angesprochen haben darf und einem Schnitt auf die dort deponierte Energie von 2 GeV die Untergrundereignisse unterdrückt sind. Der Wichtungsfaktor, der die eingeschränkte Akzeptanz der Tagger ausdrückt, berücksichtigt zudem auch den Anteil von Ereignissen, die aus Photoproduktion stammen, also die Energieschwelle für das Triggerelement des Taggers passieren, aber nicht getriggert wurden, weil im Photondetektor Energie durch ein Bethe-Heitler-Ereignis deponiert worden war.

  Der Beitrag, der dadurch zustande kommt, daß durch Wechselwirkungen des Elektronstrahls mit dem Restgas oder Aperturbegrenzung oder durch Elektronen, die in einiger Entfernung vom Strahl fliegen (*off-orbit*-Elektronen), ein Signal in einem der Tagger erzeugt wird, kann mit Hilfe der Elektron-Pilot-Bunches abgeschätzt werden: Es wurden in einem 42600 Ereignisse umfassenden Datensatz 28 Ereignisse aus Elektron-Pilot-Bunches gefunden. Dieser Untergrundanteil kann durch Kenntnis der Anzahl aller bunches (189) und des Pilot-Bunch-Anteils (14/189) auf den im endgültigen Datensatz verbleibenden Anteil hochgerechnet werden, das liefert 350 Ereignisse (0.8%).

5.3 Systematische Fehler

Fehler der Luminositätsmessung

Der Fehler in der Luminositätsmessung betrug 1996 1.77% [Lev99b], wobei dieser den Fehler in der eigentlichen Bestimmung sowie die Fehler auf die Korrektur durch Reaktionen von Protonen, die nicht im Hauptpaket, sondern kurz 'davor' oder 'dahinter' fliegen (satellite bunches), beinhaltet. Solche Teilchen produzieren in H1 einen Vertex außerhalb der üblichen Akzeptanzregion[2] und werden daher verworfen, jedoch können Bethe-Heitler-Ereignisse, die von den Satelliten herrühren, nicht im Luminositätssystem ausgefiltert werden. Daher werden die Ereignisse für die Luminositätsmessung berücksichtigt, obwohl die H1-Datennahme sie nicht erfaßt. Der mittlere Korrekturfaktor betrug für Ereignisse außerhalb eines Bereichs von $|z| < 35\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt 1/0.927. Er ist in der Angabe der Luminosität berücksichtigt. Der Fehler von 1.77% auf die Luminosität setzt sich aus einer Unsicherheit der Messung an sich von 1.3% und einem Fehler auf die Bestimmung des Beitrags durch satellite bunches von 1.2% zusammen [Lev99b].

Systematische Fehler aus der Selektion auf führende Protonen

Ein globaler systematischer Fehler für Unsicherheiten im Aufbau oder Betrieb des FPS, die in der Simulation nicht berücksichtigt werden wie unpräziser Einbau, Triggersignale, die durch Synchrotronstrahlung erzeugt wurden, wird in [Lis97] mit 5% angegeben. Variiert man die Lagenansprechwahrscheinlichkeit im Rahmen ihrer statistischen Fehler, die für alle Lagen etwa 0.002 betragen, ändert sich die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit um 0.015. Eine Variation der Effizienz aller Lagen um ein Prozent ihres Wertes schlägt sich in einer Änderung der Wahrscheinlichkeit um weniger als fünf Prozent nieder.

Ein weiterer Beitrag zum systematischen Fehler entstammt den Akzeptanz- und Migrationskorrekturen; hier gehen die Unterschiede in den Resultaten verschiedener Modelle ein. Wie in den Abschnitten 5.2.2 und 5.2.3 dargelegt, werden sie wie die Korrekturfaktoren abhängig vom Protonenergieintervall bestimmt.

[2] Z.B. sind für die satellite bunches, die dem Hauptpaket am dichtesten sind (5 ns satellites), die Vertices im Mittel weiter als 1 m vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt, haben aber Ausläufer bis in die Akzeptanzregion.

Systematische Fehler aus der Selektion von Photoproduktionsereignissen

Untergrundreaktionen: (Siehe auch Abschnitt 5.2.4.) Der durch den Elektronstrahl verursachte Untergrundbeitrag ist mit Hilfe der pilot bunches zu 0.8% berechnet worden. Er ist für alle Selektionsintervalle gleich.

Der Untergrundbeitrag durch Proton-Restgas-Wechselwirkung ist abhängig vom Inelastizitätsintervall und beträgt für Ereignisse mit $|z_{\mathrm{Vtx}}| < 35\,\mathrm{cm}$ zwei bis drei Prozent. Die Werte für die Datensätze der beiden Elektrontagger sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

ETAG-Akzeptanz: Der systematische Fehler in der Energiemessung des ETAG33 betrug 1996 $\sigma_E/E = (1\% + 20\%/\sqrt{E})$ ([Lev99a]). Die daraus resultierende Variation der Ereigniszahlen in den Intervallen $0.3 < y < 0.5$ und $0.5 < y < 0.7$ wird zu 0.8% bzw. 5.0% abgeschätzt. Die Unsicherheit in der Akzeptanz beläuft sich für den ETAG44 auf 6% und für den ETAG33 auf 5%.

Systematische Fehler aus dem Vertexschnitt

Der mittlere Ereignisvertex liegt in z für simulierte Daten um einige Zentimeter verschoben gegenüber dem der Meßdaten. Der Schnitt auf z_{Vtx} hat somit unterschiedliche Auswirkungen. Paßt man das Selektionsintervall in Monte-Carlo-Ereignissen so an, wie es in den Meßdaten auf der Verteilung liegt, erhält man eine Abweichung der Selektionseffizienz von weniger als 0.1%. Die Differenz der Effizienzen durch den gemeinsamen Schnitt $|z_{\mathrm{Vtx}}| < 0.35$ beträgt 0.4% und geht als systematischer Fehler ein.

Systematische Fehler aus der Spurselektion

Der systematische Fehler, der aus der Spurbedingung resultiert, wurde in Abschnitt 4.4.1 hergeleitet. Verlangt wird, daß eine Spur, die einem Ereignisvertex, der im Bereich von $|z_{\mathrm{Vtx}}| < 35\,\mathrm{cm}$ liegt, zugeordnet werden kann, und deren Transversalimpuls mindestens 500 MeV beträgt, gefunden wird. Es wird der Anteil von Ereignissen, in denen keine solche Spur gefunden wurde, am Gesamtdatensatz (Photoproduktion, führendes Proton, Spurtrigger hat angesprochen) bestimmt; die Differenz dieses Anteils von Kein-Spur-Ereignissen zwischen Daten und Simulation wird als systematischer Fehler bezeichnet. Er beträgt für ETAG33-Ereignisse 4.2% und für ETAG44-Ereignisse 3.3%. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggerelements $DCR\Phi\_Ta$ stimmt im Rahmen der Fehler zwischen Daten und Simulation überein.

5.3.1 Übersicht

Die systematischen Fehler, die weder vom Protonenergieintervall noch vom Inelastizitätsintervall abhängen, sind in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Angaben, die jeweils nur ein Protonenergieintervall betreffen, befinden sich in Tabelle 5.5. Für die Inelastizitätsintervalle ist die Aufteilung in Tabelle 5.6 angegeben.

Quelle	
Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit FPS	5%
Untergrund durch e-Strahl	0.8%
Vertexschnitt	0.4%
Luminosität	1.77%
Normierungsunsicherheit	5.4%

Tabelle 5.4: *Systematische Fehler, die allen selektierten Daten gemeinsam sind.*

Energieintervall	Migration	Akzeptanz	Gesamt
540 ... 580 GeV	7.8%	11.8%	14.1%
580 ... 620 GeV	3.0%	3.1%	4.3%
620 ... 660 GeV	1.2%	1.3%	1.8%
660 ... 700 GeV	2.0%	1.6%	2.6%
700 ... 740 GeV	6.7%	5.2%	8.5%

Tabelle 5.5: *Systematische Fehler, die vom Protonenergieintervall abhängen. Der Fehler der Migrationskorrektur entstammt Untersuchungen unter Verwendung von Kalibrationskonstanten aus Datensätzen niedrigerer Statistik. Der Fehler der Akzeptanz wird durch die Aussagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle abgeschätzt.*

	ETAG44	ETAG33	
		$y^{\mathrm{ETAG}} < 0.5$	$y^{\mathrm{ETAG}} > 0.5$
Untergrund durch Restgasw.w.	2.2%	2.3%	3.4%
Energiemeßfehler (ETAG33)		0.8%	5.0%
Spurselektionseffizienz	4.2%	3.3%	
ETAG-Akzeptanz	6%	5%	
Summe	7.6%	6.5%	8.5%

Tabelle 5.6: *Systematische Fehler, die vom Inelastizitätsintervall abhängen.*

5.4 Ergebnis

Die Mittelwerte des über ein Meßintervall in E'_p und W gemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\gamma p \rightarrow p' X}(W)}{\mathrm{d}E'_p}$$

für Ereignisse mit einem im FPS nachgewiesenen Proton, einem in einem der Elektrontagger nachgewiesenen Elektron sowie einer guten Teilchenspur im H1-Detektor wie in Kapitel 4 beschrieben selektiert sind in Tabelle 5.8 und in Abbildung 5.4 zu finden. Sie wurden gemäß der Formel 5.4, nämlich

$$\begin{aligned}\overline{\frac{(\mathrm{d}\sigma)^{i,j}}{\mathrm{d}E'_p}} &= \frac{1}{\int \mathcal{L}\mathrm{d}t\, \epsilon^{vtx}\, \epsilon^{trk(i)}\, \epsilon^{FPS}_{TE}\, a^j\, m^j\, \Delta E'_p\, F_i} \cdot \mathcal{W} \\ \text{mit } \mathcal{W} &= \sum^{(i,j)} w_{i,j} = \sum^{(i,j)} w^{FPS}_{rec} w^{FPS}_{trig} \left(\epsilon^{DCR\,\Phi\_Ta}(n_{gut})\right)^{-1} w^{ETAG},\end{aligned}$$

berechnet. Anstelle der Anzahl von Ereignissen wird die Summe aller ihrer Gewichte W eingesetzt. Die Ereignisgewichte enthalten die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggerelements $DCR\,\Phi\_Ta$ in Abhängigkeit von der Zahl guter Spuren $\epsilon^{DCR\,\Phi\_Ta}(n_{gut})$ (Abschnitt 4.4.1, Tabelle 4.4), die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit w^{FPS}_{rec} und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggerelements w^{FPS}_{trig} im FPS (Abschnitt 5.2.1) sowie die Korrektur auf die Akzeptanz der Elektrondetektoren w^{ETAG} (Abschnitt 4.2.1). Es wurde jeweils ein binweiser Korrekturfaktor für die Vertexschnitteffizienz ϵ^{vtx} (Abschnitt 4.4.2), die Spurselektionseffizienz $\epsilon^{trk(i)}$ (Abschnitt 4.4.1, Tabelle 4.5), die Akzeptanzkorrektur für den Schnitt auf den FPS-Vertrauensbereich a^j (Abschnitt 5.2.2 und Tabelle 5.2) und die Migrationskorrektur für die Wanderung zwischen benachbarten E'_p-Intervallen m^j (Abschnitt 5.2.3, Tabelle 5.2) angebracht. Das Integral über den Photonfluß für jedes Inelastizitätsintervall i ist F_i. Weitere Faktoren sind die Korrektur auf Triggerineffizienzen des FPS aufgrund von Übersprechen ϵ^{FPS}_{TE} und die integrierte Luminosität $\int \mathcal{L}\,\mathrm{d}t$.

Die Wertebereiche der einzelnen Korrekturfaktoren sind in Tabelle 5.7 zusammengestellt. Der Wirkungsquerschnitt wird zu etwa 6 nb/ GeV für alle Werte von W bestimmt und ist im Rahmen der Fehler unabhängig von E'_p. Die Messung liefert ähnliche Werte wie [Wit97]. Ebenfalls in Abbildung 5.4 ist die Vorhersage des Generatorprogramms POMPYT eingetragen. Die verwendeten Korrekturfaktoren sind in Tabelle 5.7 angegeben. Der Wirkungsquerschnitt liegt in allen Meßintervallen unter dem aus Meßdaten ermittelten, fällt mit zunehmender Protonenergie ab und steigt mit W.

Der Abfall der von POMPYT gelieferten Verteilung bei zu hohen Energien ist darauf zurückzuführen, daß Pion-Austausch simuliert wurde. Der Fluß von Pionen im Proton verschwindet zu großen z hin. Da ein signifikanter Beitrag der Reggeon-Trajektorie im gesamten Meßbereich in z erwartet wird, ist auch bei kleinen z-Werten mit einer Differenz in der Normierung zu rechnen. POMPYT beschreibt nur harte Streuprozesse. Diese werden mit steigendem W wahrscheinlicher, was zu einem Anstieg der Verteilung mit W führt.

Abbildung 5.5 zeigt die über den gesamten Meßbereich der Protonenergie gemittelten Werte des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus Meßdaten als Funktion von W. Sie sind im Rahmen der Fehlerbalken unabhängig von W. Die vom Protonenergieintervall abhängenden Fehler wurden durch Mittelung über die fünf Intervalle nach Gewichtung der binweisen Fehler aus Tabelle 5.2 mit der Anzahl von Ereignissen in diesem Intervall gewonnen.

Es wäre eher zu erwarten gewesen, daß der Wirkungsquerschnitt bei $W = 91\,\mathrm{GeV}$ niedriger liegt als der bei höheren W, in Analogie zu dem Verhalten des totalen inklusiven Wirkungsquerschnitts, aber es ist zu berücksichtigen, daß bei den beiden ETAG-Datensätzen unterschiedliche systematische Effekte eine Rolle spielen können.

Funktion	Faktor	Wertebereich
Ereignisgewichte		
Triggerzähler FPS	w_{trig}^{FPS}	$1.00 \ldots 1.02$
Spurrekonstruktion FPS	w_{rec}^{FPS}	$2.01 \ldots 2.21$
Triggerelement $DCR\Phi\_Ta$	$1/\epsilon^{DCR\Phi\_Ta}(n_{gut})$	Daten : $1.19 \ldots 1$ MC : $1.22 \ldots 1$
Akzeptanz ETAG33	w^{ETAG33}	Daten : $1.5 \ldots 12.6$ MC : 1
Akzeptanz ETAG44	$1/\langle A^{ETAG44} \rangle$	Daten : 3.42 MC : 1
binweise Korrekturen und Faktoren		
Akzeptanz FPS	a^j	$0.27 \ldots 0.90$
Migrationskorrektur FPS	m^j	$0.94 \ldots 1.12$
Spurrekonstruktionswahr–scheinlichkeit im Zentraldetektor	$\epsilon^{trk(i)}$	Daten : 0.825, 0.879 MC : 0.852, 0.915
Integral Photonfluß	$\int_{0.03}^{0.28} f_{\gamma/e}(y)\mathrm{d}y$	0.0665
	$\int_{0.3}^{0.5} f_{\gamma/e}(y)\mathrm{d}y$	0.0090
	$\int_{0.5}^{0.7} f_{\gamma/e}(y)\mathrm{d}y$	0.0046
globale Faktoren		
integrierte Luminosität	$\int \mathcal{L}dt$	Daten : $3.317\,\mathrm{pb}^{-1}$ MC : $0.720\,\mathrm{pb}^{-1}$
Vertexschnitt	ϵ^{vtx}	Daten : 0.978 MC : 1.00
Triggerverlust FPS	ϵ_{TE}^{FPS}	Daten : 0.85 MC : 1

Tabelle 5.7: *Die Werte aller Korrekturfaktoren, die in die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nach Formel 5.4 eingehen.*

i	j	z	$\langle W_{\gamma p}\rangle$ GeV	N	$\Sigma w_{i,j} \pm \delta$	$\overline{\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E'_p}$ $\left[\frac{\mathrm{nb}}{\mathrm{GeV}}\right]$	± stat ± fps ± wbin ± norm $\left[\frac{\mathrm{nb}}{\mathrm{GeV}}\right]$	(± total)
1	1	0.683	91	1275	9761.4 ±275.0	5.66	±0.16 ± 0.80 ± 0.43 ± 0.31	(± 17.1%)
1	2	0.683	187	297	1332.0 ± 87.2	5.33	±0.35 ± 0.75 ± 0.35 ± 0.29	(± 17.7%)
1	3	0.683	231	104	685.8 ± 80.8	5.44	±0.64 ± 0.77 ± 0.46 ± 0.29	(± 21.0%)
2	1	0.732	91	2534	19458.6±389.1	5.73	±0.11 ± 0.25 ± 0.44 ± 0.31	(± 10.5%)
2	2	0.732	187	645	2772.1 ±120.4	5.64	±0.24 ± 0.24 ± 0.37 ± 0.30	(± 10.4%)
2	3	0.732	231	231	1493.7 ±115.7	6.02	±0.47 ± 0.26 ± 0.51 ± 0.33	(± 13.4%)
3	1	0.780	91	4882	37513.8±541.3	6.37	±0.09 ± 0.11 ± 0.48 ± 0.34	(± 9.6%)
3	2	0.780	187	1220	5425.1 ±174.0	6.36	±0.20 ± 0.11 ± 0.41 ± 0.34	(± 9.2%)
3	3	0.780	231	426	2832.4 ±159.8	6.59	±0.37 ± 0.12 ± 0.56 ± 0.36	(± 11.7%)
4	1	0.829	91	4794	37041.7±540.6	6.02	±0.09 ± 0.15 ± 0.46 ± 0.33	(± 9.8%)
4	2	0.829	187	1125	4914.5 ±164.1	5.52	±0.18 ± 0.14 ± 0.36 ± 0.30	(± 9.4%)
4	3	0.829	231	469	3145.1 ±169.4	7.00	±0.38 ± 0.18 ± 0.60 ± 0.38	(± 11.7%)
5	1	0.878	91	3155	24304.2±437.5	5.67	±0.10 ± 0.48 ± 0.43 ± 0.31	(± 12.7%)
5	2	0.878	187	770	3287.4 ±130.6	5.29	±0.21 ± 0.45 ± 0.34 ± 0.29	(± 12.6%)
5	3	0.878	231	279	1899.6 ±130.9	6.06	±0.42 ± 0.51 ± 0.52 ± 0.33	(± 14.9%)

Tabelle 5.8: *Meßwerte für die Intervalle in E'_p und W. Die Spalten enthalten die folgenden Informationen:* $\boxed{i}$ *– Intervallnummer des W-Intervalls,* $\boxed{j}$ *– Intervallnummer des Protonenergieintervalls,* $\boxed{z}$ *– Wert des beim Proton verbleibenden Impulsanteils in der Intervallmitte,* $\boxed{\langle W\rangle}$ *– mittlerer Wert der Proton-Photon-Schwerpunktsenergie in GeV,* $\boxed{N}$ *– Anzahl der Ereignisse im Intervall (i,j),* $\boxed{\Sigma w_{i,j}}$ *– Summe der Gewichte der Ereignisse im Intervall (i,j) wie in Formel 5.5 definiert,* $\boxed{\delta}$ *– statistischer Fehler von $\Sigma w_{i,j}$ $\left(\delta = \sqrt{\Sigma w^2_{i,j}}\right)$,* $\boxed{\overline{d\sigma/dE'_p}}$ *in nb/ GeV – mittlerer Wert des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma^{\gamma p \to X p'}(W)/dE'_p$ im Intervall (i,j),* **stat** *– statistischer Fehler,* **syst** *– systematischer Fehler korreliert mit dem Protonenergiebin,* **wbin** *– systematischer Fehler korreliert mit dem Inelastizitätsbin,* **norm** *– Normierungsunsicherheit,* **total** *– relativer Gesamtfehler in Prozent.*

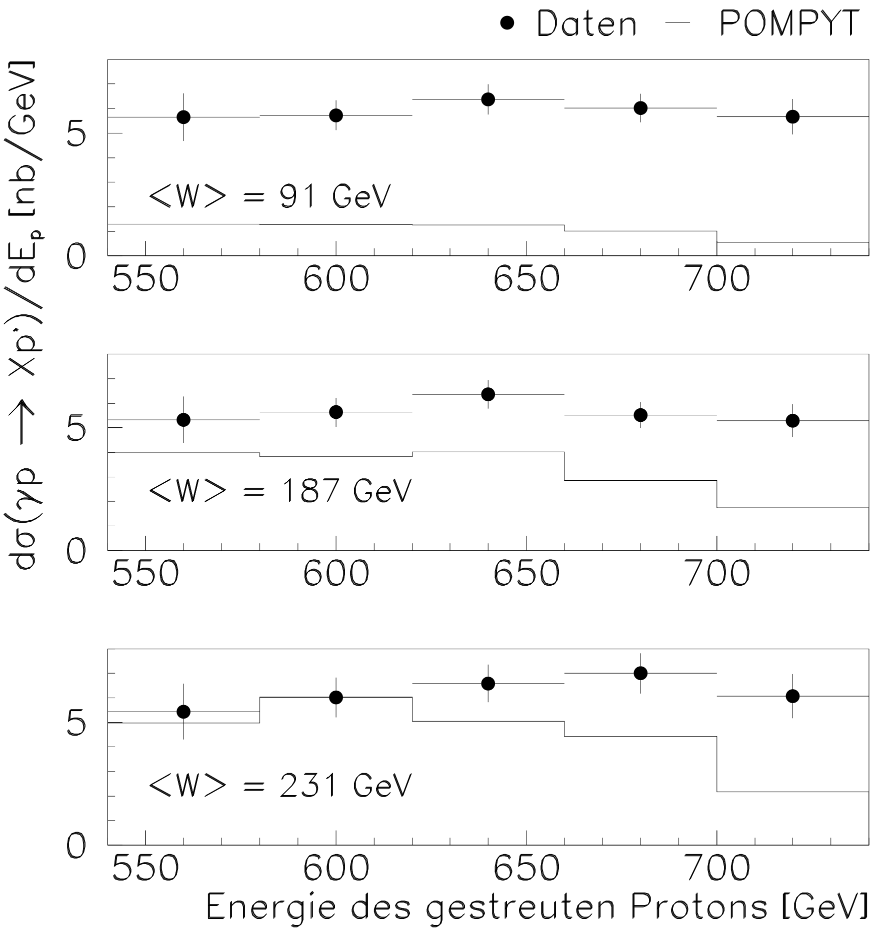
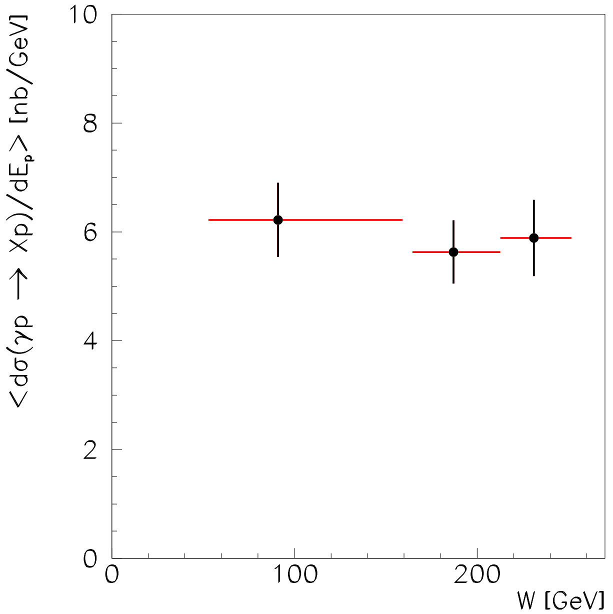


Abbildung 5.4:
Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{\gamma p \rightarrow X p'}(W)/dE'_p$ als Funktion von E'_p für drei Meßbereiche in W.
Betrachtet werden Photoproduktionsreaktionen mit einem im Vorwärtsprotonspektrometer nachgewiesenen Proton. Über Transversalimpulse des gestreuten Protons $p_T < 200$ MeV sowie Photonvirtualitäten $Q^2 < 0.01$ GeV wurde integriert.
Die Punkte markieren das Meßergebnis, die durchgezogene Linie die Vorhersage von POMPYT. Sie wird als Abschätzung des Beitrags harter Photon-Pion-Streuprozesse zum Wirkungsquerschnitt verstanden.
Es wurden die in Tabelle 5.7 angegebenen Korrekturfaktoren angebracht.



W [GeV]	$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\gamma p \to p' X}(W)}{\mathrm{d}E'_p}$ [nb/GeV]	stat [nb/GeV]	syst [nb/GeV]	rel tot [%]
91	6.22	±0.05	± 0.69	(11.0)
187	5.63	±0.10	± 0.57	(10.3)
231	5.89	±0.18	± 0.69	(11.9)

Abbildung 5.5: *Die über den Akzeptanzbereich des FPS gemittelten Werte des differentiellen Wirkungsquerschnitts* $\frac{d\sigma^{\gamma p \to p' X}(W)}{dE'_p}$ *in nb/GeV.*
Der Protonenergiebereich beläuft sich auf $E'_p = 540 \ldots 740$ *GeV. Die Darstellung zeigt die Meßwerte mit den Gesamtfehlern. Die horizontalen Balken geben die Ausdehnung des Meßintervalls in* W *an, über das gemittelt wird. Die Meßwerte sind in der Tabelle aufgeführt, zusammen mit dem statistischen* stat, *dem systematischen* syst *(siehe Tabellen 5.4, 5.6 und 5.5) und dem relativen Gesamtfehler,* rel tot. *Die aus der Protonmessung resultierenden Unsicherheiten wurden wie im Text angegeben berechnet und ergeben für die drei Meßpunkte in* W *einen relativen Fehler von 5.9%, 5.7% und 5.6%.*

5.5 Vergleich mit der Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$

In diesem Abschnitt wird der gemessene Wirkungsquerschnitt für Ereignisse aus Photoproduktion mit vorwärts gestreutem Proton zu einer Messung tiefunelastischer Ereignisse mit vorwärts gestreutem Proton in Beziehung gesetzt. Zunächst erfolgt eine Darstellung der Verhältnisse bei der Reaktion $ep \to e'X$, anschließend wird auf den Fall $ep \to e'p'X$ spezialisiert.

Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma^* p}^{tot}$ in der Reaktion $ep \to e'X$ für reelle oder virtuelle Photonen hängt mit der Protonstrukturfunktion F_2 wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma^* p}^{tot}(W) &= \sigma_T(x, Q^2) + \sigma_L(x, Q^2) \\ &= \frac{4\pi^2\alpha}{Q^4}\frac{4m_p^2x^2 + Q^2}{1-x}F_2(x, Q^2). \end{aligned}$$

Die Variablen x (Bjorkensche Skalenvariable) und Q^2 (Photonvirtualität) wurden in Abschnitt 2.4 eingeführt. Es gilt $W = \sqrt{\frac{Q^2(1-x)}{x} + m_p^2}$. Die Bezeichner σ_T und σ_L stehen für den Beitrag transversal bzw. longitudinal polarisierter Photonen. m_p ist die Protonmasse und α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Für den Spezialfall kleiner x gilt $W^2 \approx Q^2/x$ und

$$\sigma_{\gamma^* p}^{tot}(W) \approx (4\pi^2\alpha)/Q^4) \cdot Q^2 \cdot F_2(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}F_2(x, Q^2). \tag{5.6}$$

Die Größe F_2 wird in tiefunelastischer Streuung bei endlichem Q^2 über die Beziehung

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left(2 - 2y + \frac{y^2}{1+R}\right)F_2(x, Q^2) \tag{5.7}$$

gemessen. $R = F_L/(F_2 - F_L)$ beinhaltet die longitudinale Protonstrukturfunktion. Im Bereich kleiner Photonvirtualitäten, $Q^2 \approx 0$, ist F_L klein gegenüber F_2 wegen $F_2 \sim Q^2$, $F_L \sim Q^4$, und damit ist auch R klein.

Der Beitrag longitudinal und transversal polarisierter Photonen wird in Formel 5.7 explizit berücksichtigt, indem man den Ausdruck unter Verwendung eines Flußfaktors $\Gamma = \alpha(2 - 2y + y^2)/(2\pi Q^2 x)$ und der Polarisation $\epsilon(y) = (2(1-y))/(2 - 2y + y^2)$ schreibt:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \Gamma\left(\sigma_T(x, Q^2) + \epsilon(y)\sigma_L(x, Q^2)\right) \tag{5.8}$$

$$=: \Gamma\sigma_{\gamma^* p}^{eff}(x, y, Q^2) \tag{5.9}$$

Damit wird der ep-Wirkungquerschnitt dargestellt als ein Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt, multipliziert mit dem Fluß der Photonen aus dem Elektron. Für

$\epsilon(y) \approx 1$, gleichbedeutend mit kleinen y, ist $\sigma^{eff}_{\gamma^* p} = \sigma^{tot}_{\gamma^* p}$. Die experimentell zugängliche Größe ist jedoch $\sigma^{eff}_{\gamma^* p}$.

Dies ist in [H1-97d] für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung gemessen worden für $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2 \ldots 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ und $x > 6 \cdot 10^{-6}$.

Die Erwartung für große Werte von Q^2 bei festem, kleinem x ist, daß F_2 wie $\log Q^2$ steigt (*scaling violation*), was mit einem Abfall von $\sigma^{eff} \propto F_2/Q^2$ als Funktion von Q^2 verbunden ist. Im Grenzfall $Q^2 \to 0$ muß das Verhalten von σ^{eff} aber anderes sein: Aus der Forderung nach der Erhaltung des elektromagnetischen Stroms ergibt sich für $Q^2 \to 0$ die Vorgabe $F_2 = \mathcal{O}(Q^2)$ und $F_L = \mathcal{O}(Q^4)$. Für kleine Werte von Q^2 ist die Beschreibung im Partonbild nicht mehr ausreichend. Bei der Photoproduktion besitzt das Photon, wie in Abschnitt 2.1.1 dargestellt, eine dominante hadronische Komponente. Mit sinkender Photonvirtualität koppelt das Photon vorwiegend nicht mehr direkt, und die hadronische Komponente dominiert. Der Propagatorterm geht von $1/Q^2$ auf $1/(Q^2 + m_\rho^2)$ über. Die Änderung des Verhaltens mit Q^2 markiert den Übergang zwischen dem kinematischen Bereich, der störungstheoretischen Berechnungen zugänglich ist, und dem Photoproduktionsregime, wo zur Beschreibung die in Kapitel 2 eingeführten phänomenologischen Komponenten eingesetzt werden. In Abbildung 5.6 sind die Meßwerte für σ^{eff} als Funktion von Q^2 aufgetragen. Das Abknicken der Kurve wird im Bereich von etwa $1\,\mathrm{GeV}^2$ beobachtet.

Abbildung 5.7 zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ^{tot} von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie für festes Q^2. Der Anstieg der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ zu kleinen x hin schlägt sich in einem Anstieg von $\sigma^{tot}(W)$ wegen $W \propto 1/\sqrt{x}$ bei festem Q^2 nieder. Dies geschieht umso stärker, je größer Q^2 wird. Als Funktion von W für $Q^2 = 0$ ist der Wirkungsquerschnitt σ^{tot} bereits in Abbildung 2.2 dargestellt worden. Er ist proportional zu $W^{2 \cdot 0.0808}$.

Die Meßwerte können mit einer Parametrisierung beschrieben werden [Bad92], die F_2 als Summe aus einem Vektormesonterm und einem QCD-Term darstellt. Der erste Beitrag repräsentiert den Fall kleiner Q^2, wo das Photon vornehmlich als Hadron und hier dominant als ρ-Meson agiert, und verschwindet mit wachsendem Q^2. Der zweite Beitrag geht für $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ in die in tiefunelastischer Streuung gemessene Strukturfunktion $F_2^{gemessen}$ über.

Es stellt sich die Frage, ob das Verhalten von σ^{eff} auch für den Spezialfall gilt, daß im Endzustand ein unter kleinem Winkel gestreutes Proton mit hoher Energie beobachtet wird. Im Regge-Bild entspricht das der Streuung eines reellen oder virtuellen Photons an einer Regge-Trajektorie $\mathcal{R}$ mit elastisch gestreutem Proton. Schreibt man der Trajektorie eine hadronische Struktur zu, beschreibt $\beta = x/(1-z)$ den Anteil des Impulses der Trajektorie, den ein bestimmtes Parton trägt. Die zu W analoge Größe ist M_X, die Schwerpunktsenergie des hadronischen Endzustands ohne das gestreute Proton. Es gilt $M_X = \sqrt{(q + (1-z)p_p)^2} = \sqrt{(1-z)}W = \sqrt{(1-z)ys}$. Grundsätzlich ist es möglich, von der Reaktion $\gamma p \to p'X$ durch Kenntnis des Flußfaktors auf die Reaktion $\gamma\mathcal{R} \to X$ zu schließen. Es tragen verschiedene Trajektorien im gemessenen Bereich bei, vornehm-

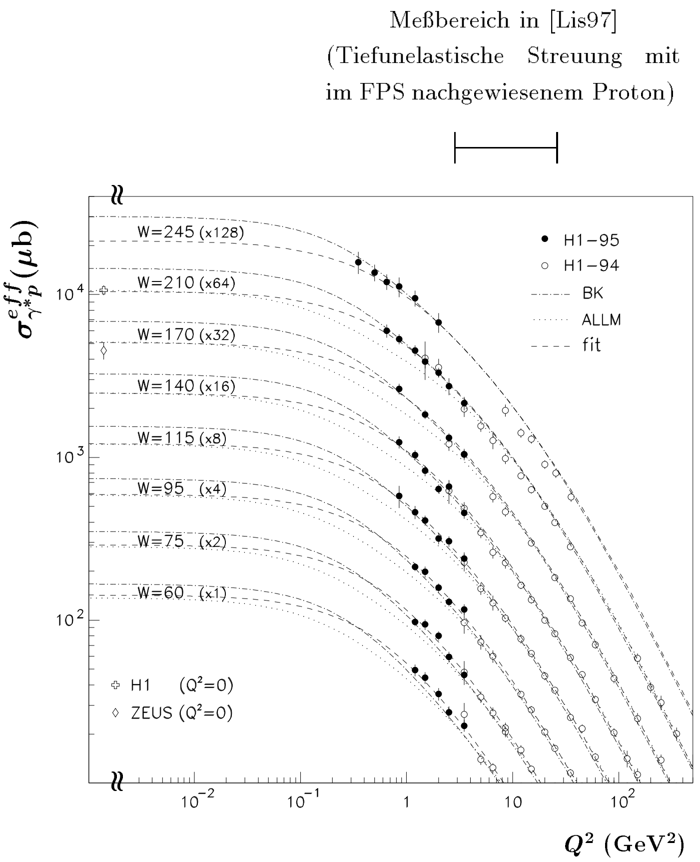


Abbildung 5.6: *Die Meßwerte für σ^{eff} als Funktion der Virtualität Q^2 für verschiedene Werte von W aus [H1-97d].*
Eingetragen sind verschiedene Parametrisierungen, die in der Referenz spezifiziert werden. Die im Text erwähnte Parametrisierung ist mit 'fit' bezeichnet.

lich die Pion-Trajektorie bei kleinen z und die Reggeon-Trajektorie bei höheren Werten. Die durch Unsicherheit in der relativen Normierung sowie der Wahl eines Flußfaktors entstehende Ungenauigkeit wird dadurch umgangen, daß die Messungen in Intervallen von z, entsprechend einer festen Energie der Trajektorie $\mathcal{R}$ und einem festen Wert des Flußfaktors, dargestellt werden.

In dieser Arbeit sind Photoproduktionsereignisse mit einem im FPS nachgewiesenen Proton untersucht worden. Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma^{tot}_{\gamma p}(W)/\mathrm{d}E'_p$ wurde für drei Werte von W und fünf in E'_p angegeben. Er wird wie folgt umgeschrieben:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{tot}_{\gamma p\to X p'}(W)}{\mathrm{d}E'_p} = \frac{1}{820\,\mathrm{GeV}}\frac{\mathrm{d}\sigma^{tot}_{\gamma p\to X p'}(W)}{\mathrm{d}z} \tag{5.10}$$

Die Werte wurden für $\langle W\rangle = 91\,\mathrm{GeV}$, $187\,\mathrm{GeV}$ und $231\,\mathrm{GeV}$ und $E'_p = 560$, 600, 640, 680 und $720\,\mathrm{GeV}$ bestimmt.

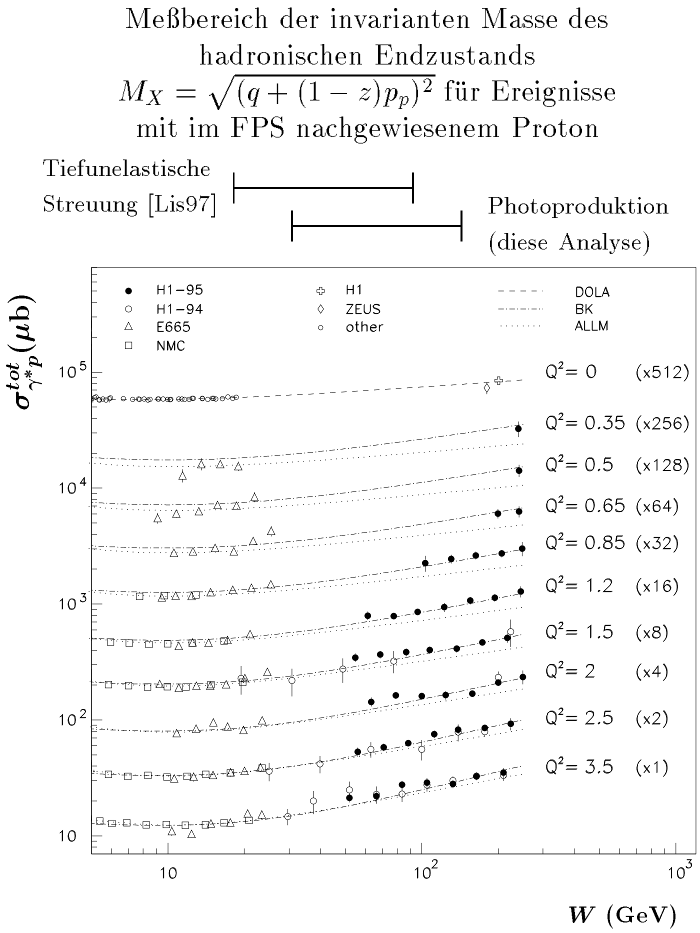


Abbildung 5.7: *Die Meßwerte für σ^{tot} als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie W für verschiedene Werte von Q^2 aus [H1-97d].*

Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung mit einem im FPS nachgewiesenen Proton wurden in [Lis97] untersucht. Es stehen Meßwerte für $x = 6 \cdot 10^{-5} \ldots 6 \cdot 10^{-3}$ in drei Intervallen, $Q^2 = 2 \ldots 50\,\mathrm{GeV}^2$ in vier Intervallen und $x_{\mathbb{P}} = 1 - z = 0.10 \ldots 0.29$, entsprechend $E'_p = 580 \ldots 740\,\mathrm{GeV}$, zur Verfügung. Der Meßbereich in Q^2 ist in Abbildung 5.6 gekennzeichnet. Im Rahmen der Analyse wurde der in x, Q^2 und $x_{\mathbb{P}}$ differentielle Wirkungsquerschnitt analog zu Formel 5.7 parametrisiert:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma_{ep\to e'p'X}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathbb{P}}} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left(2 - 2y + \frac{y}{1+R}\right) F_2^{LP(3)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}) \qquad (5.11)$$

Es wird $R = 0$ gesetzt. Die gemessenen Werte für $F_2^{LP(3)}$ ändern sich um maximal 9%, wenn $R = \infty$, und um die Hälfte, wenn $R = 1$ gesetzt wird. Die Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}$ wird gemäß Formel 5.6 in einen Photoproduktionswirkungsquerschnitt $\sigma^{eff,\,LP}$ umgerechnet. Dies geschieht für einen festen Wert von z. Die zu x analoge Größe ist β, zu W korrespondiert M_X. Der relevante kinematische Bereich ist in den Abbildungen 5.6 und 5.7 gekennzeichnet.

In Abbildung 5.9 sind die Meßwerte beider Analysen für Intervallmittelwerte von $z = 0.878$, 0.829, 0.780 und 0.731 als Funktion der invarianten Masse des Systems X, M_X, für verschiedene Werte von Q^2 aufgetragen. Die Meßwerte für $\sigma^{eff,\,LP}$ sind im Rahmen der Fehler unabhängig von W. Das Verhalten hängt nicht vom Intervall in z und Q^2 ab. Die relative Normierung zwischen Daten aus Photoproduktion und denen der tiefunelastischen Streuung ist im protonelastischen niedriger als im inklusiven Fall: Die Photoproduktionsdaten liegen in der Reaktion $\gamma p \to X$ um rund einen Faktor fünf über denen mit $Q^2 \approx 2.5$, für den Prozeß $\gamma p \to X p'$ aber einen Faktor 2.5.

Abbildung 5.8 zeigt die Meßwerte aufgetragen gegen Q^2 für die vier Meßintervalle von z. Die Einträge in den Teilabbildungen sind getrennt nach M_X-Intervallen gekennzeichnet. Wie in Abbildung 5.6 ist ein Anstieg der Werte mit sinkendem Q^2 zu beobachten, der Verlauf hängt nicht von dem Intervall in M_X ab. Der Anstieg muß zu kleineren Q^2 kleiner werden, soll der Photoproduktionsmeßwert getroffen werden. Dies bedeutet, daß auch im semiinklusiven Fall die hadronischen Komponente des Photons im Grenzfall reeller Photonen dominiert, wie auch im Rahmen von Faktorisierung zu erwarten.

Qualitativ kann also gesagt werden, daß sich die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma p \to X$ und $\gamma p \to p'X$ relativ zu den Strukturfunktionen F_2 und $F_2^{LP(3)}$ ähnlich verhalten.

Trotz der unterschiedlichen relativen Beiträge von Pion- und Reggeon-Trajektorien in den vier z-Intervallen wird in allen Bereichen dasselbe Verhalten beobachtet. Dies und die Ähnlichkeit mit Streuung am Proton kann darauf zurückgeführt werden, daß diese drei Reaktionspartner des Photons quarkdominierte Teilchen sind und bei kleinen relativen Impulsanteilen reagieren. Es bleibt zu sehen, ob eine Messung diffraktiver Ereignisse, $z > 0.95$, in der der Austausch der gluondominierten Pomerontrajektorie überwiegt, andere Eigenschaften aufweist.

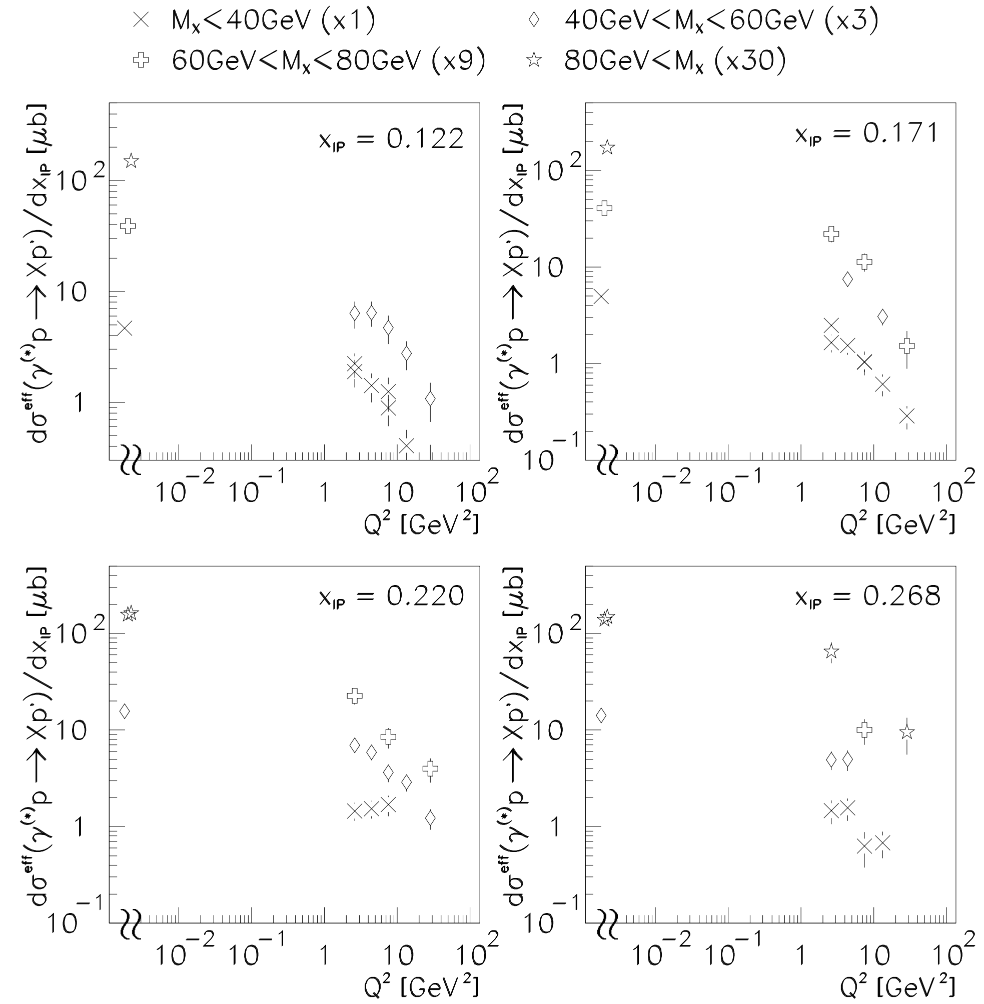


Abbildung 5.8: *Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt für reelle und virtuelle Photonen als Funktion der Virtualität für vier Meßbereiche in z, getrennt für vier Bereiche in M_X.*
Die Photoproduktionswerte sind in der Nähe des linken Randes einer jeden Grafik dargestellt. Die Meßpunkte aus tiefunelastischer Streuung und ihre Fehlerangaben stammen aus [Lis97]. Die Werte wurden mit den oben in der Abbildung angegebenen Faktoren skaliert. In Fällen, wo der Fehlerbalken nicht sichtbar ist, übersteigt er die Symbolgröße nicht.

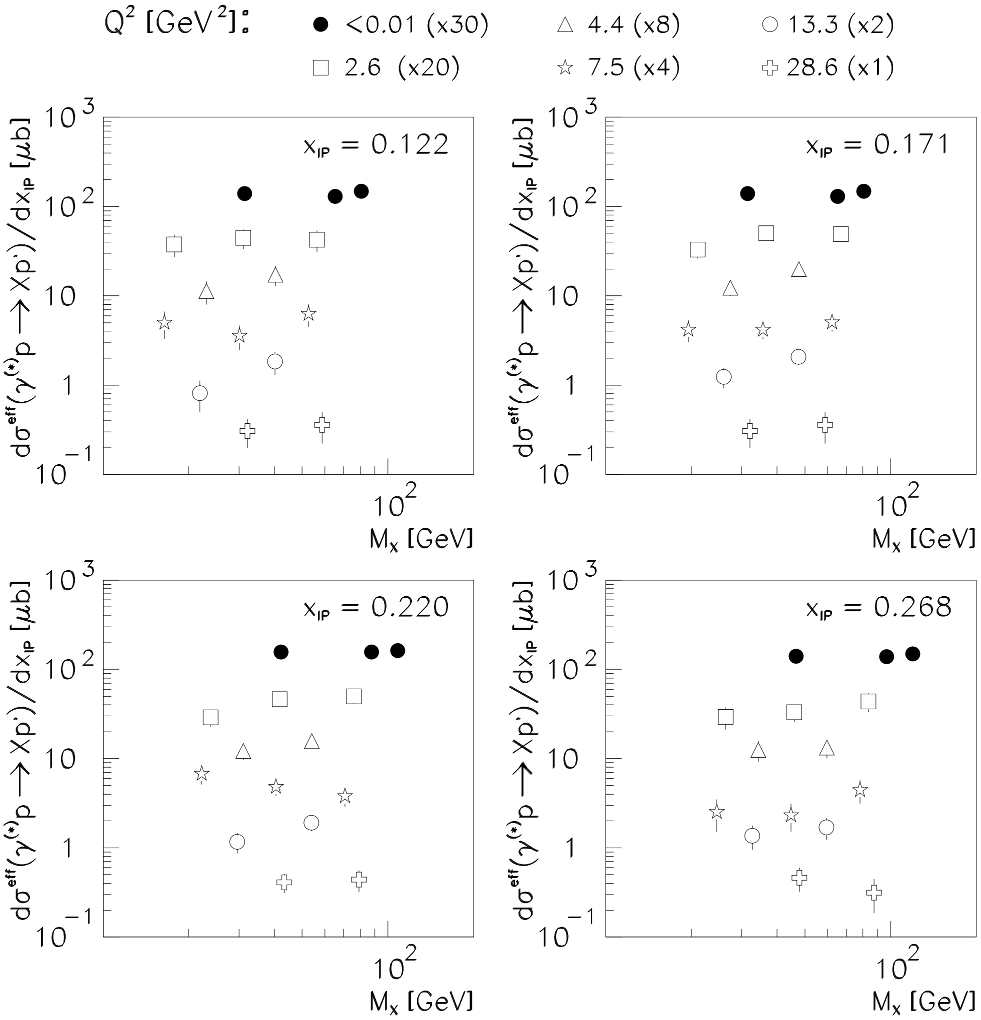


Abbildung 5.9: *Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt für reelle und virtuelle Photonen als Funktion der invarianten Masse M_X für vier Meßbereiche in z, getrennt nach Q^2-Intervallen. Die Meßpunkte mit offenen Symbolen und ihre Fehlerangaben stammen aus [Lis97]. Die Werte wurden mit den links in jeder Abbildung angegebenen Faktoren skaliert.*

Kapitel 6

Ereignisse mit zwei Jets im Endzustand

Dieses Kapitel behandelt die Untersuchung von Zweijet-Ereignissen in der Photoproduktion mit einem elastisch gestreuten Proton. Einführende Bemerkungen enthält Abschnitt 6.1. In Abschnitt 6.2 wird die Selektion vorgestellt, und es werden Eigenschaften des Datensatzes im Vergleich mit dem Monte-Carlo-Programm POMPYT gezeigt. Abschnitt 6.3 beinhaltet einen Vergleich mit diffraktiven Ereignissen mit zwei Jets ohne Nachweis des gestreuten Protons.

