RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 96/35

November 1996

Untersuchung harter Prozesse in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA

Peter Uelkes

III.Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Untersuchung harter Prozesse in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA

Von der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von
Diplom–Physiker

Peter Uelkes

aus Mönchengladbach

Referent:	Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Korreferent:	Universitätsprofessor Dr. W. Braunschweig
Tag der mündlichen Prüfung:	25.11.1996

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden die hadronischen Endzustände in der diffraktiven tiefunelastischen Elektron–Proton–Streuung bei HERA untersucht. Die Analyse basiert auf den Daten, die in der Strahlperiode 1994 mit dem H1–Detektor aufgezeichnet wurden.

Durch die Betrachtung ereignistopologischer Größen kann eine modellunabhängige Evidenz für das Einsetzen harter Prozesse gewonnen werden.

Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Jets im Laborsystem und im Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustandes werden bestimmt. Sie werden verglichen mit den Vorhersagen des Monte–Carlo–Generators Rapgap, der eine gute Beschreibung der Daten liefert.

Die Möglichkeiten zur Extraktion der Gluondichte im Pomeron aus den Zwei–Jet–Ereignissen im Photon–Pomeron–Schwerpunktsystem werden untersucht. Sie sind gegeben, jedoch in der vorliegenden Analyse durch mangelnde Statistik begrenzt.

Abstract

This thesis investigates the hadronic final states of diffractive deep inelastic electron proton scattering events at HERA based on data taken by the H1 detector in the 1994 running period.

Topological properties of the events are explored providing evidence for the onset of hard QCD processes in a model independent way.

Cross sections for the diffractive jet production are measured in the laboratory frame as well as in the virtual photon pomeron rest system. They are in good agreement with predictions of the monte carlo generator Rapgap.

As a final step the potential of extracting the gluon density of the pomeron from two jet events in the hadronic center of mass system is analysed. This task appears to be feasible, but is currently limited by statistics.

Der Text dieser Arbeit wurde mit dem Makropaket LaTeX2e von *Leslie Lamport* erstellt, das auf dem Satzsystem TeX von *Donald E. Knuth* basiert. Es wurde ebenfalls das Erweiterungspaket $\mathcal{AMS}$-LaTeX der *American Mathematical Society* verwendet. Histogramme und Feynman–Graphen wurden mit den Programmpaketen HBOOK und PAW der *CERN–CN–Division* erzeugt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung

1.1 Einleitung und Gliederung

Die vorliegende Arbeit untersucht harte Prozesse in der diffraktiven tiefunelastischen Lepton–Nukleon–Streuung bei HERA. Sie basiert auf den Daten, die mit dem H1–Detektor in der Strahlperiode 1994 aufgezeichnet wurden.

Der folgende Abschnitt gibt zunächst eine knappe Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik, das die theoretische Beschreibung der Prozesse an den gegenwärtigen Beschleunigerexperimenten leistet.

In Kapitel 2 werden der HERA–Beschleuniger und das H1–Experiment erläutert. Dabei werden im wesentlichen die Gegebenheiten der Strahlzeit 1994 dargestellt.

Die Einführung der zum Verständnis wichtigsten kinematischen Größen und der begrifflichen Grundlagen der HERA–Physik erfolgt in Kapitel 3. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der tiefunelastischen Streuung sowie den diffraktiven Reaktionen.

Kapitel 4 führt die für die vorliegende Arbeit verwendeten Monte–Carlo–Generatoren ein. Ferner werden das Prinzip der Detektorsimulation und der Rekonstruktion von Ereignisvariablen aus Detektorinformationen beschrieben.

Die Auswahl der Ereigniskandidaten für diffraktive tiefunelastische Prozesse bildet die Grundlage der Analyse harter Endzustände. Aus diesem Grunde ist die Ereignisselektion für tiefunelastische bzw. für diffraktive Reaktionen ausführlich in den Kapiteln 5 und 6 dargestellt. Die Subtraktion des Untergrundes aus Standardereignissen mit einer zufälligen Rapiditätslücke wird ebenfalls detailliert in Kapitel 6 behandelt.

Eine weitgehend modellunabhängige Evidenz für das Einsetzen harter Prozesse kann durch die Untersuchung globaler ereignistopologischer Größen gefunden werden. Die entsprechende Analyse ist in Kapitel 7 durchgeführt.

In Kapitel 8 werden zunächst die beiden verwendeten Jetalgorithmen beschrieben. Anschließend werden die durch ihre Anwendung auf die H1–Daten erhaltenen Ergebnisse ausführlich mit den Monte–Carlo–Vorhersagen verglichen.

Das Hauptziel der Analyse besteht in der in Kapitel 9 vorgestellten Messung der Jetwirkungsquerschnitte und der in Kapitel 10 dargelegten Aussage über die Partondichte im „Pomeron“ bei kleinem β.

1.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Elementarteilchen– oder Hochenergiephysik beschäftigt sich mit dem innersten Aufbau der materiellen Welt. In diesem Sinne hat sie sich zum Ziel gesetzt

„... zu erkennen, was die Welt im Innersten zusammenhält“ [36].

Die Teilchenphysik ging aus der Atom– und der Kernphysik hervor als man in der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts sukzessive erkannte, daß die Atome eine innere Struktur aus Kern und Elektronenhülle besitzen und der Atomkern wiederum aus Protonen und Neutronen aufgebaut ist. Ihr gelang in den späten sechziger und frühen siebziger Jahren die Beschreibung der inneren Struktur der Protonen, Neutronen und der übrigen Hadronen durch Einführung der *Quarks*. Dies führte schließlich zur Entwicklung des sogenannten „Standardmodells“ (SM) der Teilchenphysik. Dieses soll hier in groben Zügen skizziert werden. Eine detaillierte Einführung wird beispielsweise in [6] oder [99] gegeben, für fortgeschrittenere Leser seien [3] oder [64] empfohlen.

Name	Symbol	Generation	elek. Ladung	Masse	L	B	T^3
up	u	erste	$+\frac{2}{3}$	5 ± 3	0	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$
down	d	erste	$-\frac{1}{3}$	10 ± 5	0	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$
charm	c	zweite	$+\frac{2}{3}$	1450 ± 450	0	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$
strange	s	zweite	$-\frac{1}{3}$	200 ± 100	0	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$
top	t	dritte	$+\frac{2}{3}$	176000 ± 12800	0	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$
bottom	b	dritte	$-\frac{1}{3}$	4300 ± 200	0	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$
e-Neutrino	ν_e	erste	0	$< 7.2 \cdot 10^{-6}$	1	0	$+\frac{1}{2}$
Elektron	e^-	erste	-1	0.511	1	0	$-\frac{1}{2}$
μ-Neutrino	ν_μ	zweite	0	< 0.27	1	0	$+\frac{1}{2}$
Myon	μ^-	zweite	-1	105.7	1	0	$-\frac{1}{2}$
τ-Neutrino	ν_τ	dritte	0	< 31	1	0	$+\frac{1}{2}$
Tau-Lepton	τ^-	dritte	-1	1777.1	1	0	$-\frac{1}{2}$

Tabelle 1.1: *Übersicht der fundamentalen Fermionen des Standardmodells. Die Massen sind in MeV angegeben*[1]*. Zu den Massen der Quarks siehe Text. Mit L, B und T^3 sind die Leptonzahl, die Baryonzahl und die dritte Komponente des schwachen Isospins bezeichnet. Die Zahlen mit Ausnahme der Masse für das top-Quark wurden [98] entnommen, für m_t siehe [70]. Im Falle der Neutrinos sind nur obere Grenzen auf die Massen bekannt.*

Im Rahmen des Standardmodells sind eine Reihe fundamentaler Fermionen bekannt, aus denen alle Materie aufgebaut ist. Sie tragen sämtlich den Spin (Eigendrehimpuls) $\frac{1}{2}$. Ihre wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Man unterscheidet sechs

[1] In dieser Arbeit wird das „natürliche“ Einheitensystem der Teilchenphysik verwendet, also die Konvention $\hbar = c = 1$. Dadurch ergibt sich für Massen, Impulse und Energien dieselbe Einheit eV.

Quarks und sechs Leptonen sowie deren jeweilige Antiteilchen. Auffällig ist die Tatsache, daß sich sowohl Quarks als auch Leptonen in drei „Generationen“ oder „Familien“ klassifizieren lassen. Jede Familie enthält dann ein Quark– und ein Leptondublett bezüglich des schwachen Isospins. Mit Ausnahme der Masse weisen dabei die korrespondierenden Teilchen aus jeder Familie sehr ähnliche Quantenzahlen auf, was möglicherweise auf einen gemeinsamen Ursprung durch noch „elementarere“ Konstituenten hindeutet. Auf diese gibt es jedoch bislang keine experimentellen Hinweise. Die Materie der makroskopischen Welt ist ausschließlich aus Teilchen der ersten Generation aufgebaut. Bei den Quarkmassen ist zu beachten, daß Quarks infolge des Farbeinschlusses nicht als freie Teilchen beobachtet werden können. Daher ist ein Zugang zu ihrer Masse analog zu den Leptonen oder anderen freien Teilchen nicht möglich. Die Quarkmassen müssen vielmehr aus der Spektroskopie der aus Quarks gebildeten Hadronen erschlossen werden. Dies führt jedoch unweigerlich Modellabhängigkeiten ein, denen durch Angaben von Unsicherheiten auf die Massenwerte in Tabelle 1.1 Rechnung getragen wurde.

Kraft	Boson	Symbol	Ladung	Spin	Masse
starke	Gluonen	g	0	1	0
elektromagnetische	Photon	γ	0	1	0
schwache	W-Bosonen	$W^{\pm}$	± 1	1	80.22
	Z-Boson	Z^0	0	1	91.19
Gravitation	Graviton[2]	G	0	2	0

Tabelle 1.2: *Übersicht der fundamentalen Kräfte im Standardmodell und der Bosonen, durch die sie vermittelt werden. Die Masse ist in Einheiten von GeV angegeben.*

Zwischen den Fermionen aus Tabelle 1.1 wirken Kräfte, die unter anderem für die Bindung dieser Teilchen zu makroskopischer Materie verantwortlich sind. Im Laufe der letzten Jahrhunderte ist es gelungen, die vielfältigen Erscheinungsformen von Kraftwirkungen in der Natur auf vier fundamentale Wechselwirkungen zurückzuführen, die in Tabelle 1.2 zusammengestellt sind.

Die Gravitation, die für den großräumigen Aufbau des Universums verantwortlich ist, sowie die schwache Wechselwirkung, die für den β–Zerfall radioaktiver Kerne sorgt, wirken zwischen allen fundamentalen Fermionen. Die elektromagnetische Wechselwirkung tritt nur zwischen elektrisch geladenen Partnern auf, während an der starken Wechselwirkung nur Teilchen teilnehmen, die eine „Farbladung“ tragen. Darunter fallen insbesondere die Quarks, nicht aber die Leptonen.

Die Kräfte aus Tabelle 1.2 werden durch Austauschbosonen vermittelt. Die Masse des Austauschbosons ist dabei mit der Reichweite der Kraft verknüpft. Im Falle der starken Wechselwirkung gilt diese Überlegung jedoch nicht uneingeschränkt, da hier der Farbeinschluß Abstände von $\gtrsim \mathcal{O}(1fm)$ zwischen Farbe tragenden Teilchen verhindert. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die durch die Theorie der Quantenchromody-

[2]Bisher experimentell nicht nachgewiesen.

namik (QCD) beschrieben wird, sind insgesamt acht Gluonen, die sich durch ihre (Anti–) Farbladungen unterscheiden. Neben der QCD gehen in das Standardmodell die Quantenelektrodynamik (QED) ein, die die elektromagnetische Wechselwirkung auf Quantenniveau beschreibt, sowie deren Vereinigung mit der schwachen Wechselwirkung zu einer elektroschwachen Theorie. Diese wird nach ihren Entdeckern auch Glashow–Salam–Weinberg– (GSW) Theorie genannt. Die Gravitation spielt bei heute in Beschleunigern erreichbaren Energien keine Rolle zur Beschreibung der Wechselwirkung von fundamentalen Fermionen. Sie ist nicht im Standardmodell enthalten, da die mathematischen Probleme der Quantisierung dieser Wechselwirkung bisher nicht vollständig gelöst werden konnten.

Ein weiterer Aspekt des Standardmodells ist die Erzeugung der Massen der Vektorbosonen, die die elektroschwache Wechselwirkung vermitteln. Dies wird i.allg. durch den Higgs–Mechanismus als spontane Symmetriebrechung interpretiert und wird hier nicht behandelt.

An dieser Stelle wird der kurze Überblick über das Standardmodell beendet. Für weitergehende Informationen seien die eingangs zitierten Referenzen empfohlen. Die Beschreibung der Physik bei HERA im Rahmen des Standardmodells wird in Kapitel 3 vorgestellt.

2. HERA und H1

Der erste Teil dieses Kapitels stellt die Speicherringanlage HERA[1] anhand ihrer wichtigsten technischen Daten vor. Weiterhin werden die wesentlichen Komponenten des H1–Detektors diskutiert und schließlich das Prinzip der Datennahme bei H1 vorgestellt.

2.1 Der Speicherring HERA

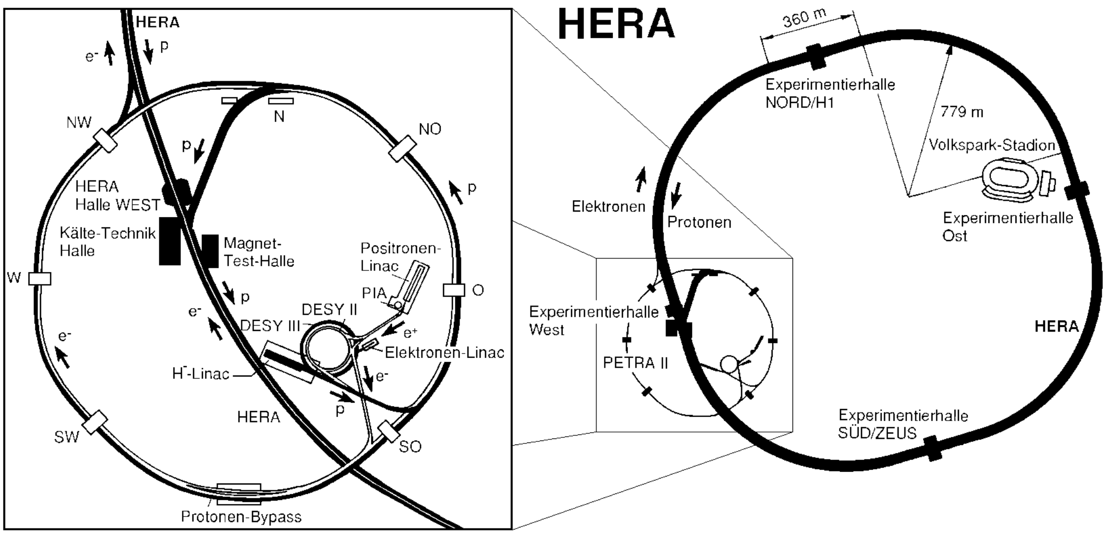

Abbildung 2.1: *Schematische Übersicht der Speicherringanlage HERA. Die Ausschnittvergrößerung zeigt die nun als Vorbeschleunigersysteme benutzten „alten" DESY–Maschinen auf bzw. unter dem eigentlichen DESY–Gelände.*

Nach insgesamt achtjähriger Planungs– und Bauzeit nahm im Frühjahr 1992 der Speicherring HERA am DESY[2] in Hamburg seinen Betrieb auf. Bei HERA werden Protonen mit einer Energie von 820 GeV mit Elektronen von 30 GeV Energie zur Kollision gebracht. Damit steht der weltweit einzige Lepton–Nukleon–*Collider* zur Verfügung. Gegenüber bisherigen Lepton–Hadron–Streuexperimenten mit ruhendem Nukleon („fixed target experiments") ist damit eine um circa eine Größenordnung höhere Schwerpunktenergie erreichbar (siehe auch Abschnitt 3.2).

[1] **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage
[2] **D**eutsches **E**lektronen–**Sy**nchrotron

	Design		Strahlperiode 1994		Einheit
	p–Ring	e–Ring	p–Ring	e–Ring	
Energie	820	30		27.55	GeV
Luminosität	1.5×10^{31}		4.3×10^{30}		$cm^{-2}s^{-1}$
integrierte Luminosität	100		6		pb^{-1}/a
Wechselwirkungspunkte	4		2		
Magnetisches Feld	4.68	0.165		0.152	T
Strom pro Paket	760	290	241	101	μA
Zahl der Pakete	210	210	170	168	
Paketabstand	96	96			ns
Injektionsenergie	40	14			GeV
σ_z am Reaktionspunkt	110	8			mm
σ_x/σ_y am R.P.	0.29/0.27	0.26/0.02			mm
RF–Frequenz	52.03/208.1	499.8			MHz

Tabelle 2.1: *Wichtigste Designparameter des Speicherringes HERA (aus [46]). Die Werte für die Strahlperiode 1994 sind nur angegeben, wenn sie wesentlich von den Designwerten verschieden waren.*

Abbildung 2.1 zeigt eine Aufsicht der HERA–Anlage mitsamt dem Vorbeschleunigersystem. Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht der wichtigsten Designparameter von HERA sowie der Werte, die in der Betriebszeit 1994 tatsächlich erreicht wurden. Die Elektronen und Protonen werden in Linearbeschleunigern (LINACs) vorbeschleunigt und anschließend in den ehemaligen Elektron–Positron–Collider PETRA[3] gefüllt. Dort werden die Protonen auf eine Energie von $40\,GeV$, die Elektronen auf $14\,GeV$ beschleunigt. Schließlich werden die Teilchenpakete in die HERA–Ringe geleitet und dort auf ihre Endenergie gebracht.

Jahr	Zahl der e–Pakete	Zahl der p–Pakete	int. Luminosität in pb^{-1}
1992	9+1	9+1	0.055
1993	84+10	84+6	0.998
1994	153+15	153+17	5.916
1995	174+15	174+6	10.095

Tabelle 2.2: *Von HERA bisher gelieferte integrierte Luminositäten [85]. Die mittleren Spalten zeigen die Zahl der Teilchenpakete („Bunches“) als Zahl der „colliding bunches“ + Zahl der „pilot bunches“ (Pakete ohne Streupartner).*

Der HERA–Elektronenring („HERA–e“) wurde in konventioneller Magnettechnik realisiert. Seine Ablenkmagnete erzeugen eine Feldstärke von 0.165 T. Demgegenüber ist der Protonenring („HERA–p“) mit supraleitenden Magneten ausgestattet, da nur diese die notwendige Feldstärke von 4.65 T gewährleisten, um die Protonen auf ihrer Sollbahn zu halten. Die supraleitenden Magnete sind mittels flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4.4 K gekühlt. Um die Versorgung mit Helium sicherzustellen, wurde auf dem DESY–Gelände die größte Heliumverflüssigungsanlage Europas errichtet.

Die HERA–Anlage wurde für eine integrierte Designluminosität von 100 pb^{-1} pro Jahr

[3]**P**ositron–**E**lektron–**T**andem–**R**ing–**A**nlage

ausgelegt. Die bisher im Betrieb erreichten Werte sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Wie man dieser Tabelle entnimmt, konnte die HERA–Maschinencrew die gelieferte Luminosität von Jahr zu Jahr steigern. Dies wurde unter anderem durch eine schrittweise Erhöhung der Anzahl von Teilchenpaketen in der Maschine erreicht.

Die HERA–Luminosität konnte insbesondere im Sommer 1994 bedeutend erhöht werden durch den Wechsel von Elektronen– auf Positronen–Betrieb auf der Leptonseite. Durch die Anwesenheit von positiven Ionen des Restgases im Strahlrohr ist die Lebensdauer der Elektronenstrahlen deutlich kleiner als im Falle der Positronen. Während des Luminositätsbetriebes im Jahre 1994, auf dem diese Arbeit basiert, wurden die Positronen auf eine Energie von $27.55\,GeV$ beschleunigt.

2.2 Das H1–Experiment

Im folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Komponenten des H1–Detektors vorgestellt. Nähere Informationen findet man in [41], [42, 43, 44, 45] und insbesondere in [46] und [62]. Eine einführende Beschreibung in die Funktionsweise von Teilchendetektoren findet der Leser beispielsweise in [40] oder [78].

Abbildung 2.2 zeigt den H1–Detektor in einer dreidimensionalen Seitenansicht. In dieser Abbildung laufen die Elektronen von links, die Protonen von rechts ein. H1 ist ein von einer internationalen Kollaboration aufgebauter und betriebener Hybriddetektor. Er wurde geplant unter der Vorgabe, in einem möglichst großen Raumwinkelbereich Elektronen, Myonen, Photonen und Hadronen nachzuweisen sowie speziell das gestreute Elektron in Ereignissen der tiefunelastischen Streuung präzise zu detektieren.

Tabelle 2.3 gibt eine Übersicht über die wichtigsten Designparameter des H1–Detektors.

2.2.1 Das Koordinatensystem

Das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem ist ein rechtshändiges kartesisches System, dessen positive z–Achse in Richtung der einlaufenden Protonen zeigt. Der Polarwinkel θ wird relativ zu dieser z–Achse gemessen. In der transversalen Ebene (x–y–Ebene) wird der azimutale Winkel ϕ relativ zur x–Achse im mathematisch positiven Sinne genommen. Die x–Achse zeigt dabei horizontal zum Mittelpunkt des HERA–Ringes.

Die Hemisphäre $\theta < 90°$ wird als „Vorwärtsrichtung“ bezeichnet, $\theta > 90°$ entsprechend als „Rückwärtsrichtung“.

2.2.2 Spurkammern

Unmittelbar um das Strahlrohr herum sind zwiebelschalenartig die verschiedenen Komponenten der H1–Spurkammern angebracht. Von innen nach außen sind dies die innere MWPC[4] (*CIP*), die innere z–Kammer (*CIZ*), die innere Jetkammer (*CJC1*), die äußere z–Kammer (*COZ*), die äußere MWPC (*COP*) sowie die äußere Jetkammer (*CJC2*).

[4]**M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber

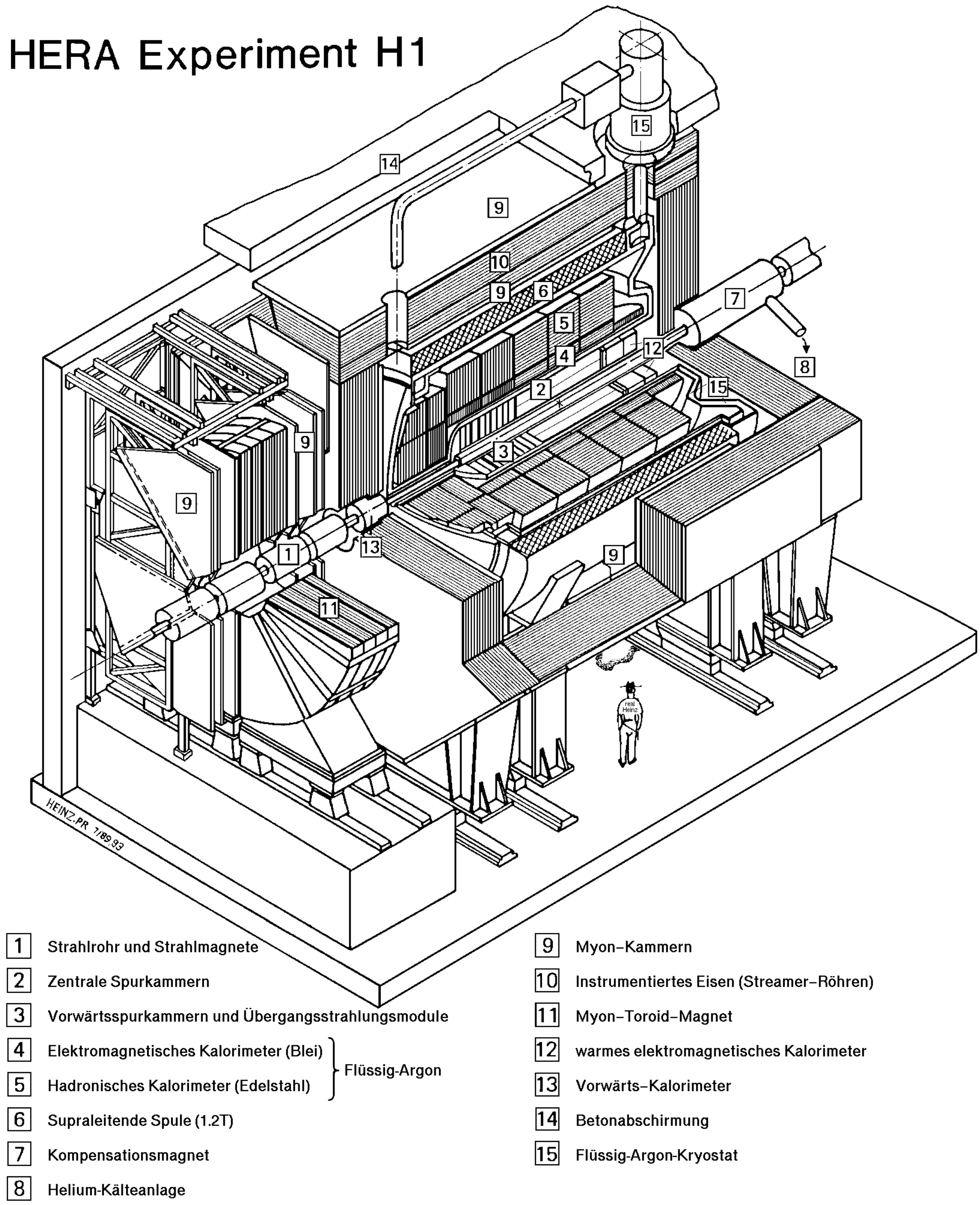

Abbildung 2.2: *Dreidimensionale Ansicht des H1–Detektors.*

Die beiden großen Driftkammern CJC1 und CJC2 sind die primären Instrumente zur Impulsrekonstruktion geladener Spuren [17]. Ihre Nachweisdrähte sind parallel zum Strahlrohr gespannt. Die Kammern bieten daher vor allem in der transversalen Ebene eine sehr gute Orts– und Impulsauflösung und erlauben beispielsweise die Rekonstruktion von se-

Kalorimeter		
Hauptkalorimeter: flüssig Argon (LAr)	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Granularität	10 bis 100 cm^2	50 bis 2000 cm^2
Tiefe (Zahl der Kanäle)	20 bis 30 X_0 (30784)	4.7 bis 7 λ_{abs} (13568)
Auflösung $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	$12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$	$\approx 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$
LAr Reinheit (Stabilität der el. Kalib.)	$\leq 0.2\%$ über ein Jahr	
Rauschen je Kanal	10 bis 30 MeV	
Winkelüberdeckung – Tote Kanäle	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	$< 0.3\%$
Rückwärtskalorimeter: Pb–Szintillator	BEMC	
Winkelüberdeckung – Granularität	$151^\circ < \theta < 177^\circ$	16×16 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	22.5 X_0 (1 λ_{abs})	$10\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$
„Tail catcher“ Eisen–Streamer–Röhre		
Winkelüberdeckung	$4^\circ < \theta < 177^\circ$	
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4.5 λ_{abs}	$100\%/\sqrt{E_h}$
„Plug“ Kalorimeter: Cu–Si		
Winkelüberdeckung – Granularität	$0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$	5×5 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4.25 λ_{abs} (44.6 X_0)	$\approx 150\%/\sqrt{E_h}$
„Electron tagger“ Tl(Cl/Br)	ET, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	$\theta > 179.7^\circ$	2.2×2.2 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	21 X_0	$\approx 10\%/\sqrt{E_h} \oplus 1\%$
Photon Detektor: Tl(Cl/Br)	PD, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	$\theta > 179.97^\circ$	2×2 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	21 X_0	$\approx 10\%/\sqrt{E_h} \oplus 1\%$
Spurkammern		
Spule: Radius – Feld	3 m – $B = 1.15T$	$\triangle B/B \leq 2\%$
Zentrale Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung	$25^\circ < \theta < 155^\circ$	$150 < r < 850mm$
Jet–Kammer: räumliche Auflösung	$\sigma_{r,\phi} = 170\mu m$	$\sigma_z = 22.0mm$
z–Kammer: räumliche Auflösung	$\sigma_{r,\phi} = 25$ und $58mm$	$\sigma_z \approx 350\mu m$
Impuls – dE/dx Auflösung	$\sigma_p/p^2 < 0.01GeV^{-1}$	$\sigma(dE)/dE = 6\%$
Vorwärts(f)/Rückwärts(b)–Spurk.		
Winkel – radiale Überdeckung (f)	$7^\circ < \theta < 25^\circ$	$120 < r < 800mm$
räumliche Auflösung (f)	$\sigma_{r,\phi} = 170\mu m$, ($\sigma_r = 29mm$),	$\sigma_{x,y} = 210\mu m$
Winkelüberdeckung – Auflösung (b)	$155^\circ < \theta < 175^\circ$	$\sigma_{x,y} = 1mm$
Trigger–Proportionalkammern		
Winkelüberdeckung – Kanäle	$7^\circ < \theta < 175^\circ$	3936
Myonnachweis		
Instrumentiertes Eisen		
Winkelüberdeckung – Gesamtfläche	$4^\circ < \theta < 171^\circ$	4000 m^2
Zahl der Kanäle	Drähte: 103700, Streifen: 28700, „Pads“: 4000	
räumliche Auflösung	$\sigma_{\text{Streifen}} = 10 - 15mm$	$\sigma_{\text{Draht}} = 3 - 4mm$
Winkel – Impulsauflösung Zentrum	$\sigma_\theta(\sigma_\phi) = 15(10)mr$	$[\sigma_p/p \approx 0.35]$
Vorwärts–Myonsystem		
Winkelüberdeckung – Auflösung	$3^\circ < \theta < 17^\circ$	$[0.25 < \sigma_p/p < 0.32]$
Abmessungen (x,y,z) – Gewicht	$12 \times 15 \times 10$ m^3	2800 t

Tabelle 2.3: *Wesentliche Design–Parameter des H1–Experimentes (aus [46]). Eventuell abweichende Werte im untersuchten Zeitraum werden im Text beschrieben.*

kundären Vertices, die wenigstens einige Zentimeter vom Wechselwirkungspunkt entfernt auftreten [87], [107]. Die zentralen Jetkammern überdecken einen Polarwinkelbereich von $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$. Für die Krümmung der Spuren geladener Teilchen in den Spurkammern sorgt eine supraleitende Solenoidspule, die außerhalb des LAr–Kryostaten angebracht ist.