6.1 Ereignisse mit Jets

Um Vorgänge auf Partonebene berechnen zu können, muß die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s hinreichend klein sein, damit die Partonen in guter Näherung als frei betrachtet werden können. Diese Näherung ist in Ereignissen mit Jetbildung erfüllt, da hier durch den Transversalimpuls der Jets eine harte Skala eingeführt wird, die bewirkt, daß α_s klein wird. Die Verteilung des Impulses eines Teilchens, hier: Photon oder Proton, anteilig auf seine Partonen wird durch die in Abschnitt 2.3 eingeführten Partondichteverteilungen beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt für eine $(2 \to 2)$–Reaktion kann in führender Ordnung als Faltung dieser Dichtefunktionen mit dem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion der Konstituenten wie in Formel 2.20 angesetzt werden.

Im Fall von Photon-Proton-Streuung mit nachgewiesenem Proton wird die Reaktion mit Hilfe der in Abbildung 6.1 angegebenen Feynmandiagramme modelliert. Das Photon reagiert entweder als Ganzes (elektromagnetisch; direkt) oder hadronisch (aufgelöst), im letzten Fall geht ein Parton aus dem Photon in den harten Subprozeß ein. Protonseitig wird ein Austauschteilchen emittiert, aus dem ein Parton an der harten Reaktion teilnimmt. Die Feynmangraphen einiger beitragender Prozesse sind in Abbildung 6.1

dargestellt. Die Ausdrücke für die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\hat{\sigma}/\mathrm{d}\hat{t}$ der Subprozesse sind in niedrigster Ordnung Störungstheorie in [Bun95] angegeben. Es zeigt sich, daß bei Reaktionen mit direktem Photon der dominante Beitrag durch Subprozesse mit Quarkaustausch stammt (QCD-Compton: $\gamma + q \to q' + g$ und Boson-Gluon-Fusion: $\gamma + g \to q + \bar{q}$), was zu einem Abfall des Wirkungsquerschnitts wie $\mathrm{d}\hat{\sigma}/\mathrm{d}\hat{t} \sim 1/p_t^2$ [Sch93] führt. Im Fall aufgelöster Photonen ($q + q' \to q + q'$, $q + \bar{q} \to q' + \bar{q}'$, $q + \bar{q} \to g + g$, $q + g \to q + g$, $g + g \to g + g$, $g + g \to q + \bar{q}$) ist der dominante Beitrag mit Gluonaustausch verbunden und hat ein Verhalten wie $\mathrm{d}\hat{\sigma}/\mathrm{d}\hat{t} \sim 1/p_t^4$.

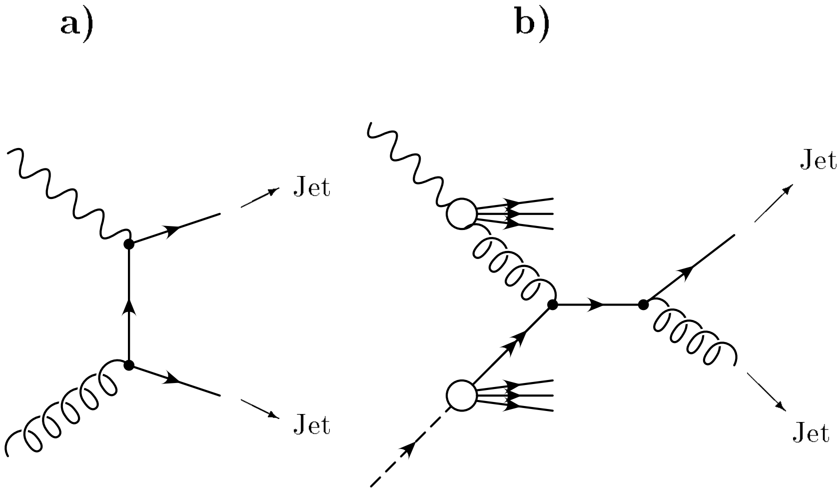


Abbildung 6.1: *Die Feynmangraphen einiger Prozesse, die zur Dijetproduktion in Photoproduktionsreaktionen beitragen.*
a) Direktes Photon
b) Aufgelöstes Photon

Wie bereits in Kapitel 2 ausgeführt, werden Ereignisse mit elastisch gestreutem Proton in der Photoproduktion so interpretiert, daß das Proton ein Austauschteilchen enthält, welches mit seinem Reaktionspartner, dem Photon, wechselwirkt. Es wird in der kinematischen Region, der die FPS-Daten dieser Analyse entstammen, erwartet, daß vorwiegend Pion- und Reggeonaustausch stattfindet und Pomeronaustausch unterdrückt ist. Da im Pomeron im Gegensatz zu Pion und Reggeon der Gluonbeitrag dominiert, ist zu erwarten, daß der Datensatz eher Charakteristika einer durch Quarkaustausch dominierten Streuung zeigt, im Gegensatz zu bisher untersuchten Dijet-Ereignissen aus diffraktiver Streuung mit einem gluondominierten Pomeron.

Die Messung der Endprodukte einer Reaktion im Detektor erlaubt die Bestimmung der Kinematik der Reaktion. Wird durch hohe Impulse die Struktur eines Streupartners aufgelöst, ist die Verteilung der Impulse der Partonen, an denen gestreut wird, von Interesse. Die Partonen sind als farbgeladene Teilchen nicht im Detektor direkt meßbar. Sie durchlaufen folgende Prozeßkette: Nach der Wechselwirkung können sie weitere Partonen abstrahlen, was in der Theorie durch Einführung von Partonschauern beschrieben wird. Die Abstrahlungsprodukte haben meist niedrige Energie und sind fast kollinear mit dem Parton. Die anschließende Phase der Fragmentation, in der sich die Partonen zu farbneutralen Hadronen formieren, ist nur phänomenologisch faßbar, da hier die Kopplungskonstante α_s bereits für eine störungstheoretische Behandlung des Problems zu groß geworden ist. Die Zeitskala für diesen Vorgang ist, verglichen mit der harten Wechselwirkung und der obigen Abstrahlung von Partonen im Endzustand, groß. Gängige Modelle sind die *Independent Fragmentation*, *Cluster Fragmentation* und die *String Fragmentation*. Der letzte Schritt ist der Zerfall von instabilen zu stabilen Hadronen, die im Detektor gemessen werden.

Hochenergetische Partonen und ihre Fragmentationsprodukte formieren sich aufgrund der Lorentz-Transformation im Laborsystem zu einer eng gebündelten Gruppe von Teilchen, den *Jets*. Durch Messung des Jets ist ein Rückschluß auf die kinematischen Größen des Partons möglich. Das Interesse an Ereignissen mit Jets ist unter anderem deshalb groß, weil mit der Identifikation des Jets gezeigt werden kann, daß es sich um eine Wechselwirkung mit hohen Impulsen handelt, in der an einem *Konstituenten* des Reaktionspartners gestreut wird. Zudem sind solche harten Prozesse perturbativ berechenbar, da die Kopplungskonstante α_s klein wird, so daß ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen möglich wird.

Der Jet kann nur identifiziert werden, wenn er zu den anderen Reaktionsprodukten einen hinreichend großen Winkel aufweist. Ist dies nicht der Fall, werden entweder einzelne Hadronen dem Jet fälschlich zugeordnet oder überlappende Jets können nicht getrennt werden. Die während der Partonschauerphase abgestrahlten Partonen werden in der Regel keinen eigenen Jet bilden, sondern nur dazu beitragen, die Korrelation zwischen dem Impuls des Jets und dem des Partons, auf das er zurückgeht, zu verwischen. Außerdem können falsch zugeordnete Hadronen die Korrelation stören. Eine weitere Verschmierung kommt durch Detektoreffekte zustande. Je höher die Energie des Jets ist, desto schmaler wird er und desto leichter kann er identifiziert werden. Die Verteilung der Jetenergie ist eine mit wachsender Energie steil abfallende Funktion. Es muß daher abgewogen werden zwischen dem Bedarf an ausreichender Statistik, die durch niedrige Anforderungen an die Jetenergie erzielt werden kann, und hinreichend guter Korrelation zu den Partongrößen, wofür die Jets nicht zu niedrige Energie aufweisen dürfen.

Die Wahl der Jetenergie wird in einem Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen bei Anwendung eines Jetalgorithmus auf die Vierervektoren von Partonen oder die Vierervektoren der erzeugten Hadronen vor der Detektorsimulation getroffen. Ein Vergleich der auf Detektorniveau gefundenen Jets mit diesen Generator-Jets erlaubt die Klärung der Frage, ob die Korrelation zwischen Parton und Jet im Detektor durch Fragmentation oder Meßeffekte beeinflußt wird.

6.2 Jetdefinition und Selektion

Zur Jetidentifikation wurde der Cone-Algorithmus verwendet. Er basiert auf der Suche nach Anhäufungen von Energiedepositionen in einem Raumwinkelelement, wobei die Polarkoordinate θ in die Pseudorapidität η transformiert wird. η ist definiert als $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$, ist somit größer als Null in z-Richtung (Vorwärtsrichtung). Der Azimutalwinkel wird mit φ bezeichnet. Die (η,φ)-Ebene umfaßt die Intervalle $-4 < \eta < 4$, $0 < \varphi < 2\pi$ und wird in 40 η-Intervalle und 24 φ-Intervalle segmentiert, anschließend wird die im Detektor deponierte Energie gemäß ihrer Position in die so gebildeten Zellen eingetragen. Für Jetsuche auf Generatorniveau wird hier die Energie aus den Viererimpulsen der Teilchen verwendet. Der Algorithmus sucht zunächst nach Initiatorzellen, das sind Zellen, deren zugeordnete Energie eine bestimmte Schwelle E_t^{ini} überschreitet. Diese Zellen werden nach der Größe der Energie geordnet. Anschließend wird versucht, aus der Kombination mit denjenigen umliegenden Zellen, deren Abstand $R = \sqrt{\eta^2 + \varphi^2}$ die Bedingung $R < R_{\mathrm{max}}$ im (η,φ)-Raster erfüllt, Jets zu konstruieren, indem die Energiesumme gebildet und mit einer weiteren Schwelle E_t^{Jet} verglichen wird. Wird die Schwelle überschritten, wird das Objekt als Jet klassifiziert und die betroffenen Zellen für die Suche nach weiteren Jets ausgeschlossen.

Die Parameter für die Jetsuche waren für diese Analyse:

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{max}} &= 1, \\ E_t^{\mathrm{ini}} &= 100\,\mathrm{MeV}, \\ E_t^{\mathrm{Jet}} &= 4.5\,\mathrm{GeV}. \end{aligned}$$

Die Wahl von R_{max} ist bei HERA üblich[1], die Mindestenergie einer Initiatorzelle ist unkritisch, solange sie deutlich unterhalb der typischen Jetenergie bleibt. Es muß lediglich gewährleistet sein, daß für jeden Jet eine Startzelle gefunden werden kann.

Durch die Forderung nach einem im FPS nachgewiesenen Proton ergibt sich im Unterschied zu inklusiven Photoproduktionsmessungen ein wichtiger Unterschied: Die zur Jetbildung im harten Subprozeß zur Verfügung stehende Schwerpunktenergie ist hier die des Photon-*Pion*-Systems. Sie ist im Mittel niedriger als im inklusiven Fall. Dies hat zur Konsequenz, daß zum einen die Suche im Laborsystem durchgeführt werden kann, denn eine Transformation in das Photon-Pion-Schwerpunktsystem würde lediglich die Rapidität im Mittel um wenige Einheiten verschieben, und zum anderen, daß der Mindestwert für die Transversalenergie eines Jets erheblich niedriger gewählt werden muß. In Messungen zur inklusiven Photoproduktion wird für die Summe der Transversalimpulse $E_t^{\mathrm{Jet}} = 7 - 10\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Für Ereignisse aus diffraktiven Reaktionen wird die Schwelle auf 5 GeV gesetzt.

Für die Analyse wurde außerdem verlangt, daß die Jetachse deutlich entfernt von den Akzeptanzgrenzen der Kalorimeter ist:

$$-1 < \eta^{\mathrm{Jet}} < 2.5.$$

[1] Gelegentlich wird auch $R_{\mathrm{max}} = 0.7$ verwendet.

Der Ausgangsdatensatz bestand aus den in Abschnitt 5 vorgestellten Ereignissen.

Aufgrund der durch die FPS-Akzeptanz eingeschränkten Statistik wurde folgende Erweiterung gemacht: Energie und Emissionswinkelprojektionen des Protons müssen rekonstruiert worden sein, aber das Proton muß nicht im Vertrauensbereich liegen, sondern seine Energie muß nur die Bedingung $540\,\mathrm{GeV} < E'_p < 740\,\mathrm{GeV}$ erfüllen. Dies liefert 150 anstelle von 92 Ereignissen. Abbildung 6.2 zeigt ein solches Ereignis. Für Monte-Carlo-Ereignisse mußte ebenfalls aus Gründen der Statistik die Selektion hinsichtlich des gestreuten Protons erweitert werden. Es standen zwei Datensätze zur Verfügung, von denen einer (POMPYT) mit Pionaustausch generiert wurde, also von vornherein ein gestreutes Proton im Endzustand aufweist, und der andere alle Photoproduktionsprozesse simuliert (PHOJET); im letzteren Fall war das Auswahlkriterium, daß ein Proton in Vorwärtsrichtung unter einem Winkel zur Strahlachse von weniger als 1 mrad und mit einer Energie von mehr als 400 GeV auf Generatorebene vorhanden war.

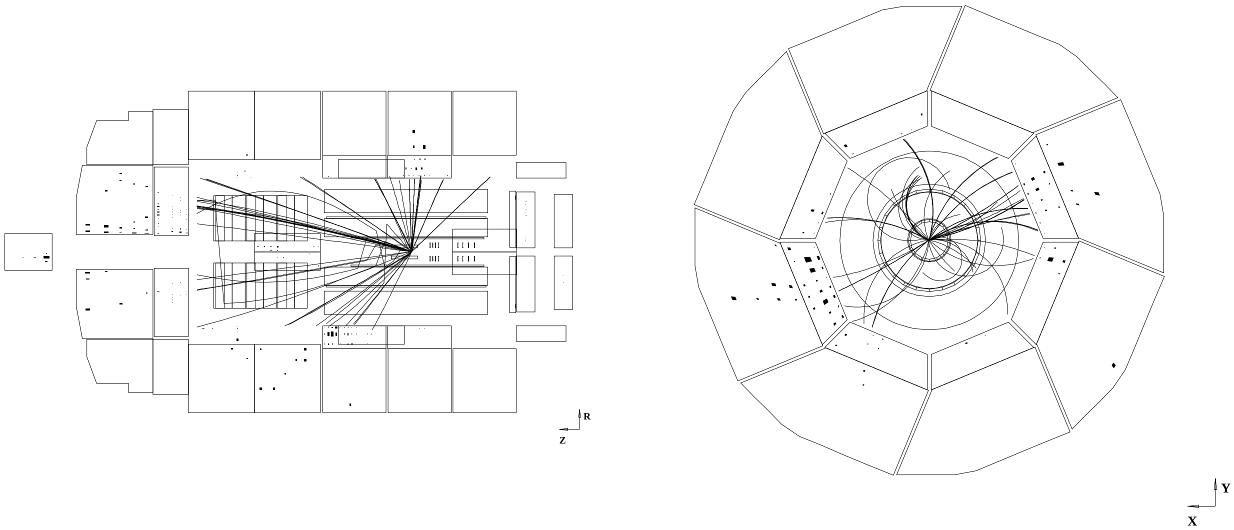


Abbildung 6.2: *Ein Ereignis aus dem Zwei-Jet-Datensatz (H1 Run 169997, Event 1828).*
Die beiden Jets haben folgende Parameter:
Jet 1: $E_t = 13.4\,GeV$, $\eta = 0.9$, $\varphi = 22°$, Jet 2: $E_t = 8.1\,GeV$, $\eta = 0.1$, $\varphi = -164°$.

Die Verteilung einiger Jetgrößen ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Es werden Meßdaten mit rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen und mit Größen auf Hadronniveau verglichen. Der verwendete Generator ist POMPYT. Die Verteilung der Jetmultiplizität in einem Ereignis für $n^{\mathrm{Jet}} \geq 1$ wird gut beschrieben. Der Anteil von Ereignissen ohne Jet liegt in den Daten erwartungsgemäß höher, da die Simulation nur die Beschreibung harter Prozesse liefert. Die Verteilung der Transversalenergie der Jets wird gut beschrieben. Es fällt auf, daß die beiden Jets entgegengesetzt im Azimutalwinkel angeordnet sind. Dies deutet darauf hin, daß man es mit $(2 \to 2)$–Streuprozessen zu tun hat, in denen die Transversalimpulse der auslaufenden Partonen sich kompensieren. Die Verteilungen simulierter und rekonstruierter Daten stimmen gut überein. Die Verbreiterung beim Übergang von Hadronniveaugrößen auf Detektorebene wird durch die Auflösung des Detektors erzeugt. Bei dem Vergleich des Energieflusses um die Jetachse ist anzumerken, daß die Summe der im Jet, also bei $|\eta| < 1$, gefundenen Energie in Daten und Simulation gleich ist, jedoch die Verteilung zu höheren Rapiditätsdifferenzen in der Simulation etwas flacher ausläuft.

Abbildung 6.4 untersucht Pseudorapiditäten der Jets. Der Vergleich der Verteilungen der Jetrapiditäten in Teilabbildung a) zwischen POMPYT und Meßdaten zeigt, daß die Anzahl der Jets in Vorwärtsrichtung gut übereinstimmt, POMPYT aber in Rückwärtsrichtung mehr Jets produziert, als beobachtet werden. Ein Vergleich der Beiträge mit niedrigem y, sichergestellt durch ein Elektron im ETAG44, mit solchen bei höheren y läßt in Teilabbildung b) erwartungsgemäß erkennen, daß Jets aus Ereignissen mit höherem y mehr in Vorwärtsrichtung orientiert sind, was durch den höheren Longitudinalimpuls des einlaufenden Photons erklärbar ist. Bildet man den Mittelwert der Jetrapiditäten in Zweijetereignissen, wird aus Teilabbildung d) deutlich, daß POMPYT-Ereignisse tendenziell eher in Vorwärtsrichtung orientiert sind. Bildet man den Mittelwert der Jetrapiditäten von Hadron- und Detektorniveaujets, zeigt sich eine sehr gute Korrelation, Teilabbildung c).

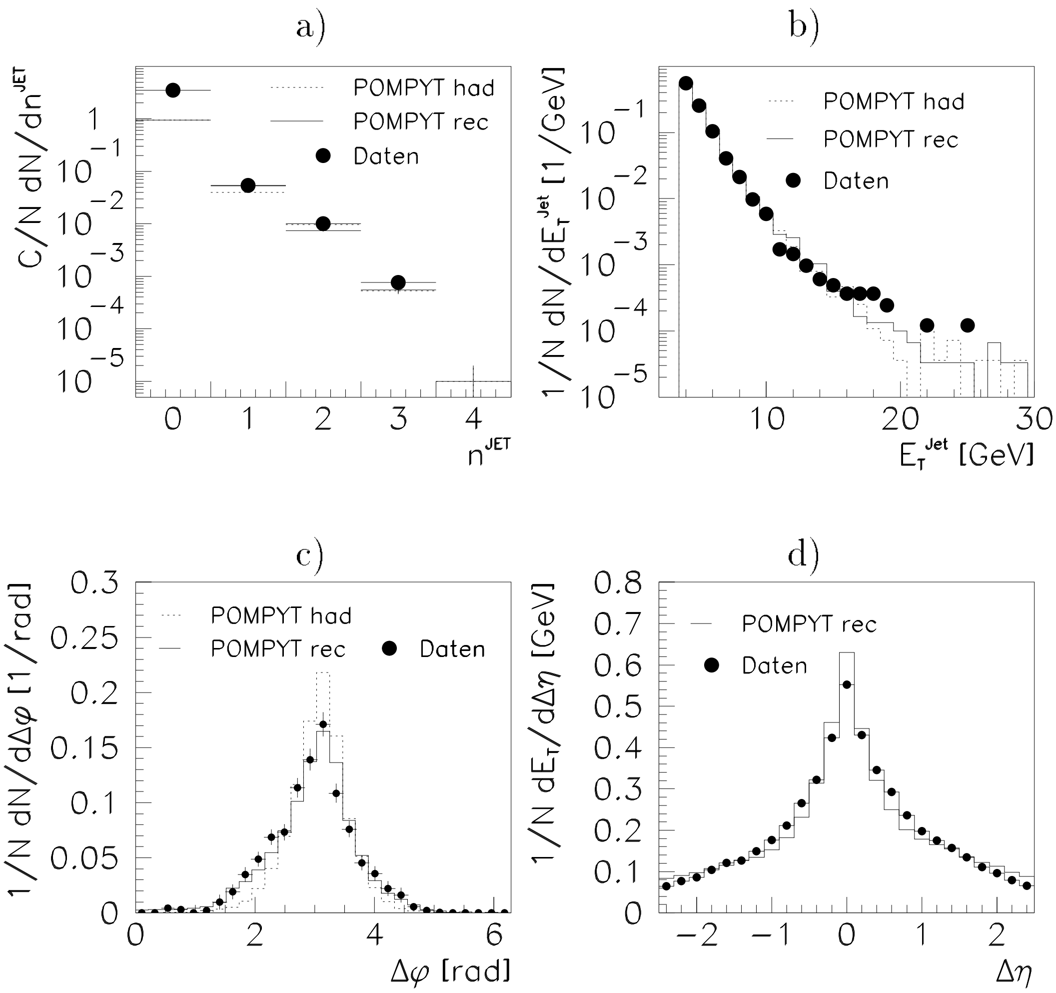


Abbildung 6.3: *Vergleich zwischen Daten und MC von Jeteigenschaften "had" bezeichnet Größen, die auf Hadronniveau errechnet wurden, "rec" solche nach der Rekonstruktion.*
a) Verteilung der Anzahl von Jets, normiert auf die Anzahl von Ereignissen mit $n^{\mathrm{Jet}} = 1$,
b) Spektrum der transversalen Jetenergien,
c) Differenz der Azimutalwinkel der Jets in Zweijet-Ereignissen, $\Delta\varphi = \varphi^{\mathrm{Jet1}} - \varphi^{\mathrm{Jet2}}$
d) E_T*-Verteilung der um die Jetachse liegenden Zellen. Aufgetragen ist für Zweijet-Ereignisse die Differenz zwischen der Rapidität der Zelle des Suchgitters und der Rapidität der Jetachse,* $\Delta\eta = \eta^{\mathrm{Jet}} - \eta^{\mathrm{Zelle}}$, *gewichtet mit dem Transversalimpuls der Zelle, für Zellen mit einem Abstand von weniger als einem Radian in* φ.

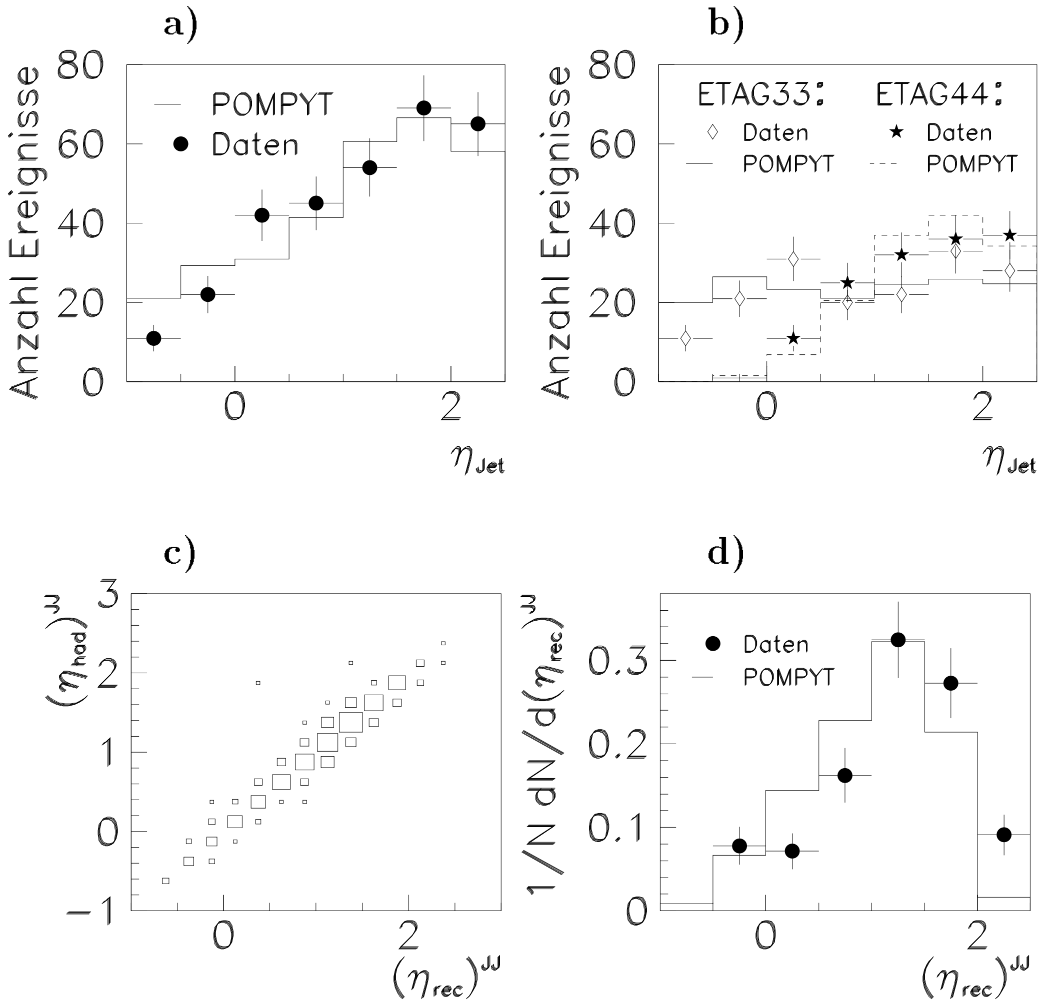


Abbildung 6.4: *Verteilung von Rapiditäten in Zweijet-Ereignissen.*
a) Die Rapiditäten der Jets, die aus rekonstruierten Objekten gebildet wurden, dargestellt für simulierte und gemessene Ereignisse.
b) Aufschlüsselung der Beiträge nach den durch die Elektrondetektoren festgelegten kinematischen Bereichen für Daten und MC.
c) Die Korrelation zwischen dem Mittelwert der Jetrapiditäten für Dijet-Ereignisse von POMPYT, berechnet aus Hadronen, $(\eta_{\rm had})^{\rm JJ}$*, und Detektorniveaugrößen,* $(\eta_{\rm rec})^{\rm JJ}$.
d) Vergleich des Mittelwerts der Jetrapiditäten $(\eta_{\rm rec})^{\rm JJ}$ *für Meßdaten und Monte-Carlo-Ereignisse.*

6.3 Vergleich mit diffraktiver Dijetproduktion anhand der kinematischen Variablen β_π und x_γ

Anhand der kinematischen Größen β_π und x_γ soll ein Vergleich zwischen dem kinematischen Bereich $z > 0.95$, in dem Pomeronaustausch vorliegt, und dem mit dem FPS zugänglichen, $z < 0.9$, gemacht werden. Dabei ist x_γ der Impulsbruchteil des Partons aus dem Photon, der in die harte Wechselwirkung eingeht, und β_π der Impulsbruchteil des Pions, der in die harte Wechselwirkung eingeht. Sie können durch Kenntnis von Transversalimpuls und Pseudorapidität der beiden Jets bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Für Prozesse, in denen das Photon nur partiell in die harte Streuung eingeht (*resolved photon*), ist x_γ kleiner als eins, Prozesse mit direktem Photon sind gekennzeichnet durch $x_\gamma = 1$. Im Pionaustauschbild ist β_π die zu x_p aus der Reaktion $\gamma p \to X$ analoge Größe, wobei x_p dort den Impulsbruchteil des Partons aus dem Proton, das an der harten Streuung teilnimmt, angibt. In Ereignissen mit Pomeronaustausch wird der Impulsbruchteil des Partons aus dem Pomeron mit $z_{\mathbb{P}}$ bezeichnet. Ein direkter Vergleich der Messung mit dem kinematischen Intervall des gestreuten Protons bei hohen z unter Nachweis des gestreuten Protons ist aufgrund der bisher nicht vorliegenden Daten der neuen FPS-Stationen nicht möglich. Es werden Messungen aus [H1-98a] zum Vergleich herangezogen. Die dort vorgenommene Selektion basiert auf dem Nachweis einer Rapiditätslücke im H1-Detektor als Folge eines farblosen Austauschprozesses. Das Proton wird nicht direkt nachgewiesen. Protondissoziative Ereignisse bis zu einer Masse des Protonsystems von 1.6 GeV können im Datensatz enthalten sein. Es wird über einen Akzeptanzbereich in t von $|t| < 1\,\mathrm{GeV}^2$ gemittelt. Die Mindestenergie der Jets beträgt 5 GeV.

Es gelten folgende Formeln, wobei 'JJ' das Dijet-System und 'HFS' den gesamten hadronischen Endzustand ohne das gestreute Proton bezeichnet:

$$x_\gamma = \frac{\sum_{JJ}(E - p_z)}{\sum_{HFS}(E - p_z)} = \frac{\sum_{JJ}(E_T \mathrm{e}^{-\eta})}{2yE_e}, \tag{6.1}$$

$$\beta_\pi = \frac{\sum_{JJ}(E + p_z)}{\sum_{HFS}(E + p_z)} = \frac{\sum_{JJ}(E_T \mathrm{e}^{+\eta})}{2(1-z)E_p}. \tag{6.2}$$

6.3.1 Rekonstruktion der Größen

$\sum_{JJ}(E - p_z), \sum_{JJ}(E + p_z)$: Die Summen in den Formeln 6.1 und 6.2 über die Viererimpulse aller Teilchen, die den Jets zugeordnet werden, werden vermittels des zweiten Teils der Gleichung ausgeführt, es werden somit die Viererimpulse der Jets verwendet. Dies gilt für Jets aus Meßdaten und aus der Simulation, hier gleichermaßen für solche auf Detektor- wie auch für Hadronniveau.

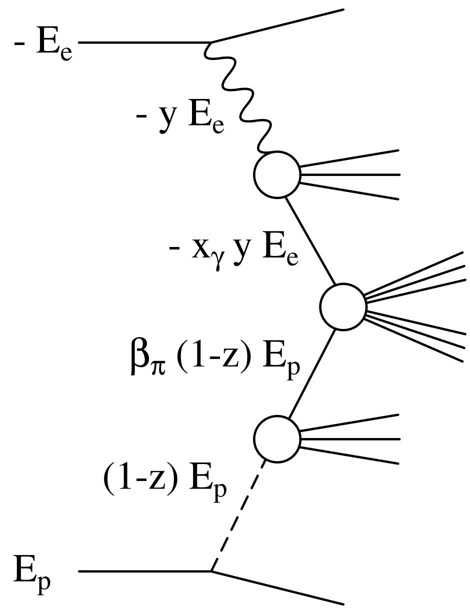


Abbildung 6.5: *Zur Veranschaulichung der Impulsverhältnisse bei harter Photoproduktion hadronischer Endzustände mit vorwärts gestreutem Proton.* *Die Angaben bezeichnen den Longitudinalimpuls eines jeden Teilchens. Die Größen y und z können zum Beispiel durch den Nachweis des gestreuten Elektrons bzw. Protons bestimmt werden. Über die Messung der beiden Jets erhält man Zugriff auf die Variablen x_γ und β_π.*

$\sum_{HFS}(E - p_z)$: Diese Größe kann entweder direkt durch Aufsummieren der Größen aller zum hadronischen Endzustand gehörenden Teilchen oder durch Ausnutzen der Relation $\sum_{HFS}(E - p_z) = 2yE_e$ bestimmt werden. Die Summe ist nicht empfindlich auf nicht mitgezählte Beiträge, die weit in Vorwärtsrichtung liegen. Ist das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen, kann dessen Energie verwendet werden.

$\sum_{HFS}(E + p_z)$: Diese Größe kann durch Summation über alle Teilchen, die zum hadronischen Endzustand gehören, berechnet werden. Sie ist nicht empfindlich auf Verluste in Rückwärtsrichtung. Da die Ereignisse mit gestreutem Proton im vorliegenden kinematischen Bereich vorwiegend in Vorwärtsrichtung orientiert sind, differieren die auf Hadron- und auf Detektorniveau gebildeten Summen beträchtlich, denn Teilchen i, die aufgrund eines zu kleinen Emissionswinkels nicht im Detektor registriert werden, gehen in aus Detektorobjekten gebildete Summe nicht ein, wohl aber mit $E^i + p_z^i \approx 2E^i$ in die Hadronensumme. Daher ist die direkte Berechnung der Summe sehr fehleranfällig und erlaubt keinen guten Vergleich.

Aus Impulserhaltungsgründen gilt $\sum_{HFS}(E + p_z) = 2(1 - z)E_p = 2(E_p - E_p')$. Diese Relation wird ausgenutzt. Es ist ein Vorzug des Meßdatensatzes, daß die Energie des Protons direkt bestimmt werden kann. Für Generatordaten wird die generierte Energie E_{gen} eingesetzt. Die Untersuchungen in Abschnitt 4.3.2 lassen die Annahme zu, daß der generierte Wert ein guter Ersatz für den rekonstruierten Wert ist. Eine Variation der Energie um die typische Auflösung von 10 GeV, also die Ersetzung $E^{\pm}_{\text{gen}} = E_{\text{gen}} \pm 10\,\text{GeV}$ und Berechnung von $\beta^{\pm}_\pi$ mit $E^{\pm}_{\text{gen}}$, bewirkt eine Verschiebung von β nach $\beta^{\pm}$ von ca. 0.01, entsprechend 5%.

Die experimentell bestimmten Werte der Variablen werden durch folgende Effekte verschmiert:

- Abstrahlung von Gluonen im Anfangs- oder Endzustand
- Hadronisationseffekte
- Detektorungenauigkeit
- Falsche Teilchenzuordnungen im Jet-Algorithmus

Der erste und der letzte Punkt werden hier nicht behandelt. Zur Trennung der mittleren beiden wird der Jet-Algorithmus in Monte-Carlo-Ereignissen auf Vierervektoren der erzeugten Hadronen vor der Detektorsimulation und auf Meßobjekte im Detektor (Kalorimeterzellen) angewendet.

Abbildung 6.6 zeigt die Korrelation zwischen dem generiertem Wert x_γ^{gen} und den auf der Basis von Hadronviervektoren und Detektorsimulation gemessenen Werten, x_γ^{had} und x_γ^{rec}. Die beiden letzteren stimmen gut miteinander überein, die relative Abweichung beträgt 25% für kleine x_γ^{had} und 20% für $x_\gamma^{\text{had}} > 0.8$ (ohne Abbildung). Wie an dem Vergleich von x_γ^{gen} mit x_γ^{had} und x_γ^{rec} auffällt, werden zwar kleine Werte gut rekonstruiert, jedoch die Höchstwerte nahe bei Eins, die vor allem durch Prozesse mit direktem Photon erzeugt werden, werden bis hinunter zu x_γ^{had}, $x_\gamma^{\text{rec}} = 0.6$ verschmiert. Ebenfalls in Abbildung 6.6 befindet sich ein Vergleich der auf unterschiedliche Weisen bestimmten Werte von β_π. Die Übereinstimmung zwischen generiertem und rekonstruiertem Wert von β_π ist besser als im Fall von x_γ. Die beiden mit den Jets bestimmten Werte β_π^{had} und β_π^{rec} sind miteinander gut verträglich. Die Korrelation zwischen Generator- und rekonstruierten Größen verbessert sich, wenn ein höherer Transversalimpuls gefordert wird.

Eine Entfaltung der Werte für x_γ und β_π zur Korrektur bis auf das Partonniveau ist nur mit einem sehr großen Monte-Carlo-Datensatz möglich, der für diese Arbeit nicht vorlag. Für eine Korrektur auf Hadronniveau ist eine einfache Bin-zu-Bin-Entfaltung aufgrund der guten Binreinheit ausreichend. Als Binreinheit eines Intervalls i wird die Größe $\frac{N_i^{orig,rec}}{N_i^{rec}}$ definiert. Dabei ist $N_i^{orig,rec}$ die Anzahl von Ereignissen mit zwei Jets, die gemäß der Jetsuche auf Hadronniveau dem Intervall i zugerechnet werden, und N^{rec} die Anzahl der dem Intervall i mit Hilfe der beiden rekonstruierten Jets zugeordneten Ereignisse. Der Meßbereich von x_γ wird in fünf Intervalle eingeteilt.[2] Die Binreinheit beträgt dann mindestens 30%.

[2]Berechnet man die Binreinheit von x_γ nicht bezüglich der Hadrongrößen, sondern vergleicht rekonstruierten mit generiertem Wert (Partonniveau), findet man eine kleine Binreinheit.

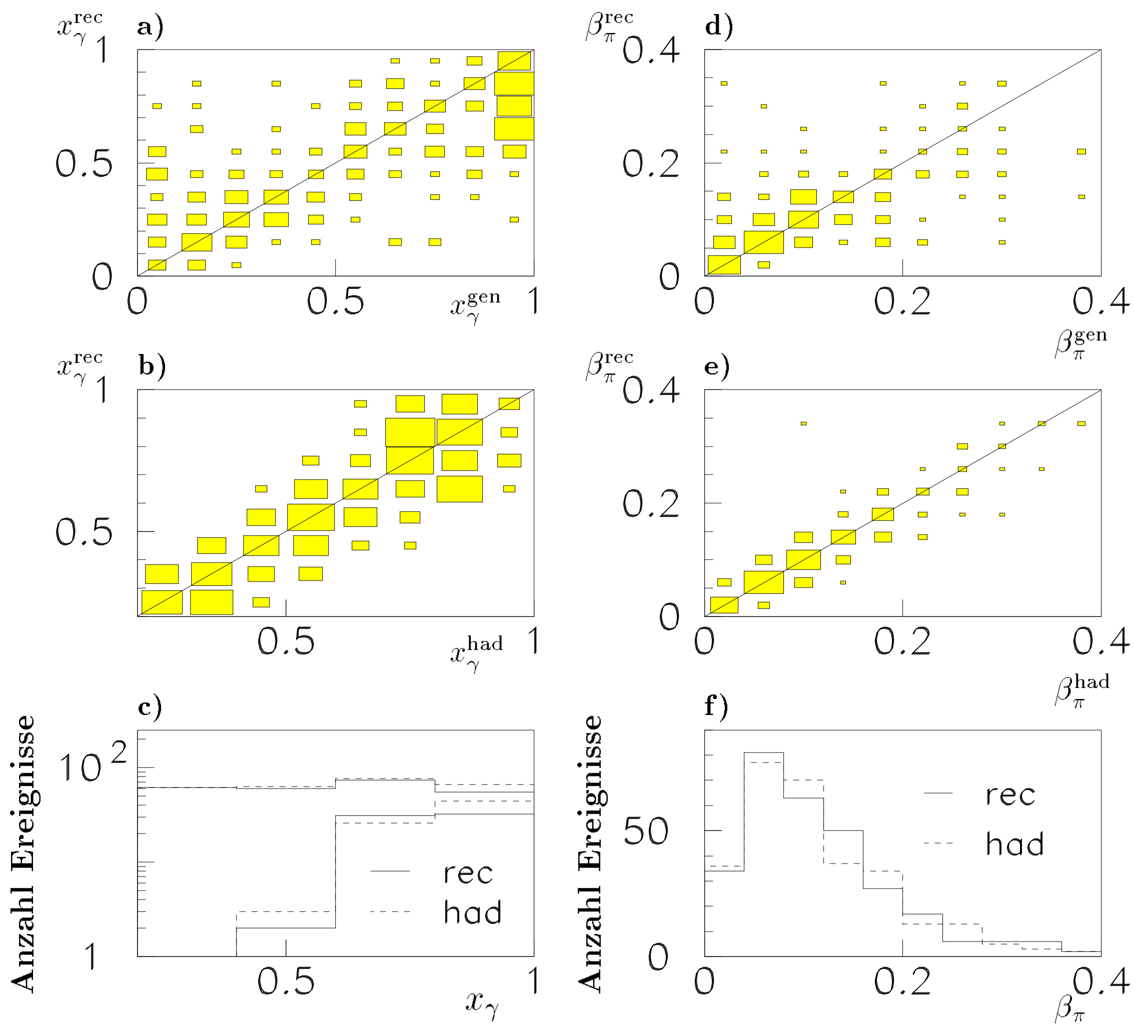


Abbildung 6.6: *Korrelationen zwischen generierten und rekonstruierten Werten von x_γ und β_π für POMPYT-Ereignisse.*
a) Korrelation zwischen x_γ^{gen} und x_γ^{rec},
b) Korrelation zwischen x_γ^{had} und x_γ^{rec},
c) Vergleich des Spektrums von x_γ^{had} und x_γ^{rec}. Der Beitrag von direkten Prozessen ist durch die separaten inneren Linien gekennzeichnet.
d) Korrelation zwischen β_π^{gen} und β_π^{rec},
e) Korrelation zwischen β_π^{had} und β_π^{rec},
f) Vergleich des Spektrums von β_π^{had} und β_π^{rec}.

Der Faktor zur Korrektur von Migrationen, der Wanderung zwischen benachbarten Intervallen, ist definiert als $\frac{N^{rec}}{N^{orig}}$ und hat einen Wertebereich von 1.0 ... 1.3 für $x_\gamma = 0 \ldots 0.8$. Aufgrund der hohen Abwanderung aus dem höchsten x_γ-Intervall ist hier eine große Korrektur von 0.6 anzuwenden. Binreinheit und Migrationsfaktoren für x_γ sind in der oberen Zeile von Abbildung 6.7 dargestellt. Die Meßdaten werden mit dem Kehrwert der binweise ermittelten Korrekturfaktoren gewichtet. Die Korrekturfaktoren stimmen gut zwischen POMPYT und PHOJET überein, obwohl beide sehr unterschiedliche Spektren in $x_\gamma^{\rm gen}$ aufweisen. Es werden die mit POMPYT erstellten Korrekturfaktoren verwendet.

Für β_π wird hinsichtlich der Definition von Binreinheit und Migrationskorrektur analog vorgegangen. Die Binreinheit liegt in allen Meßintervallen deutlich über 50%, die Migrationsfaktoren reichen von $0.8 \ldots 1.2$, siehe auch Abbildung 6.7. Da in PHOJET kein expliziter Pion-Austausch vorgesehen ist, sondern nur Pomeron-Austausch, ist fraglich, ob das Modell konzeptionell zur Beschreibung der Meßdaten mit vorwärts gestreutem Proton in der kinematischen Region, in der Pomeronaustausch nicht mehr dominiert, eingesetzt werden kann. Wenn man nur vom Endzustand ausgeht und das Verfahren ohne Modellvorgabe durchführt, können ebenfalls Binreinheit und Migrationskorrektur berechnet werden. Sie stimmen mit denen von POMPYT gut überein. Zur Korrektur der Daten werden die Ergebnisse von POMPYT eingesetzt.

6.3.2 Ergebnisse

x_γ

Abbildung 6.8 enthält Spektren von x_γ für simulierte Ereignisse sowie Daten dieser Arbeit und diffraktive Ereignisse aus [H1-98a]. Es werden aufgrund der großen Unsicherheiten in der Bestimmung von $\sum_{HFS}(E - p_z)$, falls nicht die äquivalente Formel $2yE'_e$ verwendet werden kann, nur ETAG33-Ereignisse verwendet. In [H1-98a] wird auf $0.25 < y < 0.7$ geschnitten. Die Werte des photonseitig in den harten Subprozeß einlaufenden Impulsbruchteils fallen für steigende Werte in den FPS-Daten von x_γ ab bis hin zu $x_\gamma = 0.8$, im höchsten Bin werden wenige Ereignisse gefunden. Es ist auch die Korrektur auf Hadronniveau eingezeichnet, die aber von dem unkorrigierten Spektrum nicht abweicht. Die POMPYT-Daten sind mit der Akzeptanz der Kleinwinkelelektrondetektoren, abhängend von y, und des Vorwärtsprotonspektrometers, abhängend von E'_p, gewichtet. Sie sind nicht in der Lage, die hohen Werte bei kleinen x_γ zu reproduzieren. Dies ist auch bei einem unkorrigierten Spektrum nicht der Fall.

Im Vergleich mit Ereignissen aus diffraktiver Streuung (Pomeronaustausch, Abbildung 6.8 aus [H1-98a]) fällt auf, daß dort kleinere Werte von x_γ seltener als in dem dieser Arbeit zugrundeliegenden Datensatz gefunden werden. Dies kann als Hinweis darauf interpretiert werden, daß direkte Prozesse in den FPS-Daten unterdrückt sind.

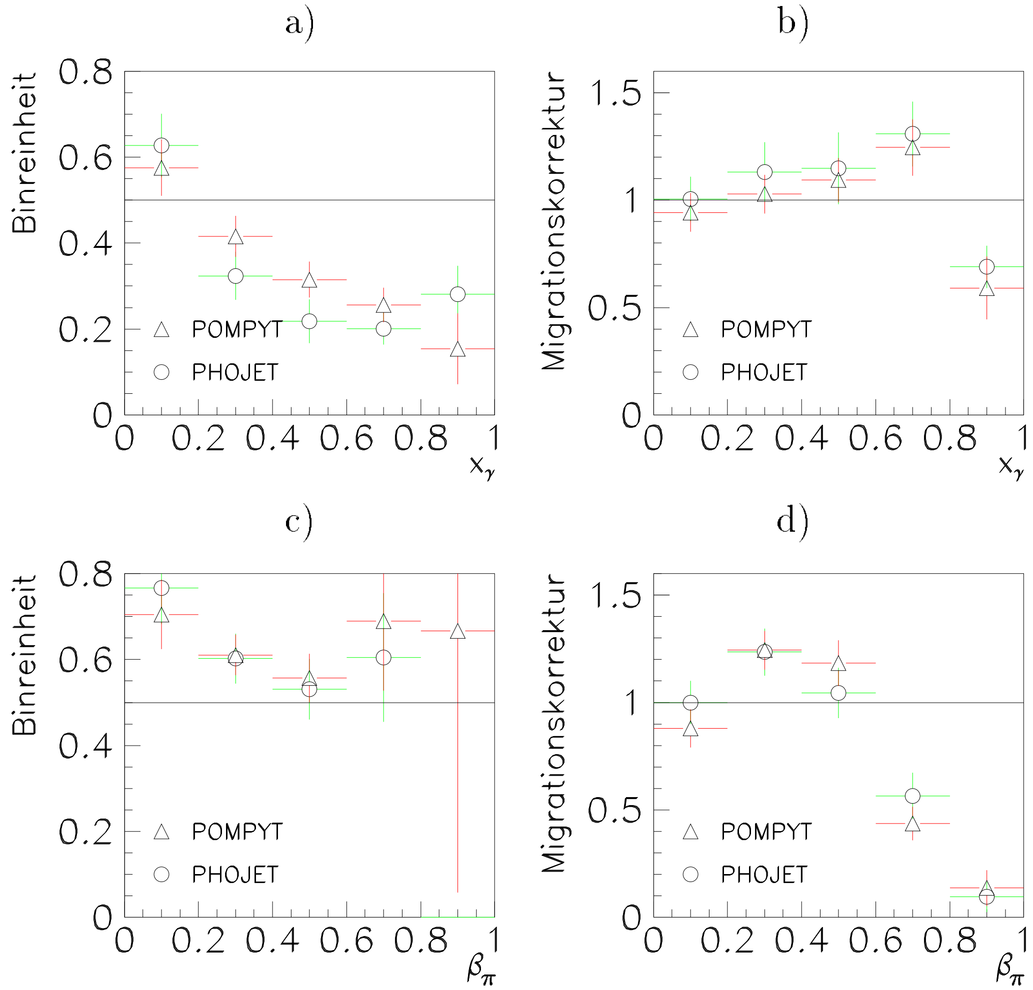
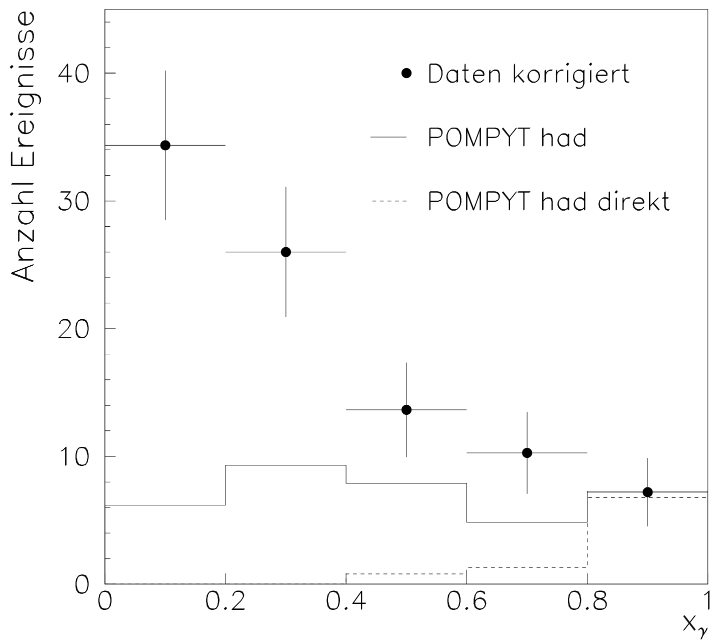


Abbildung 6.7: *Die Binreinheit und Faktoren zur Korrektur von Migrationen zwischen den Bins für zwei verschiedene Monte-Carlo-Modelle. a) Binreinheit für Intervalle von x_γ. b) Migrationsfaktoren für Intervalle von x_γ. c) Binreinheit für Intervalle von β_π. d) Migrationsfaktoren für Intervalle von β_π.*

a)



b)

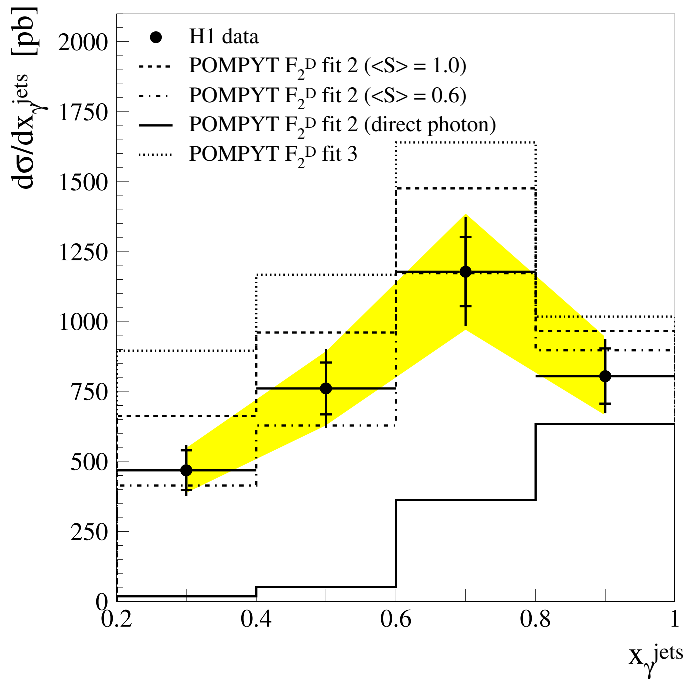


Abbildung 6.8: *Die Verteilung der Impulsanteile x_γ, die photonseitig in den harten Subprozeß einlaufen, für Daten und simulierte Ereignisse.*
a) Meßdaten nach Anwendung der in Abschnitt 6.3.1 erhaltenen Korrekturfaktoren und POMPYT-Ereignisse, normiert auf die Anzahl der Ereignisse in Daten bei $x_\gamma = 0.8 \ldots 1$. Der Beitrag der Ereignisse, in denen das Proton direkt koppelt, ist gekennzeichnet.
b) Meßdaten aus [H1-98a] mit Vorhersagen aus diffraktiver Monte-Carlo-Simulation.