Diese Spule erzeugt im Zentraldetektor ein nahezu homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von 1.16 T. Sie wird umgeben von einem instrumentierten Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses.

Die z–Position einer Spur kann mittels der Jetkammern nur über die Methode der Ladungsteilung bestimmt werden. Die Auflösung beträgt hierbei circa 1% der Drahtlänge, also $\sigma_z \approx 22\,mm$. Zur Verbesserung der z–Auflösung werden daher die Jetkammern ergänzt durch die beiden z–Kammern CIZ und COZ, deren sensitive Drähte senkrecht zur Strahlrichtung verlaufen. Durch Zusammenfügen der Spurstücke aus den Jetkammern und den z–Kammern wird die z–Koordinate einer Spur mit einer Präzision von $\sigma_z \approx 350\,\mu m$ rekonstruiert.

Bereits für die erste Triggerstufe (siehe Abschnitt 2.3) werden Spurinformationen zur Rekonstruktion des primären Ereignisvertex benötigt. Um diese schnelle Information bereitzustellen, sind im zentralen Spurdetektor die beiden Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP vorhanden. Sie überdecken bei relativ grober Segmentierung den großen Winkelbereich von $7° \leq \theta \leq 175°$.

Aufgrund der typischerweise asymmetrischen Ereignistopologie mit Konzentration des Energieflusses in Vorwärtsrichtung werden die zentralen Spurkammern durch den Vorwärtsspurdetektor (FTD) ergänzt. Dieser besteht aus drei Modulen. Jedes Modul wird dabei gebildet von einer planaren Driftkammer, einer radialen Driftkammer sowie einem Übergangsstrahlungsdetektor zur Elektron–Pion–Separation. Der FTD überdeckt einen Polarwinkelbereich von $7° \leq \theta \leq 25°$.

Im Rückwärtsbereich des Detektors liefert die Rückwärtsproportionalkammer (BPC) zwar keine Spur– und damit auch keine Impulsinformation, sie ist aber in der Lage, den Durchgang geladener Teilchen durch die Anzeige von einzelnen Meßpunkten, sogenannten Hits, nachzuweisen. Diese können in Verbindung mit einer Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter BEMC (siehe Abschnitt 2.2.3) zur Rekonstruktion der Kinematik des gestreuten Elektrons benutzt werden.

2.2.3 Kalorimeter

Zum H1–Hauptdetektor gehören vier Kalorimeter zur Energiebestimmung geladener und neutraler Teilchen. Alle Kalorimeter arbeiten nach dem Sampling–Prinzip. Sie bestehen also aus einer Komponente, die für das Aufschauern von durchquerenden Teilchen sorgt („passives Material") und einer sensitiven Komponente, die den Nachweis der sekundären Teilchen im Schauer leistet („aktives Material").

- **Das Flüssigargon–Kalorimeter:**
  Das große LAr–Kalorimeter im H1–Detektor stellt den wichtigsten Subdetektor zur Energiemessung von Elektronen, Photonen und Hadronen dar. Es besteht aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Komponente, die die zentralen Spurkammern umschließen und in der Vorwärtsrichtung bis zu $\theta \approx 4°$ sensitiv sind [51].

  In der elektromagnetischen Komponente kommt Blei als passives Material mit einer Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen zur Anwendung. Mehr als 30000 Auslesekanäle sorgen für eine sehr hohe Granularität. Im hadronischen Teil stellt Eisen das

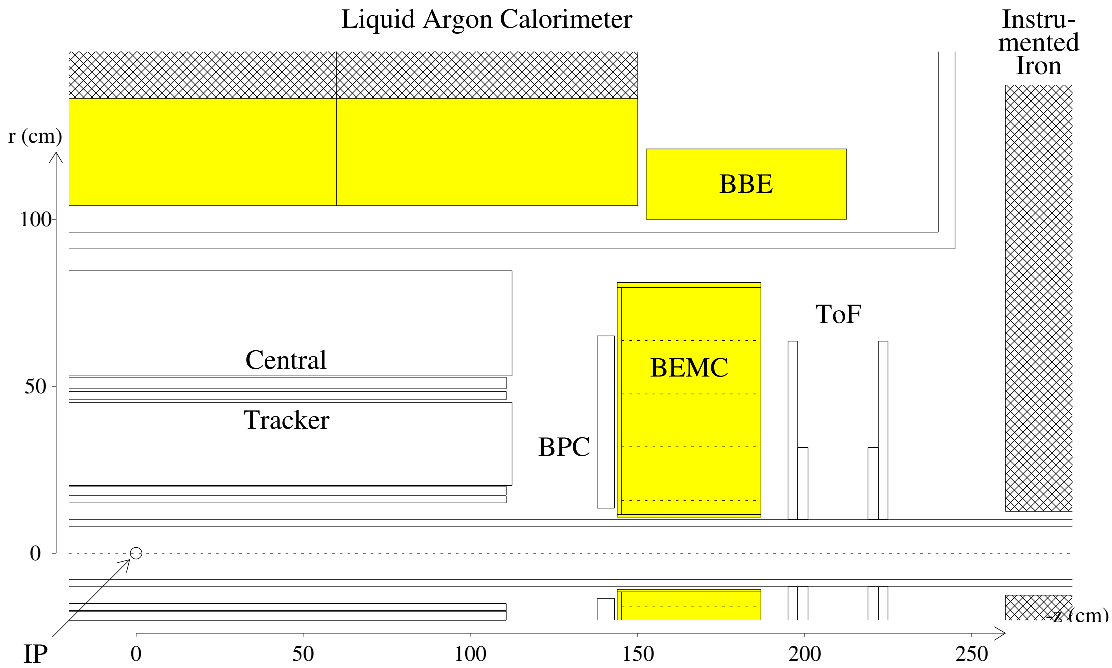

Abbildung 2.3: *Seitenansicht des rückwärtigen Teils des H1–Zentraldetektors. Die Abbildung stammt aus [59].*

passive Material dar. Die Tiefe liegt hier zwischen 5 und 7 hadronischen Wechselwirkungslängen bei circa 13500 Auslesekanälen. In beiden Komponenten ist flüssiges Argon das aktive Material. Daher ist das ganze Kalorimeter in einen Kryostaten eingebettet, der die Versorgung mit LAr gewährleistet.

Die Energieauflösung beträgt für Elektronen und Photonen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters etwa $\sigma(E_e)/E_e \approx 12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$. Für Hadronen liegt sie bei $\sigma(E_h)/E_h \approx 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$ (mit E jeweils in GeV).

- **Das BEMC:**
  Das BEMC[5] ist ein elektromagnetisches Kalorimeter in der Rückwärtsrichtung. Es besteht aus Blei als Schauermaterial und Szintillatoren zum Schauernachweis. Bei einer Winkelüberdeckung von $151° \leq \theta \leq 177°$ hat das BEMC vor allem die Aufgabe, das gestreute Elektron bei Ereignissen mit „mittlerem Q^2“ ($5\,GeV^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,GeV^2$) nachzuweisen. Daher wurde bei der Konzeption des BEMC auf eine sehr gute Energieauflösung von $\sigma(E_e)/E_e \approx 10\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$ für Elektronen besonderen Wert gelegt. Dies geht auf Kosten der Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen. Für diese ist das BEMC nur eine hadronische Wechselwirkungslänge tief und daher nahezu transparent. Die Position des BEMC im rückwärtigen Teil des H1–Zentraldetektors ist aus Abbildung 2.3 zu ersehen.

- **Das PLUG:**
  Mit PLUG wird ein hadronisches Kalorimeter bezeichnet, das innerhalb des Eisenrück-

[5] **B**ackward **E**lectro**M**agnetic **C**alorimeter

flußjochs der Solenoidspule liegt. Es wurde gebaut, um die Lücke zwischen dem Strahlrohr ($\theta \approx 0.6°$) und dem vorderen Ende des LAr–Kalorimeters ($\theta \approx 4°$) zu schließen. Das PLUG verwendet Kupfer als Absorber und Siliziumdetektoren zur Auslese. Aufgrund seiner relativ schlechten Energieauflösung von circa $\sigma(E_h)/E_h \approx 150\%/\sqrt{E_h}$ wird das PLUG weniger zur Energiemessung als vielmehr zum „Taggen“ von Ereignissen benutzt.

- **Das instrumentierte Eisen:**
  Innerhalb des Eisenrückflußjochs befinden sich Streamerröhren, die als „Tailcatcher“ aus dem LAr–Kalorimeter herausleckende Schauer nachweisen sollen. Das Eisenjoch dient dabei als Absorber.

2.2.4 Myonnachweis

Das instrumentierte Eisen ist ebenfalls in der Lage, Myonen nachzuweisen, die genügend Energie besitzen, um die inneren Detektorkomponenten zu durchqueren, ohne absorbiert zu werden.

Darüberhinaus ist ein Myonnachweis unter kleinen Polarwinkeln im Vorwärtsmyondetektor (*FMD*[6], siehe Abbildung 2.4) möglich. Dieser besteht aus einem Toroidmagneten zur Krümmung der Myonspuren und drei oktagonal aufgebauten Driftkammern auf jeder Seite des Magneten. Dies sind jeweils zwei sogenannte θ–Kammern mit Drähten senkrecht und dazwischen eine ϕ–Kammer mit Drähten parallel zur Symmetrieachse eines Oktanden. Der Vorwärts–Myondetektor ist in der Lage, die Impulse von Myonen im Bereich

$$5\,GeV \lesssim p_\mu \lesssim 200\,GeV$$

zu rekonstruieren [62]. Die obere Grenze ist dabei durch die Feldstärke des Toroidmagneten und die Ortsauflösung der Myonkammern gegeben. Der Minimalimpuls von $5\,GeV$ ist notwendig für ein Myon, um die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen vor dem FMD angeordnete Materialbelegung zu durchqueren.

2.2.5 Szintillationszähler

In der Rückwärtsrichtung des Detektors ist eine Wand von Szintillationszählern als ToF[7]–Detektor angebracht. Dieser dient aufgrund seiner schnellen Zeitinformation als Veto gegen Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Untergrund [119]. Er ermöglicht eine Reduktion dieses Untergrundes um zwei Größenordnungen.

Seit der Strahlperiode 1993 ist darüberhinaus in der Vorwärtsrichtung bei $z = 24m$ ein aus sieben Szintillationszählerelementen bestehender „Proton Remnant Tagger“ (PRT) installiert (siehe Abbildung 2.5). Dieser liefert seit der Runperiode 1994 Daten und dient zur Erkennung von Sekundärteilchen aus dem Aufschauern des Protonrestes an der Strahlrohrwand (siehe Kapitel 6).

[6]**F**orward **M**uon **D**etector
[7]**T**ime **o**f **F**light

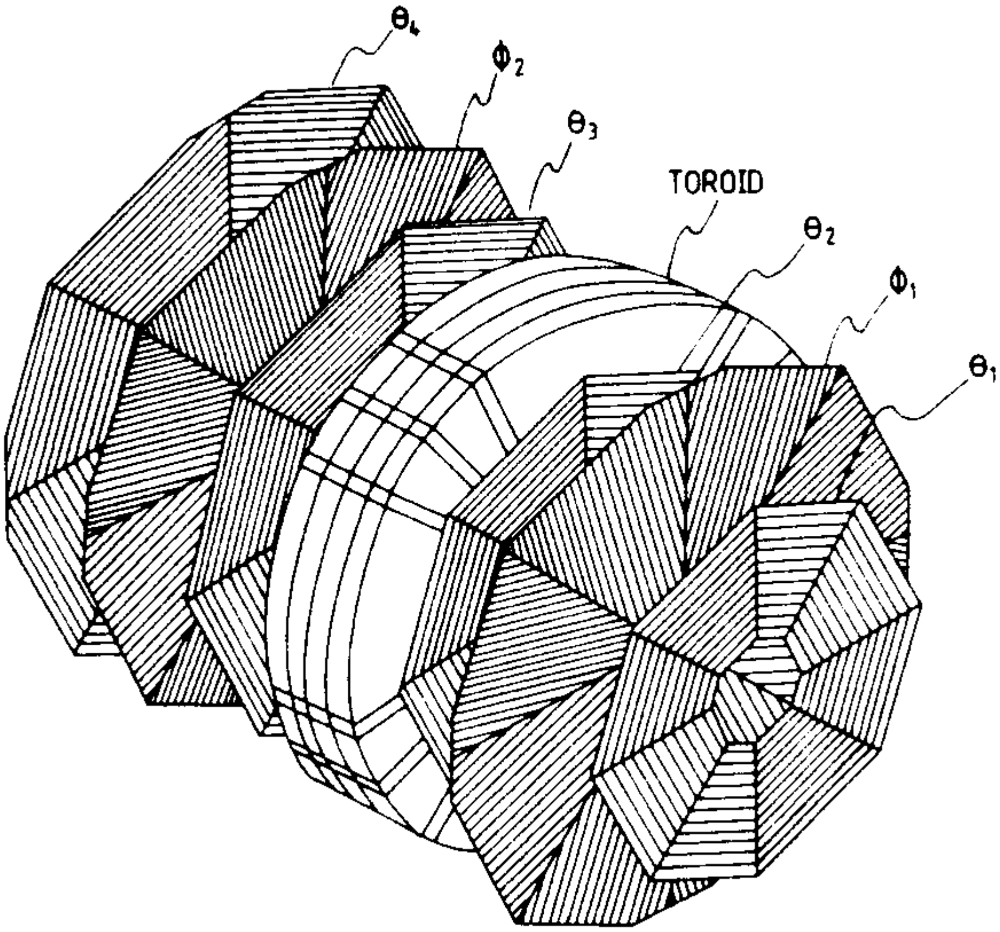

Abbildung 2.4: *Perspektivische Ansicht des Forward Muon Detectors. Zu sehen sind von rechts vorn nach links hinten, also in der Flugrichtung vom Wechselwirkungspunkt kommender Teilchen, die folgenden Komponenten: θ–Kammer 1 (θ_1), ϕ–Kammer 1 (ϕ_1), θ–Kammer 2 (θ_2), der Vorwärts–Myon–Toroid, θ–Kammer 3 (θ_3), ϕ–Kammer 2 (ϕ_2) und θ–Kammer 4 (θ_4). Die Abbildung stammt aus [46].*

2.2.6 Luminositätsmessung

Als Eichreaktion zur Luminositätsbestimmung kommt bei H1 der Bethe–Heitler–Prozeß

$$ep \rightarrow ep\gamma$$

zur Anwendung. Bei diesem Bremsstrahlungsprozeß werden Elektron und Photon unter sehr kleinen Winkeln relativ zur Flugrichtung des einfallenden Elektrons gestreut. Durch den Nachweis von e und γ in Koinzidenz läßt sich die Reaktion detektieren. Zu diesem Zweck befinden sich bei $z = -33m$ bzw. $z = -103m$ zwei kleine Kalorimeter nahe der Strahlachse zum Nachweis von Elektron bzw. Photon. Diese sind als Čerenkovkalorimeter realisiert.

Das Elektronkalorimeter, das auch als Elektron–Tagger (ET) bezeichnet wird, kann darüberhinaus benutzt werden, Ereignisse der Photoproduktion bei sehr kleinem Q^2 und

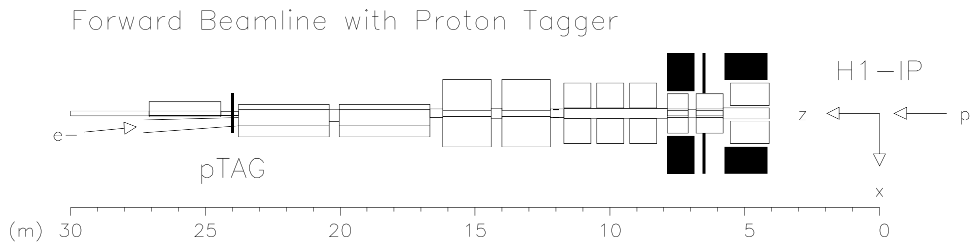

Abbildung 2.5: *Aufsicht des Strahlbereiches in Vorwärtsrichtung. Bei „pTAG“ befindet sich der Proton Remnant Tagger. Der nominale Wechselwirkungspunkt im Zentrum des H1–Detektors ist mit „H1–IP“ gekennzeichnet. Darüberhinaus sind Kollimatoren und Ablenkmagnete zu erkennen.*

$0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$ zu identifizieren durch den Nachweis (das „Taggen“) des gestreuten Elektrons ohne gleichzeitigen Energieeintrag im Photondetektor (PD).

Bei Designluminosität der HERA–Anlage betragen die Ereignisraten in ET und PD etwa $0.4\,MHz$ beziehungsweise $1.3\,MHz$. Dabei sind nur Ereignisse mit einer Energiedeposition von wenigstens $4\,GeV$ im jeweiligen Detektor berücksichtigt. Wesentlich kleiner ist die Ereignisrate im ET durch *ep*–Photoproduktionsprozesse, die für Designluminosität im Bereich von $20 - 30\,Hz$ liegt [62].

Der totale Fehler der Luminositätsmessung, der sich aus statistischen Fehlern, theoretischen Unsicherheiten beim Wirkungsquerschnitt für den Bethe–Heitler–Prozeß, Kalibrationsfehlern und Akzeptanzunsicherheiten zusammensetzt, wird von der H1–Luminositätsgruppe zu $\sigma_L = 1.50\,\%$ angegeben [85].

2.3 Der H1–Trigger

Die totale Ereignisrate im H1–Experiment beträgt mehrere hundert *kHz*. Der weitaus größte Teil der stattfindenden Reaktionen besteht jedoch aus Kollisionen eines Teilchens aus dem Proton– oder Positronstrahl mit der Strahlrohrwand („Beam–Wall–Events“) oder einem Molekül des Restgases im Strahlrohr („Beam–Gas–Events“). Diese Ereignisse sind jedoch für die Physikanalyse nicht von Interesse. Da ferner das H1–Datennahmesystem nur etwa fünf Ereignisse je Sekunde auf Magnetbänder schreiben kann, ist es notwendig, die Ereignisrate entsprechend zu reduzieren. Hierzu dient der Trigger.

Zur Kontrolle des Untergrundes durch Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Ereignisse wird ein Teil der Bunches bei HERA als „pilot bunches“ betrieben. Dies sind Teilchenpakete ohne Kollisionspartner im jeweils anderen Strahl. Ereignisse, die durch diese Teilchenpakete induziert werden, sind also in jedem Falle Untergrund und können anhand ihrer Bunchnummer in der Analyse identifiziert werden.

Der H1–Trigger ist aus vier einander sequentiell folgenden Stufen („Level“) aufgebaut, wobei jede Stufe nur die Ereignisse bearbeitet, die von der vorhergehenden akzeptiert wurden. Von Level 4 (L4) akzeptierte Ereignisse werden schließlich für die spätere Auswertung abgespeichert [119]. Die vier Triggerebenen, von denen für die Strahlperiode 1994 nur die erste und vierte installiert waren, arbeiten wie folgt:

- **L1:** Der Abstand zweier Bunchcrossings bei HERA beträgt nur $t_{HERA} = 96\,ns$. Da die Zeitkonstanten der meisten Detektorkomponenten deutlich länger sind, arbeitet die erste Triggerstufe mit einer Pipeline, in der die Events totzeitfrei bearbeitet werden. Nach $23\,t_{HERA} = 2.2\,\mu s$ fällt die erste Triggerstufe ihre Entscheidung. Falls sie das Ereignis akzeptiert, wird die Pipeline unterbrochen und die Totzeit beginnt. Mittels L1 wird die Ereignisrate auf circa 1 *kHz* (1994: $\sim\ 50\,Hz$) reduziert, insbesondere durch ToF–Signale und durch Forderung nach einem rekonstruierbaren Vertex in der Wechselwirkungszone.

- **L2:** Hier wird die Ereignisrate sowohl durch eine topologische Analyse von Energiedepositionen in den Kalorimetern als auch die Anwendung neuronaler Netze auf etwa 200 *Hz* reduziert. Die Entscheidung über Akzeptieren oder Verwerfen eines Events fällt nach circa $20\,\mu s$ mit einer entsprechenden Totzeit. Bei positiver Entscheidung wird die vollständige Auslese des H1–Detektors gestartet.

- **L3:** Auf dieser Triggerstufe fällt eine Entscheidung nach spätestens $800\,\mu s$. Um die Totzeiten so gering wie möglich zu halten, wird die Detektorauslese eines Ereignisses unmittelbar gestoppt, sobald es von L3 verworfen wird. Die Ereignisrate soll auf etwa 50 *Hz* reduziert werden.

- **L4:** Die vierte Triggerstufe besteht aus einer „Farm“ von augenblicklich 32 Boards mit RISC[8]–Prozessoren, die nach Abschluß der Datenauslese des Detektors die Ereignisse bereits weitgehend rekonstruieren. Daher stehen auf L4 detaillierte Informationen über Spuren im Spurkammersystem, Cluster in den Kalorimetern, Myonkandidaten usw. zur Verfügung. Auf der Basis dieser Informationen kann eine Auswahl der Ereignisse im Hinblick auf die spätere Offline–Auswertung erfolgen. Auf diese Weise wird die Ereignisrate schließlich auf die erforderlichen circa 5 *Hz* begrenzt. Die Arbeitsweise der Filterfarm im Jahre 1994 ist in [104] beschrieben.

Zur weiteren Behandlung der von L4 akzeptierten Daten sei auf Abschnitt 4.4 verwiesen.

2.4 Ausbau des H1–Detektors

Für die Strahlperioden ab 1995 wurde die Instrumentierung des H1–Detektors erweitert, um den Zugang zu einigen physikalischen Fragestellungen zu verbessern. Unter anderem wurde ein Mikrovertexdetektor installiert, der für die Strahlzeit 1995 nur teilweise instrumentiert war. Die im Hinblick auf das Thema der vorliegenden Arbeit wichtigsten Umbauten am Detektor sind die folgenden:

- **Das Forward Proton Spectrometer (FPS):**
  In der extremen Vorwärtsrichtung wurde der Detektor im Winter–Shutdown 1994/95 mit zwei sogenannten *Roman Pot*–Stationen ausgerüstet. Diese befinden sich bei

[8] **R**educed **I**nstruction **S**et **C**omputer

$z = 81m$ und $z = 90m$. Es handelt sich dabei um Szintillationsdetektoren, die sich innerhalb des Strahlrohres befinden und deren vertikaler Abstand zum p–Strahl variiert werden kann [54]. In diffraktiven Ereignissen im Bereich $0.05 \lesssim x_{I\!P} \lesssim 0.5$ [88] wird das gestreute Proton von den Ablenkmagneten des HERA–Protonenringes infolge seines Energieverlustes so weit von der Sollbahn abgelenkt, daß es die beiden Stationen des FPS durchquert. Hierdurch wird ein Zugang zu den kinematischen Parametern $x_{I\!P}$ und t erschlossen (siehe Abschnitt 3.6). Für die Strahlperiode 1997 ist der Einbau zweier weiterer FPS–Stationen bei $z = 63m$ und $z = 80m$ geplant, die horizontal an den p–Strahl herangeführt werden können. Dadurch wird der zugängliche Bereich in $x_{I\!P}$ bis hinunter zu $x_{I\!P} = 0$ erweitert werden [88].

- **Das SPACAL:**
  Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, eignet sich das BEMC hervorragend zur Energiemessung von Elektronen, jedoch in weitaus geringerem Maße für Hadronen. Besonders in diffraktiven Ereignissen und in Prozessen der Photoproduktion mit einer „resolved photon“–Struktur findet jedoch auch ein signifikanter hadronischer Energiefluß in die rückwärtige Hemisphäre statt. Aus diesem Grunde wurde im Winter 1994/95 das BEMC durch ein Spaghettikalorimeter (*SPACAL*) ersetzt, das aus einer elektromagnetischen sowie einer hadronischen Komponente besteht. Auch die Rekonstruktion der kinematischen Parameter des gestreuten Elektrons (bzw. Positrons) wird hierdurch verbessert werden [53].

- **Die BDC:**
  Auch die bisher vor dem BEMC befindliche BPC wurde entfernt und durch eine „Backward Drift Chamber“ (*BDC*) ersetzt. Diese wird in der Lage sein, nicht nur einzelne Treffer, sondern ganze Spurstücke zu rekonstruieren und trägt so ebenfalls zur Verbesserung der Rekonstruktion der Elektronkinematik bei.

3. Physik bei HERA

In diesem Kapitel werden einige Schwerpunkte der Physik bei HERA vorgestellt. Hierbei werden aus dem breiten Spektrum der bei HERA zugänglichen physikalischen Fragestellungen nur diejenigen herausgegriffen, die für die vorliegende Arbeit relevant sind. Für einen allgemeineren Überblick sind z.B. [100], [14], [121] und [122] geeignet.

3.1 Zur Kinematik bei HERA

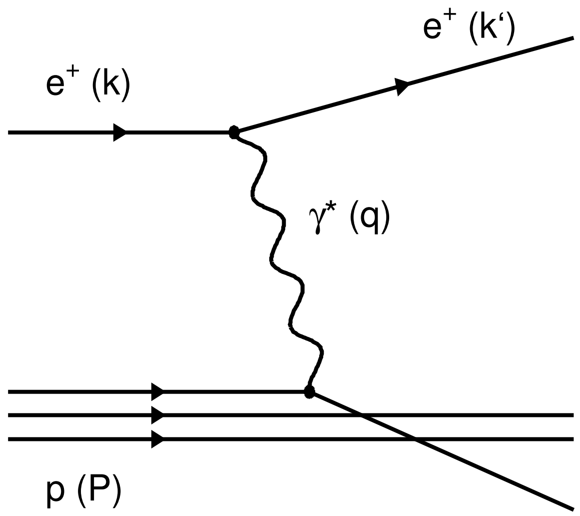

Abbildung 3.1: *Feynmangraph für den Born–Term in der tiefunelastischen Streuung. In Klammern die Viererimpulse der Teilchen.*

Die grundlegende Kinematik der Physik bei HERA wird durch den Feynmangraphen der Abbildung 3.1 veranschaulicht. Ein Elektron (Positron[1]) mit dem Viererimpuls[2] $\mathbf{k}$ läuft

[1]Der Begriff *Elektron* wird in der vorliegenden Arbeit weitgehend im „generischen" Sinne verwandt. Er kann also sowohl für Elektronen als solche als auch für Positronen stehen, soweit keine Unterscheidung notwendig ist.

[2]In dieser Arbeit wird die Minkowski–Metrik benutzt, in der ein Vierervektor $\mathbf{p}$ die Komponenten $\mathbf{p} = (E, p_x, p_y p_z) = (E, \vec{p})$ hat, wobei das Produkt zweier Vierervektoren mit Hilfe des metrischen Tensors $g^{\mu\nu}$ definiert wird. Ferner erscheinen Vierervektoren im Fettdruck ($\mathbf{p}$), wohingegen kartesische (Dreier-) Vektoren in gewöhnlicher Schrift (p) wiedergegeben werden.

entlang der negativen z–Richtung ein. Es wechselwirkt mit einem Proton, das den Viererimpuls $\mathbf{P}$ trägt und entlang der positiven z–Achse einläuft. Die Wechselwirkung findet statt durch den Austausch eines Vektorbosons mit dem Impuls $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$. Hierbei steht $\mathbf{k}'$ für den Impuls des gestreuten Elektrons. Man unterscheidet zwischen Reaktionen über den Austausch eines neutralen Vektorbosons γ oder Z^0 (NC–Reaktionen) und solchen mit Austausch eines geladenen Vektorbosons $W^\pm$ (CC–Reaktionen) [60]. In dieser Arbeit werden nur NC–Prozesse betrachtet. In der bei HERA zugänglichen kinematischen Region ist der Z^0–Austausch gegenüber dem γ–Austausch stark unterdrückt, so daß im folgenden grundsätzlich von einer Photonaustauschreaktion ausgegangen wird. Nur für Ereignisse mit sehr hohem Q^2 (siehe unten) werden die Beiträge durch den Z^0–Austausch und die Z^0–γ–Interferenz vergleichbar mit dem der reinen Photonreaktion. Diese Ereignisse sind jedoch für die vorliegende Analyse nicht von Belang.