β_π

Um einen Vergleich der gemessenen und simulierten Daten zu erlauben, ist es notwendig, zu verlangen, daß in beiden Fällen das Proton im Vertrauensbereich liegt, was die Statistik einschränkt, oder zumindest den Transversalimpuls für generierte Ereignisse einzuschränken. Um die Verteilung von β_π so unabhängig wie möglich von den Spektren der Eingangsgrößen (E_{gen}, θ_x^{gen}, θ_y^{gen} bzw. E'_p, θ_x, θ_y) zu machen, ist verlangt worden, daß das Proton für Meßdaten im Vertrauensbereich gefunden wird; für generierte Ereignisse wurde der Transversalwinkelbereich auf $p_T < 200\,\text{MeV}$ beschränkt, und die Ereignisse wurden mit den Akzeptanzkoeffizienten a^j (siehe Abschnitt 5.2.2) gewichtet. Die gemessene Verteilung ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Das Maximum der Verteilung liegt bei $\beta_\pi = 0.1$, es werden Werte im Intervall $\beta_\pi = 0 \ldots 0.5$ vorgefunden. Daten und POMPYT-Ereignisse stimmen sehr gut überein. Der nicht in die Jetproduktion eingehende Longitudinalimpuls verbleibt beim Remnant, der den H1-Detektor unter kleinen Winkeln verläßt und sich als fehlender Longitudinalimpuls bemerkbar macht.

Der Wert dieser Variablen kann mit den analogen Größen aus diffraktiver Dijet-Produktion ($\gamma I\!P \to JJ + X$) und aus Dijet-Produktion aus Photon-Proton-Reaktionen ($\gamma p \to JJ + X$) verglichen werden. Die Variablen werden dort meist als $z_{I\!P}$ und x_p bezeichnet. Das Spektrum für $z_{I\!P}$ wurde für die Photoproduktionsmessung in der Region $\beta_\pi = 0.3$ bis $\beta_\pi = 0.9$ kontinuierlich abfallend gefunden; dies wird hier auch beobachtet. Die typischen Werte für x_p aus Proton-Photon-Reaktionen liegen mit $x_p \approx 0.016$ [ZEU96] deutlich unter den hier beobachteten Vergleichswerten. Dieser Effekt wird durch die Selektionskriterien hervorgerufen. Um die Jets im Zentraldetektor zu finden, ist es notwendig, den Boost $n_{\text{Boost}} = 1/2 \ln(E_{p[\pi][I\!P]} x_p[\beta_\pi][z_{I\!P}]/E_\gamma x_\gamma)$ des hadronischen Endzustands in Vorwärtsrichtung nicht zu groß werden zu lassen. Da im Fall eines farblosen Austausches das Proton einen großen Longitudinalimpuls wegträgt, verbleibt für das Austauschteilchen typischerweise noch 200 GeV (Pion-/Reggeon-Austausch) bis weniger als 80 GeV (Diffraktion). Das protonseitig einlaufende Parton, dessen Longitudinalimpuls innerhalb des obigen Intervalls liegen muß, erhält also relativ mehr Impulsbeitrag seines "Mutterteilchens", wenn es einem vom Proton emittierten Austauschteilchen entstammt.

Der höhere Boost in Vorwärtsrichtung schlägt sich auch in der Verteilung der Rapiditäten nieder. Bei diffraktiver Streuung sind die Jets weitaus weniger in Vorwärtsrichtung orientiert: Die Verteilung $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\eta_{lab}^{jet}$ hat ihr Maximum bei $-0.5 < \eta_{lab}^{jet} < 0$ und fällt zu höheren Werten von η_{lab}^{jet} ab [H1-98a].

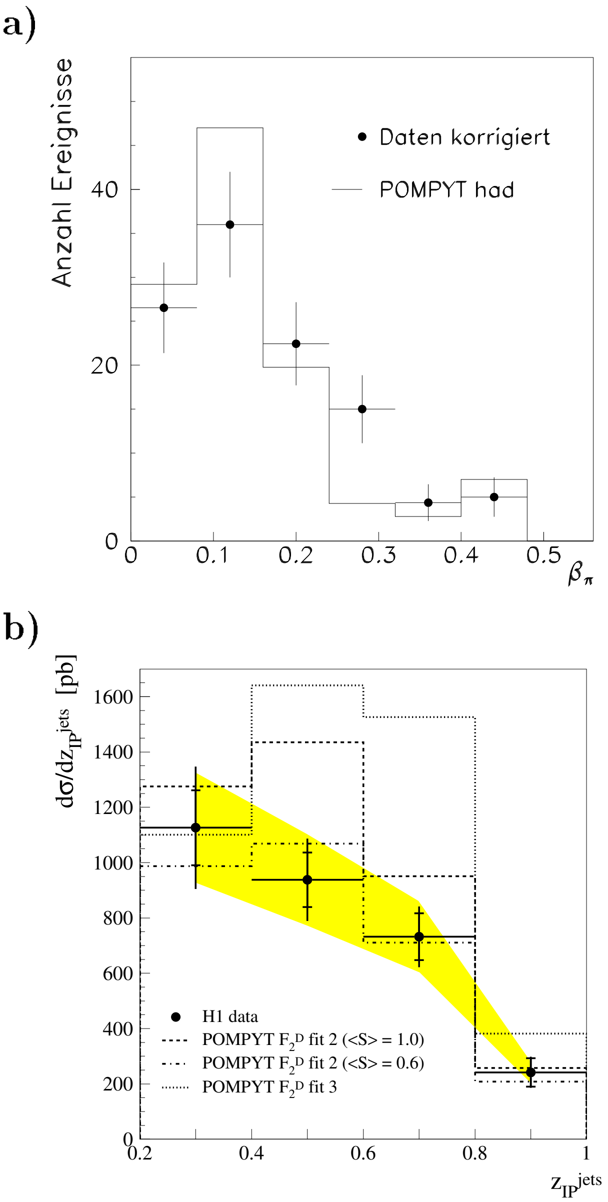


Abbildung 6.9: *Die Verteilung der Impulsanteile, die protonseitig in den harten Subprozeß einlaufen, für Daten und simulierte Ereignisse.*
a) Das β_π-Spektrum von auf Hadronniveau umgerechneten Meßdaten und und POMPYT-Ereignissen.
b) aus [H1-98a]: Das $z_{I\!P}$-Spektrum für Meßdaten aus diffraktiven Reaktionen und und Vorhersagen von POMPYT, verwendet mit verschiedenen Pomeronstrukturfunktionen.

6.4 Zusammenfassung

Im Ereignisdatensatz aus Photoproduktionsprozessen mit vorwärts gestreutem Proton im Vertrauensbereich werden in 0.4% der Fälle, nämlich 92 Ereignissen, zwei Jets beobachtet, die eine Transversalenergie von mindestens 4.5 GeV aufweisen und im Pseudorapiditätsintervall $-1 \leq \eta \leq 2.5$ liegen. Eigenschaften des Datensatzes wurden mit denen von POMPYT-Ereignissen verglichen. Dieses Monte-Carlo-Programm basiert auf Pionaustausch, entsprechend $0.48 \leq z \leq 1$. Die Akzeptanz des FPS reicht von $0.6 \leq z \leq 0.95$. Die Region wird als Überlagerung von Pion- mit Reggeonaustausch verstanden. POMPYT ist in der Lage, die Eigenschaften gut zu beschreiben. Die Jets in Daten und Simulation sind entgegengesetzt zueinander orientiert, was ein Hinweis auf einen $(2 \rightarrow 2)$–Streuprozeß ist.

Es wurde mit Ereignisse verglichen, in denen eine Rapiditätslücke im H1-Detektor vorliegt, was als Indikator dafür gesehen wird, daß die kinematische Region dominiert durch Pomeronaustausch, $z > 0.95$, ist. Dieses Austauschteilchen ist im Gegensatz zu Pion und Reggeon gluonisch dominiert. Es zeigt sich, daß der Bereich $x_\gamma < 0.6$ mit den Daten dieser Analyse mehr bevölkert ist als in diffraktiver Streuung. POMPYT beschreibt den Anstieg der Daten für sinkendes x_γ nicht. In Prozessen, in denen das Photon direkt koppelt, ist $x_\gamma = 1$. Der Meßwert wird in die darunterliegenden Meßintervalle verschmiert. Das gemessene Spektrum zeigt einerseits, daß in einem beträchtlichen Anteil der Reaktionen mit Jetproduktion das Photon nicht direkt wechselwirkt. Auch in den Meßintervallen, in denen kein Beitrag direkter Prozesse mehr erwartet wird, werden Ereignisse gefunden. Andererseits weist ein Vergleich mit diffraktiven Reaktionen einen Überschuß bei kleinen x_γ auf. Die Beobachtung, daß hohe x_γ-Werte in diffraktiven Reaktionen öfter vorkommen, kann durch zwei Dinge hervorgerufen werden. Zum ersten wird aufgrund des kleineren Pomeron-Impulses ein anderer kinematischer Bereich durch den Schnitt auf die Rapiditätswerte der Jetachsen ausgewählt. Zum zweiten streut das Photon in einem Fall an einem quarkdominierten und im anderen an einem gluonisch dominierten Objekt. Zur Trennung beider Effekte ist die Veränderung der Verteilung von x_γ mit verschiedenen z von Interesse. Der vorliegende Datensatz erlaubt aufgrund zu niedriger Statistik keine Klärung dieser Frage. Zur Untersuchung, welchen Einfluß die unterschiedliche Partonkomposition der beiden Austauschteilchen hat, wären zum Beispiel Ereignisse aus Charm-Produktion, wo der dominante Erzeugungsprozeß bei HERA die Boson-Gluon-Fusion, also ein direkter Prozeß, ist, geeignet.

Ein Vergleich des Impulsbruchteils, den das Parton aus dem Austauschteilchen in die harte Wechselwirkung einbringt, für den diffraktiven und FPS-Datensatz ergibt, daß niedrigere Werte in dieser Variablen β_π als in $z_{\boldsymbol{P}}$ angenommen werden. Dies wird auf den Phasenraumbereich zurückgeführt. Mit einem auf Pionaustausch basierenden Modell können die Daten beschrieben werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Ereignisse der Photoproduktion mit einem unter kleinem Winkel gestreuten Proton untersucht. Die zugehörige Reaktion lautet $ep \to e'\gamma p \to e'Xp'$.

Das gestreute Proton wurde mit dem Vorwärtsprotonspektrometer (FPS) von H1 direkt nachgewiesen, und seine Energie und sein Emissionswinkel am Wechselwirkungspunkt wurden gemessen. Der zugängliche kinematische Bereich ist in der Variablen z, dem Impulsbruchteil des Protonimpulses, der beim Proton verbleibt, $z = 0.7 \ldots 0.9$, und in dem Transversalimpuls des gestreuten Protons $p_T < 200\,\mathrm{MeV}$. Das in einem weichen Prozeß und daher unter kleinem Winkel gestreute Proton wird im Rahmen der Regge-Theorie als Quelle von Austauschteilchen verstanden. In dem angegebenen Bereich dominieren Reggeon- und Pionaustausch. Bei Werten $z > 0.95$ wird vornehmlich ein Pomeron emittiert.

Es wurden Photoproduktionsereignisse untersucht, in denen das Elektron in einem der beiden Kleinwinkelelektrondetektoren nachgewiesen wurde. Ihre Akzeptanzbereiche in der Variablen y, die den Anteil des Elektronimpulses angibt, der auf das Photon übergeht, sind $0.03 \ldots 0.28$ und $0.3 \ldots 0.7$, entsprechend $\langle W \rangle = 91\,\mathrm{GeV}$ und $164\,\mathrm{GeV} \ldots 250\,\mathrm{GeV}$.

Weitere Selektionskriterien waren eine Einschränkung der z-Koordinate des Vertex und die Existenz einer Spur mit $p_t > 500\,\mathrm{MeV}$ im Zentralbereich des Detektors. Es wurden Korrekturen für Akzeptanzen und fehlende Ansprechwahrscheinlichkeiten ermittelt. Dem Datensatz lag eine nutzbare integrierte Luminosität von $3.317\,\mathrm{pb}^{-1}$ zugrunde. Er umfaßt rund 23000 Ereignisse.

Gemessen wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma_{\gamma p \to X p'}(W)/\mathrm{d}E'_p$ für $\langle W \rangle =$ 91, 187 und 231 GeV in fünf Meßintervallen von $E'_p = 540 \ldots 740\,\mathrm{GeV}$. Der Wirkungsquerschnitt beträgt um 6nb/ GeV und ist unabhängig von E'_p und W.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt wurde mit Daten aus tiefunelastischer Streuung mit nachgewiesenem Proton kontrastiert. Dabei wurde die dort gemessene Strukturfunktion $F_2^{LP(3)}(\beta, Q^2, z)$, abhängend zusätzlich vom Impulsanteil des gestreuten Partons aus dem Austauschteilchen $\mathcal{R}$, auf einen Wirkungsquerschnitt für die Streuung virtueller Photonen umgerechnet. Der Vergleich ergibt, daß die Wirkungsquerschnitte für die Streuung reeller und virtueller Photonen der Reaktion $\gamma^{(*)}p \to Xp'$ ähnliche Eigenschaften aufweisen wie die inklusive Reaktion $\gamma^{(*)}p \to X$, nämlich ein Hervortreten der hadronischen Komponente des Photons mit abnehmender Virtualität.

Weiter wurde Dijetproduktion aus Reaktionen mit quasireellen Photonen und elastisch gestreutem, im FPS nachgewiesenen Proton betrachtet. Es wurden in etwa 100 Ereignissen, das entspricht einem Anteil von 0.4%, zwei Jets gefunden. Diese sind vornehmlich entgegengesetzt zueinander angeordnet, was auf einen $(2 \to 2)$-Streuprozeß je eines Partons aus Photon und Reggeon/Pion hindeutet. Der Impulsbruchteil des Photons x_γ, der in die harte Reaktion eingeht, sowie die analoge Größe, die protonseitig einläuft, bezeichnet mit β_π, wurde untersucht und mit den entsprechenden Größen aus diffraktiver Produktion verglichen. Die diffraktiven Ereignisse entstammen einer Selektion, in der eine Rapiditätslücke im Detektor verlangt wird. Der kinematische Bereich ist nicht direkt vergleichbar, da im diffraktiven Datensatz einerseits eine Kontamination durch protondissoziative Ereignisse mit Massen von weniger als 1.6 GeV nicht ausgeschlossen werden kann, andererseits der Bereich im Transversalimpuls des gestreuten Protons nicht auf 200 MeV begrenzt ist. Es wurde festgestellt, daß in den Daten dieser Arbeit direkte Prozesse, gekennzeichnet durch $x_\gamma \lesssim 1$, seltener vorkommen als in den diffraktiven Prozessen. Ein direkter Vergleich mit Daten aus diffraktiver Streuung unter Nachweis des elastisch gestreuten Protons wird mit den 1999 genommenen Daten der neuen FPS-Stationen möglich sein. Der gemessene Wertebereich von β_π ist durch niedrigere Werte als in diffraktiven Reaktionen dominiert. Er ist konsistent mit der Erwartung aufgrund von kinematischen Bedingungen und wird von der Simulation beschrieben.

Literaturverzeichnis

[Abr95] H. Abramowicz, L. Frankfurt, M. Strikman, *"Interplay of Hard and Soft Physics in Small x Deep Inelastic Processes"*, Surveys High Energ. Phys. Vol. 11 (1997) 59-95 und hep-ph/9503437

[Alb81] G. Alberi, G. Goggi, *"Diffraction of Subnuclear Waves"*, Phys. Rep. 74 (1981) 1-207

[Amo85] N. Amos et al., *"Measurement of Small-Angle Antiproton-Proton and Proton-Proton Elastic Scattering at the CERN Intersecting Storage Rings"*, Nucl. Phys. B 262 (1985) 689 und CERN preprint CERN/EP 85-94

[And96] V. Andreev, *"Acceptance Determination of Electron Tagger (ET44) in 1995"*, H1 internal note (1996) H1-IN-493 (10/1996)

[And97] V. Andreev, *"Acceptance of ET44 for 1996."*, `http://www-h1.desy.de/~vladimir/www/May_20_97.html` (1997)

[Arn95] C. Arndt, *"Kalibration des H1 Spaghetti–Kalorimeter mit Halo Myonen"*, Diplomarbeit Universität Hamburg, unveröffentlicht (1995)

[ASG94] Application Software Group, CERN Computing and Networks Division, *"GEANT – Detector Description and Simulation Tool"*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994) `http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html`

[Aur92] P. Aurenche et al., *"Multiparticle Production in a Two-Component Dual Parton Model"*, Phys. Rev. D (1994) 92-105

[Bad92] B. Badełek, J. Kwieciński, *"Electroproduction Structure Function F_2 in the Low Q^2, Low x Region"*, Phys. Lett. B 295 (1992) 263-268

[Bäh92] J. Bähr et al., *"Test of a Position-Sensitive Photomultiplier for Fast Scintillating Fiber Detector Read-Out"*, Nucl. Instrum. Meth. A 330 (1992) 103-114 und DESY-92-176

[Bau78] T.H.Bauer, R.D. Spital, D.R. Yennie, F.M. Pipkin, *"The Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions"*, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261-436

[Bol74] V.N. Bolotov et al., *"Negative Pion Charge Exchange Scattering on Protons in the Momentum Range 20–50 GeV/c"*, Nucl. Phys. B 73 (1974) 365-386

[Bru96] P. Bruni, A. Edin, G. Ingelman, *"POMPYT version 2.6 – A Monte Carlo Program to Simulate Diffractive Hard Scattering Processes"*, unpublished program manual (1996) (siehe `http://www3.tsl.uu.se/thep/pompyt`)

[Bud74] V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin, V.G. Serbo, *"The Two-Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation"*, Phys. Rept. 15 (1974) 181-282

[Bun95] A. Bouniatian, *"Studies of Hard Scattering in Photoproduction at the ep Storage Ring HERA with the H1 Detector"*, Dissertation Universität Hamburg (1995)

[Cap94] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan, J. Tran Thanh Van, *"Dual Parton Model"*, Phys. Rep. 236 (1994) 225-329

[Cas98] Particle Data Group, C. Caso et al., *"Review of Particle Physics"*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 1-794

[Cle99] B. Clerbaux, *"Electroproduction Elastique de Mésons ρ à HERA"*, Dissertation Universität Brüssel (ULB) (1999) und DESY-THESIS-1999-001

[Col82] P.D.B. Collins, A.D. Martin, *"Hadron Reaction Mechanisms"*, Rept. Prog. Phys. Vol. 45 (1982) 335 (150pp.)

[Coo81] R.L. Cool et al, *"Diffraction Dissociation of $\pi^\pm$, $K^\pm$, and $\rho^\pm$ at 100 GeV/c and 200 GeV/c"*, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 701-704

[Don78] A.Donnachie, G.Shaw (eds.), *"Electromagnetic Interactions of Hadrons"*, Plenum Press, New York (1978)

[Don84a] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *"Elastic Scattering and Diffraction Dissociation"*, Nucl. Phys. B 244 (1984) 322-336

[Don84b] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *"pp and $\bar{p}p$ Elastic Scattering"*, Nucl. Phys. B 231 (1984) 189-204

[Don86] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *"Dynamics of Elastic Scattering"*, Nucl. Phys. B 267 (1986) 309-328

[Don92] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *"Total Cross Sections"*, Phys. Lett. B 296 (1992) 227-232 und CERN-TH.6635/92

[Don94] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *"Proton Structure Function at Small Q^2"*, Z. Phys. C 61 (1994) 139-153 und hep-ph/9305319

[Eng95] R. Engel, *"PHOJET manual (Program version 1.05c, June 96)"*, Universität Siegen preprint 95-05 (1995) (revised Feb. 96)

[Eng97] R. Engel, "*Hadronic Interactions of Photons at High Energies*", Dissertation Universität Siegen (1997) und
`http://lepton.bartol.udel.edu/~eng/source/th.ps.gz`

[Esc96] P. van Esch, "`rp_h1sim`: *Simulation des FPS in* `h1sim`", Persönliche Mitteilung sowie frühe Programmversion (1996)

[E886-98a] E886/NuSea Collab., Hawker et al., "*Measurement of the Light Antiquark Flavor Asymmetry in the Nucleon Sea*", Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3715-3718, FERMILAB-PUB-98-104-E und hep-ph/9803011

[E886-98b] E886/NuSea Collab., J.C. Peng et al., "*$\bar{d}/\bar{u}$ Asymmetry and the Origin of the Nuclear Sea*", Phys. Rev. D 58 (1998) 92004, FERMILAB-PUB-98-108-E und hep-ph/9804288

[Fri93] S. Frixione et al., "*Improving the Weizsäcker-Williams Approximation in Electron Proton Collisions*", Phys. Lett. B 319 (1993) 339-345 und hep-ph/9310350

[Fro61] M. Froissart, "*Asymptotic Behaviour and Subtractions in the Mandelstam Representation*", Phys. Rev. 123 (1961) 1053-1057;
A. Martin, "*Unitarity and High-Energy Behavior of Scattering Amplitudes*", Phys. Rev. 129 (1963) 1432-1436

[Gol97] K. Golec-Biernat, J. Kwieciński, A. Szczurek, "*Reggeon and Pion Contributions in Semi-Exclusive Diffractive Processes at HERA*", Phys. Rev. D 56 (1997) 3955-3960 and hep-ph/9701254

[Got67] K. Gottfried, "*Sum Rule for High-Energy Proton Scattering*", Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 1174-1177

[H1-95a] H1 Collab., T. Ahmed et al., "*Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy*", Z. Phys. C 69 (1995) 27-38 und DESY-95-162

[H1-95b] H1 Collab., T. Ahmed et al., "*Obervation of Hard Scattering Processes in Rapidity Gap Events in Gamma-p Interactions at HERA*", Nucl. Phys. B 435 (1995) 3-22 und DESY-94-198

[H1-97a] H1 Collaboration, I. Abt et al., "*The H1 detector at HERA*", Nucl. Instrum. Meth. A 386 (1997) 310–347 und DESY-93-103

[H1-97b] H1 Collaboration, I. Abt et al., "*The Tracking, Calorimeter and Myon Detectors of the H1 Experiment at HERA (updated version)*", Nucl. Instrum. Meth. A 386 (1997) 348-396

[H1-97c] H1 Collab., C. Adloff et al., "*Diffractive Dissociation in Photoproduction at HERA*", Z. Phys. C 74 (1997) 221-236 und DESY-97-009

[H1-97d] H1 Collab., C. Adloff et al., "*A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA*", Nucl. Phys. B 497 (1997) 3-30 und Contribution to the International Conference on High Energy Physics ICHEP96 Warsaw (1996) pa02-070

[H1-97e] H1 Collab., C. Adloff et al., *"Inclusive Measurement of Diffractive Deep-Inelastic ep Scattering"*, Z. Phys. C 76 (1997) 613-629 und DESY-97-158

[H1S-96] H1 SPACAL Group, T. Nicholls et al., *"Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating Fiber Calorimeter for the H1 Detector "*, Nucl. Instrum. Meth. A 374 (1996) 149-156 und DESY-95-165

[H1-98a] H1 Collab., C. Adloff et al., *"Diffractive Dijet Production at HERA"*, Eur. Phys. J. C 6 (1999) 421-436 und DESY-98-092

[H1-98b] C. Wissing, A. Beglarian, P. Biddulph, M. Fleischer, *"The H1 ToF system in 1996 and 1997"*, H1-01/98-533 (1998)

[H1-98c] H1 Collab., C. Adloff et al., *"Measurement of Leading Proton and Neutron Production in Deep Inelastic Scattering"*, Eur. Phys. J. C 6 (1999) 587-602 und DESY-98-169

[H1-99] H1 Collab., C. Adloff et al., *"Di-Jet Cross Sections in Photoproduction and Determination of the Gluon Density in the Photon"*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics EPS99 Tampere (1999) Abstract 157ad

[HER98] HERMES Collab., K. Ackerstaff et al., *"The Flavor Asymmetry of the Light Quark Sea from Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering"*, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 5519-5523 und hep-ex/9807013

[Hol96] H. Holtmann, A. Szczurek, J. Speth, *"Flavor and Spin of the Nucleon and the Meson Cloud"*, Nucl. Phys. A 596 (1996) 631-669 und hep-ph/9601388

[Hut90] J. Huth et al., *"Towards a Standard of Jet Definitions"* in "Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics" (Editor E.L. Berger) (1990) 134-136 und FERMILAB-CONF-90-249-E

[Ing85] G. Ingelman, P.E. Schlein, *"Jet Structure in High Mass Diffractive Scattering"*, Phys. Lett. B 152 (No. 3, 4) (1985) 256-260

[Int96] Inter-University ULB-VUB Brussels, DESY Hamburg, University Hamburg II Institut für Experimentalphysik, University Kiel, School of Physics and Materials, University Lancaster, Lebedev Physics Institute Moscos, CPPM, University Aix-Marseille, Nuclear Center, Charles University Prague, INFN Roma Dipartemento di Fisica, La Sapienza Roma, DESY Institut für Hochenergiephysik Zeuthen, *"Upgrade of the H1 Forward Proton Spectrometer"*, DESY PRC96/01 (1996) unveröffentlicht

[Jar98] G. Jarlskog, T. Sjöstrand (eds.), *"Photon Interactions and the Photon Structure"* in "Proceedings of the *Workshop on Photon Interactions and the Photon Structure*", Lund, Schweden (1998)

[Kop96] B. Kopeliovich, B. Povh, I. Potashnikova, *"Deep Inelastic Electroproduction of Neutrons in the Proton Fragmentation Region"*, Z. Phys. C 73 (1996) 125-131 und DESY-96-011

[Kra98] M. Krawczyk, A. Zembrzuski, M. Staszel, *"Survey of Recent Data on Photon Structure Functions and Resolved Photon Processes"*, DESY-98-013 (1998) und hep-ph/9806291

[Kum98] S. Kumano, *"Flavor Asymmetry of Antiquark Distributions in the Nucleon"*, Phys. Rept. 303 (1998) 183-257 und hep-ph/9702367

[Lev99a] S. Levonian, *Persönliche Mitteilung* (1999)

[Lev99b] S. Levonian, *"H1 Lumi Summary"*, `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/lumi/summary_tables/summary.html` (1999)

[Lis93] B. List, *"Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA"*, Diplomarbeit Technische Universität Berlin, unveröffentlicht (1993)

[Lis97] B. List, *"Tiefunelastische ep-Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons"*, Dissertation Universität Hamburg (1997)

[Low75] F.E. Low, *"A Model of the Bare Pomeron"*, Phys. Rev. D 12 (1975) 163 (34pp.);
S. Nussinov, *"Colored Quark Version of Some Hadronic Puzzles"*, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1286-1289

[Met98] F. Metlica, *"Produktion von Neutronen in Vorwärtsrichtung durch ep–Kollisionen bei HERA"*, Dissertation Universität Heidelberg (1998)

[Mor96] D. Morgan, M.R. Pennington, M.R. Whalley, *"A Compilation of Data on Two Photon Reactions Leading to Hadron Final States"*, J. Phys. G 20 Suppl. 8 A (1994) A1-A147 und DPDG-94-01

[NA51-94] Na51 Collab., A. Baldit et al., *"Study of the Isospin Symmetry Breaking in the Light Quark Sea of the Nucleon From the Drell-Yan Process"*, Phys. Lett. B 332 (1994) 244-250

[NMC94-94] New Muon Collab., M. Arneodo et al., *"Reevaluation of the Gottfried Sum Rule"*, Phys. Rev. D Vol. 50 (No. 1) Rapid Communications (1994) R1-R3

[Nun99] T. Nunnemann, *"Measurement of Leading Neutron Production in Deep-Inelastic ep Scattering at HERA"*, Dissertation Universität Heidelberg (1999)

[Plo92] H. Plothow-Besch, *"PDFLIB: A Library of All Available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the Corresponding α_s Calculations"*, Comput. Phys. Commun. (1993) 396-416 und W5051 PDFLIB (CERN-PPE)

[Pov90] B. Povh, J. Hüftner, *"Systematics of Strong Interaction Radii For Hadrons"*, Phys. Lett. B 245 (1990) 653-657

[Prz97] M. Przybycien, A. Szczurek, G. Ingelman, *"Properties of HERA Events from DIS on Pions in the Proton"*, Z. Phys. C 74 (1997) 509-515, hep-ph/9606294 und DESY-96-073

[Pum73] J. Pumplin, *"Eikonal Models for Diffraction Dissociation on Nuclei"*, Phys. Rev. D 8 (1973) 2899-2903

[Reg59] T. Regge, *"Introduction to Complex Orbital Momenta"*, Nuov. Cim. 14 (No. 5) (1959) 951-976

[Reg60] T. Regge, *"Bound States, Shadow States and Mandelstam Representation"*, Nuov. Cim. 18 (No. 5) (1960) 947-956

[Rie95] J. Riedlberger, *"The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers"*, H1 internal note (1995) H1-IN-419(01/1995)

[Ros93] Roßbach, Schmüser, *"Basic Course on Accelerator Optics"*, Internal Report DESY-M-93-03, unpublished. Lectures given at the CERN Accelerator School (1993)

[Sak73] J.J. Sakurai, D. Schildknecht, *"Generalized Vector Dominance and Inelastic Electron-Proton Scattering"*, Phys. Lett. B 40, Nr. 1 (1972) 121-126

[Sch93] G.A. Schuler, T. Sjöstrand, *"Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction"*, Nucl. Phys. B 407 (1993) 539-605 und CERN-TH.6796/93

[Sjö94] T. Sjöstrand, *"High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4"*, Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74-90

[Sjö95] T. Sjöstrand, *"PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and Manual"*, LU-TP-95-20 (1994) und hep-ph/9508391

[Szc97] A. Szczurek, N.N. Nikolaev, J. Speth, *"Leading Proton Spectrum from DIS at HERA"*, Phys. Lett. B 428 (1998) 383-390 und hep-ph/9712261

[Tim91] R.G.E. Timmermans, T.A. Rijken, J.J. de Swart, *"Determination of the Charged Pion Coupling Constant From Data on the Charge Exchange Reaction $\bar{p}p \to \bar{n}n$"*, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 1074-1077 und THEF-NYM-90-13

[Tho99] A. Thomas, C. Boros, *"Pion Exchange and the H1 Forward Proton Spectrometer Data"*, Eur. Phys. J. C 9 (1999) 267-269 und hep-ph/9812264

[Tsi99] Y. Tsipolitis, *"Efficiency for $DCR\Phi$ Trigger"*, Persönliche Mitteilung (1999)

[UA4-84] UA4 Collab., M. Bozzo et al., *" Single Diffraction Dissociation at the CERN SPS Collider"*, Phys. Lett. B 136 (1984) 217

[UA8-92] UA8 Collab., A. Brandt et al., *"Evidence for a Superhard Pomeron Structure"*, Phys. Lett. B 297 (1992) 417-424

[WA91-94] WA91 Collab., S. Abatzis et al., *"Observation of a Narrow Scalar Meson at 1450 MeV in the Reaction $pp \to p(F)(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)p(S)$ at 450 GeV/c Using the CERN OMEGA Spectrometer"*, Phys. Lett. B 324 (1994) 509-514 und CERN-PPE-94-28

[Wei34] C.F. von Weizsäcker, "*Ausstrahlung bei Stössen sehr schneller Elektronen*", Z. Phys. 38 (1934) 612;
E.J. Williams, "*Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae*", Phys. Rev. 45 (1934) 729-730

[Wil95] T. Wilksen, "*Untersuchungen am Prototypen des H1-Vorwärtsprotonspektrometers mit dem Triggerszintillatorsystem*", Diplomarbeit Universität Hamburg, unveröffentlicht (1995)

[Wil99] T. Wilksen, "*Nachweis vorwärts gestreuter Protonen in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit dem Vorwärtsprotonspektrometer von H1*", Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg (1999)

[Wit97] C. Wittek, "*Photoproduktion bei HERA unter Nachweis eines gestreuten Protons im H1-Vorwärtsprotonspektrometer*", Dissertation Universität Hamburg (1997)

[ZEU92] ZEUS Collab., M. Derrick et al., "*Observation of Hard Scattering in Photoproduction at HERA*", Phys. Lett. B 297 (1992) 404-416 und DESY-92-138

[ZEU94a] ZEUS Collab., M. Derrick et al., "*Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross-Sections at 180 GeVCentre-of-Mass Energy*", Z. Phys. C 63 (1994) 394-408 und DESY-94-032

[ZEU94b] ZEUS Collab., M. Derrick et al., "*Obervation of Jet Production in Deep Inelastic Scattering with a Large Rapidity Gap at HERA*", Phys. Lett. B 332 (1994) 228-243 und DESY-94-063

[ZEU95a] ZEUS Collab., M. Derrick et al., "*Observation of Hard Scattering in Photoproduction Events with a Large Rapidity Gap at HERA*", Phys. Lett. B 346 (1995) 399-414 und DESY-94-210

[ZEU95b] ZEUS Collab., M. Derrick et al., "*Diffractive Hard Photoproduction at HERA and Evidence for the Gluon Content of the Pomeron*", Phys. Lett. B 356 (1995) 129-146 und DESY-95-115

[ZEU96] ZEUS Collab., M. Derrick et al., "*Dijet Angular Distributions in Direct and Resolved Photoproduction at HERA*", Phys. Lett. B 384 (1996) 401-413 und DESY-96-094

Anhang A

Die Integration des Vorwärtsprotonspektrometers in das Simulationsprogramm H1SIM

Um physikalische Prozesse auf ihre Signatur im H1-Detektor hin untersuchen zu können, wurde das Programmpaket H1SIM entwickelt, das auf dem GEANT-Code basiert. Auf die Simulation des Vorwärtsprotonspektrometers wird im folgenden eingegangen. Der Code basiert auf einer Arbeit von Patrick van Esch ([Esc96]). Bestandteil der vorliegenden Arbeit war die Einpassung des Programms in H1SIM sowie Anpassung an Meßdaten, was einerseits das Einstellen von Parametern, andererseits auch die Implementierung neuer Modelle zur besseren Beschreibung des Detektors beinhaltete. Beschrieben wird die Version H1SIM 3.07/19, die zum Vergleich mit Daten der Jahre 1995 und 1996 benutzt wurde. Das Simulationspaket besteht aus zwei Teilen: Im ersten Schritt werden für Teilchenspuren eines gegebenen Viererimpulses die Bahnen durch den Detektor oder das Strahlrohr unter Berücksichtigung von Einflüssen wie Materialeigenschaften oder Magnetfeldern berechnet. Dabei können verschiedene Reaktionen des Teilchens mit dem Detektormaterial auftreten. Dies wird durch das Programmpaket GEANT [ASG94] realisiert. Das Ergebnis ist die Angabe einer Energiedeposition in jeder Detektorkomponente. Dieser Vorgang wird als **HIT Step** oder **GEANT-Schritt** bezeichnet. Der zweite Schritt besteht darin, diese Energiedeposition in eine Detektorantwort (FADC-Zählwert, Triggersignal, ...) umzusetzen (**Digitalisierung**, DIGI Step). Der Signalweg ist in Abbildung A.1 skizziert. Nach diesem Schritt sehen die Simulationsausgaben aus wie gemessene Ereignisse und werden denselben Rekonstruktions– und Analyseprogrammen unterworfen wie Meßdaten.

Detektorteil	**Signal Meßdaten**	**Signal Simulation**
↓	↓	↓
Fasern Triggerszintillatoren	Energie Licht	Energiedeposition
↓	↓	↓
PSPMs, Trigger-PMs	Primärphotoelektr. Ladung Spannung	Primärphotoelektronen
↓	↓	↓
Vorverstärker, FADCs	digitalisierter Wert (ADC-Einheiten) binäre Triggerinform.	ADC-Zählwerte binäre Triggerinformation

Abbildung A.1: *Der Weg eines Signals durch die Komponenten des Vorwärtsprotonspektrometers und seine Übertragung in die Simulation.*

A.1 GEANT-Schritt

In diesem Bearbeitungsteil wird schrittweise die Flugbahn der Teilchen durch die Detektorkomponenten berechnet. Die Teile werden durch *Volumina* modelliert (Abschnitt A.1.1); in jedem Volumen können verschiedene Wechselwirkungen des Teilchens mit dem Material stattfinden. Die Bearbeitungsschritte werden anschließend auch für alle entstandenen Sekundärteilchen wie Schauerteilchen oder δ-Elektronen vorgenommen, sofern deren Energie eine (einstellbare) Schwelle übersteigt. Während des Vorgangs wird jeweils die in dem Schritt verlorene Energie aufgesammelt und dem Volumen zugeordnet. Die Ausgabe des GEANT-Steps besteht im Fall der FPS-Simulation aus zwei Banken, die einerseits die Fasernummer zusammen mit der dort deponierten Energie (JRHF) und andererseits die gleiche Information für die Triggerszintillatoren (JRHL) enthalten.

A.1.1 Implementation der Detektorgeometrie in H1SIM

Als erste Angabe muß die Detektorgeometrie für das Simulationsprogramm GEANT festgelegt werden. Das umfaßt sowohl Definition der Ausmaße eines jeden Detektorteils als auch die Angabe der Eigenschaften wie Material, Sensitivität, Felder und so weiter.

Für das Vorwärtsprotonspektrometer beinhaltet das Modifikationen der folgenden Banken:

JGMA Angabe der verwendeten Materialien und ihrer physikalischen Parameter wie Dichte, Kernladungszahl, ...

JGME Festlegung der Parameter, die die Simulation eines Teilchens durch das Volumen bestimmen. Insbesondere die Eigenschaft, ob ein Volumen "sensitiv" sein soll oder nicht, wird hier angegeben. Ein sensitives Volumen ist eines, in dem bei jedem Teilschritt Angaben über Energiedeposition, simulierte Wechselwirkung mit dem Material, Richtungsänderungen etc. abgefragt werden können.

JDGN Definition von Ausmaß, Position und Ausrichtung der Detektorvolumina. Die Detektorgeometrie ist geschachtelt, das bedeutet, daß Komponenten, die in eine andere "eingebaut" werden, *relativ* zu dieser definiert sind. Die Detektorstationen des Vorwärtsprotonspektrometers sind Teile der Komponente FBL3, dem am weitesten in Vorwärstrichtung liegenden Bereichs des Strahlrohrs. Im Überblick zeigt Abbildung A.2 diese Region. Die Eindringtiefe der Stationen in das Protonstrahlrohr wird anhand der Position der Vakuumtauchgefäße festgelegt. Unter Datennahmebedingungen variiert diese Größe zwischen verschiedenen Luminositätsfüllungen aufgrund der Tatsache, daß Untergrundbedingungen sowie Strahlposition sich ändern. In der Simulation beträgt der Abstand zwischen Tauchgefäßboden und nomineller Strahlachse konstant etwa 15 σ_y ($\sim 3\,\text{mm}$).

Die Fasern einer Hodoskoplage werden für die Berechnung des Durchgangs durch die Materie (GEANT) nicht einzeln, sondern als ein gemeinsames Volumen behandelt; die Aufspaltung in einzelne Fasern geschieht über Koordinaten innerhalb des Volumens.

Das Schachtelungsprinzip bringt es mit sich, daß jedes Volumen ein eigenes Koordinatensystem hat, was durch sukzessives Umrechnen in dasjenige des umgebenden Volumens in das H1-Koordinatensystem transformiert wird.

Abbildung A.3 zeigt die Komponenten der FPS-Station 81V als Explosionszeichnung. Der Aufbau der 90V-Station ist identisch, die Namensgebung unterscheidet sich nur dadurch, daß die Volumina dort mit JV?? anstelle von JU?? bezeichnet werden. Die Detektoreinsätze sind identisch.

A.1.2 Koordinatensysteme und Bezeichnungen

Bezeichnungen

Die Faserlagen und Szintillatorflächen messen jeweils eine der Koordinaten u und v. Die Namenskonvention ist derart, daß der u-Detektor die u-Koordinate *mißt*, die Fasern also parallel zu $\vec{e_v}$ sind. Analog verlaufen die Fasern des v-Detektors parallel zu $\vec{e_u}$. Dies gilt sowohl für Simulation als auch Rekonstruktion.

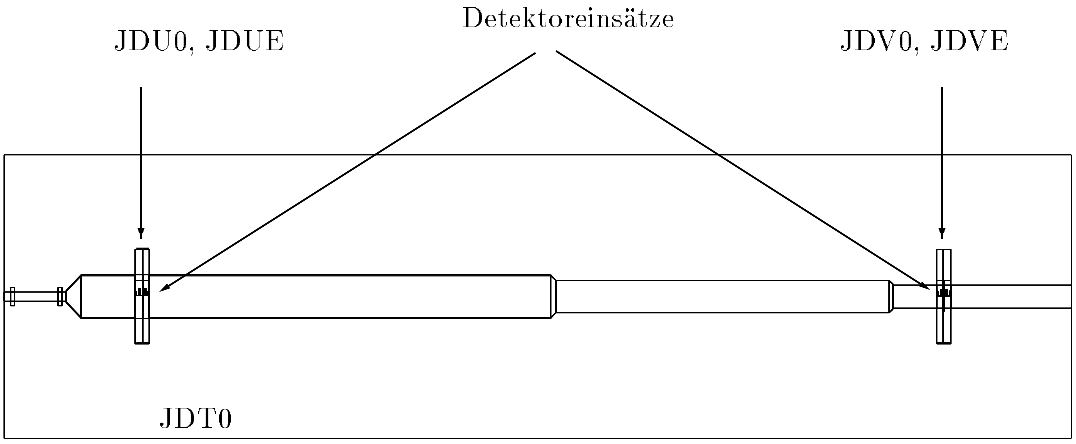


Abbildung A.2: *Schematische Darstellung des Protonstrahlrohrs in GEANT zwischen* $z = 79.045$ *und* $91.25\,m$. *Die Bezeichnungen der relevanten Volumina in GEANT sind angegeben. Der Detektoreinsatz ist in Abbildung A.3 gezeigt.*

Das Koordinatensystem, das verwendet wird, um die Komponenten innerhalb der Station zu beschreiben, wird als *lokales* Koordinatensystem bezeichnet. Ist die Rede von demjenigen, in dem eine Station als Ganzes für GEANT angegeben wird, wird dies als das *offizielle* bezeichnet.

Auch für das Numerierungsschema gibt es zwei Systeme, das offizielle, das auch für die Rekonstruktion verwendet wird, und das lokale. Die Umrechnung zwischen beiden wird durch die folgenden Routinen erledigt: `JRP#OL` (official to local) und `JRP#OL` (local to official), wobei # entweder F (fibres), C (channels der PSPMs) oder T (tiles) sein kann.

Die **Fasern** einer Lage werden in Simulation und Rekonstruktion wie in Abbildung A.4 gezählt. Dort ist auch die Zählung der Faserlagen in der Rekonstruktion eingetragen. In der Simulation werden die Faserlagen eines Hodoskops von 1 bis 5 numeriert. Die Hodoskope haben die Nummern 1 bis 8. In beiden Fällen sind die Komponenten nach ihrer Entfernung zum H1-Detektor geordnet, wobei die Nummer 1 dasjenige Element hat, das am nächsten zu H1 liegt.

Die Bezeichnung einer Faser setzt sich folgendermaßen aus ihrer Position innerhalb der Lage, der Lagennummer und der PSPM-Nummer zusammen:

lokale Fasernummer (1..80548)	=	Fasernummer innerhalb der Lage (1..48)
	+	100 * Lagennummer(1..5)
	+	10000 * PSPM-Nummer(1..8)

Die **Triggerszintillatoren** werden folgendermaßen gezählt:

globale Triggertile-Nummer (101..804)	=	Segmentnr. innerh. der Lage (1..4)
	+	100 * Lagennummer(1..4)

untere Kantenlänge:	6 cm
seitl. Kantenlänge Rechtecke	1.24 cm

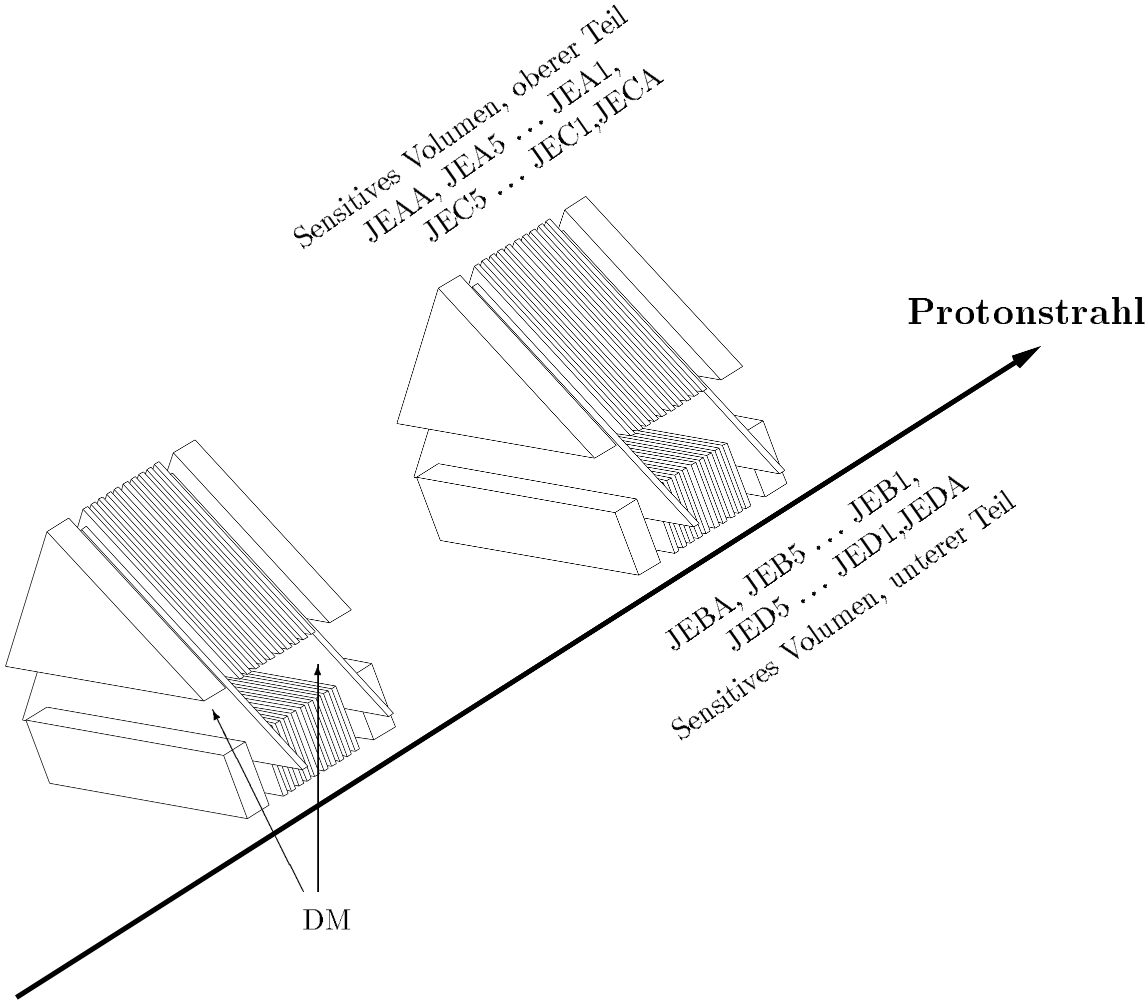


Abbildung A.3: *Explosionszeichnung der Topfeinsätze einer Roman-Pot-Station wie in H1SIM implementiert.*
Die Bezeichnungen sind innerhalb einer Einsatzhälfte definiert; von dieser wird eine gespiegelte Kopie zur Beschreibung der zweiten Hälfte erzeugt. Die mit 'DM' bezeichneten Dreiecke sind unsensitives Material zur Simulation der Detektorhalterung.