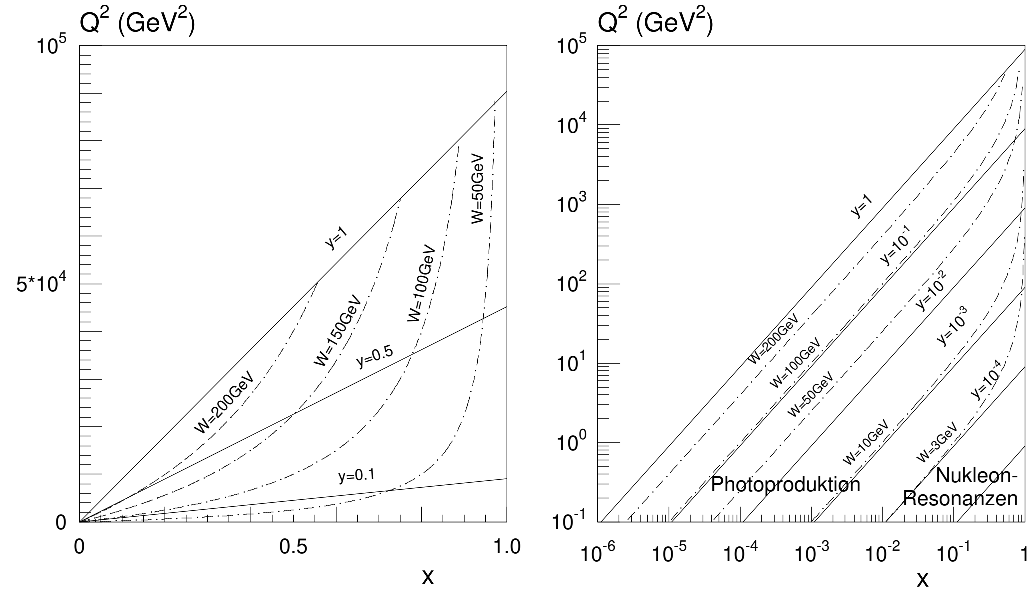

Abbildung 3.2: *Linien von konstantem y und konstantem W in der x–Q^2–Ebene.*

Zur Beschreibung der HERA–Kinematik werden zweckmäßigerweise lorentzinvariante Größen benutzt. Dies sind Produkte von Vierervektoren oder von solchen abgeleitete Variablen. Die zur Charakterisierung eines Lepton–Nukleon–Streuereignisses üblicherweise benutzten Größen sind die folgenden:

- s:
  $\sqrt{s}$ ist die invariante Masse des Elektron–Proton–Systems, also die ep–Schwerpunktenergie. Sie ist definiert als $s = (\mathbf{P}+\mathbf{k})^2 = m_p^2 + 2\,\mathbf{P}\cdot\mathbf{k} + m_e^2 \approx 2\,\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}$. Diese Größe ist bei HERA nur von den Strahlenergien abhängig und also bei gegebenen Strahlbedingungen eine Konstante. Bei $p_z(p) = 820\,GeV$ und $p_z(e) = -27.55\,GeV$ ist $s = 90364\,GeV^2$. Dies liegt um etwa eine Größenordnung höher als bislang bei Lepton–Nukleon–Streuexperimenten mit ruhendem Target erreichte Schwerpunktenergien.
  Zum Vergleich: um diesen Wert von s in einem Fixed–Target–Experiment zu errei-

chen, wäre eine Energie des einlaufenden Leptons von $52\,TeV$ notwendig. Dies liegt um drei Größenordnungen über der heute technisch erreichbaren Strahlenergie für Elektronsynchrotrons ($50 - 100\,GeV$ bei LEP[3] bzw. LEP2).

- x**:**
  Die dimensionslose Größe x, die oft auch als *Bjorken–x* bezeichnet wird, ist definiert als:
  $$x = \frac{-q^2}{2\mathbf{q}\cdot\mathbf{P}}$$
  Sie ist beschränkt auf das Intervall
  $$0 \leq x \leq 1.$$
  Im „infinite momentum frame" kann x interpretiert werden als der Bruchteil des Protonimpulses, den das vom virtuellen Photon getroffene Quark trägt (siehe Abschnitt 3.2).

- y**:**
  Eine weitere dimensionslose (Bjorken–) Skalenvariable ist die durch
  $$y = \frac{\mathbf{q}\cdot\mathbf{P}}{\mathbf{k}\cdot\mathbf{P}}$$
  definierte Größe. Auch sie liegt im Bereich
  $$0 \leq y \leq 1.$$
  Im Grenzfall der Photoproduktion hat sie die anschauliche Bedeutung des Bruchteils der Energie des einlaufenden Elektrons, den das ausgetauschte Photon trägt.

- Q^2**:**
  Die Größe q^2 stellt das Massenquadrat des virtuellen Photons dar. Sie ist stets negativ, weshalb man aus praktischen Gründen $Q^2 \equiv -q^2$ definiert. Man unterscheidet die kinematischen Domänen der Photoproduktion ($Q^2 \ll m_p^2$) und der tiefunelastischen Streuung ($Q^2 \gtrsim m_p^2$). Eine scharfe Abtrennung zwischen diesen Bereichen läßt sich allerdings nicht vornehmen. Bei Hera zugänglich ist die Region
  $$\frac{m_e^2 \cdot y^2}{1-y} \leq Q^2 \leq s$$

Die Parameter x, y, s und Q^2 sind nicht unabhängig voneinander. Unter Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton sind sie durch die Beziehung

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{3.1}$$

verknüpft. Da s fest ist, wird ein Ereignis eindeutig durch zwei beliebige der Größen x, y und Q^2 charakterisiert. Üblicherweise wählt man hierfür x und Q^2.

[3]**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider am CERN, Genf

- W:
  Eine weitere wichtige kinematische Größe ist
  $$W = \sqrt{(\mathbf{P}+\mathbf{q})^2} = \sqrt{m_p^2 + Q^2 \cdot (\frac{1}{x} - 1)} \approx \sqrt{Q^2 \cdot (\frac{1}{x} - 1)}.$$
  W ist die invariante Masse des Photon–Proton–Systems und demnach variabel und stets kleiner als $\sqrt{s}$.

Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf der iso–y– und iso–W–Linien in der x–Q^2–Ebene. Im rechten Teilbild ist ein Überblick über den gesamten bei HERA zugänglichen Bereich von x und Q^2 in doppeltlogarithmischen Maßstab zu sehen. Der linke Teil der Abbildung zeigt als Ausschnitt daraus den Bereich von großen x–Werten ($x > 10^{-1}$) in linearer Darstellung.

3.2 Die tiefunelastische Streuung

Die tiefunelastische Lepton–Nukleon–Streuung (*DIS* von *Deep Inelastic Scattering*) ist die klassische Methode zur Untersuchung der inneren Struktur des Nukleons. Sie bildet dabei die natürliche Fortsetzung der elastischen Streuung von Elektronen an Nukleonen, die zur Messung der „Formfaktoren" von Proton und Neutron führte [69]. Pionierarbeit auf dem Gebiet der *unelastischen ep*–Streuung wurde in den frühen 70er Jahren am SLAC[4] geleistet [94]. Sie resultierte in der Messung der „Strukturfunktionen" des Nukleons und hat so wesentlich zur Durchsetzung und zum Erfolg des Quark–Parton–Modells beigetragen.

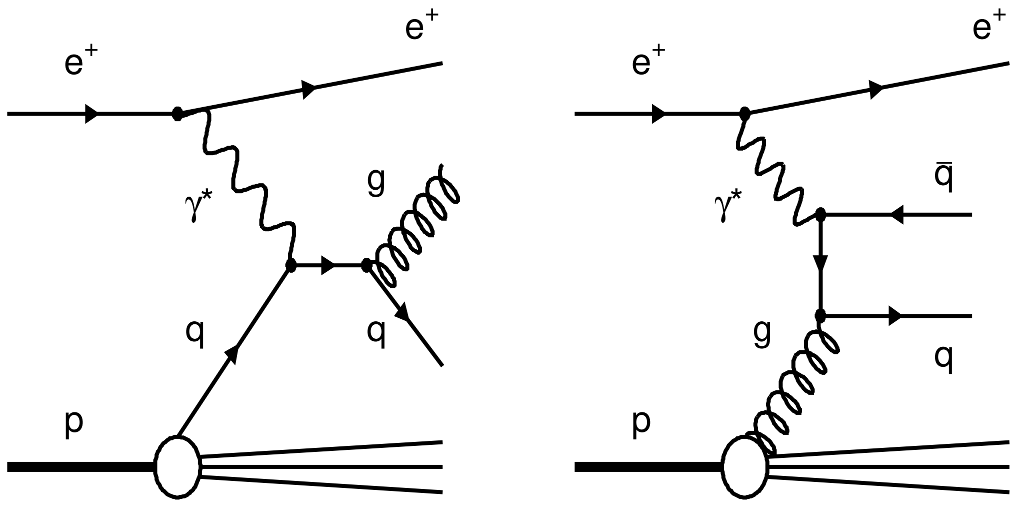

Abbildung 3.3: *Feynmangraphen für den QCD–Compton–Prozeß (links) und den Prozeß der Boson–Gluon–Fusion in der tiefunelastischen Streuung (rechts). Nicht gezeigt sind die jeweils zugehörigen „gekreuzten" Diagramme.*

Im Rahmen dieses Modells wird die DIS als elastische Streuung an „punktförmigen" Konstituenten des Protons interpretiert. An diese Konstituenten („Partonen") koppelt ein

[4] **S**tanford **L**inear **A**ccellerator **C**enter

hochvirtuelles Photon ($Q^2 \gg 1\,GeV^2$). Den Feynmangraphen niedrigster Ordnung für diesen Prozeß zeigt Abbildung 3.1. Bei diesem sogenannten Born–Term handelt es sich um einen Prozeß der Ordnung α. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist also proportional zur Feinstrukturkonstanten $\alpha \equiv \alpha_{QED}$.

In der führenden Ordnung (*LO* für *Leading–Order*) der QCD tragen zusätzlich die beiden Graphen der Abbildung 3.3 bei. Sie sind von der Ordnung $\alpha\alpha_s$, wobei α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist. Beim *QCD–Compton–Prozeß* (Abbildung 3.3 links) koppelt das Photon direkt an ein Quark aus dem Proton. Anschließend kehrt das Quark durch Abstrahlung eines Gluons auf die Massenschale zurück. Beim Prozeß der *Boson–Gluon–Fusion* (BGF, Abbildung 3.3 rechts) spaltet ein Gluon aus dem Proton sich in ein Quark–Antiquark–Paar auf, wobei dann Quark oder Antiquark durch Wechselwirkung mit dem Photon auf die Massenschale befördert wird. Zu beiden Diagrammen gehört noch jeweils ein „gekreuzter“ Graph. Bei diesem sind die Vierervektoren der auslaufenden Quarks beziehungsweise Gluonen vertauscht.

Im H1–Experiment stellt die Physik der tiefunelastischen Streuung einen Schwerpunkt der bislang durchgeführten Analysen dar [57], [47], [49]. Ereignisse mit „mittlerem Q^2“ ($5\,GeV^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,GeV^2$) sind durch den Nachweis des gestreuten Elektrons im BEMC (siehe Abschnitt 2.2.3) zugänglich, solche mit „hohem Q^2“ ($Q^2 \gtrsim 100\,GeV^2$) durch Rekonstruktion des gestreuten Elektrons im LAr–Kalorimeter.

Die bisher von H1 und ZEUS veröffentlichten Messungen der Strukturfunktion F_2 [123] wurden bereits für die Gewinnung neuer Parametrisierungen der Partondichtefunktionen im Proton benutzt [35]. Diese wurden wiederum als Eingabe für Monte–Carlo–Generatoren (siehe Abschnitt 4.1) verwendet, deren Vorhersagen nun mit neueren Messungen bei HERA verglichen werden können [63].

3.3 Ereignisse mit großer Rapiditätslücke

In Ereignissen der tiefunelastischen Streuung von Elektronen oder Positronen an Protonen bei HERA erwartet man infolge der sehr verschiedenen Strahlenergien ($E_p = 820\,\text{GeV}$, $E_e = 27.5\,\text{GeV}$) eine deutlich asymmetrische Ereignistopologie mit dem Großteil des Energieflusses in der Vorwärtsrichtung (siehe Abschnitt 2.1). Ein solches „typisches“ Ereignis ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Das Aufschauern des Protonrestes manifestiert sich in zahlreichen Energiedepositionen im PLUG–Kalorimeter, im Proton Remnant Tagger sowie den LAr–Zellen nahe dem Strahlrohr.

Bereits in den Daten des Jahres 1993 wurde jedoch von den Experimenten ZEUS und H1 eine signifikante Anzahl von Ereignissen gefunden, bei denen nahezu kein Energiefluß in die extreme Vorwärtsrichtung zwischen dem gestreuten Proton und dem im Zentraldetektor nachgewiesenen hadronischen Zustand stattfindet [124], [52]. Diese Ereignisse weisen eine sogenannte „Rapiditätslücke“ in der Vorwärtsrichtung auf, also ein Intervall der Rapidität, in das kein Energiefluß stattfindet. Die Rapidität y_R[5] eines Teilchens ist definiert als

$$y_R = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

[5] Die Rapidität wird in der Literatur meist mit y bezeichnet. Hier wird von dieser Konvention abgewichen, um Verwechslungen mit der (Bjorkenschen) Skalenvariablen y (siehe Abschnitt 3.1) zu vermeiden.

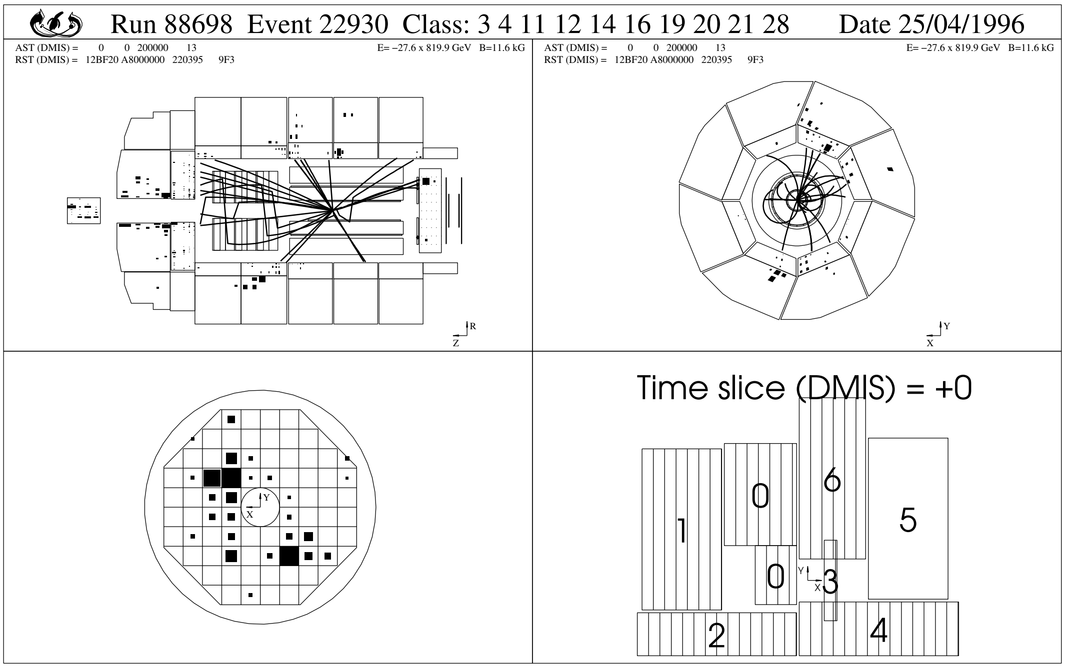

Abbildung 3.4: *„Typisches" Ereignis der tiefunelastischen Streuung bei H1. Der Zentraldetektor ist in einer Seitenansicht (links oben) und einer radialen Ansicht (rechts oben) gezeigt. Das PLUG–Kalorimeter (links unten) und der Proton Remnant Tagger (rechts unten) sind ebenfalls in der radialen Sicht dargestellt.*

Dabei bezeichnen E und p_z die Energie und den Longitudinalimpuls des Teilchens. Die Rapidität besitzt die wichtige Eigenschaft, sich unter Lorentztransformationen entlang der z–Achse nur um eine Konstante zu verschieben. Intervalle und Differentiale in y_R sind demnach lorentzinvariant gegenüber Boosts entlang der z–Achse. In der Praxis kann oftmals nur der Impuls, nicht aber die Energie eines Teilchens gemessen werden, weshalb man häufig statt y_R die sogenannte *Pseudorapidität* η verwendet, die durch

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{p+p_z}{p-p_z} = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

definiert ist. Dabei bezeichnet θ den Polarwinkel des Teilchens. Unter Vernachlässigung der Massen geht die Pseudorapidität in die Rapidität über.

Ein Beispiel für ein Ereignis mit großer Rapiditätslücke zeigt Abbildung 3.5. Hier sind das gestreute Elektron im BEMC sowie der hadronische Endzustand im Zentraldetektor ähnlich dem Standardereignis aus Abbildung 3.4 sichtbar. Jedoch fehlt in der Vorwärtsrichtung jegliches Anzeichen für einen Energiefluß. Nur vereinzelte, durch Rauschen erklärbare Signale im PLUG–Kalorimeter sind erkennbar.

Die als *„large rapidity gap events"* bezeichneten Ereignisse bei HERA konnten nicht durch Standard–Ereignisgeneratoren für die tiefunelastische Streuung (siehe Abschnitt 4.1) beschrieben werden. Eine Interpretationsmöglichkeit sind diffraktive Reaktionen mit Aus-

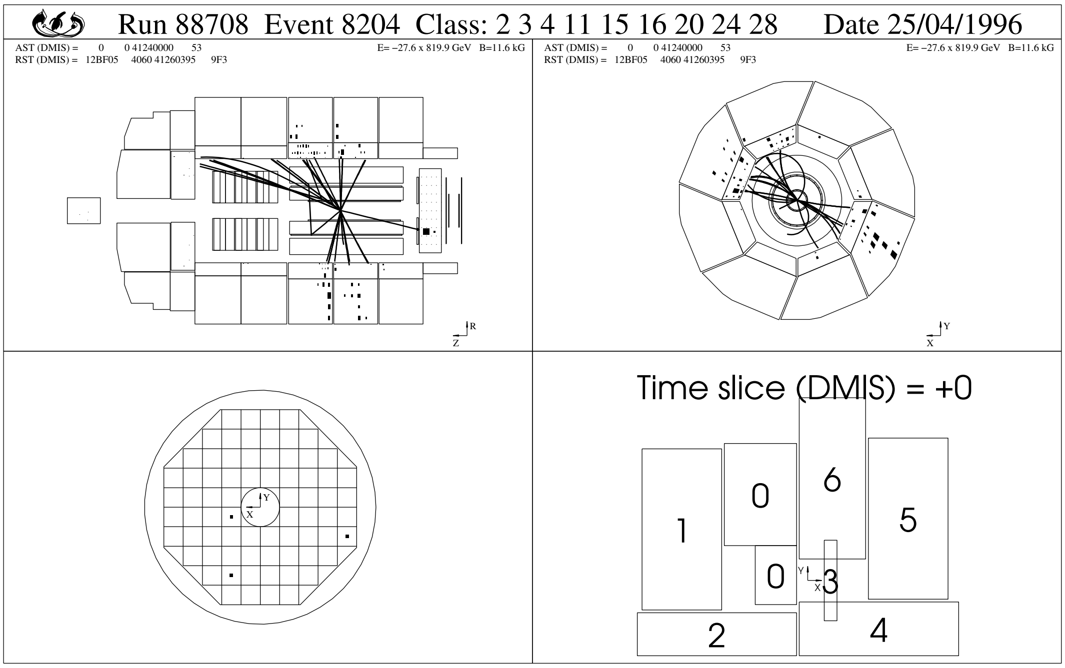

Abbildung 3.5: *Ereignis der tiefunelastischen Streuung mit einer großen Rapiditätslücke in Vorwärtsrichtung. Der Zentraldetektor ist in einer Seitenansicht (links oben) und einer radialen Ansicht (rechts oben) gezeigt. Das PLUG–Kalorimeter (links unten) und der Proton Remnant Tagger (rechts unten) sind ebenfalls in der radialen Sicht dargestellt.*

tausch eines farbneutralen Objektes auf der Protonseite, des sogenannten Pomerons[6], denn nach Bjorken gilt [10]:

> *A diffractive process occurs if and only if there is a large rapidity gap in the produced–particle phase space which is not exponentially suppressed.*

Das Pomeron wird im nächsten Abschnitt im Rahmen eines kurzen Exkurses über die Regge–Theorie vorgestellt.

3.4 Exkurs: Die Regge–Theorie

Bevor nun auf die diffraktive Streuung bei HERA eingegangen wird, soll zunächst in groben Zügen die *Regge–Theorie* dargelegt werden [22], [76]. Diese wurde von T. Regge in den Jahren 1959/60 aufgestellt und versucht die Wirkungsquerschnitte für Hadron–Hadron–Reaktionen durch Verknüpfung mit komplexen Drehimpulsen zu beschreiben [105], [106].

[6] In dieser Arbeit wird der Begriff *Pomeron* weitgehend im symbolischen Sinne zur Vereinfachung des Sprachgebrauchs benutzt. Die Identifikation des Pomerons als physikalisches Teilchen ist lediglich *eine* mögliche Interpretation der vorgestellten Ergebnisse. In der vorliegenden Analyse sollte Pomeron daher i.allg. als generischer Ausdruck für „den hadronischen Zustand, der für das Auftreten nicht exponentiell unterdrückter Rapiditätslücken bei HERA verantwortlich ist“ angesehen werden.

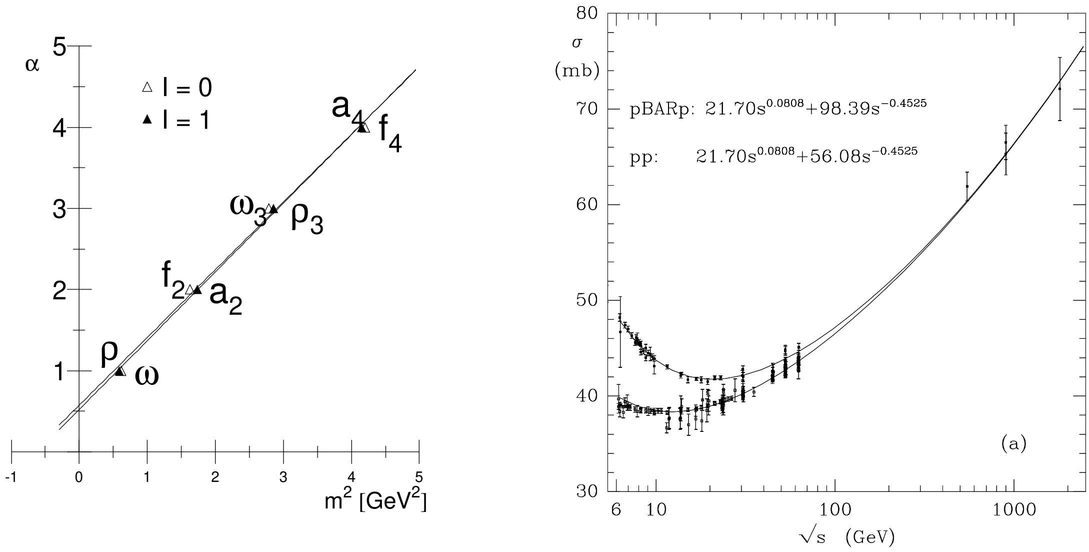

Abbildung 3.6: *Links: Regge–Trajektorien, in der Auftragung von Spin gegen das Quadrat der Masse für die Mesonen mit Isospin $I = 0$ ($\omega, f_2, \omega_3, f_4$) und $I = 1$ (ρ, a_2, ρ_3, a_4). Die Trajektorien ergeben sich als Geraden der Form $\alpha(m^2) = \alpha_0 + \alpha' \cdot m^2$. Die Werte für Spins und Massen stammen aus [98]. Rechts: Totale Wirkungsquerschnitte für pp– und $p\bar{p}$–Streuung als Funktion der Schwerpunktenergie. Die Abbildung wurde [29] entnommen.*

Sie geht von der empirischen Tatsache aus, daß die bekannten Mesonen und Baryonen auf sogenannten „Regge–Trajektorien“ liegen. Dies bedeutet, daß in der Auftragung des Drehimpulses (Spins) dieser Teilchen gegen das Quadrat ihrer Masse sich Geraden ergeben, wie beispielhaft in Abbildung 3.6 (links) ersichtlich ist. Durch analytische Fortsetzung in die komplexe Ebene geht man dann zu Werten $m^2 < 0$ über, was als Massenquadrat t eines virtuellen Teilchens, also beispielsweise eines Austauschteilchens im t–Kanal von Streureaktionen, gedeutet werden kann. Die Regge–Trajektorien lassen sich demnach in der Form

$$\alpha(t) = \alpha(t = 0) + \alpha' \cdot t$$

schreiben, wobei α für den (jetzt nicht mehr notwendigerweise ganzzahligen) Spin steht. Besonders wichtig ist nun der Achsenabschnitt $\alpha_0 \equiv \alpha(t = 0)$ der Trajektorien. Im Rahmen der Regge–Theorie läßt sich mit Hilfe des optischen Theorems ein Zusammenhang zwischen α_0 und dem totalen Wirkungsquerschnitt für Hadron–Hadron–Wechselwirkungen herstellen [84]. Dieser hat die generelle Form

$$\sigma(hh \to X) \sim s^{\alpha_0 - 1}, \tag{3.2}$$

wobei $\sqrt{s}$ die Schwerpunktenergie darstellt. Empirisch zeigt sich nun, daß *alle* Meson– und Baryontrajektorien ein α_0 von circa $\frac{1}{2}$ haben. Nach Gleichung 3.2 entspricht dies einem Abfall des Wirkungsquerschnittes mit der Energie von der Form $\sigma \sim 1/\sqrt{s}$. Dies steht im Widerspruch zum beobachteten langsamen Anstieg von beispielsweise $\sigma(pp)$ und $\sigma(p\bar{p})$ (Abbildung 3.6 rechts).

Aus diesem Grund wurde schon in den ersten Jahren nach Veröffentlichung der Regge–Theorie eine weitere Trajektorie eingeführt, die sogenannte Pomeranchuk–Trajektorie. Sie kann zumindest formal mit einem Austauschteilchen verknüpft werden, für das sich im Laufe der sechziger Jahre der Name *Pomeron*[7] oder kurz $I\!P$ durchsetzte [65], [20]. Das Pomeron vermittelt auch die elastische Streuung und hat daher die Quantenzahlen des Vakuums. Seine Trajektorie schneidet die α–Achse bei $\alpha_0(I\!P) = 1 + \epsilon$ mit $\epsilon \ll 1$.

Die Regge–Theorie erweist sich als sehr erfolgreich bei der Beschreibung hadronischer Reaktionen bei hohen Energien. Simultane Fits an verschiedene Wirkungsquerschnitte ergeben dabei einen Wert von $\epsilon \approx 0.08$ mit einer konstanten Steigung der Pomerontrajektorie von $\alpha' \approx 0.25\, GeV^{-2}$ [29].

3.5 Die Struktur des Pomerons

Trotz aller Erfolge der Regge–Theorie ist die „innere Struktur" des Pomerons bislang weitgehend unbekannt. Das Pomeron wurde vor der QCD mit ihrer Quark–Parton–Beschreibung der Hadronen postuliert. Heute besteht jedoch kein Anlaß mehr, das $I\!P$ als elementares Teilchen anzusehen. Vielmehr sollte es aus Quarks und/oder Gluonen aufgebaut sein. Mit einer Untersuchung dieser Frage beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

Bereits das UA8–Experiment am $Sp\bar{p}S$–Collider des CERN hat Evidenz für harte Prozesse in diffraktiven Proton–Antiproton–Reaktionen gefunden [117], [118]. Bei HERA sollte es nun möglich sein, durch „Ausleuchtung" der Partonen im Pomeron mittels eines hochvirtuellen Photons dessen Strukturfunktionen beziehungsweise Partondichteverteilungen zu messen [18], [21], [38], [73], [83], [111]. Ein ähnlicher Ansatz wurde im H1–Experiment bereits für die Messung der Gluondichte im Proton mit Erfolg angewandt [61].

Ein von mehreren Autoren vorgeschlagener Zugang zur Substruktur des Pomerons führt über *harte Subprozesse*, identifizierbar durch die Rekonstruktion von „Jets" im hadronischen Endzustand [2], [12], [24], [28], [79], [97]. Dieser Ansatz ist nicht nur in tiefunelastischer Streuung, sondern ebenfalls in der Photoproduktion vielversprechend [58], [114]. Die ZEUS–Kollaboration hat bereits Evidenz für Jets in diffraktiver tiefunelastischer Streuung veröffentlicht, allerdings bei sehr niedrigen Transversalimpulsen der Jets [125].

3.6 Diffraktive ep–Streuung

Die Existenz von Ereignissen mit einer großen Rapiditätslücke in der Vorwärtsrichtung bei HERA kann als Evidenz für das Auftreten diffraktiver Prozesse mit Pomeronaustausch interpretiert werden. Zur Beschreibung dieser Reaktionen ist die Definition einiger weiterer kinematischer Größen zweckmäßig:

[7]Der Name wurde gewählt zu Ehren des russischen Physikers I. Pomeranchuk. Von ihm stammt das *Pomeranchuk–Theorem* welches besagt, daß für $s \to \infty$ die Wirkungsquerschnitte von Teilchen–Teilchen– und Teilchen–Antiteilchen–Streuung gleich groß werden [103], was zum Beispiel für $\sigma(pp)$ und $\sigma(p\bar{p})$ experimentell bestätigt ist (Abbildung 3.6 rechts).

- $x_{I\!P}$:
  Die Größe $x_{I\!P}$ ist definiert durch:
  $$x_{I\!P} = \frac{\mathbf{q} \cdot (\mathbf{P} - \mathbf{P}')}{\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}} \tag{3.3}$$
  Sie kann interpretiert werden als Bruchteil des Impulses des einlaufenden Protons, den das ausgetauschte Pomeron trägt. Diffraktive Reaktionen sind gekennzeichnet durch die Tatsache, daß das gestreute Proton den größten Teil seines Anfangsimpulses behält, also $x_{I\!P} \lesssim 0.1$ gilt.

- β:
  β ist definiert durch
  $$\beta = \frac{-\mathbf{q}^2}{2\mathbf{q} \cdot (\mathbf{P} - \mathbf{P}')}$$
  und kann als Impulsbruchteil des Pomerons aufgefaßt werden, den das im harten Subprozeß an das Photon koppelnde Quark trägt. Wie man leicht verifiziert, sind β und $x_{I\!P}$ durch die Beziehung
  $$x = x_{I\!P} \cdot \beta \tag{3.4}$$
  mit der Bjorkenschen Variablen x verknüpft.

- t:
  $t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2$ ist der Impulsübertrag auf der Protonseite, also das Quadrat der Masse des virtuellen Pomerons. Analog zu $\mathbf{q}^2$ ist t immer negativ. Bei diffraktiven Prozessen fällt das $|t|$–Spektrum jedoch exponentiell ab, so daß bei der großen Mehrheit der Prozesse gilt:
  $$-1\,GeV^2 \lesssim t < 0$$

- m_x:
  Mit m_x bezeichnet man die invariante Masse des hadronischen Endzustandes, also aller Teilchen *außer* dem gestreuten Elektron und dem gestreuten Proton bzw. dessen Dissoziationsprodukten. Daher unterscheidet sich m_x von W dadurch, daß in W auch der Protonrest eingeht.