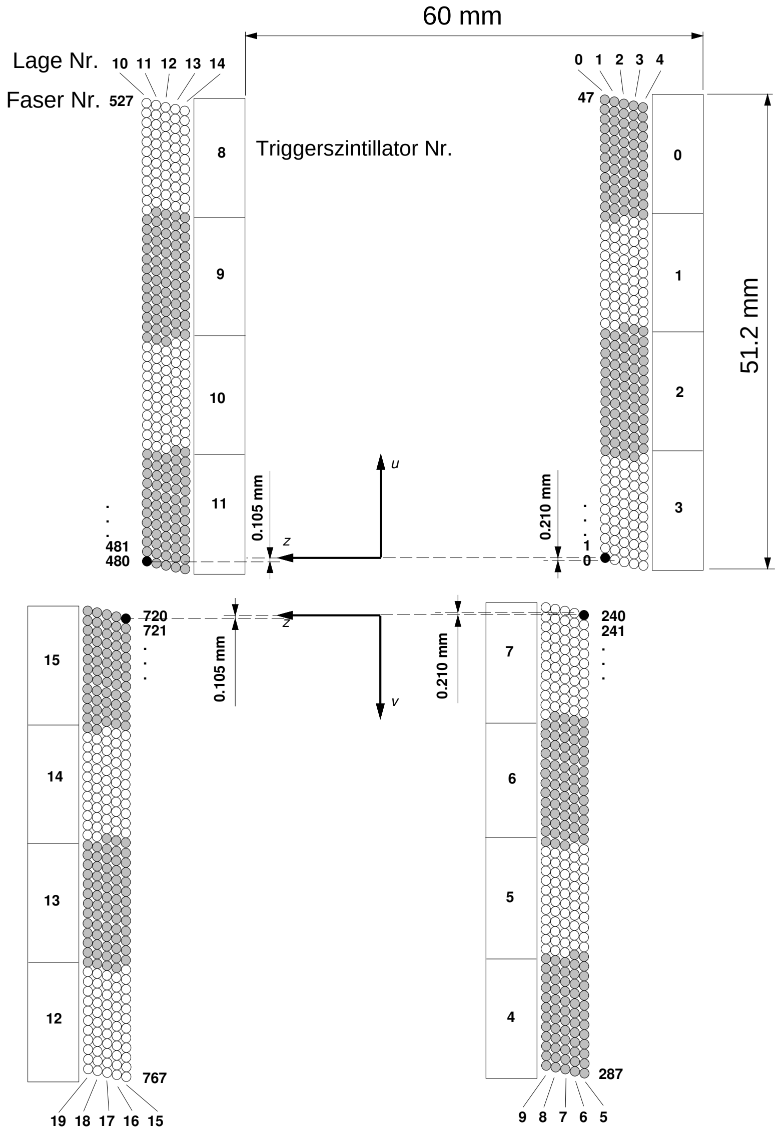


Abbildung A.4: *Anordnung und Numerierung der Fasern und Triggerszintillatoren in der 81 m–Station. Die Abbildung ist der Referenz [Lis97] entnommen. Dargestellt ist ein Schnitt senkrecht zur Faserrichtung der u–Subdetektoren (oben) und der v–Subdetektoren (unten). Die Referenzfasern der Subdetektoren u1 und v1, die den Ursprung der u– bzw. v–Koordinate bestimmen, sind schwarz ausgefüllt. Grau schattiert sind diejenigen Fasern, die dem jeweils benachbarten Triggerszintillator zugeordnet sind.*
Die Fasern, Faserlagen und Szintillatoren sind fortlaufen numeriert; die Fasern der Lage 0 haben die Nummern 0 bis 47, die Fasern der Lage 1 haben die Nummern 48 bis 95, usw.
Die Verschiebung benachbarter Faserlagen gegeneinander beträgt 0.21 mm, der Faserabstand innerhalb der ist Lage 1.05 mm, zwischen den Lagen 1.20 mm. Der jeweils 2. Subdetektor ist um 0.105 mm in negativer u– bzw. v–Richtung gegen den 1. Subdetektor verschoben.
Die Anordnung der Fasern und Triggerszintillatoren in der 90 m–Station ist genau die gleiche; die Nummern der Triggerszintillatoren beginnen dort bei 16, die Lagennummern bei 20, und die Fasernummern bei 480.

Das Numerierungsschema der Rekonstruktionssoftware zählt die Segmente fortlaufend durch, somit werden die Nummern 0 ... 31 vergeben, wobei die Reihenfolge der Segmente innerhalb der Lage sowie die Abfolge der Triggerlagen in beiden Fällen gleich ist.

Die Pixel der PSPMs werden in der Simulation gemäß dem Schema

$$\begin{aligned} \text{globale Pixelnummer (1001..8064)} &= \text{lokale Pixelnr. innerh. des PSPMs(1..64)} \\ &+ \text{1000 * PSPM-Nummer(1..8)} \end{aligned}$$

bezeichnet. Die Rekonstruktion zählt die PSPMs von 0 bis 7, die Pixel jeweils von 0 bis 63, stellt alle Pixelnummern direkt hintereinander und erhält somit Bezeichnungen von 0 bis 511. Die Reihenfolge der Pixel ist in beiden Schemata dieselbe. Eine weitere Kenngröße ist die Nummer des FADC-Kanals, die das Signal eines Pixel weiterverarbeitet. Die Pixelnummern werden zum Schluß in diese FADC-Kanalnummern konvertiert, deren Bereich sich ebenfalls von 0 bis 511 erstreckt.

A.1.3 Faserhodoskope

Die Simulation der Faserhodoskope geschieht folgendermaßen: Zunächst wird die Energiedeposition eines passierenden Teilchens[1] in dem Volumen, das die Faserlage als Ganzes beschreibt, registriert. Anschließend wird die Zuordnung zu bestimmten Fasern vorgenommen (der Eintrag wird *gebucht*), was über die Positionen der Fasern innerhalb der Lage geschieht: Die Lage wird in einzelne nebeneinander liegende Untervolumina von der Breite eines Faserdurchmessers aufgeteilt, und jedem Untervolumen wird anteilig entsprechend der in ihm zurückgelegten Strecke eine Energie zugeschrieben. Um zu berücksichtigen, daß der Faserquerschnitt rund (nicht quadratisch) ist und der aktive Faserdurchmesser durch das Cladding reduziert wird, wird erneut berechnet, welche Weglänge das Teilchen innerhalb einer *runden* Faser mit reduziertem Faserdurchmesser zurücklegen würde, und dies ins Verhältnis zu der Weglänge innerhalb des Untervolumens gesetzt. Mit diesem Faktor wird die Energie nochmals korrigiert. Die geometrischen Parameter sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Für jede Faser, der deponierte Energie zugeschrieben wurde, wird in der Ausgabebank JRHF (siehe Abschnitt A.1.6) eine Zeile mit Einträgen angelegt, die den Energiebetrag und seine Herkunft belegen. Diese Bank wird separat für jedes Ereignis gebildet.

A.1.4 Triggerszintillatoren

Für die Triggerzähler wird wie bei den Faserhodoskopen vorgegangen: Die Energiedeposition in einer Lage als Ganzes wird entsprechend der in den Segmenten zurückgelegten Strecken auf die Segmente verteilt. Pro getroffenem Triggerzähler wird eine Zeile in der Bank JRHL angelegt.

[1] Das gilt gleichermaßen für Protonen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, Schauerteilchen oder δ-Strahlen.

Parameter	Wert
Dicke einer Faserlage	1 mm
aktiver Faserradius	0.4 mm
Dicke einer Triggerlage	5 mm
untere Kantenlänge	6 cm

Tabelle A.1: *Werte für einige geometrische Parameter in der FPS-Simulation*

A.1.5 Steuerbanken für den GEANT-Schritt

Neben den schon erwähnten Banken JGMA, JGME und JGDN ist für den GEANT-Schritt die Vorgabe des "aktiven" Faserradius nötig sowie als geometrische Information die Breite des Faserstreifens einer Lage. Beides geschieht über die Bank JSPA. Die Abschneideschwellen, oberhalb derer produzierte Sekundärteilchen aus den verschiedenen Prozessen weiterverfolgt werden, sind in der Bank JGTP anzugeben. Die Eindringtiefe des Topfes in das Strahlrohr kann nur über die Geometriedefinition in JGDN vorgenommen werden!

A.1.6 Ausgabebanken des GEANT-Schritts

Im Fall einer Energiedeposition in einer Faser wird die Information über den Vorgang in der BOS-Bank JRHF gespeichert. Die BOS-Bank JRHL enthält die entsprechenden Werte für die Triggerszintillatoren. Im folgenden ist ein Auszug aus der Beschreibung zu finden.

JRHF:

```
 TABLE  JRHF        B32        ! H1SIM hit information of Roman Pot
                               ! fibres.  One entry per hit fibre.
!
!   ATTributes:
!   -----------
!COL ATT-name FMT Min    Max   ! Comments
!
  1 FIBRID     I  0      +INF  ! fibre identification number, format:
                               ! 10000 * coordinate detector number +
                               !   100 * fibre layer number +
                               !         local_fibre_number.
                               ! numbering scheme local to RoP sim.
  2 EDEPO      F  0.     +INF  ! Total deposited energy in this fibre.
  3 NRTRCK     I  0      +INF  ! Number of hits coming from any track.
  4 NRDRAY     I  0      +INF  ! Number of hits coming from a deltaray.
  5 EDRAY      F  0.     +INF  ! Sum of energy deposited by deltarays only.
  6 ENDFIB     F  0.     +INF  ! Distance from recorded hit to end of fibre.
  7 CENFIB     F  0.     +INF  ! Distance of recorded track from
                               ! centre-axis of fibre.
  8 DISFIB     F  0.     +INF  ! Tracklength in fibre of recorded track.
```

```
  9 UTRACK     F -INF    +INF  ! u coordinate of track in centre of plane.
 10 VTRACK     F -INF    +INF  ! v coordinate of track in centre of plane.
 11 THETA      F -INF    +INF  ! theta of track direction (in uvw system).
 12 PHI        F -INF    +INF  ! phi of track direction (in uvw system).
 13 KIND       I  0      +INF  ! description flag of the "recorded" hit:
                               ! 0 = normal hit.
                               ! 1 = deltaray.
 END TABLE
```

JRHL:

```
!
!       BANKname BANKtype      ! Comments
!
 TABLE  JRHL       B32         ! H1SIM hit information of Roman Pot
                               ! trigger tiles.  One entry per hit tile.
!
!   ATTributes:
!   -----------
!COL ATT-name FMT Min    Max   ! Comments
!
  1  TILEID    I  0     +INF   ! Tile identification number, format:
                               ! 100 * tileplane + local_tile_number.
                               ! numbering scheme local to RoP sim.
  2  EDEPO     F  0.    +INF   ! Total deposited energy in this tile.
  3  NRTRCK    I  0     +INF   ! Number of hits coming from a "real"
                               ! track (= not a delta ray).
  4  NRDRAY    I  0     +INF   ! Number of hits coming from a deltaray.
  5  UTRACK    F -INF   +INF   ! u coordinate of track in centre of plane.
  6  VTRACK    F -INF   +INF   ! v coordinate of track in centre of plane.
  7  THETA     F -INF   +INF   ! theta of track direction (in uvw system).
  8  PHI       F -INF   +INF   ! phi of track direction (in uvw system).
  9  KIND      I  0      1     ! description flag of the "recorded" hit:
                               ! 0 = normal hit.
                               ! 1 = deltaray.
 END TABLE
```

A.1.7 Routinen

Im folgenden werden einige der Routinen des FPS-GEANT-Schritts vorgestellt. Die Liste ist in einer dem Programmablauf ähnlicher Weise organisiert, wobei Teile, die einen größeren Zwischenschritt komplett bearbeiten, hervorgehoben sind.

JRPHIT Diese Routine ist der Startpunkt und behandelt die Teilschritte in einem "sensitiven" Volumen gemäß der Vorgaben der GEANT-Routine GUSTEP. Je nachdem, ob im gerade zurückgelegten Schritt das Volumen durch ein Teilchen betreten, verlassen oder nur weiter durchquert wurde, werden die Routinen `JRPINI`, `JRPFIN` oder `JRPIMD` aufgerufen. Außer im ersten Fall wird zusätzlich `JRPTST` abgearbeitet.

JRPTST führt Konsistenzüberprüfungen an der aktuell bearbeiteten Spur aus.

JRPINI initialisiert das Paket für die Bearbeitung der nächsten Spur, entweder bei Neuanlegen einer Spur (z.B. durch Schauerbildung) oder weil eine Spur ein neues sensitives Volumen erreicht hat. Insbesondere wird hier der Eintrittspunkt der Spur in das Volumen vermerkt.

JRPIMD bearbeitet Teilschritte innerhalb eines Volumens und ruft ...

... JRPADD, um die Liste der Energiedepositionen in diesem Volumen zu aktualisieren.

JRPFIN bucht den Hit für ein Volumen, wenn die Spur das Volumen verläßt oder endet. Zum Buchen wird `JRPBKK` aufgerufen. Nach diesem Programmteil wird mit der Bearbeitung eines neuen Spurstücks begonnen.

JRPBKK Zunächst muß festgestellt werden, welche Komponente des Detektors gerade passiert wurde (`JRPWVL, JRPWTT, JRPWFI`). Anschließend wird der Treffer entweder für einen Triggerszintillator (`JRPBTT`) oder gemäß der Position innerhalb der Faserlage für eine oder mehrere Fasern (`JRPBFI`) gebucht.

JRPWVL Findet die aktuelle Volumennummer innerhalb des FPS.

JRPWTT Die zu Ein- und Austrittspunkt gehörenden Nummern der Triggerszintillatoren innerhalb einer Lage wird berechnet.

JRPBTT Die in einem bestimmten Triggerszintillator deponierte Energie sowie weitere Information über Delta-Strahlen wird gespeichert.

JRPWFI Unter Benutzung von `JRPPIF` werden die zu Ein- und Austrittspunkt korrespondierenden Fasernummern angegeben.

JRPPIF liefert Geometrieinformationen über die Fasern einer Lage, die für `JRPWFI` benötigt werden.

JRPGLT rechnet eine Koordinate aus dem H1-Koordinatensystem in das lokale System eines vorgegebenen Volumens um.

JRPGLM liefert Transformationsparameter für `JRPPIF` wie Rotationsmatrix und Translationsvektor.

JRPBFI steuert das Buchen der Energiedepositionen in den Fasern. Hier wird die Aufteilung der Energiedeposition auf ggf. verschiedene Fasern und die Berücksichtigung der Faserform vorgenommen.

JRPFID stellt einen Richtungsvektor und eine Verschiebung relativ zur Faserlagenkante zur Verfügung, um eine bestimmte Faser im Koordinatensystem der Faserschicht zu beschreiben.

A.2 Digitalisierung

Die Ditalisierung hat die Aufgabe, die vom GEANT-Programm errechnete Energiedeposition innerhalb eines Detektorteils in eine Größe umzusetzen, wie sie im Meßbetrieb verwendet wird, so daß der direkte Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Daten möglich wird.

Eingabegrößen sind die im GEANT-Step erzeugten Banken JRHF und JRHL, die die Energiedeposition in den Fasern und Triggerszintillatoren beinhalten. Die Ausgabe dieses Bearbeitungsschrittes sind die ereignisweise produzierten Banken JDPC für die FADC-Information aus den Faserhodoskopen sowie JDTC (FADC-Werte) und JDTH (binäre Information) für die Triggerszintillatoren[2].

[2]Die Signale für die H1-Triggerlogik werden in einer zentralen Routine, die die Triggerelemente berechnet, aus dem Bitmuster der JDTH-Bank erzeugt.

A.2.1 Fasern

Konversion der Energiedeposition in Primärphotoelektronen

Aus der Energiedeposition einer Faser wird die Anzahl von Photoelektronen errechnet. Es geht die Annahme ein, daß die Menge der erzeugten Photoelektronen poissonverteilt ist und der Mittelwert der Verteilung proportional zur deponierten Energie ist. Zunächst wird daher eine *mittlere* Anzahl von Photoelektronen $\langle n_e \rangle$ durch die Multiplikation der deponierten Energie mit einem Faktor erzeugt. Dieser Faktor wird lagenweise angegeben (Bank JEPF, die Einheit ist Photoelektronen pro GeV). Die Anzahl von Photoelektronen ergibt sich nach einer Verschmierung gemäß einer Poissonverteilung mit dem Parameter $\langle n_e \rangle$. Diese Konversion beinhaltet die Erzeugung von Konversionsphotonen, Verlust durch eine kleine *trapping efficiency*, Verlust durch Einkopplung an der Spleißstelle, Abschwächung durch die Faserlänge (Abschwächungslänge), Verlust durch Einkopplung an der Einkopplung in den PSPM sowie die Beschreibung der Quanteneffizienz. Der letzte Bearbeitungsschritt für die Fasern ist das Einkoppeln des Signals in einen Kanal des PSPM.

A.2.2 Vielkanalphotomultiplier

Jeweils vier Fasern einer Lage werden in ein Pixel eines positionsempfindlichen Photomultipliers (*position sensitive photo multiplier*, PSPM) zugeordnet. In der Simulation werden die Photoelektronen der vier Fasern addiert und von dort an einem PSPM-Kanal zugeordnet. Das Einkoppeln wird als verlustfrei angenommen.

Konversion der Photoelektronen in ADC-Zählwerte

Für die Fasern einer Lage wird ein gemeinsamer Konversionsfaktor angewendet, um von der Zahl der Primärphotoelektronen auf die ADC-Zähleinheiten zu kommen. Es stellte sich heraus, daß die Beschreibung durch einen gemeinsamen Faktor pro PSPM nicht ausreichend differenziert war. Der Konversionsfaktor bedeutet eine Faltung des Verstärkungsfaktors innerhalb des PSPM (*gain*) mit der der Vorverstärker sowie der Ditalisierung durch die FADCs. Der Ausgabewert ist eine Verschmierung um den erhaltenen Wert gemäß einer Gaußverteilung. Signaländerung durch Übersprechen zwischen den PSPM-Kanälen kann berücksichtigt werden. Auf die implementierten Verfahren wird in Abschnitt A.2.3 eingegangen. Typische Werte sind: Energiedeposition 200 keV, 10 "Photoelektronen", 50 ADC-Zähleinheiten.

An dieser Stelle sei nochmals darauf hingewiesen, daß der Kanal, den ein Signal in einem PSPM durchläuft, durch die Pixelnummer gekennzeichnet ist, diese Nummer jedoch vor der endgültigen Ausgabe in die desjenigen FADC-Kanals umgerechnet wird, der das Signal (nach dem Vorverstärken) digitalisiert, siehe auch Abschnitt A.1.2.

A.2.3 Simulation von Übersprechen in den PSPMs

Mit Übersprechen (*Cross Talk*) bezeichnet man bei den PSPMs den Umstand, daß Teile des Signals, das durch die auf die Pixel auftreffenden Photonen und nachfolgende Verstärkung der Primärelektronen erzeugt wird, in einem falschen Dynodenkanal auf der Anodenseite gemessen werden. Dieser Signalanteil wird folglich einem anderen Pixel zugerechnet. Elektronischer Cross Talk kann im PSPM auf drei Weisen entstehen:

- Ein Photon trifft schräg auf die Oberfläche auf oder wird durch Mehrfachreflexion an den Grenzflächen aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt und gelangt in den Einzugsbereich eines anderen Pixels. Die Kaskade wird hierbei also bereits in einem falschen Dynodenkanal gestartet. Dieser muß *kein* Nachbar des "richtigen" sein.
- Während der Verstärkung gelangen Teile der Kaskade in einen anderen Kanal. Das Signal wird im richtigen Kanal zugunsten eines zusätzlichen Beitrags in einem benachbarten Kanal reduziert. Je nachdem, bei welcher Dynodenstufe eine zusätzliche Kaskade gestartet wird, kann das Crosstalk-Signal sogar größer als das im Hauptkanal sein.
- Optischer Cross Talk kann aufgrund von guter optischer Isolation vernachlässigt werden.

Zur quantitativen Erfassung des Übersprechens zwischen den PSPM-Kanälen wurden Meßdaten benutzt, die während des Luminositätsbetriebs aufgezeichnet wurden. Verwendet werden die Signale in den LED-Pixeln der PSPMs. Diese Pixel sind über Lichtleitfasern mit einer gepulst ansteuerbaren Leuchtdiode verbunden und werden während der Datennahme nicht beleuchtet. Falls also in diesen Pixeln Signale gesehen werden, muß es sich um Rauschen oder um Cross Talk handeln. Die Unterdrückung des durch die Elektronik erzeugten Rauschsignals wird für die FADC-Kanäle dieser Pixel genauso wie für alle anderen Kanäle vorgenommen. Daher kann davon ausgegangen werden, daß ein bestehendes Signal vom Übersprechen herrührt. Dies wird in Abhängigkeit von der Höhe der Signale in den Nachbarpixeln betrachtet, wobei verlangt wird, daß genau *ein* solcher Treffer vorliegt. Zusätzlich wird zwischen dem Einfluß von direkten und diagonalen Nachbarn unterschieden. ("Direkte" Nachbarn haben eine Seite mit dem LED-Pixel gemeinsam, "diagonale" treffen das Pixel lediglich an einer Ecke.) Abbildung A.5 zeigt diese Verteilungen. Man erkennt, daß neben einem hohen Beitrag an niedrigen ADC-Zähleinheiten auch sehr hohe Werte vorkommen, die das Signal, das als Treffer gewertet wurde, übertreffen.

Diese Meßmethode ist nicht vergleichbar mit der vom Hersteller der PSPMs gelieferten Angabe über Cross Talk: Hier wird ein einzelnes Pixel gezielt mit einem Signal beleuchtet. Als Cross Talk wird der Anteil der Ereignisse, bei der die Trefferidentifikation ein anderes als das beleuchtete Pixel als getroffen vermeldet hat, am Gesamtdatensatz bezeichnet. Es wird jedoch keine Aussage darüber gemacht, wieviel des Signals im "richtigen" Kanal gefunden wurde. Desweiteren wird hier mit einem sehr hohen

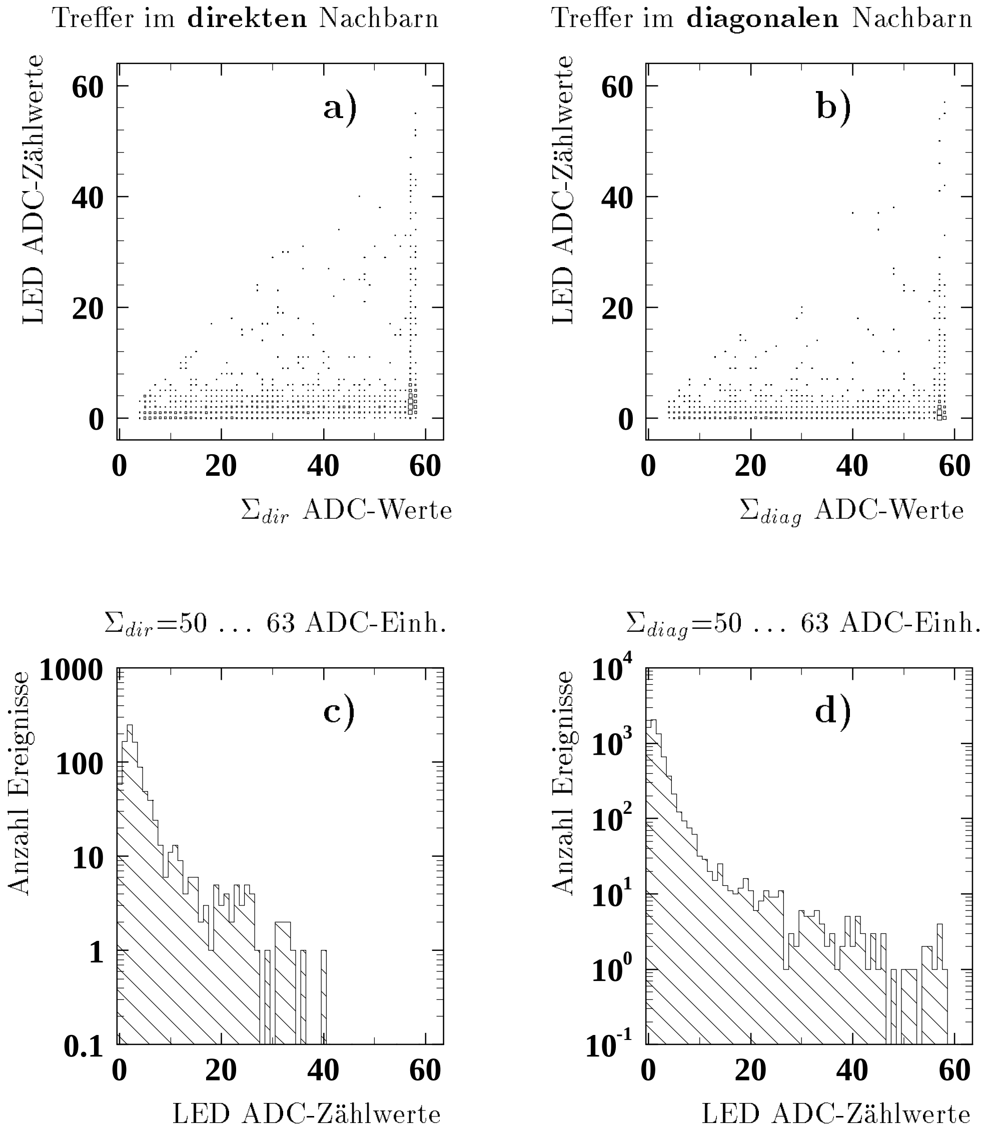


Abbildung A.5: *Durch Überprechen in den LED-Pixeln der PSPMs erzeugte Signale für verschieden hohe Summen von Treffern in den Nachbarpixeln, gemessen in ADC-Zähleinheiten.*
Es wurden nur Ereignisse untersucht, in denen genau ein Treffer in einer Nachbarzelle gegeben wurde, dessen Wert ein lokales Maximum ist. a) Der Treffer wurde in einer Zelle gefunden, die eine Seite mit der LED-Zelle gemeinsam hat. b) Die getroffene Zelle hat mit dem LED-Pixel eine Ecke gemeinsam. c) Projektion eines Intervalls der Abzisse für direkte Nachbarn, d) dasselbe für diagonale Nachbarn.

Signal beleuchtet, was nicht mit Datennahmebedingungen vergleichbar ist, wo z.B. dadurch, daß ein Teilchen die Faser nicht zentral durchquert, oder durch eine niedrige Lichtausbeute ein geringeres Eingangssignal verursacht werden kann.

Ein weiteres Indiz für Cross Talk ist die Anzahl von als Treffern erkannten Signalen, die nicht für die Anpassung an eine Teilchenspur durch das Hodoskop verwendet wurden. Da die Zuordnung zwischen Fasern und Pixeln so gestaltet ist, daß benachbarte Fasern nicht zu benachbarten Pixeln gehören, das Übersprechen aber zwischen benachbarten Pixeln stattfindet, wird ein durch Cross Talk erzeugtes Signal einer Faser zugeordnet, die oft sehr weit entfernt von der tatsächlichen Teilchenspur liegt und daher für die Anpassung nicht in Betracht kommt. Ein hoher Anteil von Cross Talk geht also mit vielen nicht zur Spuranpassung benutzten Treffern einher, sofern die zusätzlichen Signale die Trefferidentifikation passieren.