Eine wichtige Fragestellung bei diffraktiven Lepton–Nukleon–Prozessen ist die nach der Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes. Darunter versteht man die Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{diff}}(ep \to e'p'X)$ sich in der Form

$$\sigma_{\text{diff}}(ep \to e'p'X) = \int dy f_{\gamma/e}(y) \cdot \int dx_{I\!P} f_{I\!P/p}(x_{I\!P}) \cdot \sigma(\gamma I\!P \to X) \tag{3.5}$$

schreiben läßt, also als Faltung des „harten“ Wirkungsquerschnittes auf Partonniveau mit Dichtefunktionen $f_{\gamma/e}$ und $f_{I\!P/p}$. Diese stellen den Fluß und somit die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten eines Photons im Elektron bzw. eines Pomerons im Proton mit einem bestimmten Impulsbruchteil y bzw. $x_{I\!P}$ dar. Auf der Elektronseite ist die Faktorisierung gesichert und $f_{\gamma/e}$ kann im Rahmen der *Weizsäcker–Williams–Näherung* oder in der *equivalent photon approximation* berechnet werden. Die Frage der Faktorisierung auf der Protonseite bei diffraktiven Ereignissen wird kontrovers diskutiert. Die Messungen des diffraktiven Anteils F_2^D an der Protonstrukturfunktion F_2 im H1–Experiment basierend auf den Daten des Jahres 1993 sind mit der Gültigkeit der Faktorisierungshypothese verträglich [56]. Jedoch scheinen die Daten aus 1994, die eine um eine Größenordnung höhere Statistik repräsentieren, erste Abweichungen zu ergeben [92]. Die bisherigen Messungen der ZEUS–Kollaboration sind mit der Faktorisierung konsistent, basieren jedoch nur auf den Daten aus 1993 [127].

Unter Voraussetzung der Gültigkeit der Faktorisierung läßt sich aus Anpassungen an Hadron–Hadron–Streudaten der Pomeronfluß im Proton extrahieren. Das Ergebnis ist ein Satz verschiedener Parametrisierungen für $f_{IP/p}(x_{IP}, t)$. Die wichtigsten sind:

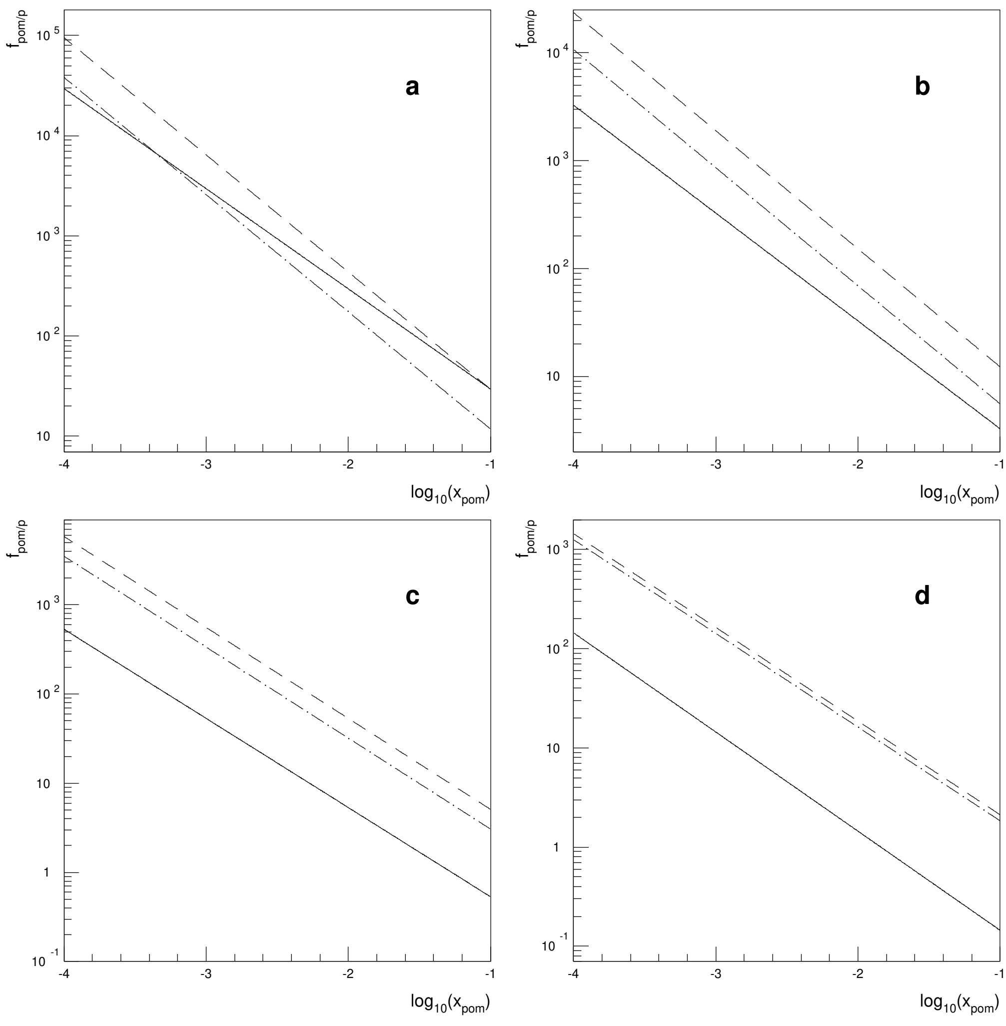

Abbildung 3.7: *Parametrisierungen des Pomeronflusses im Proton $f_{IP/p}(x_{IP}, t)$ für $t = 0$ (**a**), $t = -0.3\,GeV^2$ (**b**), $t = -0.6\,GeV^2$ (**c**) und $t = -0.9\,GeV^2$ (**d**). Dargestellt sind die Parametrisierungen nach Berger und Streng (gestrichelt), Donnachie und Landshoff (strichpunktiert) sowie Ingelman und Schlein (durchgezogen).*

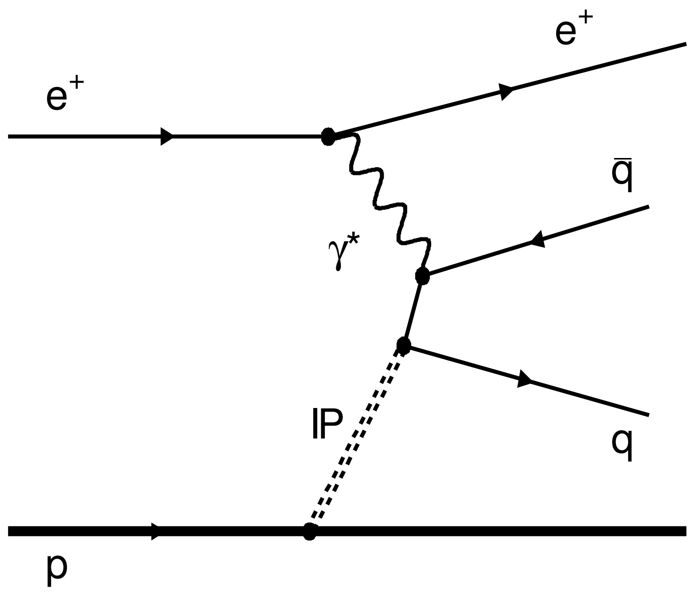

Abbildung 3.8: *Feynmangraph für den Prozeß der diffraktiven tiefunelastischen Streuung unter der Hypothese einer Quarkstruktur für das Pomeron.*

- die Parametrisierung von Berger und Streng [8], [111]:

$$f_{IP/p}(x_{IP}, t) = 100\frac{1}{16\pi}e^{-\frac{1}{2}4.7|t|}\frac{1}{x_{IP}^{1+\epsilon-0.25|t|}}$$

  mit $\epsilon = 0.17$,

- die Parametrisierung von Donnachie und Landshoff [27]:

$$f_{IP/p}(x_{IP}, t) = 3.5\frac{9}{4\pi^2}\frac{4m_p^2 - 2.8\,t}{4m_p^2 - t}\frac{1}{(1-t/0.7)^2}\frac{1}{x_{IP}^{1+\epsilon-0.25|t|}}$$

  mit $\epsilon = 0.17$ und

- die Parametrisierung von Ingelman und Schlein [71]:

$$f_{IP/p}(x_{IP}, t) = \frac{1}{2.3}(6.38e^{-8|t|} + 0.424e^{-3|t|})\frac{1}{x_{IP}}.$$

Der Verlauf der drei Anpassungen von $f_{IP/p}(x_{IP}, t)$ ist für einige Werte von t als Funktion von x_{IP} in Abbildung 3.7 dargestellt. Man beachte den doppeltlogarithmischen Maßstab. Offenbar bestehen teilweise erhebliche Differenzen zwischen den drei Parametrisierungen. Diese sind allerdings für $t \lesssim 0$ am wenigsten ausgeprägt. Da ferner der Wirkungsquerschnitt etwa mit $e^{-b\cdot|t|/GeV^2}$ und $b \approx 6$ abfällt, sind die Voraussagen für die totalen Wirkungsquerschnitte nicht allzu unterschiedlich.

Im eigentlichen harten Subprozeß wechselwirkt nun das Photon mit einem Konstituenten des Pomerons. Dies kann ein Quark bzw. Antiquark oder ein Gluon (indirekt durch den

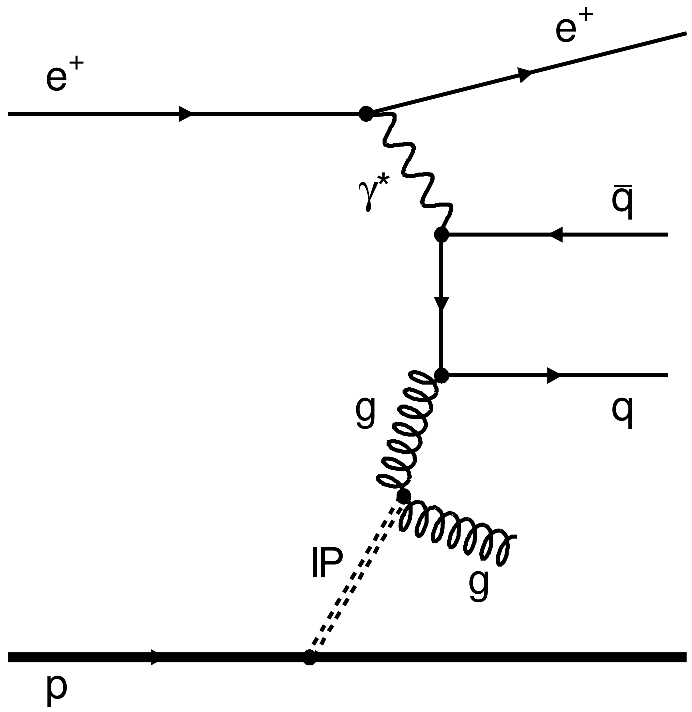

Abbildung 3.9: *Feynmangraph für den Prozeß der diffraktiven tiefunelastischen Streuung unter der Hypothese einer Gluonstruktur für das Pomeron.*

Prozeß der BGF) sein. Die entsprechenden Feynmangraphen niedrigster Ordnung zeigen die Abbildungen 3.8 und 3.9. Die Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein eines Partons im Pomeron mit einem Impulsbruchteil z wird ebenfalls durch eine Dichtefunktion parametrisiert. Da bisher wenig über den Partoninhalt des Pomerons bekannt ist, geht man häufig von einfachen Funktionen wie

$$z \cdot f(z) = 6 \cdot z \cdot (1-z) \tag{3.6}$$

oder

$$z \cdot f(z) = 6 \cdot (1-z)^5 \tag{3.7}$$

aus. Die Dichtefunktion nach Gleichung 3.6 wird als „hart" bezeichnet. Wie man sich leicht überzeugt, ist sie symmetrisch unter der Ersetzung $z \leftrightarrow (1-z)$ und hat einen Erwartungswert für z von $\frac{1}{2}$. Demgegenüber spricht man bei Gleichung 3.7 von einer „weichen" Dichtefunktion. Hier gilt $< z >= \frac{1}{7}$. Bisherige Messungen der diffraktiven Strukturfunktion F_2^D bei H1 favorisieren eine harte Partondichte für das Pomeron. Eine Übersicht über die diffraktive Streuung bei HERA wird unter anderem in [7] und [108] gegeben.

Mittlerweile konnte aus den H1–Daten des Jahres 1993 der diffraktive Beitrag F_2^D zur Strukturfunktion F_2 bestimmt werden [56], [91], [102]. Es ergibt sich, daß die diffraktiven Reaktionen bei HERA für circa 10% der tiefunelastischen Streuprozesse verantwortlich sind und daher einen nichtvernachlässigbaren Beitrag liefern.

3.7 *Soft color interactions* — eine Alternative ?

Ein alternativer Ansatz zur Erklärung der Ereignisse mit großer Rapiditätslücke bei HERA wird von Buchmüller et al. [16],[15] sowie Ingelman et al. [30],[31] vorgeschlagen. Ihr Modell nimmt nicht den Austausch eines farbneutralen Zustandes ($\rightarrow$ Pomeron) an, sondern macht stattdessen sogenannte „Soft Color Interactions" (SCI) für das Auftreten dieser Ereignisse verantwortlich. Hierunter versteht man den Austausch sehr weicher Gluonen zwischen dem Protonrest und den Farbe tragenden Teilchen des Endzustandes aus dem harten Subprozeß. Diese Gluonen sollen dem Modell zufolge so geringe Impulse besitzen, daß sie die Kinematik des Prozesses nicht signifikant verändern, jedoch durch ihre Farbladung die Farbtripletts oder –oktetts absättigen können, die durch den ursprünglichen Austausch eines (Anti–) Quarks oder Gluons entstanden sind.

Mit Hilfe einfacher statistischer Abschätzungen sagt das SCI–Modell voraus, daß ein Anteil von circa $\frac{1}{9} \approx 11\%$ der DIS–Ereignisse eine große Rapiditätslücke aufweisen sollte. Dies ist in quantitativer Übereinstimmung mit den Messungen von H1 und ZEUS. Ein detaillierterer Test des SCI–Modells wird möglich, da der Monte–Carlo–Generator Lepto ab der Version 6.3 in der Lage ist, den entsprechenden Prozeß zu simulieren (siehe Abschnitt 4.1.2). Auch in neueren Versionen des Ariadne–Monte–Carlos (siehe Abschnitt 4.1) ist die Möglichkeit zur Erzeugung von Rapiditätslücken ohne explizit diffraktive Prozesse implementiert [89].

4. Monte–Carlo–Modelle und Datenfluß

In den heutigen Experimenten der Hochenergiephysik ist der Einsatz komplexer Software und leistungsfähiger Computer–Hardware unerläßlich. Dies ist zum einen bedingt durch die enorme Menge zu verarbeitender Daten: wie in Abschnitt 2.3 dargelegt, schreibt H1 während der Datennahme in jeder Sekunde etwa 600 kB Rohdaten auf Magnetbänder. Zum anderen sind die Modelle der QCD, die der Beschreibung der HERA–Physik zugrundeliegen, mathematisch so anspruchsvoll, daß oftmals nur eine numerische Lösung in Frage kommt und auf Zufallszahlenmethoden und Monte–Carlo–Integrationen zurückgegriffen werden muß. Dieses Kapitel erläutert die Struktur der wichtigsten Software–Pakete, die bei H1 zur Anwendung kommen. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf den für die vorliegende Arbeit relevanten Programmen.

4.1 Ereignisgeneratoren

Einen wichtigen Bestandteil der „theoretischen“ Beschreibung von Hochenergiephysikexperimenten bilden die Ereignisgeneratoren. Sie versuchen basierend auf dem Quark–Parton–Modell der QCD sowie der elektroschwachen Theorie die Wechselwirkungen zwischen den einlaufenden Strahlteilchen zu beschreiben. Hierzu benutzen sie, soweit möglich, analytisch berechnete Matrixelemente für die Wechselwirkungen zwischen den „elementaren“ Partikeln, also den Quarks, Leptonen und Austauschbosonen, und parametrisieren deren Dichtefunktionen in Hadronen oder anderen Teilchen durch empirische Funktionen. Diese „Partondichtefunktionen“ sind aus experimentellen Daten gewonnene oder extrapolierte Verteilungen, die als Programmbibliotheken zur Verfügung stehen. Desweiteren existieren Programmpakete, die die Fragmentation von Quarks und Gluonen in beobachtbare Hadronen modellmäßig beschreiben (Jetset) [110] und Partonschauer im Anfangs– und/oder Endzustand simulieren (Ariadne). Im Rahmen von Jetset wird die Fragmentation im String–Modell beschrieben. Zu diesem Zweck wird ein Farbstring von einem Farbtriplett–Zustand (Quark oder Anti–Diquark) zu einem Farbantitriplett (Antiquark, Diquark) aufgespannt [39]. Der String fragmentiert dann in beobachtbare Hadronen.

Die Mehrzahl der Ereignisgeneratoren ist nicht nur in der Lage, Wirkungsquerschnitte numerisch zu berechnen, sondern auch Ereignisse entsprechend ihrer Verteilung im Phasenraum zu generieren. Hierzu wird intensiver Gebrauch von Quasi–Zufallszahlen gemacht, was dieser Methode den Namen *Monte–Carlo–Technik* eingebracht hat.

Bei H1 kommt eine große Anzahl von Generatoren zur Anwendung. Einige von ihnen sind „Universalgeneratoren" (Pythia), die eine große Zahl verschiedener Prozesse behandeln können. Die meisten Generatoren sind jedoch auf spezielle Fragestellungen zugeschnitten. Die für die vorliegende Arbeit wichtigsten Generatorprogramme werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt [90].

4.1.1 Rapgap

Der Generator Rapgap wurde von H. Jung entwickelt [77]. Er beschreibt die diffraktive Lepton–Nukleon–Streuung unter der Annahme des Pomeronaustausches als führendem Prozeß. Insbesondere geht er von der Gültigkeit der Faktorisierung der Wirkungsquerschnitte aus. Rapgap ist in der Lage, sowohl die in Abschnitt 3.6 beschriebenen als auch beliebige vom Anwender vorgegebene Parametrisierungen des Pomeronflusses zu benutzen. Zur Beschreibung von Gluonemissionen in höherer Ordnung der QCD wird das Ariadne–Paket benutzt.

Rapgap ist sowohl imstande, die Produktion leichter Quarks (u, d, s) zu behandeln, als auch die Charm–Produktion in diffraktiven Reaktionen. Der Anwender kann zwischen einer Quark– und einer Gluonstruktur für das Pomeron wählen. Die Dichtefunktionen dieser Partonen im Pomeron werden entweder aus einem Satz interner Parametrisierungen gewählt oder vom Anwender frei vorgegeben. In den neueren Programmversionen des Generators ($\geq$ 2.0) besteht darüberhinaus die Möglichkeit, eine Mischung aus quark– und gluoninduzierten Prozessen entsprechend vorgegebenen Wahrscheinlichkeiten zu generieren. Diese können beispielsweise aus QCD–Fits an frühere Messungen der diffraktiven Strukturfunktion bei H1 ermittelt werden.

Der Generator Rapgap hat sich bei der Beschreibung der Daten zur Messung der diffraktiven Strukturfunktion F_2^D bewährt [56], [91], [102]. Er wird hier als „Standardgenerator" benutzt, um Effizienzen und Detektorkorrekturen zu berechnen.

Für die vorliegende Arbeit wurde die Rapgap–Software erstmals auf die Betriebssysteme `DEC/Ultrix`[1] und `AlphaAXP/OSF`[1] portiert.

4.1.2 Lepto

Lepto wurde von G. Ingelman zur Beschreibung der tiefunelastischen Lepton–Nukleon–Streuung entwickelt [72]. Der Generator hat sich innerhalb der H1–Kollaboration als Standardgenerator für die F_2–Messungen durchgesetzt. In dieser Arbeit wird er benutzt, um den Untergrund für diffraktive DIS–Ereignisse abzuschätzen, der durch Standard–DIS–Ereignisse mit dem „zufälligen" Auftreten einer Rapiditätslücke verursacht wird.

In Lepto sind die QCD–Matrixelemente zur ersten Ordnung für die Boson–Gluon–Fusion und den QCD–Compton–Prozeß implementiert. Die Behandlung höherer Ordnungen der QCD geschieht über den Partonschaueransatz. Die so generierten Monte–Carlo–Datensätze werden H1–intern mit dem Ausdruck Meps[2] bezeichnet.

Alternativ kann der Zugang zu den höheren Ordnungen der QCD auch über das sogenannte *Color Dipole Model* (Cdm) erfolgen. Hier wird die Gluonabstrahlung entlang eines

[1]eingetragene Warenzeichen der *Digital Equipment Corporation*

[2]**M**atrix **E**lements + **P**arton **S**howers

Farbstrings analog zur Strahlungcharakteristik eines schwingenden Dipols durchgeführt. Zu diesem Zweck wird das ARIADNE–Paket benutzt. Die so erzeugten MC–Datensätze tragen innerhalb der H1–Kollaboration die Bezeichnung CDM oder MEAR[3].

Zwischen den beiden Modellen MEPS und CDM zeigen sich besonders bei der Beschreibung des Energieflusses in die Vorwärtsrichtung deutliche Unterschiede [50]. Keiner der beiden Ansätze ist dabei vollständig mit den H1–Daten konsistent, wobei allerdings die Diskrepanz im Falle von CDM wesentlich kleiner ist als für MEPS. Da für die Betrachtung des Untergrundes in diffraktiver tiefunelastischer Streuung durch nichtdiffraktive Ereignisse mit einer zufälligen Rapiditätslücke eine möglichst gute Beschreibung des Vorwärtsenergieflusses besonders wichtig ist, wird vorzugsweise LEPTO mit der CDM–Option zur Untergrundabschätzung benutzt.

Die Jetproduktion in der Standard–DIS wird durch LEPTO zufriedenstellend reproduziert. Hier liefert jedoch das MEPS–Modell eine bessere Beschreibung als der MEAR–Ansatz.

In den neuesten verfügbaren LEPTO–Versionen (6.3 und 6.4) ist die Möglichkeit zur Berücksichtigung von „Soft Color Interactions“ implementiert [75]. Hierbei ist vom Benutzer ein Parameter R vorzugeben. Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines weichen Gluonaustausches zwischen zwei Farbladungen an, der diese Farbladungen ändert ($0 \leq R \leq 1$). Bei der Wahl eines Wertes für R ist eine gewisse Willkür gegeben. Im analysierten Datensatz MEPS64 hatte R den Wert $R = \frac{1}{2}$.

4.1.3 DJANGO

Der Generator DJANGO stellt im wesentlichen eine Schnittstelle zwischen den Programmpaketen LEPTO und HERACLES dar [19]. HERACLES simuliert dabei die Emission eines virtuellen Photons vom einlaufenden Elektron unter Berücksichtigung der höheren Ordnungen in der QED, also der elektroschwachen Strahlungskorrekturen. LEPTO übernimmt dann die Generierung des restlichen Ereignisses, wobei wiederum mit Hilfe von ARIADNE die QCD–Korrekturen in Form des Color Dipole Model beschrieben werden.

Der DJANGO–Generator liefert die gleiche Beschreibung des Energieflusses in Vorwärtsrichtung wie das LEPTO/CDM–Modell. Die Reproduktion der Jetraten in der nicht-diffraktiven tiefunelastischen Streuung gelingt jedoch im Vergleich zu LEPTO/MEPS weniger gut.

4.1.4 POMPYT

Der Generator POMPYT von G. Ingelman und P. Bruni stellt einen Aufsatz auf den Universalgenerator PYTHIA dar [13]. Er wurde entwickelt zur Beschreibung der diffraktiven Photoproduktion. POMPYT selbst modelliert dabei nur die Abstrahlung eines Pomerons durch das einlaufende Proton. Der harte Subprozeß und die Fragmentation werden von PYTHIA bzw. JETSET generiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird POMPYT zur Abschätzung des Untergrundes durch diffraktive Photoproduktion benutzt, der durch Fehlrekonstruktionen im DIS–Sample erscheint. Zu diesem Zweck wurde POMPYT ebenfalls erstmals auf ein `DEC/Ultrix`–System portiert.

[3] **M**atrix **E**lements + **AR**iadne

4.2 Die Detektorsimulation

Die Ereignisgeneratoren stellen nach der Fragmentation (in der Regel durch JETSET) eine Liste von „stabilen[4]“ Teilchen mit ihren Viererimpulsen bereit. Ferner ist der Typ des jeweiligen Teilchens bekannt und durch ein Numerierungsschema kodiert [98]. Um die Detektorantwort des H1–Experimentes auf einen solchen Endzustand zu ermitteln, ist eine *Detektorsimulation* erforderlich. Das bei H1 verwendete Softwarepaket wird H1SIM genannt und basiert auf der weitverbreiteten CERN–Programmbibliothek GEANT. Der Detektorsimulation ist die approximative Materialbeschreibung des Detektors bekannt, ebenso die Anordnung der Magnetfelder usw. Das Programm GEANT verfolgt nun den Weg aller Teilchen des Endzustandes durch den Detektor und simuliert deren Energieverlust anhand von Tabellen der Wirkungsquerschnitte. Die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial wird jeweils berechnet und durch Zufallszahlen bestimmt, ob und gegebenenfalls wo diese stattfinden. Es werden alle sekundären, tertiären et cetera Teilchen betrachtet, bis diese unterhalb einer einstellbaren, vom Teilchentyp abhängigen Schwellenenergie liegen. Dieser Schritt der Simulation wird auch als „GEANT–Step“ bezeichnet und beansprucht den Hauptteil der Rechenleistung, die die Detektorsimulation insgesamt erfordert.

In einem weiteren Schritt („DIGI–Step“) ermittelt H1SIM die Detektorantwort auf diese Energiedepositionen in Form von Imitationen der elektronischen Signale, wie sie die Ausleseelektronik des realen Detektors liefern würde. Auch die ersten Triggerstufen (L1 – L3) können von H1SIM nachgebildet werden („TRIGGER–Step“).

Als Endresultat liefert die Detektorsimulation denselben Satz von „Bänken[5]“ wie die zentrale Datennahme des H1–Experimentes.

4.3 Die Ereignisrekonstruktion

Die Rekonstruktionssoftware H1REC hat die Aufgabe, aus den Rohdaten des Experimentes bzw. der Simulation die „physikalischen Teilchen“ zu ermitteln, die dieses Signal im Detektor verursacht haben. Dazu gehört unter anderem das Anpassen von Spuren aus den einzelnen Treffern in den Spurkammern und die Zusammenfassung von benachbarten Zellen in den Kalorimetern zu Clustern. Darüberhinaus werden Myonkandidaten erkannt, nach dem gestreuten Elektron gesucht und vieles mehr.

Nach der Rekonstruktion eines Ereignisses trifft H1REC eine Vorselektion nach Gesichtspunkten der späteren Analyse. Jedes Event wird dabei in eine oder mehrere der sogenannten „Eventklassen“ eingeordnet. Die Schnitte, die dabei zur Anwendung kommen, werden von den Analysegruppen bereitgestellt. Dieser Schritt der Ereignisselektion wird auch als Level–5–Trigger bezeichnet.

[4] Als stabil werden in den Generatoren Teilchen mit einer Lebensdauer von wenigstens $10^{-8}\,s$ bezeichnet.

[5] In der H1–Kollaboration sind alle Daten in Form von Bänken des Speicherverwaltungsprogrammes BOS kodiert. Für eine portable (maschinenunabhängige) Speicherung der Informationen sorgt das Paket FPACK.

4.4 Der Datenfluß bei H1

Nachdem die H1–Daten bzw. Monte–Carlo–Ereignisse rekonstruiert und in Ereignisklassen sortiert sind, werden sie als *POTs*[6] auf Magnetbändern gespeichert. Im Mittel hat jedes Event dabei eine Größe von circa 200 kB. Um einen schnellen Zugriff auf die Daten für die große Anzahl der Analyse betreibenden Physikern zu gewährleisten, ist es wünschenswert, die Eventdaten auch auf Festplatten bereitzustellen. Dies ist bei der angegebenen Größe der einzelnen Events nicht realisierbar. Aus diesem Grund werden die Daten auch als sogenannte *DSTs*[7] auf Platte gespeichert. Zu diesem Zweck werden die Daten beträchtlich reduziert und nur noch „high–level Informationen“ behalten, während alle „low–level Daten“ wie Treffer in den Spurkammern u.a. nur noch in den POTs zu finden sind. Durch diese Reduktion ergibt sich eine Eventgröße von durchschnittlich 13 kB, die durch Kompressionsverfahren nochmals um etwa einen Faktor zwei vermindert werden kann.

Innerhalb der H1–Kollaboration steht eine Programmbibliothek namens H1PHAN zur Verfügung, die für die Physikanalysen nützliche Routinen enthält und eine mehr oder weniger einheitliche Analyseumgebung schaffen soll. In der vorliegenden Analyse wurde dieses Programmpaket jedoch aus verschiedenen Gründen nicht eingesetzt.

Der beschriebene Datenfluß ist schematisch in Abbildung 4.1 zusammengefaßt.