Zwei Methoden existieren zur Simulation des Cross Talk: Eine einfache Beschreibung in Form einer gaußförmigen Auftreffwahrscheinlichkeit der Photoelektronen rund um die einer Faser zugeordnete Zelle sowie eine an die Verteilung von Cross Talk in den Meßdaten angepaßte Variante.

Verfahren 1 Es wird die aus der Energiedeposition in einer Faser errechnete Anzahl von Photoelektronen zugrunde gelegt. Die Menge der Pixel wird als Raster von (im Fall der PSPMs der Stationen 81V, 90V) 8×8 Einheiten betrachtet. Ohne Übersprechen würden alle in dem der Faser zugeordneten Pixel weiterverarbeitet. Für jedes Elektron einzeln wird eine Zahl r gemäß einer Gaußverteilung mit vorzugebender Halbwertsbreite σ gewürfelt. Aus einer Gleichverteilung zwischen Null und 2π wird ein Winkel ϕ gezogen. ϕ wird relativ zu einem Einheitsvektor parallel zu einer ausgezeichneten Kante der Oberfläche gemessen. Das Elektron wird demjenigen Pixel zugerechnet, auf das man gelangt, wenn man auf der PSPM-Oberfläche von der nominellen Faserposition in der Ecke des "richtigen" Pixels die errechnete Strecke r in die Richtung $(\cos\phi, \sin\phi)$ geht (siehe Abbildung A.6).

Vor- und Nachteile: Diese Art der Crosstalk-Berechnung verringert das Signal im eigentlichen Pixel und verschmiert es auf die Nachbarpixel. Das bedeutet eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit. Dieser Verringerung kann durch höhere Konversionsfaktoren für die Verstärkungskette im Prinzip Rechnung getragen werden. Ebenfalls kann durch geeignet große Wahl von σ dafür gesorgt werden, daß genügend Elektronen in Nachbarpixeln landen. (Aufgrund der Gaußverteilung liegen nur etwa 1/3 der Elektronen außerhalb des Ringes mit Radius σ rund um den Fasermittelpunkt.) Der Anteil an Cross-Talk-Treffern ist also hoch wählbar.

Dadurch, daß obige Prozedur für alle Signalelektronen nacheinander durchlaufen und die Wahl des Winkels gemäß einer Gleichverteilung stattfindet, wird nur aufgrund der Tatsache, daß die Fasermittelpunkte gegenüber der Pixelmitte verschoben sind, ein Ungleichgewicht in die Verteilung der Crosstalk-Elektronen auf die Nachbarpixel gebracht, dies ist jedoch wieder spiegelsymmetrisch zu einer Gerade durch die Fasermitte und den ihr am nächsten liegenden Eckpunkt. Es zeigt sich, daß die Beschreibung der in den Nachbarpixeln erzeugten Signale nicht be-

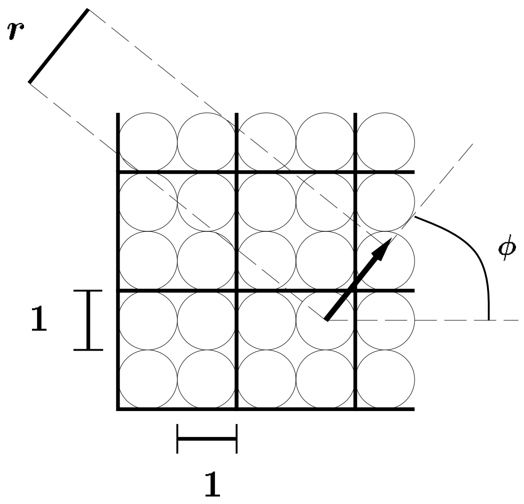


Abbildung A.6: *Einfache Simulation von Übersprechen in den PSPM-Kanälen durch Modifikation der Zuordnung der Primärphotoelektronen.*

friedigend ist. Kleine Werte von σ führen dazu, daß die meisten Photoelektronen im richtigen Kanal landen und der Beitrag von geringen Zählwerten in benachbarten Pixeln richtig wiedergegeben wird, hohe Signale durch Übersprechen jedoch zu selten erzeugt werden. Ein großer Wert von σ kann dieses korrigieren, ist aber nicht in der Lage, dafür zu sorgen, daß der Beitrag für geringes Übersprechen ausreichend häufig geleistet wird. Der Vorteil der Methode ist, daß ihre Ausführung schnell geht.

Parameter: Die Halbwertsbreite der Gaußverteilung, gemessen in Einheiten von "Pixelbreiten", siehe Abbildung A.6. Voreinstellung ist $\sigma = 0.4$.

Verfahren 2 Abhängig von der Höhe des Signals in Form von ADC-Zähleinheiten wird am Ende der Verarbeitungskette ein zusätzliches Signal in den Nachbarkanälen generiert. Folgende Bestimmung der Parameter aus den Daten liegt zugrunde: Eine Anpassung der Verteilungen, die sich durch Projektion der Abbildung A.5 auf die y-Achse für verschiedene Intervalle in Σ_{dir} und Σ_{diag} ergeben, an eine Funktion der Form

$$C \cdot \exp(-(x-\mu)^2/\sigma^2) + \exp(a_1 + a_2 x) \qquad \text{(A.1)}$$

in Abhängigkeit von der Höhe des LED-Signals x zeigt, daß der exponentiell abfallende Anteil, der die selteneren, aber hohen Signale im LED-Pixel beschreibt, mit wachsendem Treffersignal zunimmt. Er steigt von 3% für 10 Zählwerte im getroffenen Nachbarpixel auf 44% für maximale Treffersignale von mehr als 50 Zählwerten. Das Maximum des gaußförmig verteilten Beitrags bei kleinen Werten verschiebt sich um einige Einheiten, wenn man von Treffersignalen von zehn zu

	direkte Nachbarn	diagonale Nachbarn
μ	$0.05\,t$	$0.02\,t$
σ	1.0	1.18
e^{a_1}	$0.005 + 0.0012\,t$	$0.005 + 0.0005\,t$
a_2	-0.18	-0.2

Tabelle A.2: *Parameter für die Simulation von Übersprechen in den PSPMs.*
t ist für jedes Pixel, für das ein Signal berechnet werden soll, die Summe der ADC-Einheiten von Treffern in benachbarten Pixeln, getrennt nach direkten und diagonalen Nachbarn. Das durch Übersprechen generierte Signal im zu betrachtenden Pixel wird gemäß Gleichung A.1 berechnet.

solchen mit mehr als fünfzig ADC-Zählwerten geht. Dies ist für Treffer in den diagonalen Nachbarn ebenfalls, wenn auch weniger stark, der Fall. Bei den diagonalen Nachbarn trägt der exponentiell abfallende Anteil relativ zu dem gaußförmigen weniger bei als bei den direkten Nachbarn (5 . . . 8%). Das Verhalten der Parameter in Abhängigkeit von der Treffersignalhöhe wird durch eine Gerade beschrieben.

Das Resultat der Prozedur gibt an, welches Signal in einem gegebenen Pixel in Abhängigkeit von der Höhe der Signale in seinen direkten und diagonalen Nachbarn zu erwarten ist. Es wird erwartet, daß sich die durch Übersprechen erzeugten Signale in einem Pixel bei mehreren getroffenen Nachbarzellen additiv überlagern.

Für jedes Pixel wird getrennt berechnet, welcher Beitrag durch Cross Talk aufgrund der Signale in seinen direkten und diagonalen Nachbarn erzeugt wird. Gemäß ihrer relativen Häufigkeit (der exponentiell fallende Anteil beträgt $1-C = \frac{\exp(a_1)}{|a_2|}$) wird jeweils einer der beiden Beiträge simuliert.

Parameter: Die Parameter in obiger Gleichung in Abhängigkeit von der Signalhöhe der Treffer in ADC-Zähleinheiten, t, jeweils für direkte und diagonale Nachbarn. Die Voreinstellung ist in Tabelle A.2 zu finden.

Vor- und Nachteile: Das Verfahren ist deutlich aufwendiger als das zuvor beschriebene, jedoch ist es in der Lage, den gemessenen Cross Talk sowie die Verteilung der für eine Spuranpassung nicht benutzten Trefferanzahl zu reproduzieren.

A.2.4 Signale der Triggerszintillatoren

Die Errechnung der Ausgabegröße, die der Detektor liefert, nämlich ADC-Zähleinheiten, geschieht ähnlich wie bei den PSPM-Kanälen. Vereinfacht wird die Bestimmung der Konversionsfaktoren dadurch, daß pro Kanal (hier: pro Triggerzähler) nur eine 'Detektoreinheit' eine Rolle spielt und nicht wie bei den Fasern alle Elemente der Lage. Daher ist es möglich, die Konversionsfaktoren direkt aus dem gemessenen Spektrum der einzelnen Szintillatoren zu bestimmen.

Es werden wiederum zwei Konversionsfaktoren betrachtet: einer für die Umrechnung der Energiedeposition in Primärphotoelektronen, einer für die Umsetzung dieser Zahl in einen ADC-Zählwert im Intervall $[0, 63]$. Mit diesen beiden Größen, die für jeden Szintillator angegeben werden, ist es möglich, das gemessene ADC-Spektrum zu reproduzieren. Für den Aufbau im Jahr 1995, in dem die Szintillatoren jeweils mit zwei WLS-Fasern ausgelesen wurden, ergab sich eine andere Vorgehensweise als 1996, als die Auslese und damit die Effizienz dahingehend verbessert worden waren, daß das in den Szintillatoren erzeugte Licht mit 240 aufgeklebten Lichtleitfasern aufgesammelt wurde. Die Form der ADC-Spektren war 1995 gaußförmig mit einem Mittelwert von deutlich weniger als 63 Zählwerten. Somit ist es möglich, die Konversionsfaktoren an einer Anpassung an diese Spektren zu orientieren[3]. Als zusätzliche Information wird die Triggerzähler-Ansprechwahrscheinlichkeit zur Wahl der Konversionsfaktoren eingesetzt. Für 1996 waren die ADC-Werte durch die hohe Lichtausbeute in der Regel sehr hoch, so daß eine Anpassung an die ADC-Spektren nicht eingesetzt werden konnte, sondern die Faktoren lediglich so hoch gewählt wurden, daß sie die Effizienzen beschreiben. Das Verfahren zur Bestimmung der Effizienzen ist in Kapitel 4.3.1 beschrieben. Es stellt sich heraus, daß die ADC-Spektren richtig simuliert werden. Das in Kapitel 4.3.1 angesprochene Problem des Übersprechens bei den Triggerszintillatoren wird nicht nachempfunden, sondern es werden die bereits bereinigten Werte aus Meßdaten simuliert.

Typische Signale sind die folgenden: 1995: Energiedeposition 1 MeV, 5 "Photoelektronen", 40 ADC-Zählwerte, 1996: Energiedeposition 1 MeV, 15 "Photoelektronen", 60 ADC-Zählwerte.

Die binäre Information, die in der Bank JDTH gespeichert wird, wird bei Meßdaten erzeugt, indem die analoge Ausgabe eines Trigger-Photomultipliers mit einer Schwelle verglichen wird. Für simulierte Daten ist dies nicht möglich, da das Signal erst nach der FADC-Konversion vorliegt. Daher wird für jeden ADC-Wert in einem Szintillator verglichen, ob er oberhalb der Schwelle liegt, die gemäß dem Verfahren aus Abschnitt A.2.5 bestimmt wurde. Nur wenn dies der Fall ist, wird das zugehörige Bit in der Bank auf 1 gesetzt. Mit den Bits aller Triggertiles wird in jedem Ereignis der Triggerprozessor simuliert, der aus den gesetzten Bits errechnet, ob ein Triggersignal zustande kommt. Auch dieses Bitmuster, das verschiedenen Kombinationen von Triggerzählern entspricht, wird in der Bank JDTH festgehalten.

[3] Betrachtet wird das Spektrum der ADC-Werte eines einzelnen Triggerzählers. Der Ausgabewert, die Anzahl der Zähleinheiten A, ist eine Funktion der Eingabe, der Anzahl der Photoelektronen n_e, und der Verstärkung g: $A = n_e \cdot g$. A kann durch eine Gaußfunktion $A \propto \exp(-\frac{(n_e - \mu_A)^2}{{\sigma_A}^2})$ parametrisiert werden. Andererseits folgende Überlegung: g wird als konstant angenommen, somit gilt $\langle A \rangle = \langle n_e \rangle \cdot g = \mu_A \cdot g$, $\sigma^2(A) = \langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2 = g^2(\langle n_e^2 \rangle - \langle n_e \rangle^2) = g^2 \sigma^2(n_e) \approx g^2 \cdot \mu_A$, da n_e poissonverteilt ist. Also erhält man aus der Anpassung einer Gaußfunktion an das Spektrum die Parameter $g = \frac{\sigma_A^2}{\mu_A}$ und $\langle n_e \rangle = \frac{\mu_A^2}{\sigma_A^2}$. $\langle n_e \rangle$ legt den Konversionsfaktor zwischen Energiedeposition und Anzahl der Photoelektronen (Bank JEPT) fest und g denjenigen für die anschließende Umrechnung in ADC-Einheiten (Bank JPTC).

A.2.5 Triggerentscheidung

Für die Simulation ist es notwendig, die Komparatorschwelle für die binäre Triggerinformation in der einzig verfügbaren "Meßgröße" nach den Photomultipliern, nämlich ADC-Einheiten, auszudrücken. Um die digitale Triggertileinformation mit der analogen zu vergleichen, betrachtet man folgende FADC-Spektren eines Tiles (siehe Abbildung A.7):

- Die Verteilung der FADC-Werte des Tiles in allen Ereignissen,
- die Verteilung der FADC-Werte in Ereignissen, bei denen das analoge Tile-Signal als Treffer gewertet wurde (analoger Treffer), und
- die Verteilung der FADC-Werte in Ereignissen, in denen das Signal oberhalb der Komparatorschwelle lag (digitaler Treffer).

Nun sucht man denjenigen FADC-Wert, oberhalb dessen mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 50 % alle analogen Treffer auch einen digitalen Treffer aufweisen. Dieser Wert ist für die Tiles verschieden aufgrund der unterschiedlichen Rauschpegel und -fluktuationen, aber er liegt für alle Tiles im einem Bereich, der einer deutlich niedrigeren Energiedeposition als der durch ein Proton typischerweise getätigten von bis zu einem MeV entspricht.

A.2.6 Simulation von Rauschen

Die Simulation von Rauschen in den Kanälen der PSPMs sowie der Triggerszintillatoren kann auf zwei verschiedene Weisen geschehen. Werden keine Vorgaben[4] gemacht, wird Verfahren 2 gewählt.

Verfahren 1 Für jeden Kanal wird eine Zufallszahl erzeugt. Liegt sie unterhalb einer für alle Kanäle gleichen Schranke, wird *ein* Photoelektron zusätzlich in diesem Kanal angenommen. Dies ist zu vergleichen mit einem typischen Signal eines durchlaufenden Protons von 10 Photoelektronen pro Faser bzw. 5 Photoelektronen pro Triggerzähler. Es wird ein Rauschsignal am Anfang der Verstärkungskette eingebracht.

Voreinstellungen: Die Wahrscheinlichkeit, daß in einem Kanal ein Rauschelektron zusätzlich produziert wird, ist auf 0.5% für die Triggerzähler und auf 0.8% für die PSPM-Kanäle gesetzt.

Verfahren 2 Es werden die auf der Database gespeicherten Pedestalwerte der Meßdaten zur Korrektur der simulierten Werte der ADC-Zählwerte eingesetzt, also am Ende der Bearbeitung. Die in den Banken JCPT (Tiles) und JCPP (PSPMs)

[4] Erster Eintrag in der Bank JSWT

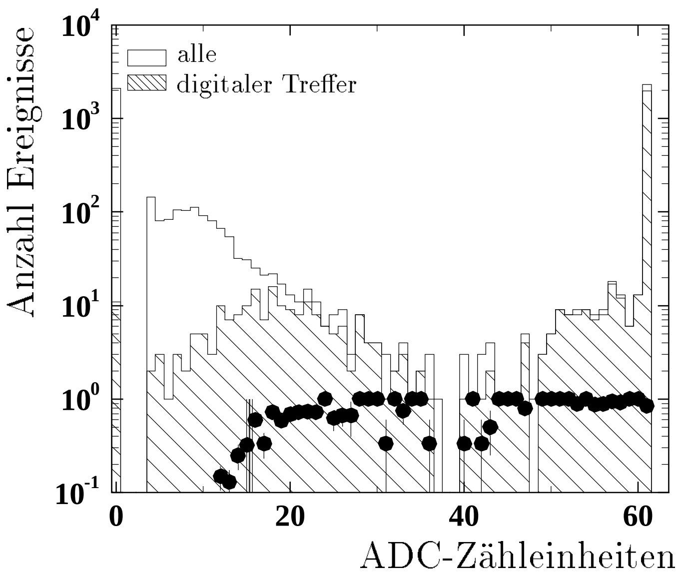


Abbildung A.7: *Bestimmung der Ansprechschwellen für die binäre Triggertile-Information in der Simulation unter Verwendung von Meßdaten.*
Eingezeichnet ist die Verteilung der als Treffer klassifizierten Kanäle als offenes Histogramm, gekennzeichnet ist hierbei die Menge an solchen, in denen zudem ein binärer Treffer vorgefunden wird (schraffiert). Die Punkte bezeichnen das Verhältnis aus beiden Kurven. Die vertikale Linie gibt an, ab welcher Mindest-Anzahl von ADC-Zähleinheiten mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 50% ein digitaler Treffer bei einem analogen vorgefunden wird.

angegeben kanalweisen Größen bestehen aus gemittelten Zählwerten P_i und deren Fluktuationen σ_i aus Zeiten ohne Strahlbetrieb und stellen somit das Rauschen der Elektronik dar.

Für Kanäle, in denen bisher kein Signal aufgrund einer Protonspur generiert wurde, wird je ein Zählwert errechnet, der zufällig und ganzzahlig aus dem Intervall $[0, \sigma_i]$ ausgewählt wird.

Ist in dem Kanal bereits ein Signal S_i vorhanden, wird nunmehr die Zahl $\max(63-P_i, S_i)$ für den Kanal verbucht. Dies ist eine realistische Anpassung an die Daten, da dort in der Regel die ADC-Zählwerte bereits um die Rauschwerte vermindert werden und somit nur ein Wertebereich von Null bis $(63 - P_i)$ zur Verfügung steht.

A.2.7 Routinen

Den Startpunkt bildet die Routine JRPDIG. Von hier aus wird wie folgt verzweigt (wiederum sind nur die wichtigsten Routinen in der Bearbeitung des Ereignisses aufgeführt; diejenigen, die sich mit der Speicherverwaltung, Fehlerbehandlung oder sehr kleinen Schritten befassen, sind weggelassen):

JREADIN dient dem Einlesen von Steuerkarten und der Initialisierung.

JRPHIR liest die vom GEANT-Step erzeugten Ereignisbanken JRHF und JRHL.

JRPDTI Digitalisierung der Triggertile-Information

- **JRPDTH** errechnet aus der Energiedeposition eines Triggerszintillators die zugehörige Anzahl Photoelektronen.
- **JRPDTR** generiert Rauschen nach Verfahren 1 (Abschnitt A.2.6).

JRPDFI Digitalisierung der Faser-Information

- **JRPDFH** Umrechnung von deponierter Energie in Photoelektronen

JRPDCH Bearbeitung der Signale der PSPM-Kanäle

- **JRPMPX** berechnet die zu einem PSPM-Kanal gehörenden vier Fasernummern.
- **JRPDCF** ordnet die Einträge der vier Fasern eines Kanals diesem zu, ggf. unter Berücksichtigung von Übersprechen gemäß Verfahren 1 (Abschnitt A.2.3).
- **JRPDCE** generiert Rauschen nach Verfahren 1 (Abschnitt A.2.6).

JRPDPC bearbeitet ggf. die generierte Anzahl von ADC-Zähleinheiten und erzeugt die Ausgabebank JDPC.

- **JRPDCA** Umrechnung der Anzahl von Photoelektronen in ADC-Werte für die PSPM
- **JRPCCA** konvertiert eine PSPM-Pixelnummer in eine FADC-Kanalnummer (dies ist die relevante Angabe für die Rekonstruktion).
- **JRPDCX** erzeugt Cross Talk nach Abschnitt A.2.3, Verfahren 2.
- **JRPDCN** Bearbeitung der FADC-Werte in Bezug auf Rauschen wie in Abschnitt A.2.6, Verfahren 2

JRPDTC bearbeitet ggf. die generierte Anzahl von ADC-Zähleinheiten, erzeugt die Ausgabebank JDTC für die ADC-Zählwerte sowie die Bank JDTH, die die binäre Information enthält.

- **JRPDTA** Umrechnung der Anzahl von Photoelektronen in ADC-Werte für Triggerszintillatoren
- **JRPDTN** Bearbeitung der FADC-Werte von Triggerzählern in Bezug auf Rauschen wie in Abschnitt A.2.6, Verfahren 2
- **JRPDTD** erzeugt die JDTH-Bank.
  - **JRPTPT** simuliert die Ausgabe des Triggerprozessors.

A.2.8 Steuerbanken für den DIGI-Schritt

Für alle Steuerbanken des DIGI-Schritt ist für die Simulation von Daten der Jahre 1995 und 1996 jeweils eine Version auf der Database NDB gespeichert.

Geometriebanken

Neben diversen Banken, die die Zuordnung von Detektorkomponenten untereinander beschreiben und die auch in der Rekonstruktionssoftware verwendet werden, gibt es eine spezielle Korrelationsmatrix, die Bank JMSK, zur Zuordnung der Fasern zu PSPM-Pixeln. Diese Bank *muß* vorhanden sein, sonst kann der Digitalisierungsschritt für das Vorwärtsprotonspektrometer nicht ausgeführt werden.

Des weiteren dürfen die Banken JGML, die die Zuordnung eines Pixels eines PSPM zu einer Lagennummer vornimmt, und JGMP, die die Verbindung zwischen Pixelnummer und FADC-Nummer leistet, nicht fehlen!

Bank	Bedeutung	Voreinstellung
JSWT	Wahl des Modells für die Simulation von ...	
	... Rauschen PSPMs:	
	0 - keine Sim., 1 - Meth. 1, 2 - Meth. 2	2
	... Rauschen Tiles:	
	0 - keine Sim., 1 - Meth. 1, 2 - Meth. 2	2
	... Cross Talk:	
	0 - keine Sim., 1 - Meth. 1, 2 - Meth. 2	2
JEPF	Fasern: Konversion Energie $\rightarrow$ Anzahl Photoelektronen	100000 1/MeV
JEPT	Tiles: Konversion Energie $\rightarrow$ Anzahl Photoelektronen	10000 1/MeV
JPFC	Fasern: Konversion Photoelektronen $\rightarrow$ ADC-Zählwerte	3 ADC-Einheiten
JPTC	Tiles: Konversion Photoelektronen $\rightarrow$ ADC-Zählwerte	2 ADC-Einheiten
JTRS	Tiles: Schwellen für einen binären Treffer	6 ADC-Einheiten
JSXT	Parameter für das Crosstalk-Modell 2	siehe Tabelle A.2

Tabelle A.3: *Die Steuerbanken für den DIGI-Step und Voreinstellungen.*

Banken zur Steuerung der Art der Programmausführung

Die in Tabelle A.3 angegebenen Voreinstellungen bei den Steuerbanken sind zwar sinnvoll und erhöhen die Programmstabilität, jedoch ist für die Simulation der Datennahme eines bestimmten Jahres darauf zu achten, daß die Konversionsfaktoren und Komparatorschwellen neu angepaßt werden.

Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen, die mir auf die eine oder andere Weise bei der Anfertigung dieser Arbeit geholfen haben. Insbesondere

- Herrn Prof. Dr. W. Bartel für die Aufgabenstellung, die Betreuung, die Geduld und den Spaß an der Sache,
- Herrn Prof. Dr. F.-W. Büßer für die Übernahme des zweiten Gutachtens,
- den Mit-Analysierern der FPS-Gruppe, von denen ich gelernt oder mit denen ich zusammengearbeitet habe: Dr. B. List, Dr. C. Wittek, T. Wilksen, O. Karschnick, Dr. K.-H. Hiller, Dr. M. Kapishin,
- den Mitgliedern der Diffractive Working Group für sachdienliche Hinweise oder konkrete Hilfe, insbesondere Dr. P. R. Newman und Dr. A. Bunyatyan,
- den Korrekturlesern,
- meinen Bürokollegen Benno und Olli für die unterhaltsame Gestaltung des Arbeitsalltags sowie die Versorgung mit Nahrungsmitteln und Informationen aller Art,
- den Mitstreitern im Streben nach guten H1-Daten, brauchbaren Arbeitsbedingungen und einer angenehmen Arbeitsatmosphäre, den Diplomand(inn)en, Doktorand(inn)en und PostDocs der Myongruppe,
- den weiteren Mitgliedern der FPS-Gruppe für die Zusammenarbeit die Datennahme betreffend und während meiner "Hardware-Zeit", besonders H. Riege, Dr. R. van Staa, J. Schütt, H. J. Seidel und Dr. S. Kotelnikov,
- S. Platz für ihre Bereitschaft, in allen Bereichen der Organisation zu helfen, und
- denen, ohne die ich die Arbeit nicht begonnen, und denen, ohne die ich sie nicht beendet hätte.