4.5 Verfügbare Monte–Carlo–Datensätze

Für die Analyse standen außer den H1–Daten von 1994 eine Reihe voll simulierter und rekonstruierter Monte–Carlo–Datensätze zur Verfügung. Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht.

symbol. Name	Generator	Version	DIS (rel.)	DDIS (rel.)
RAPGAP–Gluon	RAPGAP	1.03	18%	174%
RAPGAP–Quark	RAPGAP	1.03	24%	220%
RAPGAP–QG1MP2	RAPGAP	2.01	19%	136%
MEAR, LEPTO/CDM	LEPTO	6.10	29%	1%
MEPS	LEPTO	6.10	52%	5%
MEPS64	LEPTO	6.30	23%	9%
DJANGO	DJANGO	6.00	164%[8]	5%

Tabelle 4.1: *Für die Analyse verfügbare Datensätze der relevanten DIS–Monte–Carlo–Generatoren. Neben dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten symbolischen Namen für den jeweiligen Datensatz sind der Name des Generators und die Programmversion angegeben. Die Verhältnisse der Anzahl von MC–Ereignissen relativ zur Statistik der Daten sind prozentual aufgeführt. Dabei sind aufgeschlüsselt die inklusiven tiefunelastischen Daten entsprechend den Schnitten aus Abschnitt 5.2 (Spalte „DIS“) sowie die diffraktiven tiefunelastischen Daten gemäß der Selektion aus Abschnitt 6.3 (Spalte „DDIS“).*

[6]**P**hysics event **O**n **T**ape
[7]**D**ata **S**ummary **T**ape
[8]gewichtet

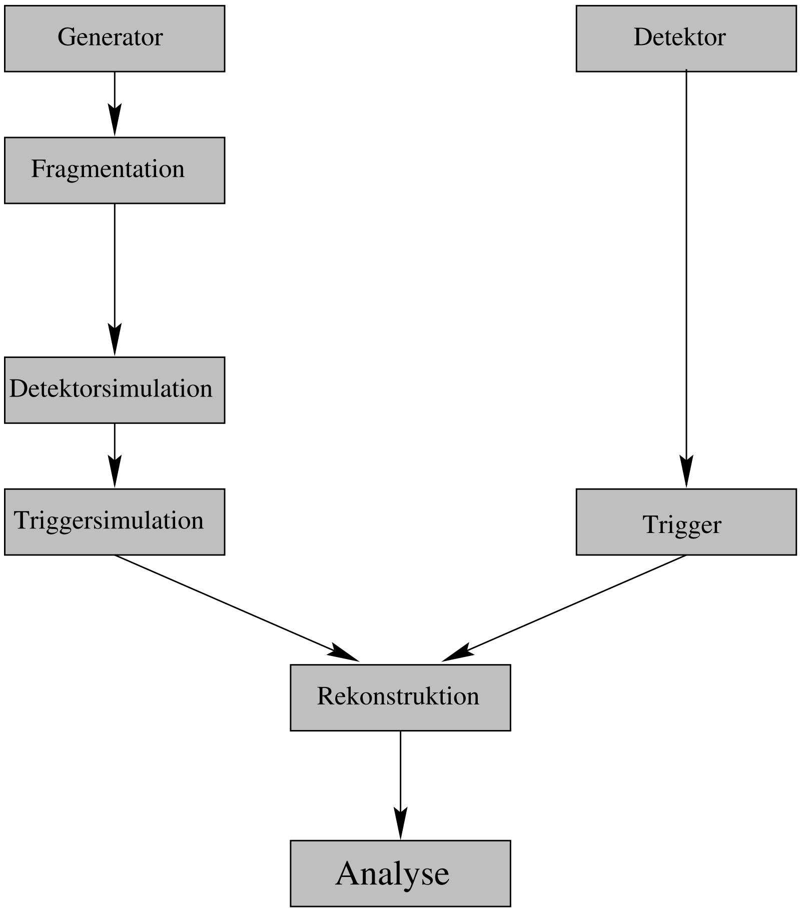

Abbildung 4.1: *Der Datenfluß im H1–Experiment, schematisch und vereinfacht dargestellt. Monte–Carlo–Ereignisse werden durch Generatoren erzeugt. Die Fragmentation der Farbe tragenden Teilchen wird modelliert. Anschließend werden die Ereignisse der Detektorsimulation und der Simulation der ersten Triggerstufe unterworfen. H1–Daten werden am Detektor aufgezeichnet, nachdem sie erfolgreich die Triggerhierarchie passiert haben. Beide Ereignisklassen werden schließlich rekonstruiert und der Analyse zugeführt.*

Das primäre Signal–Monte–Carlo RAPGAP lag in zwei Programmversionen vor. Die ältere Variante RAPGAP `1.03` wurde schon für die F_2^D–Analyse der Daten von 1993 benutzt, die wesentlich erweiterte Version `2.0` stand erstmals für die Analysen der Daten von 1994 zur Verfügung. Bezüglich der Version `1.03` waren jeweils ein Datensatz mit reiner Quark– bzw. reiner Gluonstruktur des Pomerons verfügbar. In beiden Fällen kam eine „harte" Dichtefunktion $z \cdot f(z)$ für das Pomeron entsprechend Gleichung 3.6 zur Anwendung. Die reine Quark– bzw. Gluonstruktur stellen sicherlich Extremannahmen dar, die jeweils für sich allein genommen keine adäquate Beschreibung des „realen" Pomerons liefern können. Daher wird wann immer sinnvoll eine gleichgewichtige Mittelung aus beiden Vorhersagen gebildet und als „50/50–Mischung" bezeichnet. Für den mit RAPGAP–Version `2.01` generierten Datensatz RAPGAP-QG1MP2 wurde eine aus Quarks und Gluonen gemischte Pomeron-struktur benutzt. Die relative Gewichtung und die Form der Dichtefunktion in β und Q^2 wurde dabei aus einer Anpassung von QCD–Rechnungen an Messungen der diffraktiven Strukturfunktion F_2^D aus den H1–Daten von 1994 gewonnen.

Die „inklusiven“ RAPGAP–Datensätze (Quark, Gluon, QG1MP2) enthalten nur relativ wenige Jet–Ereignisse, da sie mit kleinem $\hat{p}_t$–Schnitt generiert wurden. Dieser Schnitt auf den Transversalimpuls im harten Subsystem ist bei Ereignisgeneratoren notwendig zur Vermeidung von Divergenzen der Matrixelemente für $\hat{p}_t \to 0$, die für masselose Quarks auftreten. Für Jetanalysen kann die untere Grenze auf $\hat{p}_t$ im Generator höher gewählt werden als für inklusive Untersuchungen. Allerdings muß sie deutlich unterhalb des Mindesttransversalimpulses der rekonstruierten Jets liegen. Andernfalls können Migrationseffekte im p_t der Jets zwischen Generator– und Rekonstruktionsniveau zu Problemen führen. Für RAPGAP war die Statistik der Zwei–Jet–Ereignisse aus RAPGAP–Gluon nicht ausreichend, um die Migrations– und Akzeptanzuntersuchungen zur Rekonstruktion von x_g (siehe Kapitel 10) mit hinreichender Genauigkeit durchzuführen. Aus diesem Grunde wurde ein spezieller Datensatz „RAPGAP–Jets“ erzeugt, der nur Ereignisse enthält, die im gewünschten kinematischen Bereich von y, Q^2 und $x_{I\!P}$ liegen (siehe später) und den Schnitt $\hat{p}_t^2 > 2\,GeV^2$ erfüllten. Aus dem generierten Datensatz wurden wiederum nur diejenigen Ereignisse simuliert, die ein $\hat{s} > 80\,GeV^2$ aufwiesen. Dadurch konnte die verwertbare Statistik der Zwei–Jet–Ereignisse gegenüber RAPGAP–Gluon um etwa den Faktor 30 verbessert werden.

Für die Betrachtung des Untergrundes aus Standard–DIS–Ereignissen standen die Datensätze MEPS und MEAR aus dem Generator LEPTO sowie ein Datensatz aus dem DJANGO–MC zur Verfügung. Im Falle von LEPTO war dabei die MC–Statistik weitaus geringer als diejenige der Daten. Der umgekehrte Fall traf für DJANGO zu, da hier durch eine Gewichtung in Q^2 eine hohe Statistik simuliert werden konnte.

5. Die Rekonstruktion der Kinematik

Dieses Kapitel behandelt die Identifikation des gestreuten Elektrons im Bereich mittlerer Q^2–Werte. Ferner wird die Rekonstruktion der Parameter des hadronischen Endzustandes behandelt und ausführlich die Bestimmung der diffraktiven Kinematik dargelegt.

5.1 Der primäre Ereignisvertex

Zur präzisen Rekonstruktion der Kinematik eines Ereignisses ist die Kenntnis des Ortes der primären *ep*–Wechselwirkung notwendig. Dieser sogenannte „primäre Ereignisvertex" ist infolge der endlichen Ausdehnung der Proton– und Elektron–Strahlpakete um den Ort der nominellen Strahlkreuzung der HERA–Maschine im Zentrum des H1–Detektors verschmiert.

Die gemessene Verteilung der z–Koordinate des primären Ereignisvertex ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die Selektion der dargestellten tiefunelastischen H1–Daten wird in den folgenden Abschnitten erläutert. Deutlich sichtbar ist die gaußförmige Verschmierung, die der z–Struktur der Proton–Bunches folgt. Darüberhinaus sind noch die durch „satellite bunches" hervorgerufenen „Ausläufer" der Verteilung zu erkennen.

Diese „Satelliten" sind kleinere Strahlpakete, die im zeitlichen Abstand von einigen ns vor oder nach den nominalen Paketen die H1–Wechselwirkungszone passieren. Sie liefern einen endlichen Beitrag zur Luminosität. In der Analyse entledigt man sich dieser Beiträge durch Forderung nach einem rekonstruierten z–Vertex, der mit einem primären Bunchcrossing verträglich ist. Für die vorliegende Arbeit wurden nur Ereignisse mit $|z_{Vtx} - z_{Vtx}^{nom}| \leq 3\sigma_{z_{Vtx}}$ akzeptiert. Die nominale z–Vertexposition liegt bei $z_{vtx}^{nom} \approx +3.5\,cm$. Die Standardabweichung $\sigma_{z_{Vtx}}$ der z–Vertexverschmierung wurde durch Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilung aus Abbildung 5.2 ermittelt. Sie ergab sich zu

$$\sigma_{z_{Vtx}} = 11\,cm.$$

5.2 Das gestreute Elektron

5.2.1 Das H1KINE–Modul

Unter dem Oberbegriff H1KINE wird ein Paket von Programmroutinen zusammengefaßt, das innerhalb des Rekonstruktionsprogramms H1REC ausgeführt wird (siehe Abschnitt 4.3).

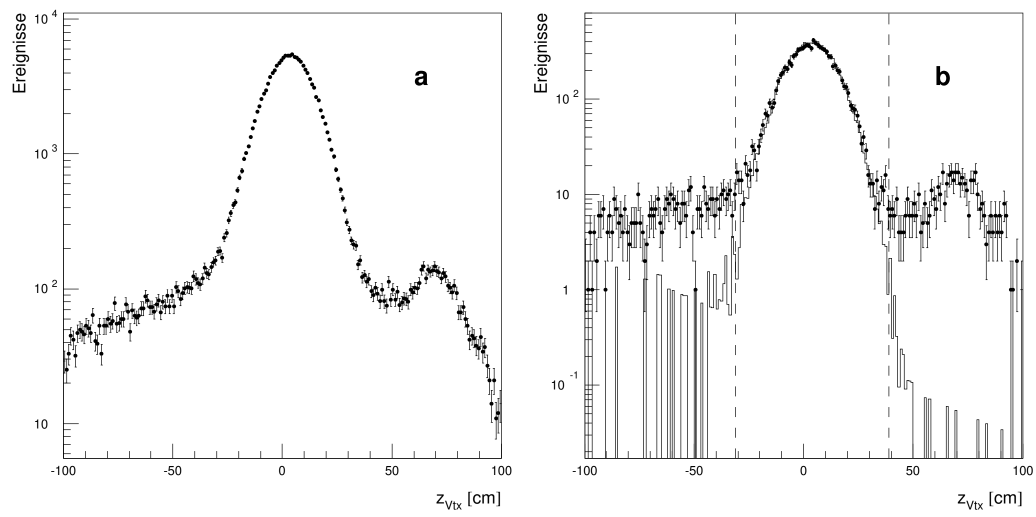

Abbildung 5.1: *Verteilung der z–Position des primären Ereignisvertex in den tiefunelastischen H1–Daten. In* **a** *sind alle tiefunelastischen H1–Daten dargestellt, in* **b** *wurden zusätzlich die Schnitte zur Selektion diffraktiver Ereignisse angewandt (siehe Kapitel 6). In* **b** *ist den Daten (Punkte mit statistischen Fehlerbalken) das* RAPGAP–*Monte–Carlo (Histogramm) gegenübergestellt. Dabei wurde die 50/50–Kombination der Quark– und Gluon–Datensätze benutzt. Die Linien deuten einen Schnitt von $\pm 33\,cm$ um die nominale z–Vertex–Lage an. Im Bereich innerhalb der Linien sollte das MC die Daten reproduzieren, wie es offenbar der Fall ist.*

Ziel ist die Identifizierung von Kandidaten für das gestreute Elektron sowie die Berechnung von Parametern des hadronischen Endzustandes. Letztere finden jedoch in der vorliegenden Arbeit keine Verwendung, sondern werden unabhängig von H1KINE in der Analyse ermittelt. Einzelheiten zu H1KINE finden sich in [5]. Hier wird nur auf die Suche nach dem gestreuten Elektron im BEMC eingegangen.

Die Suche nach Kandidaten beginnt in H1KINE mit den elektromagnetischen Clustern im BEMC, die eine Energie von wenigstens $3\,GeV$ haben. Die BEMC–Region ist hierbei definiert durch Cluster mit einer z–Position von $z < -150\,cm$ und einem Abstand zur Strahlachse von $r < 64\,cm$. Die letzte Bedingung zieht dabei den Akzeptanzbereich der BPC in Betracht. Alle geometrischen Angaben bezüglich der Cluster beziehen sich auf deren jeweiliges „Center of Gravity“, also ihrem energiegewichteten geometrischen Schwerpunkt. Ein Cluster, das diese Bedingungen erfüllt, sowie die beiden weiteren höchstenergetischen Cluster im Abstand von weniger als $10\,cm$ in der radialen Richtung werden zu einem Kandidaten zusammengefaßt.

Für jeden solchen Kandidaten werden nun einige Qualitätsparameter definiert, auf die in späteren Selektionsschritten geschnitten werden kann. Im einzelnen sind dies:

- $EBEM$: Dies ist der Bruchteil der Energie des Kandidaten, die im BEMC deponiert wurde. Für einen vollständig im BEMC liegenden Kandidaten ist $EBEM = 1$, für Kandidaten im LAr bzw. im Übergangsbereich BEMC/BBE nimmt $EBEM$ die Werte 0 bzw. $0 < EBEM < 1$ an.

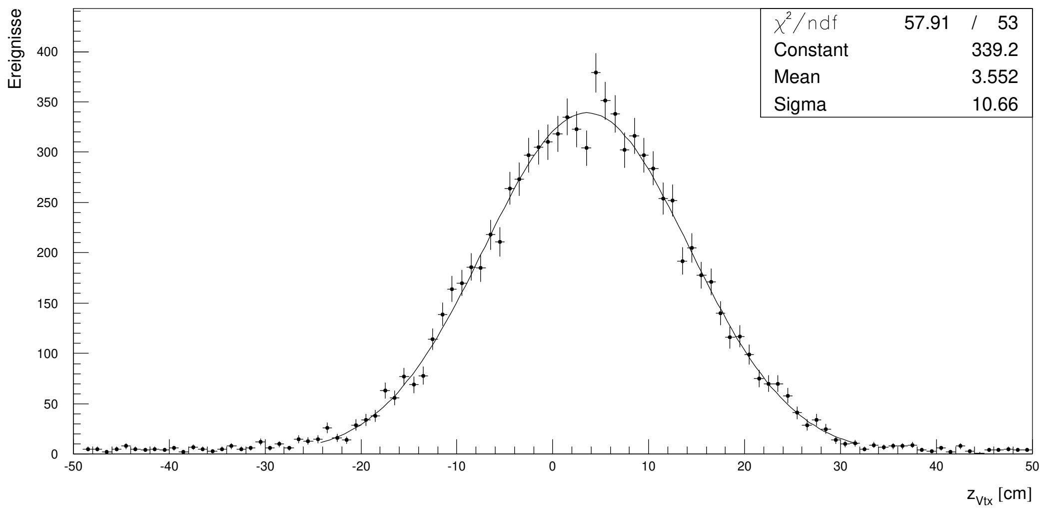

Abbildung 5.2: *Anpassung einer Gaußfunktion an die z–Vertex–Verteilung der diffraktiven tiefunelastischen Daten aus Abbildung 5.1* **b**.

- *EBPC* (nur für Kandidaten im BEMC): Hiermit wird der Abstand zum nächsten BPC–Treffer bezeichnet, falls dieser innerhalb von $10\,cm$ zur Cluster–Position liegt. Die Lage des Kandidaten im BEMC wird dabei in die BPC–Ebene zurückprojeziert, wobei Parallaxeneffekte berücksichtigt werden.

- *ECRA* (nur für Kandidaten im BEMC): *ECRA* ist der mit der Energie gewichtete Clusterradius. Dabei kommt eine lineare Gewichtung der Zellposition mit der Clusterenergie zur Anwendung.

Polar– und Azimutalwinkel des e–Kandidaten werden aus der Clusterposition relativ zum primären Ereignisvertex bestimmt, sofern kein BPC–Treffer im Abstand von weniger als $4\,cm$ vorliegt. Ansonsten wird dieser zur Winkelbestimmung herangezogen.

5.2.2 Die Identifizierung des gestreuten Elektrons

Für die vorliegende Arbeit wurde zur Identifizierung des gestreuten Elektrons das H1KINE–Modul verwendet. Dabei kamen die im vorherigen Abschnitt eingeführten Qualitätsparameter zur Anwendung. Auf der Basis dieser Parameter findet eine Vorselektion der H1–Daten in die Eventklasse 11 statt, die Kandidaten für Ereignisse der tiefunelastischen Streuung bei mittlerem Q^2 enthält [37]. Es wurden nur Ereignisse untersucht, die in dieser Eventklasse enthalten sind.

Die im folgenden vorgestellten finalen Schnitte auf die Kandidaten für das gestreute Elektron stellen eine Obermenge der Schnitte der Eventklasse 11 dar, weshalb die letzteren nicht näher erläutert werden. Eine Zusammenfassung der benutzten Schnitte ist in Tabelle 5.1 angegeben. Dabei stehen $E_{e'}$ und $\theta_{e'}$ für Energie und Polarwinkel des Kandidaten und z_{Vtx} für die z–Position des primären Ereignisvertex. Die Größen p_t^{mis} und y_{inkl} wurden aus

Parameter		Schnitt
$E_{e'}$	$\geq$	$10\,GeV$
$\theta_{e'}$	$\geq$	$155°$
$\theta_{e'}$	$\leq$	$173°$
$EBEM$	$=$	1
$EBPC$	$\leq$	$5\,cm$
$ECRA$	$\leq$	$5\,cm$
$\lvert z_{Vtx} - z_{Vtx}^{nom}\rvert$	$\leq$	$33\,cm$
p_t^{mis}	$\leq$	$10\,GeV$
y_{inkl}	$\leq$	1.4

Tabelle 5.1: *Schnitte zur Identifizierung des gestreuten Elektrons. $E_{e'}$, $\theta_{e'}$, $EBEM$, $EBPC$ und $ECRA$ werden von* H1KINE *bereitgestellt, z_{Vtx} von der Spurrekonstruktion in* H1REC. *p_t^{mis} und y_{inkl} wurden in der Analyse berechnet.*

dem hadronischen Endzustand berechnet (siehe Abschnitt 5.3), wobei p_t^{mis} für das „missing p_t", also den insgesamt im Ereignis fehlenden Transversalimpuls steht. Dieser Schnitt dient hauptsächlich zur Unterdrückung von Ereignissen, die durch geladene Ströme induziert wurden und bei denen das auslaufende Neutrino nicht detektiert werden kann. Ferner wird y_{inkl} aus

$$y_{inkl} = \frac{\sum_i (E(i) - p_z(i))}{2 \cdot E_e}$$

ermittelt. Die Summe läuft dabei über alle im Detektor sichtbaren Energiedepositionen *inklusive* des Kandidaten für das gestreute Elektron; E_e ist die Elektronstrahlenergie von $27.55\,GeV$. Ein Schnitt auf die Größe y_{inkl} dient zur Unterdrückung von Untergrund aus Photoproduktionsereignissen.

5.3 Der hadronische Endzustand

Hier wird zunächst das verwendete Verfahren zur Kombination von Spur– und Clusterinformationen vorgestellt. Daraufhin wird die Rekonstruktion der DIS–Variablen mittels der Σ–Methode erläutert.

5.3.1 Die Behandlung der Spurkammerinformationen

Die meisten der am H1–Experiment durchgeführten Analysen tiefunelastischer Prozesse rekonstruieren den hadronischen Endzustand ausschließlich aus Kalorimeterinformationen, verzichten also auf Einbeziehung der Spurkammern. Dies ist bei hohen Massen des hadronischen Endzustandes in guter Näherung gerechtfertigt. Geladene Teilchen mit einer Energie oberhalb von einigen GeV erzeugen nicht nur eine Spur in den zentralen Spurkammern, sondern verursachen mit hoher Wahrscheinlichkeit auch eine signifikante Energiedeposition im LAr–Kalorimeter. Durch die Verwendung der Spurkammerinformation würde man also keine wesentliche Verbesserung der Rekonstruktion erzielen.

Bei diffraktiven Ereignissen hingegen liegt die typische Masse des im Zentraldetektor sichtbaren hadronischen Systems deutlich unterhalb derjenigen von Standard–DIS–Ereignissen. Daher werden mit erhöhter Wahrscheinlichkeit relativ energiearme Teilchen unterhalb der Nachweisschwelle des LAr–Kalorimeters erzeugt. Um diese Verluste soweit wie möglich zu kompensieren, werden in der vorliegenden Arbeit auch in den zentralen Spurkammern gemessene Impulse geladener Teilchen in Betracht gezogen.

Innerhalb der H1–Kollaboration kommen verschiedene Methoden zur Kombination von Spur– und Clusterinformationen zur Anwendung. Die im folgenden beschriebene Methode [80] zeichnet sich insbesondere durch ihre leichte Implementierbarkeit und dadurch bedingte geringe Fehleranfälligkeit aus. Sie enthält darüberhinaus nur einen einzigen „freien Parameter“ und ist daher vergleichsweise robust gegenüber Änderungen von Detektorparametern wie Kalibrationskonstanten et cetera.

Im verwendeten Verfahren werden alle Spuren und Cluster, die gewisse Qualitätsschnitte (siehe unten) erfüllen, zum hadronischen Endzustand zusammengefaßt. Die Energien der Cluster bleiben dabei unverändert, die Impulse der Spuren werden bei einem bestimmten Wert p_{CLIM} abgeschnitten. Polar– und Azimutalwinkel der Spuren bleiben dabei unverändert, da auch die Transversalimpulse entsprechend abgeschnitten werden.

Durch dieses Verfahren kann es zu einer partiellen Doppelzählung der Energien von geladenen Teilchen kommen. Jedoch kann dies als Ausgleich für die Verluste derjenigen Teilchen dienen, die unerkannt entkommen, da ihre Energiedepositionen unterhalb der Nachweisschwelle liegen oder durch Schnitte zur Unterdrückung des Rauschens verloren gehen. Es zeigt sich, daß durch Verwendung dieser Methode die Rekonstruktion der Kinematik diffraktiver Ereignisse gegenüber der ausschließlichen Benutzung der Kalorimeterinformationen deutlich verbessert werden kann. Eine weitere signifikante Verbesserung konnte auch durch wesentlich komplexere Kombinationsschemata nicht erreicht werden, weshalb auf ihre Verwendung verzichtet wurde. Der Parameter p_{CLIM} hatte in der vorliegenden Analyse einen Wert von $p_{CLIM} = 350\,MeV$.

Die durch H1REC rekonstruierten Energiedepositionen durch Hadronen im LAr bzw. BEMC wurden gemäß den Empfehlungen der H1–Kalorimetergruppe mit den Faktoren $F^{scale}_{LAr} = 1.04$ bzw. $F^{scale}_{BEMC} = 1.6$ skaliert. Zur Unterdrückung von „Noise“ in den Kalorimetern wurden ferner nur Cluster mit einer Mindestenergie von $350\,MeV$ betrachtet. Für die verwendeten Spuren wurden mindestens 10 Treffer in den zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 gefordert.

Die Wirksamkeit der beschriebenen Kombination von Spuren und Kalorimeterclustern kann anhand von Abbildung 5.3 demonstriert werden. Sie zeigt die Balance der transversalen Impulse im Laborsystem. Da der gesamte Transversalimpuls im Eingangszustand verschwindet, muß das p_t des gestreuten Elektrons durch den hadronischen Endzustand kompensiert werden. Abgesehen von Beiträgen zum hadronischen p_t, die durch im Strahlrohr unerkannt entkommende Teilchen verlorengehen, gibt also die dargestellte p_t–Balance ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes. Sie wird offenbar durch Hinzunahme der Spurkammerinformationen gegenüber der Beschränkung alleine auf die Energiedepositionen in LAr–Kalorimeter deutlich verbessert.

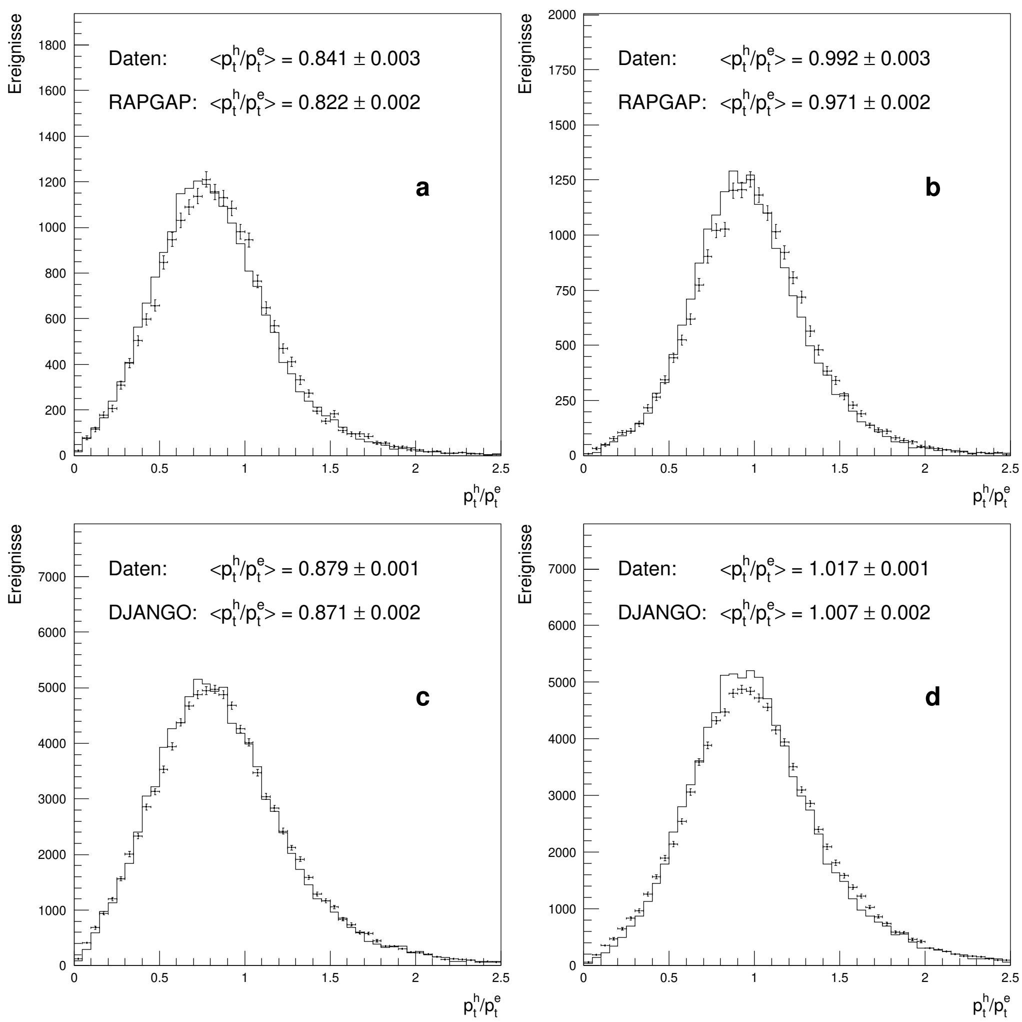

Abbildung 5.3: *Balancierung des Transversalimpulses im Laborsystem. Dargestellt ist der Betrag des hadronischen Transversalimpulsvektors geteilt durch das p_t des gestreuten Elektrons. Zur Rekonstruktion des hadronischen Vektors wurden dabei nur Kalorimeterinformationen herangezogen (**a**,**c**) bzw. die im Text beschriebene Kombinationsmethode von Kalorimeter– und Spurkammerinformationen benutzt (**b**,**d**). Die Teilabbildungen **a** und **b** zeigen diffraktive tiefunelastische Ereignisse nach der in Kapitel 6 beschriebenen Selektion, während in **c** und **d** DIS–Ereignisse mit einem $\eta_{max} \geq 3.2$ dargestellt sind. Den H1–Daten (Punkte mit Fehlerbalken) sind dabei die jeweils relevanten Monte–Carlo–Verteilungen aus* RAPGAP *(**a**,**b**) bzw.* DJANGO *(**c**,**d**) gegenübergestellt. Die Mittelwerte der Verteilungen sind ebenfalls in den Abbildungen angegeben.*

5.3.2 Die Σ–Methode

Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, wird die Kinematik eines Ereignisses der (nichtdiffraktiven) tiefunelastischen Streuung durch Kenntnis von zwei der drei Größen x, y und Q^2 vollständig beschrieben. Die dritte Größe kann dann anhand von Gleichung 3.1 ermittelt werden.

Zur Rekonstruktion dieser Größen kommen mehrere Verfahren in Frage. Sie benutzen nur Informationen aus der Messung des gestreuten Elektrons, nur solche aus der des hadronischen Endzustandes oder eine Kombination von beiden. Die Verfahren unterscheiden sich teilweise erheblich in der Güte der Rekonstruktion in verschiedenen Bereichen der kinematischen Variablen.

Hier sollen nur zwei der Methoden vorgestellt werden. Eine Übersicht dieser sowie der weiteren Methoden geben [14] und insbesondere [4].

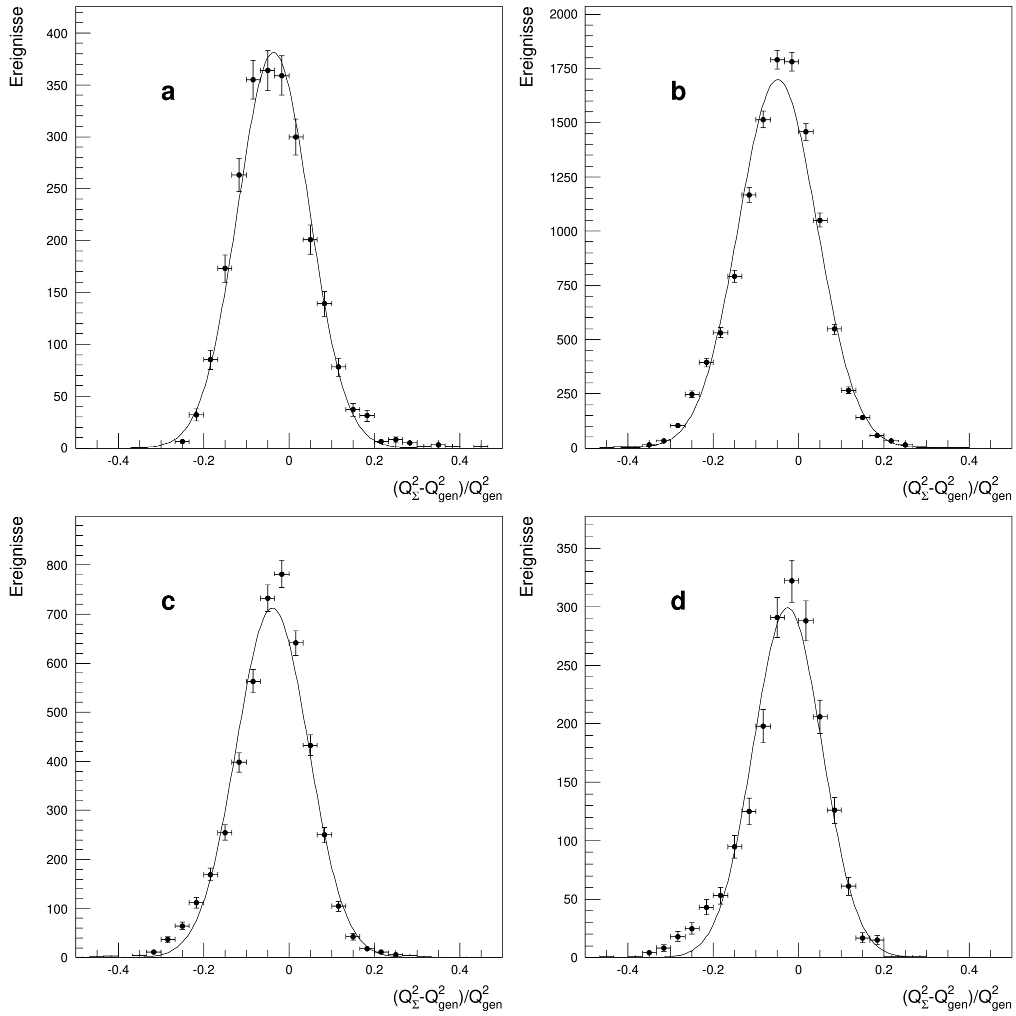

Abbildung 5.4: *Auflösungsplots der Rekonstruktion von Q^2 nach der Σ–Methode. Dargestellt ist die relative Auflösung $\frac{Q^2_\Sigma - Q^2_{gen}}{Q^2_{gen}}$ mit statistischen Fehlerbalken für das* RAPGAP–*Gluon–MC für die Bereiche $7.5GeV^2 \leq Q^2_{gen} < 10GeV^2$ (**a**), $10GeV^2 \leq Q^2_{gen} < 20GeV^2$ (**b**), $20GeV^2 \leq Q^2_{gen} < 40GeV^2$ (**c**) und $40GeV^2 \leq Q^2_{gen} < 80GeV^2$ (**d**). Die Kurven sind an die Verteilungen angepaßte Gaußfunktionen.*

Das am häufigsten verwendete „klassische“ Verfahren zur Rekonstruktion von y und Q^2 ist die sogenannte „Elektron–Methode“. Hierbei finden nur Energie $E_{e'}$ und Polarwinkel $\theta_{e'}$

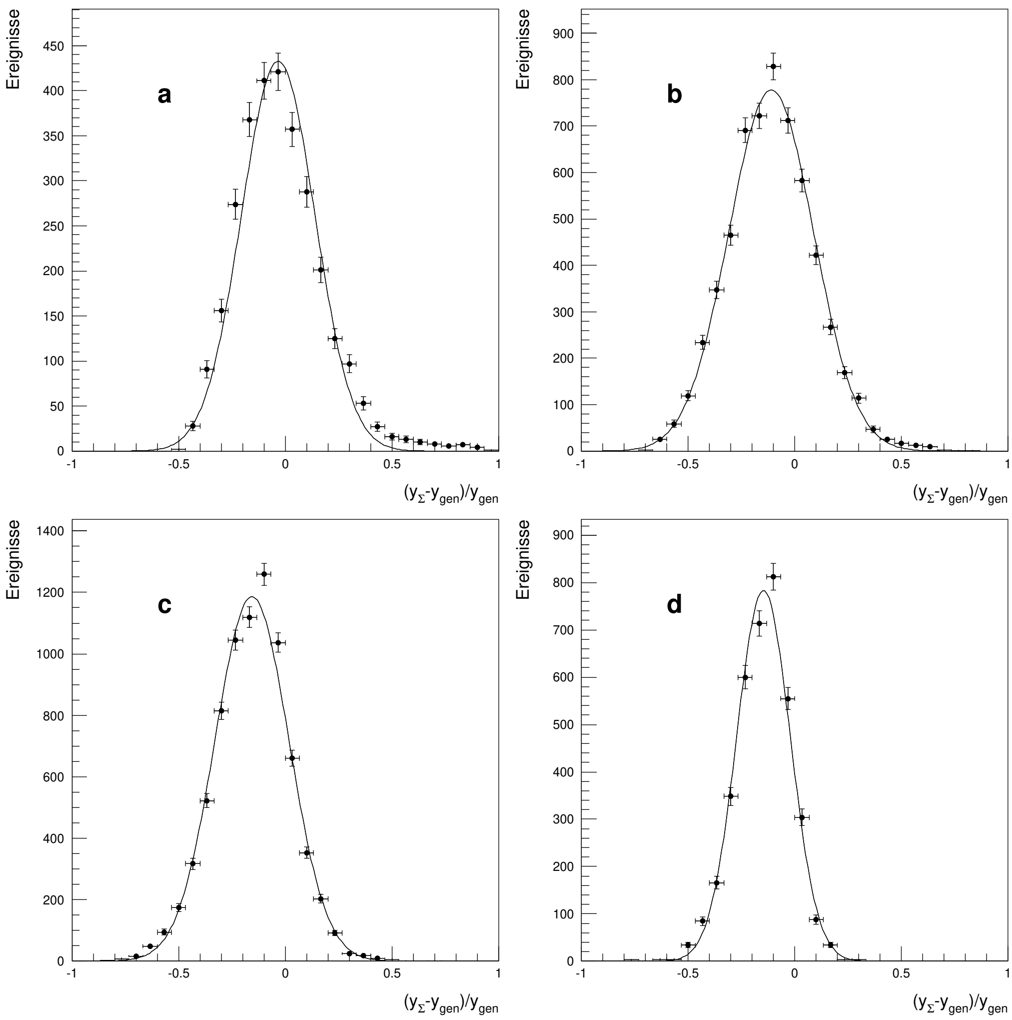

Abbildung 5.5: *Auflösungsplots der Rekonstruktion von y nach der Σ–Methode. Dargestellt ist die relative Auflösung $\frac{y_\Sigma - y_{gen}}{y_{gen}}$ mit statistischen Fehlerbalken für das* RAPGAP–*Gluon–MC für die Bereiche* $0.05 \leq y_{gen} < 0.1$ *(***a***),* $0.1 \leq y_{gen} < 0.2$ *(***b***),* $0.2 \leq y_{gen} < 0.4$ *(***c***) und* $0.4 \leq y_{gen} < 0.6$ *(***d***). Die Kurven sind an die Verteilungen angepaßte Gaußfunktionen.*

des gestreuten Elektrons Verwendung:

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \tag{5.1}$$

$$Q_e^2 = 4E_{e'}E_e \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \tag{5.2}$$

Die e–Methode ist unabhängig vom hadronischen Endzustand und daher auch vom verwendeten Spur–Cluster–Kombinationsschema. Sie bietet darüberhinaus eine sehr gute Auflösung in Q^2. Ihr Hauptnachteil ist jedoch die schlechte Rekonstruktion von y für kleine

y–Werte ($y \lesssim 0.2$). Dies kann man sich klarmachen, wenn man den relativen Fehler der y–Messung aus Formel 5.1 betrachtet. Dieser ist für kleine y proportional zu $1/y$.

Ein neueres, bei H1 eingeführtes Verfahren ist die sogenannte „Σ–Methode“. Sie benutzt sowohl Informationen des gestreuten Elektrons als auch solche aus der Messung des hadronischen Endzustandes. Hierzu wird die Größe Σ definiert als:

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \tag{5.3}$$

Die Summe läuft über den hadronischen Endzustand, also über alle im Detektor sichtbaren Teilchen außer dem gestreuten Elektron. Mit Hilfe von Σ berechnen sich y und Q^2 zu:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E_{e'}(1 - \cos\theta_{e'})} \tag{5.4}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{E^2_{e'} \sin^2\theta_{e'}}{1 - y_\Sigma} \tag{5.5}$$

Eine nützliche Kontrollgröße für die Σ–Methode wird durch

$$\Delta = \Sigma + E_{e'}(1 - \cos\theta_{e'}) \tag{5.6}$$

definiert. Im Idealfall, also unter der Annahme, daß keine Teilchen unerkannt entkommen, gilt:

$$\Delta = 2E_e. \tag{5.7}$$

Der Fehler des nach Formel 5.4 berechneten y zeigt keine $1/y$–Divergenz für kleine y. Ein weiterer großer Vorteil der Σ–Methode ist, daß sowohl y_Σ als auch Q^2_Σ ISR[1]–unabhängig sind. Sie geben also die Kinematik am harten Ereignisvertex auch in dem Falle richtig wieder, daß ein Photon vom einlaufenden Elektron kollinear abgestrahlt wird. Die Σ–Methode bietet eine gute y–Rekonstruktion über den gesamten zugänglichen y–Bereich. Die Rekonstruktion von Q^2 ist für die Σ–Methode nicht ganz so gut wie für die e–Methode. Jedoch liefert sie im gesamten relevanten y–Bereich von sehr kleinen $y \approx 0.03$ bis zu sehr hohen $y \approx 0.7$ eine nahezu konstante Güte der Q^2–Rekonstruktion.

Bei Verwendung der Σ–Methode sind die Strahlungskorrekturen durch höhere Ordnungen von QED–Prozessen unabhängig von x und Q^2. Sie liegen im Bereich von 2%. In der vorliegenden Arbeit wurde durchgängig die Σ–Methode zur Rekonstruktion von Q^2 und y benutzt. Die Qualität der Rekonstruktion von Q^2 und y ist in den Abbildungen 5.4 und 5.5 zusammengestellt. Auf die dort erkennbaren Verschmierungs– und Migrationseffekte wird später bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der Monte–Carlo–Datensätze korrigiert.

Der Generator DJANGO liefert eine absolute Vorhersage des Wirkungsquerschnittes der tiefunelastischen Streuung bei HERA. Für den benutzten Datensatz wurden die Protonstrukturfunktionen, die der Generator als Eingabe benötigt, so gewählt, daß sie das gesamte Spektrum tiefunelastischer Ereignisse im H1–Detektor beschreiben, also sowohl Standard–

[1] **I**nitial **S**tate **R**adiation

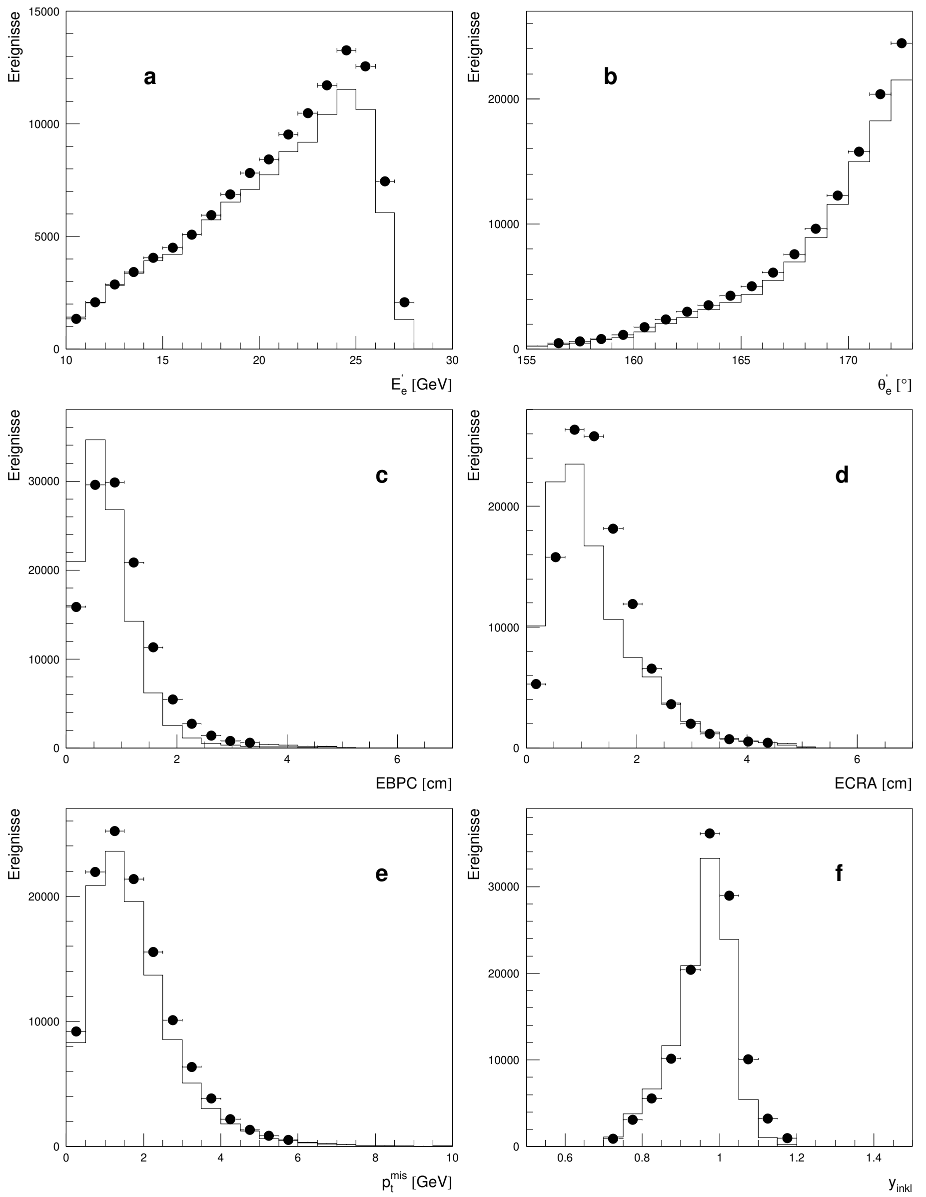

Abbildung 5.6: *Vergleich der Kinematik und Qualitätsparameter des gestreuten Elektrons für die H1–Daten (Punkte) und das* DJANGO*–Monte–Carlo (Histogramme). Das MC ist auf die Luminosität der Daten normiert, wobei der MC–Wirkungsquerschnitt zur Anwendung kam (siehe Text). Gezeigt sind Energie (***a***) und Polarwinkel (***b***) des gestreuten Elektrons sowie die Werte für EBPC (***c***), ECRA (***d***), p_t^{mis} (***e***) und y_{inkl} (***f***).*

als auch diffraktive Ereignisse. Es sind 200000 voll simulierte und rekonstruierte Ereignisse verfügbar, die in der Variablen Q^2 gewichtet sind. Sie entsprechen nahezu der zehnfachen Anzahl ungewichteter Ereignisse. Unter Berücksichtigung der Wichtung steht eine Monte–Carlo–Luminosität von $4.016\,pb^{-1}$ zur Verfügung, was beinahe dem Zweifachen der Lumi-

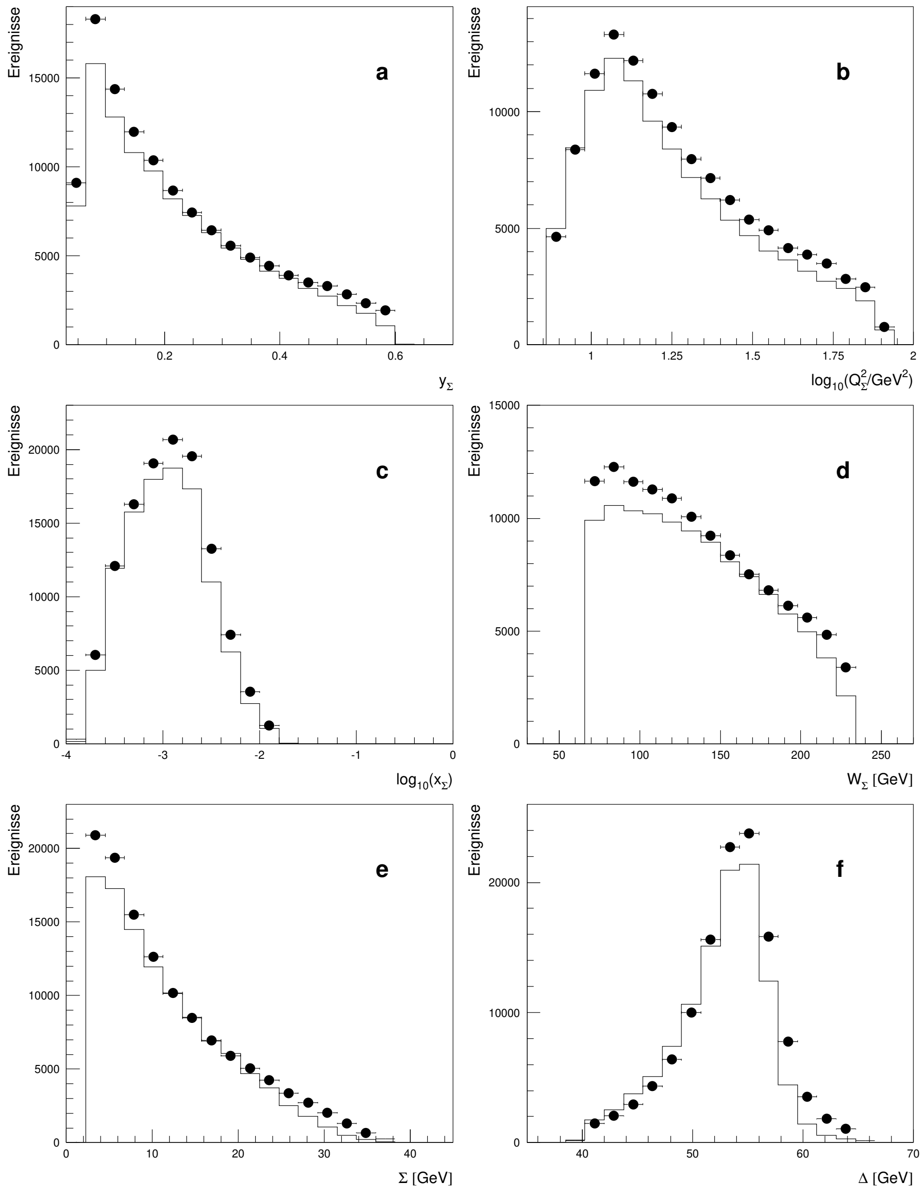

Abbildung 5.7: *Vergleich der wichtigsten kinematischen Größen zwischen den H1–Daten (Punkte) und dem* Django*–Monte–Carlo (Histogramme). Das MC ist auf die Luminosität der Daten normiert, wobei der MC–Wirkungsquerschnitt zur Anwendung kam (siehe Text). Gezeigt sind* y_Σ *(**a**),* $\log Q^2_\Sigma$ *(**b**),* $\log x_\Sigma$ *(**c**),* W_Σ *(**d**),* Σ *(**e**) und* Δ *(**f**).*

nosität der Daten entspricht. Die Monte–Carlo–Luminosität wurde dabei aus der Zahl der Ereignisse, dem mittleren Gewicht und dem Monte–Carlo–Wirkungsquerschnitt berechnet. Bei bekannter Luminosität der Daten (siehe Abschnitt 9.3) lassen sich also das Django–MC und die Daten bezüglich ihrer absoluten Ereigniszahlen vergleichen.

In Abbildung 5.6 ist der beschriebene Vergleich durchgeführt für das gestreute Elektron und die Qualitätsgrößen, auf die zur Identifizierung des Elektrons geschnitten wird. Man erkennt eine zufriedenstellende Übereinstimmung, was die Verwendung der in Abschnitt 5.2 vorgestellten Schnitte rechtfertigt. Analog sind in Abbildung 5.7 die grundlegenden kinematischen Größen x, Q^2, y und W sowie die zur Σ–Methode gehörenden Größen Σ und Δ im Vergleich zwischen Daten und DJANGO zu sehen. Auch hier ist eine weitgehende Übereinstimmung gegeben. Man überzeugt sich so davon, daß kein unverstandener Untergrund im Sample der tiefunelastischen Ereigniskandidaten in den Daten vorliegt. Wie nach Gleichung 5.7 erwartet, zeigt die Verteilung der Größe Δ ein ausgeprägtes Maximum bei $55\,GeV$.

Für Ereignisse der Photoproduktion, bei denen fälschlicherweise ein gestreutes Elektron gefunden wird, erwartet man Werte für Δ im Bereich deutlich unterhalb von $2E_e$, da das „wirkliche" gestreute Elektron im Strahlrohr verschwindet. Daher werden im folgenden nur noch Ereignisse mit $45\,GeV \leq \Delta \leq 60\,GeV$ betrachtet. Bei dem erwähnten Photoproduktionsuntergrund hat man es vor allem mit solchen Ereignissen zu tun, bei denen ein Photon (z.B. aus einem π^0–Zerfall) und ein geladenes Pion nahezu parallel in die Rückwärtsrichtung fliegen. Das Photon kann dann ein elektromagnetisches Cluster im BEMC hinterlassen, während das geladene Pion einen BPC–Treffer verursacht, der dann mit dem BEMC–Cluster zu einem Elektronkandidaten verbunden wird. Infolge des hohen totalen Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion bei HERA und der gleichfalls hohen Multiplizität von Pionen in solchen Ereignissen ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der beschriebenen Fehlidentifikationen nicht a priori zu vernachlässigen.

Zusätzlich zu den „technischen" Schnitten nach Tabelle 5.1 wird schließlich noch die Analyse auf den Bereich in der (y, Q^2)–Ebene eingeschränkt, in dem die Akzeptanzkorrekturen auf den Einfluß des H1–Detektors hinreichend klein sind. Es werden also im folgenden nur noch Ereignisse mit

$$0.05 \leq y_\Sigma \leq 0.6 \tag{5.8}$$

und

$$7.5\,GeV^2 \leq Q^2_\Sigma \leq 80\,GeV^2 \tag{5.9}$$

betrachtet.

5.4 Die Rekonstruktion der diffraktiven Variablen

Wie in Abschnitt 3.6 erläutert, sind über die DIS–Standardvariablen x, y, W und Q^2 hinaus bei diffraktiven Reaktionen auch die Größen m_x, $x_{I\!P}$ und β zur vollständigen Beschreibung der Ereigniskinematik erforderlich. Ihrer Rekonstruktion kommt für Jetanalysen besondere Bedeutung zu.

5.4.1 Die m_x–Rekonstruktion

Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes, m_x, berechnet sich aus

$$m_x^2 = \mathbf{p}_x^2 \tag{5.10}$$

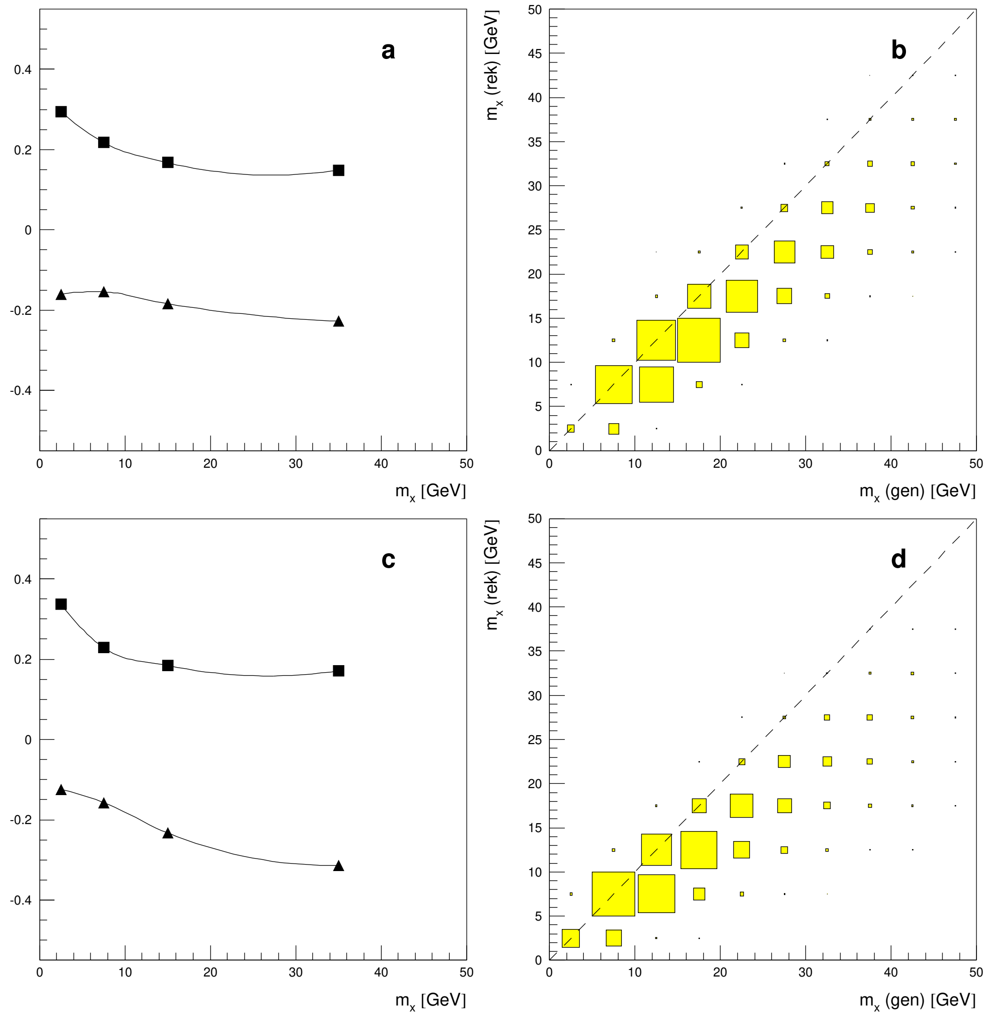

Abbildung 5.8: *Abhängigkeit der Auflösung der m_x–Rekonstruktion vom generierten m_x. Abbildungen* **a** *und* **c** *zeigen die relative Auflösung* $\frac{m_{x,rek}-m_{x,gen}}{m_{x,gen}}$ *in Form der Mittelwerte (Dreiecke) und der* RMS*–Werte (Quadrate) für das* RAPGAP*–Gluon Monte Carlo (*__a__,**b***) und das* RAPGAP*–Quark Monte Carlo (*__c__,**d***). In den Figuren* **b** *und* **d** *sind Korrelationsverteilungen zwischen dem rekonstruierten und dem generierten m_x zu sehen. Dabei wurde die Größe der Quadrate mit dem generierten m_x gewichtet, um die Korrelation im Bereich hoher m_x besser sichtbar zu machen.*

mit

$$\mathbf{p}_x = \sum_h \mathbf{p}_h. \tag{5.11}$$

Hierbei läuft die Summe wiederum über den hadronischen Endzustand, also über alle im Detektor sichtbaren Teilchen außer dem gestreuten Positron.

Wie Abbildung 5.8 zu entnehmen ist, liegt das rekonstruierte m_x systematisch unter dem generierten Wert. Dies ist teilweise darauf zurückzuführen, daß gerade bei diffraktiven Reaktionen zahlreiche Hadronen mit so niedriger Energie entstehen, daß sie unterhalb der Nachweisschwelle des LAr–Kalorimeters liegen oder durch Schnitte zur Noise–Unterdrückung verworfen werden. Ferner ist das rückwärtige Kalorimeter BEMC zur Energiemessung von Hadronen nur bedingt geeignet, was sich gerade bei diffraktiven Reaktionen bemerkbar macht, deren Ereignistopologie nicht so stark in die Vorwärtsrichtung tendiert wie bei „normalen“ tiefunelastischen Ereignissen. Ein weiterer Grund für den zu kleinen Wert des rekonstruierten m_x sind die Teilchen niedriger Energie, die aus einem Pomeronrestzustand entstehen und in der Vorwärtsrichtung in der Strahlröhre verschwinden, ohne die Rapiditätslücke auszufüllen.

5.4.2 Die $x_{I\!P}$–Rekonstruktion

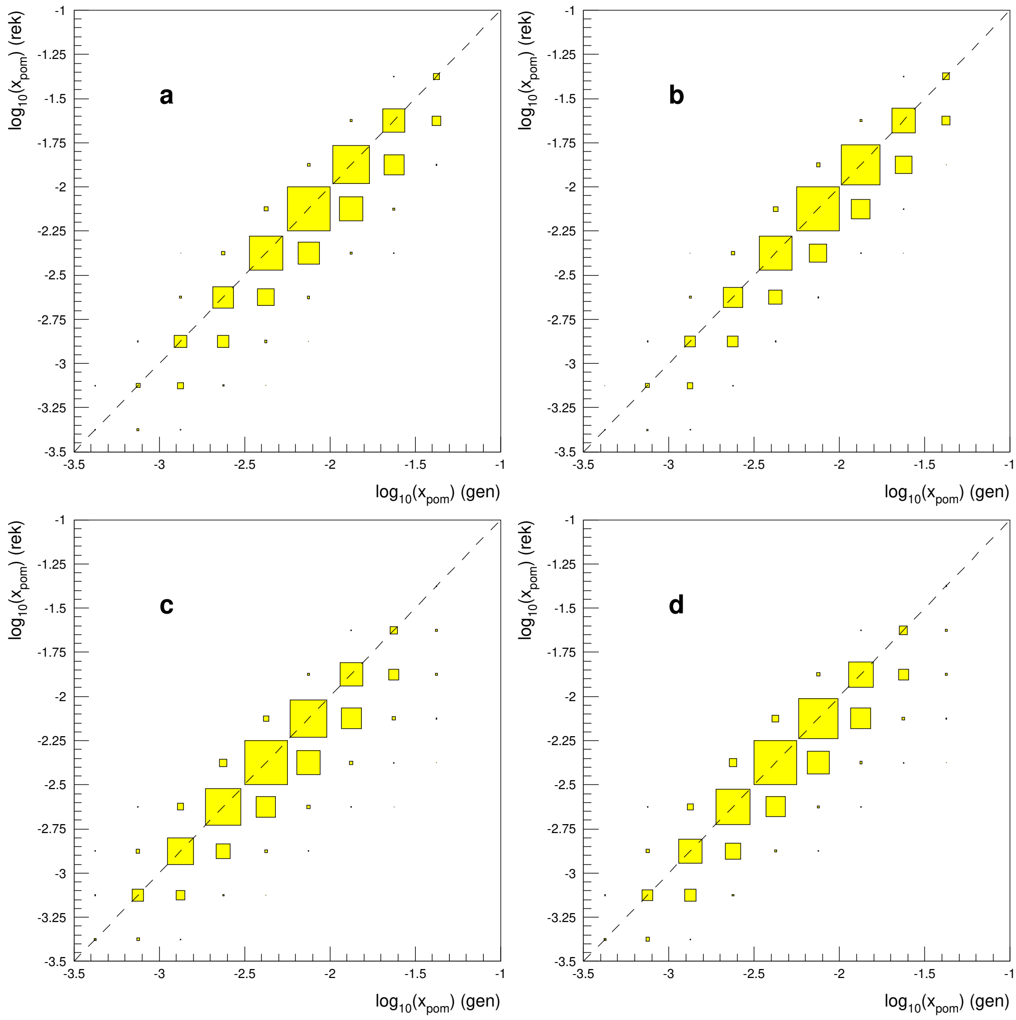

Abbildung 5.9: *Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem $x_{I\!P}$ für den* RAPGAP*–Gluon– (**a**,**b**) und den* RAPGAP*–Quark–Datensatz (**c**,**d**). Die Rekonstruktion von $x_{I\!P}$ erfolgte dabei nach Gleichung 5.12 (**a**,**c**) bzw. nach Gleichung 5.13 (**b**,**d**).*

Zur Rekonstruktion der Größe $x_{I\!P}$ kommen zwei verschiedene Methoden in Frage. Bei Kenntnis von m_x berechnet sich $x_{I\!P}$ aus

$$x_{I\!P} = \frac{m_x^2 + Q^2 - t}{W^2 + Q^2 + m_p^2} \approx \frac{m_x^2 + Q^2}{W^2 + Q^2}. \tag{5.12}$$

Dabei werden in sehr guter Näherung $-t$ und m_p^2 gegen Q^2 und W^2 vernachlässigt. Bei dieser Methode hängt $x_{I\!P}$ quadratisch von m_x ab. Entsprechend pflanzt sich eine Ungenauigkeit in der m_x–Bestimmung unmittelbar auf die $x_{I\!P}$–Rekonstruktion fort.

Alternativ läßt sich $x_{I\!P}$ aus

$$x_{I\!P} = \frac{1}{2E_p} \sum_{h,e} (E_h + p_{z,h}) \tag{5.13}$$

berechnen. Hierbei läuft die Summe über *alle* im Detektor sichtbaren Teilchen *inklusive* des gestreuten Positrons.

Abbildung 5.9 zeigt die Güte der $x_{I\!P}$–Rekonstruktion für die beiden genannten Methoden. Diese liefern im Bereich sehr kleiner m_x deutlich verschiedene Ergebnisse, sind jedoch für $m_x \gtrsim 5\,GeV$ praktisch äquivalent. In dieser Arbeit wird die Methode nach Gleichung 5.13 verwendet. Die Rekonstruktion großer Werte des generierten $x_{I\!P}$ ist ohne ein Nachweisgerät für das gestreute Proton (siehe 2.4) nicht möglich, da ein signifikanter Teil des hadronischen Endzustandes in Vorwärtsrichtung in der Strahlröhre verschwindet. In diesem Fall wird auch keine Rapiditätslücke beobachtet, so daß diese Ereignisse in den Daten nicht als diffraktive Reaktionen identifiziert werden können. Der Bereich $x_{I\!P} \gtrsim 0.05$ wird erst durch den Nachweis des gestreuten Protons mit Hilfe eines Forward Proton Spectrometers möglich sein (siehe Abschnitt 2.4).

5.4.3 Die β–Rekonstruktion

Auch im Falle von β bieten sich mehrere Möglichkeiten zur Rekonstruktion an. Nach Bestimmung von x und $x_{I\!P}$ erhält man β mit Hilfe von Gleichung 3.4. Alternativ führt eine direkte Messung über den Ausdruck

$$\beta = \frac{Q^2}{m_x^2 + Q^2}. \tag{5.14}$$

Die Qualität der Messung von β durch diese direkte Methode ist aus Abbildung 5.10 ersichtlich. Sie ist offenbar nicht abhängig von der Partonhypothese (Quark/Gluon) für das Pomeron.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sowohl die kinematischen Parameter der tiefunelastischen Streuung (y, Q^2) als auch die diffraktiven Variablen (m_x, $x_{I\!P}$) mit zufriedenstellender Genauigkeit rekonstruiert werden können. Auf die Akzeptanz und die Auflösungsqualität des Detektors kann mit Hilfe der Detektorsimulation korrigiert werden. Dies ist gerechtfertigt durch die Tatsache, daß die simulierten und rekonstruierten Monte–Carlo–Ereignisse die unkorrigierten Daten gut beschreiben.

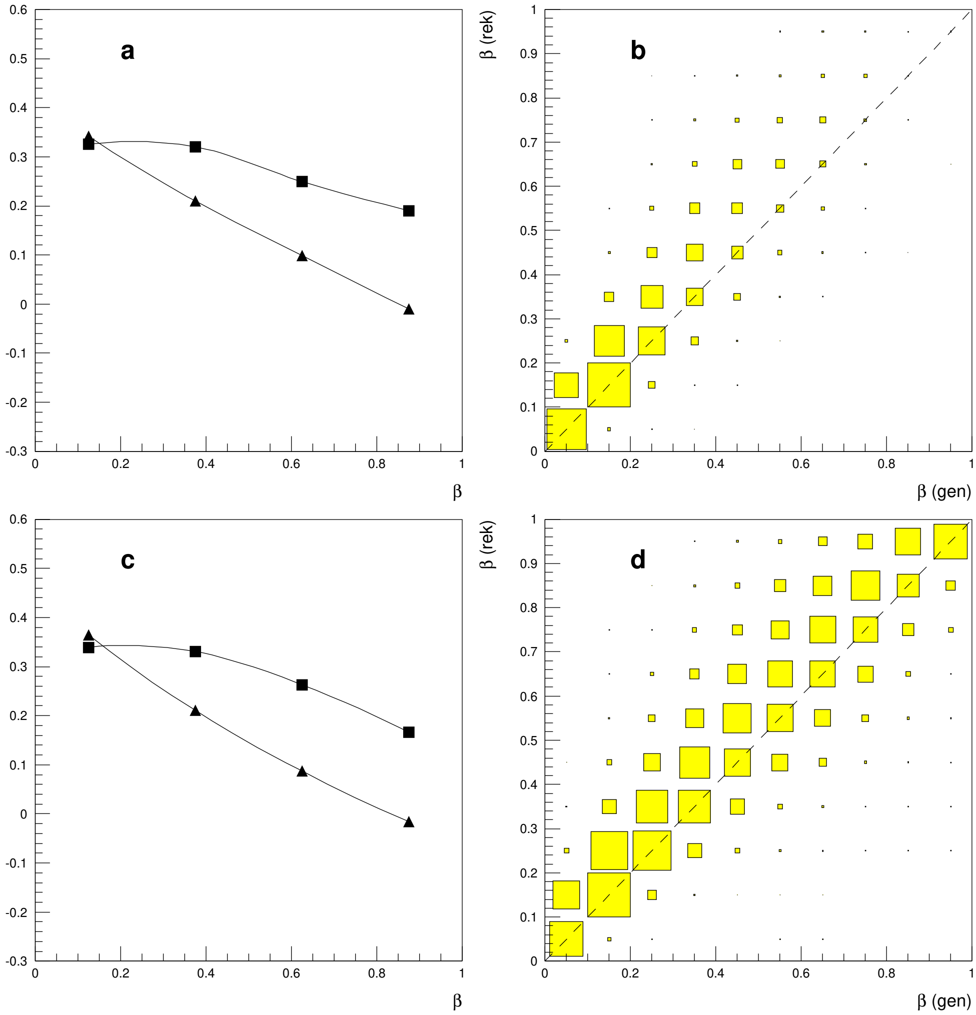

Abbildung 5.10: *Abhängigkeit der Auflösung der β–Rekonstruktion vom generierten β. Abbildungen* **a** *und* **c** *zeigen die relative Auflösung $\frac{\beta rek - \beta gen}{\beta gen}$ in Form der Mittelwerte (Dreiecke) und der* RMS*–Werte (Quadrate) für das* RAPGAP*–Gluon Monte Carlo (***a***,***b***) und das* RAPGAP*–Quark Monte Carlo (***c***,***d***). In den Figuren* **b** *und* **d** *sind Korrelationsverteilungen zwischen dem rekonstruierten und dem generierten β zu sehen. Dabei wurde die Größe der Quadrate mit dem generierten β gewichtet, um die Korrelation im Bereich hoher β besser sichtbar zu machen.*

6. Die Selektion diffraktiver Ereignisse

In diesem Kapitel wird die Identifikation diffraktiver Ereignisse in den tiefunelastischen H1–Daten erläutert. Besonderer Wert wird dabei auf die korrekte Behandlung des verbleibenden Untergrundes aus Standardereignissen gelegt.

6.1 Die Größe η_{max}

Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, lassen sich diffraktive tiefunelastische Ereignisse bei HERA durch das Auftreten einer Rapiditätslücke identifizieren, also durch das Fehlen eines signifikanten Energieflusses in die Vorwärtsrichtung. Um dies zu quantifizieren, wurde die Größe η_{max} eingeführt, die folgendermaßen definiert ist:

$$\eta_{max} := \text{Pseudorapidität des am weitesten in Vorwärtsrichtung liegenden LAr–Clusters} \tag{6.1}$$

Um durch elektronisches Rauschen in den Kalorimeter–Vorverstärkern vorgetäuschte Energiedepositionen zu unterdrücken, beschränkt man sich in dieser Definition auf Cluster mit einer Energie oberhalb von $400\,MeV$[1].

Der geometrische Akzeptanzbereich des Flüssigargon–Kalorimeters endet, vom nominalen HERA–Wechselwirkungspunkt im Zentrum des H1–Detektors aus gesehen, in der Protonenflugrichtung bei $\eta \approx 3.65$. Daher erwartet man durch den starken Energiefluß in Vorwärtsrichtung, den Ereignisse der tiefunelastischen Streuung aufweisen, einen ausgeprägten „Peak“ bei diesem Wert in der η_{max}–Verteilung. Durch die Verschmierung des Ereignisvertex in der z–Richtung infolge der endlichen Ausdehnung der Protonen–Bunches wird auch dieser Peak eine endliche Breite haben.

Abbildung 6.1 stellt die Verteilung der Größe η_{max} in den identifizierten DIS–Ereignissen dar. Man beachte den logarithmischen Maßstab der Ordinate. Es zeigt sich qualitativ der erwartete Peak. Im Bereich dieses Peaks wird die Verteilung gut durch ein Monte–Carlo–Programm angenähert, das die Standard–DIS beschreiben soll (Django bzw. Lepto/Cdm). Jedoch weist die MC–Vorhersage einen exponentiellen Abfall der Verteilung

[1] Die Verwendung eines Schnittes von $400\,MeV$ im Unterschied zu den $350\,MeV$ aus Abschnitt 5.3.1 erfolgt, um mit anderen Analysen der diffraktiven Streuung bei H1 kompatibel zu bleiben. Eine Variation dieses Wertes für die Definition von η_{max} hat nur minimalen Einfluß auf die Ergebnisse.

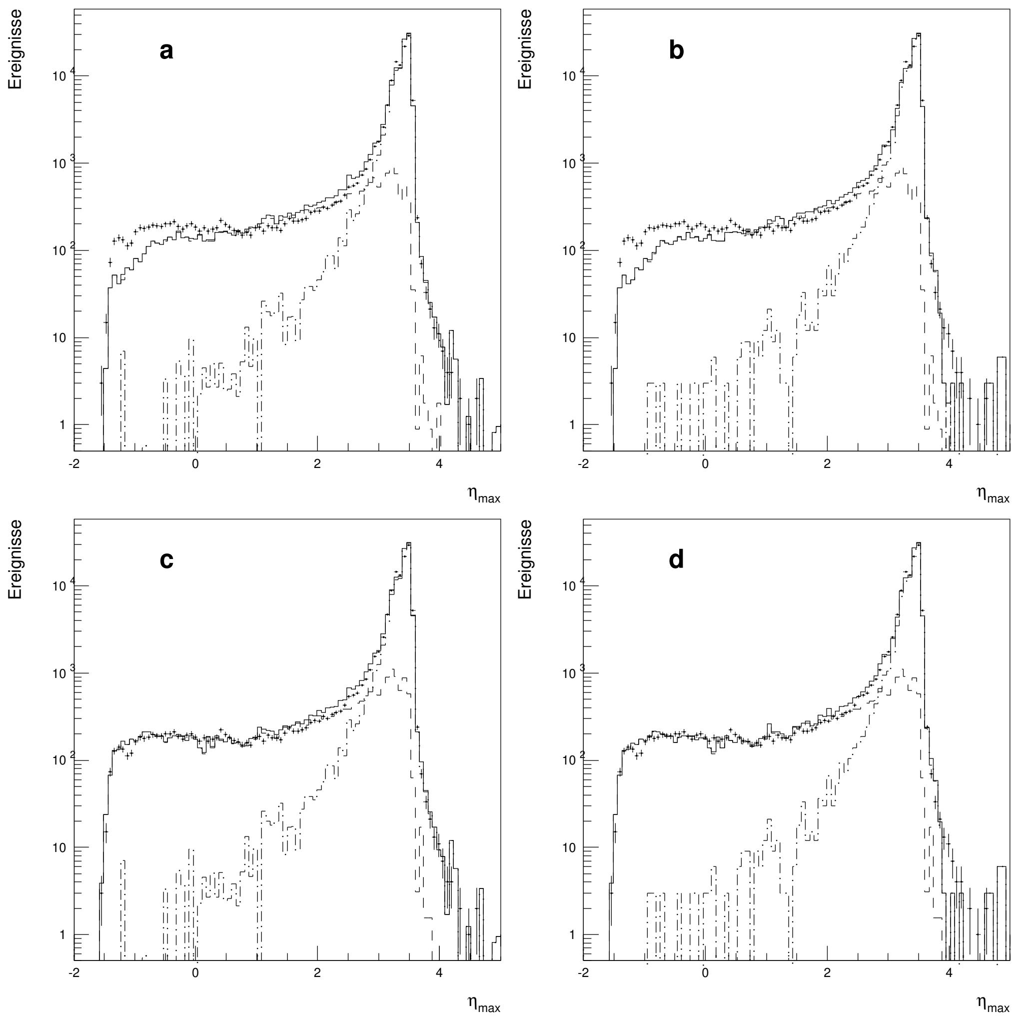

Abbildung 6.1: *Verteilungen der Größe η_{max} als Vergleich von Daten und Monte Carlo. Dargestellt sind die H1–Daten der tiefunelastischen Streuung (Punkte mit statistischen Fehlerbalken), das diffraktive Monte Carlo* Rapgap *(gestrichelt), ein MC–Modell der nicht-diffraktiven tiefunelastischen Streuung (strichpunktiert) sowie die geeignet normierte Summe der beiden Monte Carlos (durchgezogene Linien). Die Abbildungen* **a** *und* **b** *zeigen den* Rapgap*–Gluon Datensatz,* **c** *und* **d** *dagegen* Rapgap*–Quark. Beim Standard–DIS–Monte Carlo handelt es sich um* Django *(***a**,**c***) bzw.* Lepto/Cdm *(***b**,**d***).*

zu kleinen η_{max}–Werten auf, also eine exponentielle Unterdrückung von Rapiditätslücken. Demgegenüber zeigt sich in den Daten eine „Schulter“ bei $\eta_{max} \lesssim 2$.

Nach Bjorken ist das Auftreten von nicht exponentiell unterdrückten Rapiditätslücken ein Anzeichen für diffraktive Prozesse [10] (siehe das Zitat auf Seite 23). Man vergleiche dies mit den Ergebnissen von Hadron–Hadron–Collidern, bei denen es ein zentrales Plateau in der Dichteverteilung geladener Teilchen als Funktion ihrer Rapidität gibt [116]. Für eine konstante $\frac{dn}{d\eta}$–Verteilung ist die Existenz einer Lücke der Größe $\Delta\eta$ infolge einer Fluktuation exponentiell unterdrückt (Wahrscheinlichkeit $\sim e^{-\Delta\eta}$).

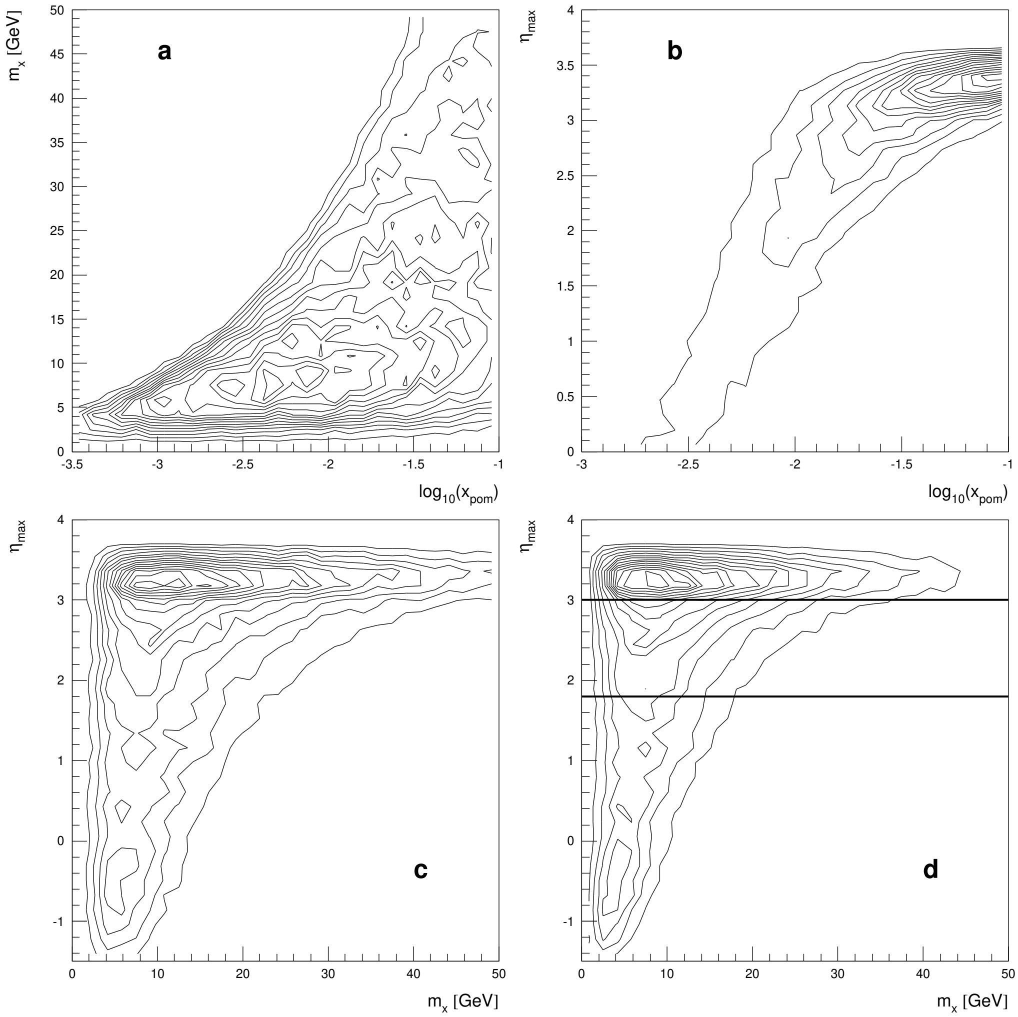

Abbildung 6.2: *Korrelation der Größen $x_{I\!P}$, m_x und η_{max}. Gezeigt sind die Korrelation zwischen generiertem m_x und generiertem $x_{I\!P}$ (**a**), η_{max} und generiertem $x_{I\!P}$ (**b**), η_{max} und m_x auf Generatorniveau (**c**) sowie η_{max} und m_x auf Rekonstruktionsniveau (**d**). Alle Verteilungen wurden mit dem* RAPGAP*–Gluon Datensatz erstellt. Im Teilbild (**d**) ist durch Linien der Einfluß eines Schnittes in η_{max} auf den verfügbaren Phasenraum, also m_x, dargestellt.*

Wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben, modelliert der Generator RAPGAP die diffraktive tiefunelastische Streuung durch einen auf Pomeronaustausch und der Faktorisierungshypothese basierenden Ansatz. Die Beschreibung der η_{max}–Verteilung in diffraktiven DIS–Ereignissen ist ebenfalls in Abbildung 6.1 zu sehen. Offenbar wird die Schulter in der Verteilung gut wiedergegeben. Mit geeigneter Normierung werden die Daten darüberhinaus durch die Summe des diffraktiven und des nichtdiffraktiven Monte Carlos gut angepaßt.

Aus kinematischen Gründen besteht eine Korrelation zwischen den Größen η_{max}, $x_{I\!P}$ und m_x. Dies ist in Abbildung 6.2 zu erkennen. Um alleine im Hauptkalorimeter eine ausreichend große Rapiditätslücke zu gewährleisten, wurden in früheren Analysen der Kollaborationen H1 [56] und ZEUS [126] diffraktive Ereignisse durch den Schnitt $\eta_{max} < 1.8$ (H1) bzw. $\eta_{max} < 1.5$ (ZEUS) selektiert. Infolge der Korrelationen zwischen η_{max}, $x_{I\!P}$ und m_x begab man sich damit zwangsläufig in den kinematischen Bereich kleiner $x_{I\!P}$ und m_x. Diese letztere Einschränkung ließ daher nahezu keinen Phasenraum für die Produktion von Jets mit hohem p_t offen. Eine wesentliche Erweiterung des zugänglichen m_x– und $x_{I\!P}$–Bereiches wurde nun bei H1 durch Verwendung der Vorwärtsdetektoren zur Selektion diffraktiver Ereignisse erschlossen. Sie erlauben eine Lockerung des η_{max}–Schnittes ohne die Untergrundkontamination unverhältnismäßig zu erhöhen.

6.2 Die Vorwärtsdetektoren

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, führt die Forderung nach einer Rapiditätslücke im LAr–Kalorimeter zu einer für Jetanalysen nicht akzeptablen Einschränkung des Phasenraumes. Die Instrumentierung des H1–Detektors in der extremen Vorwärtsrichtung bietet nun die Möglichkeit, eine Rapiditätslücke in einem Bereich kleinerer Polarwinkel als der durch das LAr–Kalorimeter abgedeckten nachzuweisen. Dies geschieht durch die Forderung, daß die Signale aus den verwendeten Detektoren mit „Noise[2]“ verträglich sein müssen.

Für die vorliegende Arbeit kamen zu diesem Zweck das PLUG–Kalorimeter, der Proton Remnant Tagger (PRT) und der Forward Muon Detector (FMD) zur Anwendung. Beim letzteren erfolgte dabei eine Beschränkung auf die Kammern θ_1 und θ_2, die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen vor dem Myon–Toroidmagneten plaziert sind. Im Falle des PRT wurden nur die inneren drei Detektorelemente betrachtet. Die Akzeptanzbereiche in der Pseudorapidität, die von den genannten Detektoren abgedeckt werden, überlappen sich partiell, so daß eine lückenlose Instrumentierung des Bereiches $4 \lesssim \eta \lesssim 8$ gewährleistet ist [91].

Die Meßgrößen, die zur Identifikation eines Signals in diesen drei Detektorkomponenten betrachtet wurden, sind:

- E_{PLUG}: Die Summe aller im PLUG–Kalorimeter sichtbaren Energiedepositionen nach Subtraktion von Noise–Zellen. Aufgrund einer mangelhaften Kalibration dieses Kalorimeters müssen die von der Detektorsimulation gelieferten Werte für E_{PLUG} mit einem Faktor 0.3 skaliert werden [68].

- N_{FMD}: Die Anzahl der Trefferpaare in den Kammern θ_1 und θ_2 des Vorwärts–Myondetektors. Es wird hierbei kein Gebrauch von der Spurrekonstruktion im FMD gemacht, da bereits die Verwendung von Trefferpaaren eine genügende Unterdrückung des Untergrundes durch fehlrekonstruierte Treffer bietet [91].

- N_{PRT}: Die Anzahl der angesprochenen Szintillatorflächen im Proton Remnant Tagger. Wie erwähnt kommen nur die drei inneren Detektorelemente zur Anwendung.

Um zu ermitteln, welches Signal die Vorwärtsdetektoren unabhängig vom Auftreten eines realen Energieflusses durch ein tiefunelastisches ep–Ereignis liefern, wurden sogenannte

[2] Im Falle des Vorwärts–Myonsystems zählen hierzu außer dem elektronischen Rauschen der Vorverstärker auch Signale durch im Strahlrohr verbliebene Sekundärteilchen aus früheren Strahlkreuzungen.

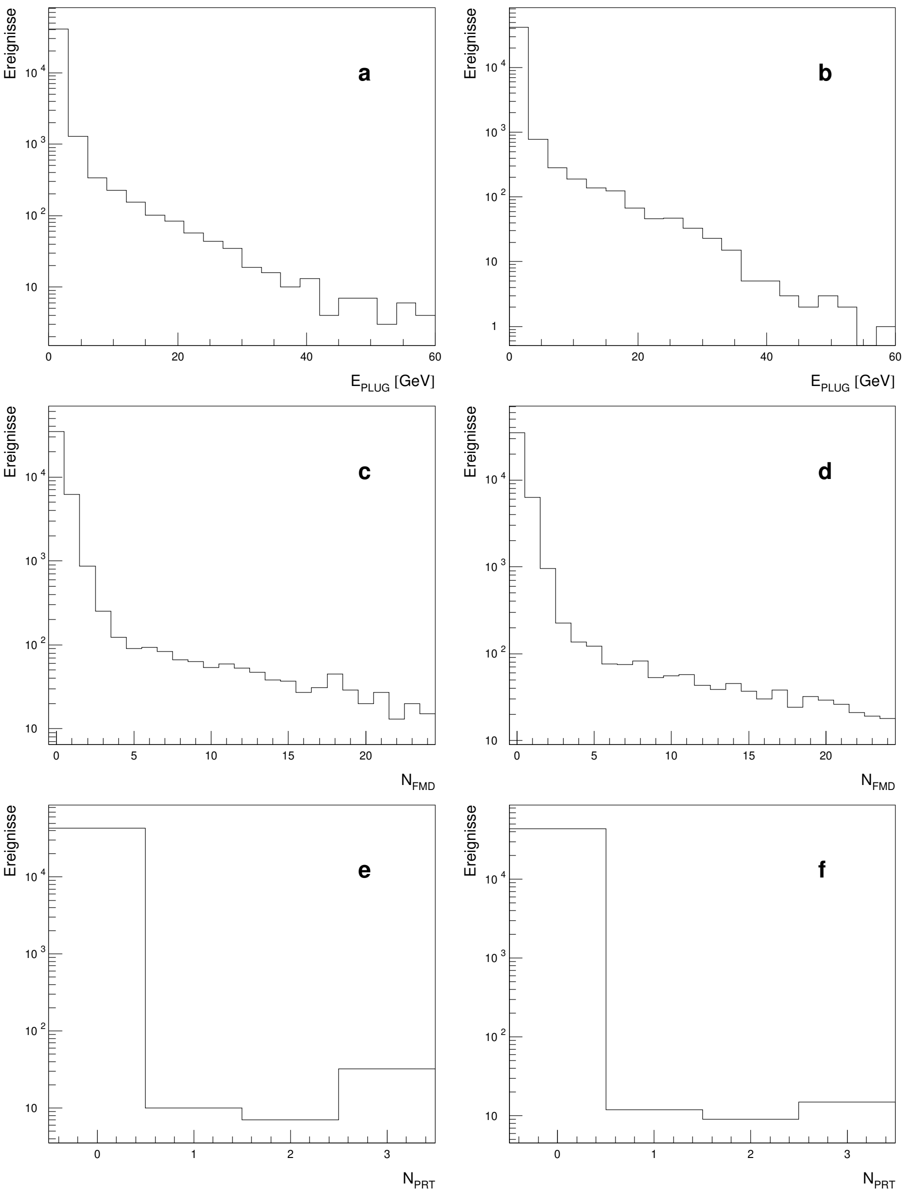

Abbildung 6.3: *Signale in den Vorwärtsdetektoren, die aus „random trigger events" (siehe Text) gewonnen wurden. Dargestellt sind Energie im PLUG–Kalorimeter E_{PLUG} (**a**,**b**), die Zahl der Trefferpaare im Vorwärts–Myonsystem N_{FMD} (**c**,**d**) und die Zahl der getroffenen Szintillatorflächen im Proton Remnant Tagger N_{PRT} (**e**,**f**). Die Verteilungen wurden aus Datensätzen der Analyse von P. Newman gewonnen [95] und stammen aus den H1–Datennahme–*Runs 88669 *bis* 89464 (**a**, **c**, **e**) *und* 90100 *bis* 90419 (**b**, **d**, **f**).

„random trigger events" betrachtet. Dabei handelt es sich um Ereignisse, die durch Kontrolltrigger akzeptiert wurden und die nicht von einer *ep*–Wechselwirkung stammen können, weil zum entsprechenden Zeitpunkt nur ein Bunch ohne Kollisionspartner oder gar kein Bunch die H1–Wechselwirkungszone passierte. Die so erhaltenen Noise–Signale sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Sie entsprechen den H1–Datennahme–*Runs* 88669 bis 89464 und 90100 bis 90419 [95].

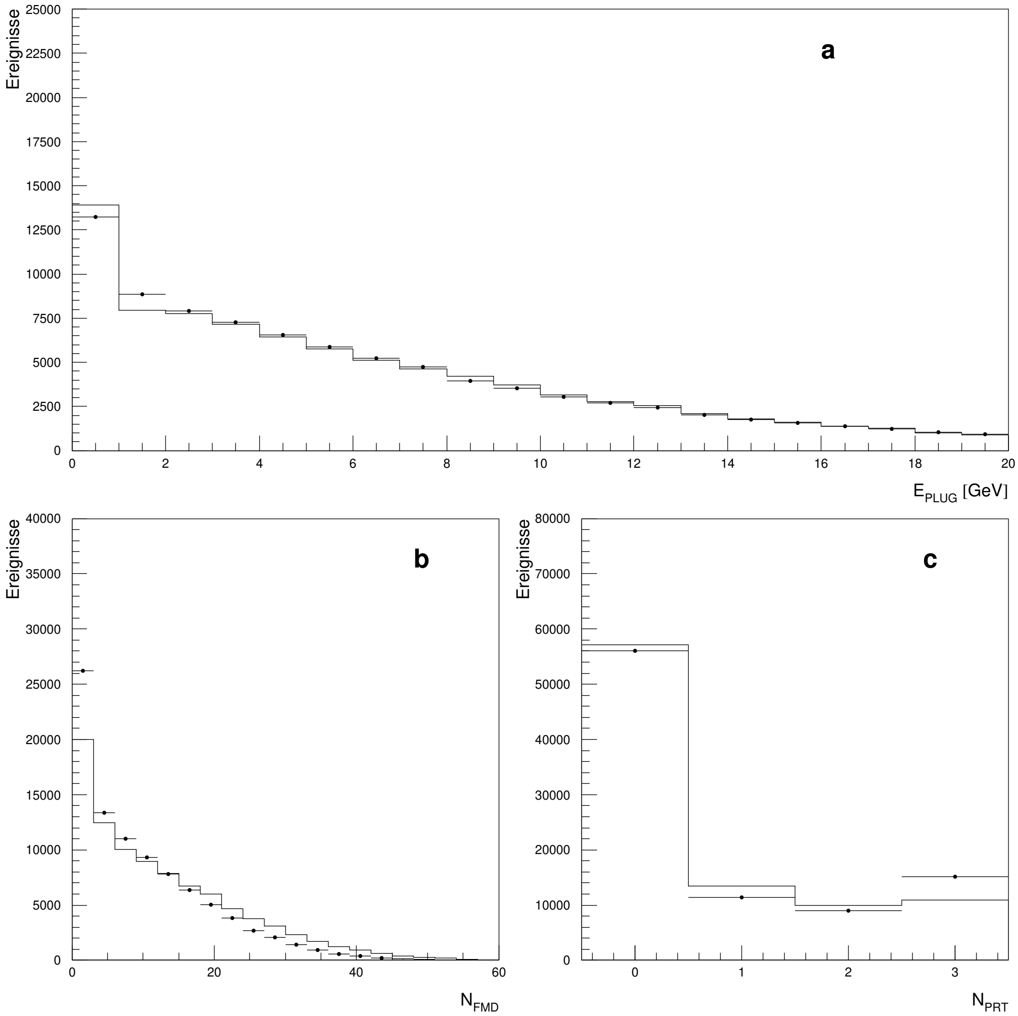

Abbildung 6.4: *Beschreibung der Größen E_{PLUG}, N_{FMD} und N_{PRT} durch das* LEPTO/CDM–*Monte–Carlo–Programm (Histogramm). Für das MC wie für die Daten (Punkte) wurden nur DIS–Ereignisse mit $\eta_{max} \geq 3.2$ betrachtet. Dabei ist die PLUG–Energie im Monte Carlo mit 0.3 skaliert. Dargestellt sind alle in der Analyse verwendeten Runs.*

Die hier zur Anwendung kommenden Vorwärtsdetektoren sind vom Standpunkt der Detektorsimulation und der generellen Beschreibung des Energieflusses in Vorwärtsrichtung bei Standard–DIS–Ereignissen gut verstanden. Dies belegt Abbildung 6.4, in der die Verteilung der Energie im PLUG–Kalorimeter, die Anzahl der Trefferpaare im FMD und die Anzahl der getroffenen Detektorelemente im PRT dargestellt sind. Dabei wurden nur Ereignisse mit $\eta_{max} \geq 3.2$ betrachtet, um diffraktive Events weitgehend auszuschließen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist zufriedenstellend. Durch die in den Daten jedes Ereignisses vorhandenen Informationen läßt sich der Status der Vorwärtsdetektoren rekonstruieren. Auf diese Weise wurden alle Ereignisse verworfen, bei denen für wenigstens eine der benutzten Detektorkomponenten die Hochspannung nicht eingeschaltet war oder sich der Subdetektor nicht in der Auslesekette befand. Die möglichen verbleibenden Ineffizienzen von Teilen des Vorwärts–Myonsystems liefern nur einen vernachlässigbaren Beitrag zum systematischen Fehler der Messung [96].

6.3 Selektion und Effizienzen

Die Schnitte zur Identifikation diffraktiver Ereignisse basieren im Rahmen dieser Arbeit sowohl auf den Vorwärtsdetektoren als auch auf der Größe η_{max}. Im Falle von PLUG, FMD und PRT werden sie dabei derart gewählt, daß nur mit geringer Wahrscheinlichkeit ein diffraktives Ereignis durch das Auftreten von Noise in den Vorwärtsdetektoren verworfen wird. Dabei werden die Verteilungen aus Abbildung 6.3 benutzt. Eine Zusammenstellung der finalen Schnitte zeigt Tabelle 6.1. Da durch diese Schnitte alleine noch keine ausreichende Unterdrückung des nichtdiffraktiven Untergrundes gewährleistet ist, wird zusätzlich noch die Forderung $\eta_{max} \leq 3.0$ gestellt. Darüberhinaus werden nur Ereignisse mit einem rekonstruierten $x_{I\!P} \leq 0.05$ als Kandidaten für diffraktive Prozesse akzeptiert. Oberhalb dieses $x_{I\!P}$–Wertes wird der Untergrund durch Standardereignisse unakzeptabel groß.

Parameter	Schnitt	
E_{PLUG}	$\leq$	$3.0\,GeV$
N_{FMD}	$\leq$	1
N_{PRT}	$=$	0

Tabelle 6.1: *Finale Schnitte auf die von den Vorwärtsdetektoren PLUG–Kalorimeter, Vorwärts–Myondetektor (FMD) und Proton Remnant Tagger (PRT) gelieferten Signale zur Selektion diffraktiver Ereignisse. Im Falle von Monte–Carlo–Ereignissen wurde E_{PLUG} mit dem Faktor 0.3 skaliert.*

Die Effizienz der Schnitte aus Tabelle 6.1 als Funktion einiger wichtiger kinematischer Größen ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Sie wurde mit Hilfe des RAPGAP–Gluon Datensatzes ermittelt. Die Verwendung der Vorwärtsdetektoren alleine verwirft offenbar nur wenige diffraktive Ereignisse. Bei Hinzunahme des Schnittes $\eta_{max} \leq 3.0$ sinkt die mittlere Effizienz bereits ab. Bei einer Ereignisselektion alleine durch die Forderung $\eta_{max} \leq 1.8$ ist die Effizienz dagegen schon deutlich reduziert.

Wie man Abbildung 6.5 ebenfalls entnimmt, ist die Effizienz der Selektion nahezu unabhängig von y und Q^2. Das ist unmittelbar einsichtig, da diese beiden Variablen im wesentlichen den Elektron-Vertex beschreiben und daher nur indirekten Einfluß auf den Energiefluß in Vorwärtsrichtung haben. Demgegenüber nimmt die Effizienz stark ab mit steigendem m_x und (äquivalent dazu) steigendem $x_{I\!P}$, da sich die Ereignistopologie in erster Näherung proportional $x_{I\!P}$ in Vorwärtsrichtung verlagert.

Auch bei der Wahl der Schnitte auf die Signale der Vorwärtsdetektoren nach Tabelle 6.1 wird noch ein endlicher Anteil von diffraktiven Ereignissen durch Noise–Signale in diesen Nachweisgeräten verworfen. Zur Ermittlung dieses Bruchteils dienen wiederum die Verteilungen aus Abbildung 6.3. Ihrer kombinierten Betrachtung zufolge werden $(8 \pm 4)\%$ der Ereignisse durch Noise verworfen. Auf diese Zahl muß später bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten korrigiert werden.

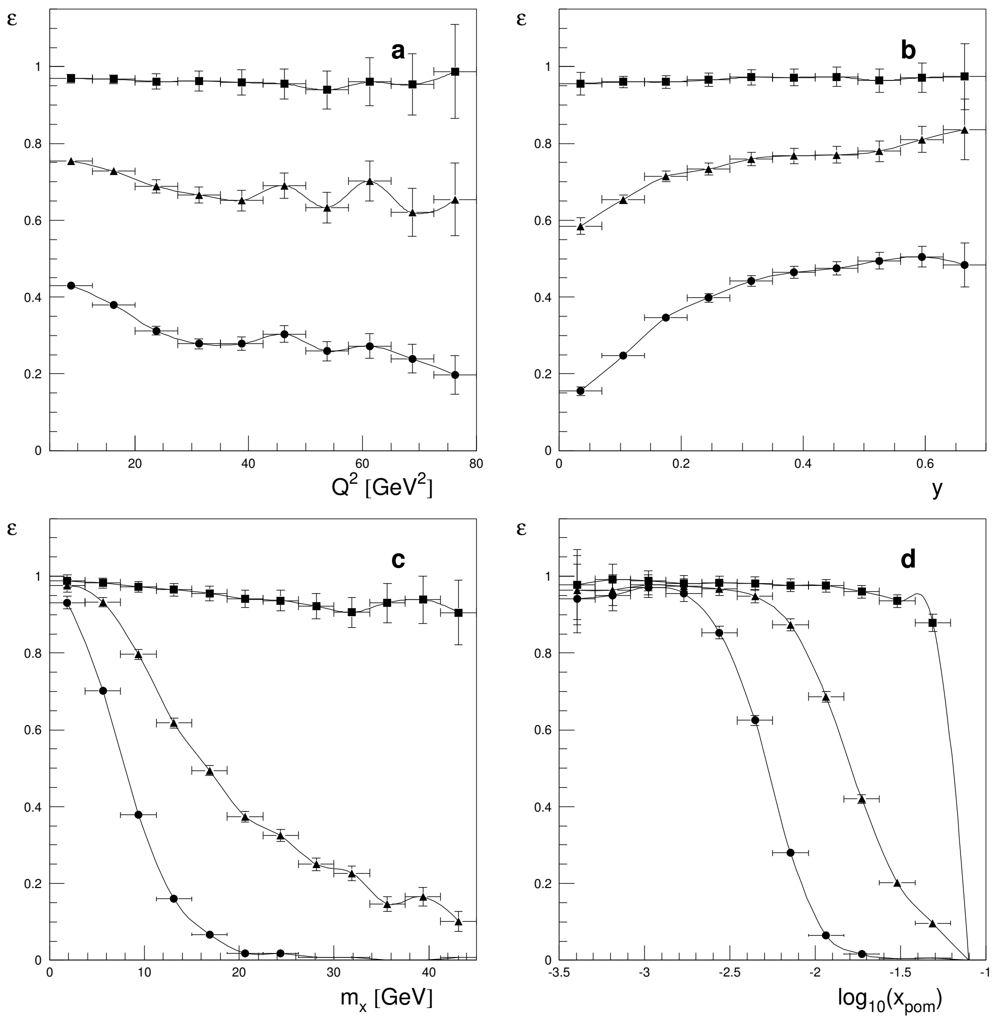

Abbildung 6.5: *Effizienzen der diffraktiven Ereignisselektion als Funktion von Q^2 (**a**), y (**b**), m_x (**c**) und x_{IP} (**d**). Die auf der Abszisse aufgetragenen Größen wurden dabei auf Generatorniveau betrachtet. Die Werte wurden mit Hilfe des* RAPGAP*–Gluon Monte Carlos ermittelt. Die Selektion diffraktiver Ereignisse erfolgte durch die Vorwärtsdetektoren alleine (Quadrate), durch Vorwärtsdetektoren und den Schnitt $\eta_{max} \leq 3.0$ (Dreiecke) sowie alleine durch den Schnitt $\eta_{max} \leq 1.8$ (Kreise).*

6.4 Die Behandlung des nichtdiffraktiven Untergrundes

Die durch die vorgestellten Schnitte selektierten Ereignisse stellen kein reines Sample diffraktiver Events dar. Auch ein Standardereignis, also eines mit einem hohen Impulsübertrag beziehungsweise einem Farbaustausch am Protonvertex, kann durch eine Fluktuation in der Rapiditätsverteilung der bei der Fragmentation entstehenden Hadronen eine „zufällige“ Rapiditätslücke aufweisen. Ein solches Ereignis kann die dargelegte Selektion überleben und stellt daher eine Form des Untergrundes dar, der bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten in Betracht zu ziehen ist.

Zur Quantifizierung dieses Untergrundes kommen die Generatoren für SDIS[3]–Ereignisse zur Anwendung. Dabei ergibt sich jedoch ein im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgedecktes Problem. Dieses war zum Zeitpunkt früherer Analysen diffraktiver Prozesse bei H1 [91], [102], [56] noch nicht bekannt und wurde daher auch nicht korrekt behandelt. Das Problem und Ansätze zu seiner Lösung werden in den folgenden Unterabschnitten vorgestellt.

6.4.1 Die Behandlung des Protonrestes in Ereignisgeneratoren

Die in Abschnitt 4.1 vorgestellten Monte–Carlo–Generatoren LEPTO und DJANGO werden zur Abschätzung des Anteils von Standardereignissen in der tiefunelastischen Streuung mit einer „zufälligen" Rapiditätslücke in Vorwärtsrichtung benutzt.

Im Rahmen dieser Generatoren wird das einlaufende Proton zunächst als Drei–Quark–Zustand aufgefaßt. Das virtuelle Photon koppelt dann an ein Quark oder Antiquark im Proton[4], wobei drei mögliche Fälle zu unterscheiden sind [110]:

A: Das getroffene Parton ist ein Valenzquark. In diesem Falle besteht der Protonrest aus einem Diquark. Zwischen diesem und dem gestreuten Quark wird ein Farbstring aufgespannt und die Fragmentation simuliert.

B: Das getroffene Parton ist ein Seequark. Dann wird der Protonrest als Zustand von drei Quarks plus einem (See–) Antiquark aufgefaßt. Das Antiquark wird mit einem der Quarks zu einem Meson zusammengefaßt. Zwischen dem übrigbleibendem Diquark und dem gestreuten Quark wird der Farbstring gebildet.

C: Das getroffene Parton ist ein Antiquark, also zwangsläufig ein See–Antiquark. Der Protonrest wird dann durch vier Quarks gebildet (drei Valenz– und ein Seequark). In den Generatoren werden dann zwei Valenzquarks und das Seequark zu einem Baryon zusammengefügt, während das dritte Valenzquark mit dem gestreuten Antiquark einen Farbstring bildet.

Der Schritt des teilweisen Zusammenfassens der Bestandteile des Protonrestes *vor* der Fragmentation in den beiden letzten Fällen ist nicht physikalisch motiviert, sondern ein technischer Kunstgriff [74]. Er ist erforderlich da das Programmpaket JETSET nicht in der Lage ist, einen Zustand mit fünf Farbe tragenden Quarks der Fragmentation zu unterwerfen. Dies ist im allgemeinen nicht problematisch, da der Protonrest bei HERA typischerweise im Strahlrohr verschwindet und daher seine genaue Struktur ohnehin nicht experimentell zugänglich ist.

Wie jedoch im Rahmen der vorliegenden Analyse festgestellt wurde, führt die beschriebene Behandlung des Protonrestes zu Problemen bei der Abschätzung des Untergrundes für DDIS–Ereignisse. Das im Falle C gebildete Baryon kann mitunter einen erheblichen Longitudinalimpuls bekommen. Liegt dieser in der Größenordnung des Longitudinalimpulses

[3]Im folgenden werden die Abkürzungen *SDIS* für Standard–DIS und *DDIS* für diffraktive DIS verwendet.

[4]Auch beim Prozeß der Boson–Gluon–Fusion koppelt das Photon an ein Quark oder Antiquark, das dann allerdings nicht direkt aus dem Proton kommt, sondern aus dem Gluon. Es besteht allerdings kein konzeptioneller Unterschied zwischen diesen Fällen, soweit die Ereignisgeneratoren betroffen sind.

des einlaufenden Protons ($820\,GeV$), hat das Ereignis exakt die Signatur eines diffraktiven Ereignisses, bei dem das einlaufende Proton ein Pomeron emittiert und anschließend mit hohem Longitudinalimpuls weiterfliegt. Das Generieren solcher „quasidiffraktiven" Ereignisse ist ein unbeabsichtigtes Merkmal von LEPTO und war von seinem Autor nicht vorgesehen [74]. Zwei Verfahren zur Eliminierung solcher Ereignisse aus der Untergrundbetrachtung werden in den nächsten Unterabschnitten vorgestellt.

6.4.2 Die Masse des Protonrestsystems

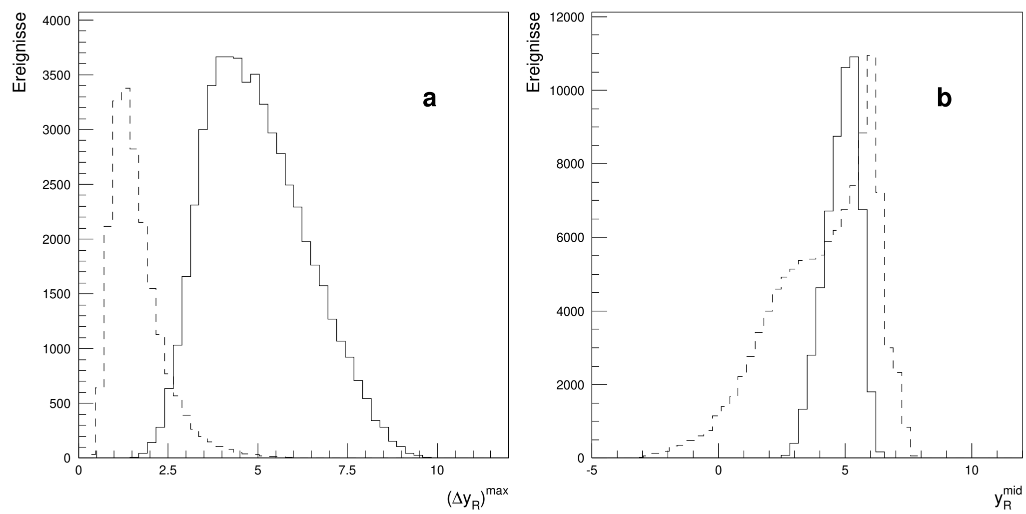

Abbildung 6.6: *Ausdehnung der größten Rapiditätslücke im Endzustand des Photon–Proton–Systems auf Generatorniveau* (**a**) *und Wert der Rapidität in der Mitte der Lücke* (**b**). *Gezeigt sind die Verteilungen aus den Datensätzen* RAPGAP*–Gluon (durchgezogen) und* LEPTO/CDM *(gestrichelt).*

Das erste Verfahren zur Identifizierung der „problematischen" LEPTO–Ereignisse beruht auf der Suche nach der größten Rapiditätslücke im hadronischen Endzustand *auf Generatorniveau.* Die Größe dieser Lücke sei dann als $(\Delta y_R)^{max}$ bezeichnet, der Wert der Rapidität in ihrer Mitte als y_R^{mid}. Die größte Lücke erstreckt sich also im Rapiditätsbereich $y_R^{mid} - \frac{1}{2}(\Delta y_R)^{max} \leq y_R \leq y_R^{mid} + \frac{1}{2}(\Delta y_R)^{max}$. Die Verteilung der Größen $(\Delta y_R)^{max}$ und y_R^{mid} für die Generatoren RAPGAP und LEPTO ist aus Abbildung 6.6 ersichtlich. Wie erwartet produziert das diffraktive MC–Modell wesentlich größere Rapiditätslücken, die darüberhinaus stark in der Vorwärtsrichtung konzentriert sind.

Mit Hilfe der Definition von y_R^{mid} werden nun alle Hadronen mit $y_R < y_R^{mid}$ zum System X mit der invarianten Masse m_x zusammengefaßt, alle Hadronen mit $y_R > y_R^{mid}$ zum System Y mit der invarianten Masse m_y. Dies ist schematisch im Feynmangraphen der Abbildung 6.7 veranschaulicht.

Für ein diffraktives Ereignis wird die größte Rapiditätslücke durch den Pomeronaustausch verursacht. Deshalb entspricht in diesem Falle m_x wieder der Definition im Sinne von Abschnitt 3.6, während m_y gleich der Masse des gestreuten Protons (bzw. angeregten

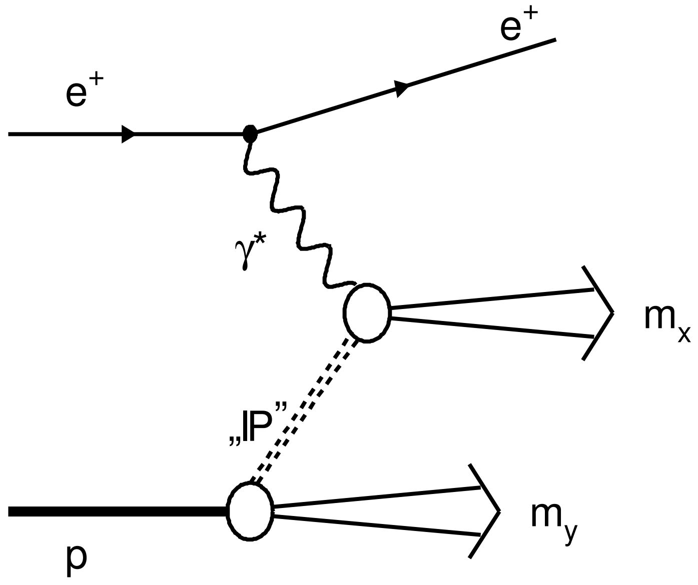

Abbildung 6.7: *Schematischer Feynmangraph für die Definition von m_x und m_y auf Generatorniveau. Innerhalb des Endzustandes des Photon–Proton–Systems wird die größte Rapiditätslücke zur Trennung der Systeme X (hadronischer Endzustand) und Y (Protonrest) benutzt. Im Falle „echter“ diffraktiver Prozesse wird diese größte Rapiditätslücke — wie angedeutet — durch einen Pomeronaustausch verursacht.*

Protonzustandes) ist. Bei einem Standardereignis dagegen wird das System Y aus mehr als einem Teilchen gebildet und die invariante Masse m_y liegt i.allg. weit oberhalb der Protonmasse, wie es in Abbildung 6.8 belegt ist.

Zur Eliminierung der „kritischen“ LEPTO–Ereignisse bietet sich nun ein Schnitt auf die Größe m_y an. Indem man fordert, daß m_y oberhalb des Massenbereiches der Nukleonresonanzen ($\lesssim 2\,GeV$) liegt, ist eine Unterdrückung solcher Ereignisse möglich. Für die vorliegende Arbeit wurde jedoch nach ausführlichen Untersuchungen kein Schnitt auf m_y vorgenommen, sondern das im nächsten Unterabschnitt vorgestellte Verfahren benutzt.

6.4.3 Das „leading particle“

Ein zweites Verfahren zur korrekten Behandlung des SDIS–Untergrundes führt über die Definition eines „leading particles“ auf Generatorniveau. Dieses wird definiert als dasjenige Teilchen des hadronischen Endzustandes, das den höchsten Longitudinalimpuls in der Vorwärtsrichtung trägt. Gesucht ist also dasjenige Teilchen, dessen vorzeichenbehaftetes p_z den höchsten Wert aufweist und das verschieden ist vom einlaufenden Proton, ein– und auslaufendem Elektron und ausgetauschtem Photon und das ferner keine Farbe trägt. Der Impuls dieses Teilchens sei P'. Dann wird auf Generatorniveau ein „$x_{I\!P}$“–Wert $x_{I\!P}^{gen}$ definiert unter Benutzung von Gleichung 3.3. Dieses Verfahren läßt sich auf beliebige Ereignisgeneratoren anwenden. Im Falle eines Generators für diffraktive Prozesse wie RAPGAP ist das „leading particle“ natürlich mit dem auslaufenden Proton identisch.

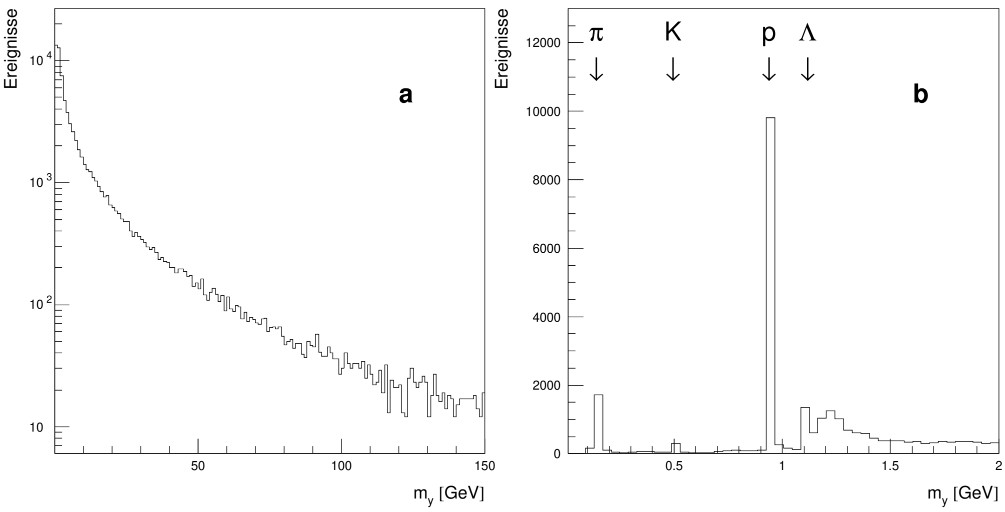

Abbildung 6.8: *Verteilung der Größe m_y für den* LEPTO/CDM*–Datensatz (***a***) und als Detailvergrößerung der Bereich $m_y \leq 2\,GeV$ (***b***). In* **b** *angedeutet sind die Massen von geladenen Pionen, Kaonen, Protonen und Λ–Baryonen.*

Für die Mehrzahl der von LEPTO erzeugten Ereignisse wird das so definierte leading particle keinen Longitudinalimpuls vergleichbar dem des einlaufenden Protons tragen. Daher ist $x_{I\!P}^{gen}$ groß, also im Bereich $x_{I\!P}^{gen} \lesssim 1$. Dieser Sachverhalt ist aus Abbildung 6.9 ersichtlich. Bei den problematischen Ereignissen, wie sie in Unterabschnitt 6.4.1 beschrieben wurden, ist dagegen $x_{I\!P}^{gen} \ll 1$. Die Beschreibung dieses $x_{I\!P}$–Bereiches sollte aber Generatoren vorbehalten bleiben, die explizit für die Simulation diffraktiver Prozesse konzipiert sind. Zur Unterdrückung der problematischen LEPTO–Ereignisse bietet sich also ein Schnitt auf die Größe $x_{I\!P}^{gen}$ an.

Im folgenden werden daher nur noch solche LEPTO– und DJANGO–Ereignisse betrachtet, deren $x_{I\!P}$ auf Generatorniveau oberhalb eines gewissen Wertes liegt. Im Falle von RAPGAP werden nur Ereignisse mit $x_{I\!P}^{gen}$–Werten unterhalb dieser Grenze akzeptiert. Der genaue Wert dieses Schnittes ist innerhalb eines gewissen Bereiches willkürlich, da der Übergangsbereich zwischen diffraktiven und nichtdiffraktiven Prozessen fließend ist und von beiden Typen von Generatoren beschrieben werden sollte. In der vorliegenden Analyse wurde die Grenze zu $x_{I\!P}^{gen} = 0.1$ gesetzt. Zur Verifikation der Gültigkeit dieses Ansatzes dient Abbildung 6.10. Sie zeigt das rekonstruierte $x_{I\!P}$ in den tiefunelastischen Daten im Vergleich mit einer Addition von RAPGAP und LEPTO. Hierfür wurde die empirische Tatsache benutzt, daß etwa 10% aller DIS–Ereignisse bei H1 diffraktiven Ursprungs sind. Der für die vorliegende Arbeit relevante m_x–Bereich oberhalb $10\,GeV$ wird durch diesen 90:10–Ansatz offenbar sehr gut reproduziert.

Für alle im folgenden durchgeführten Untergrundsubtraktionen und –betrachtungen werden demzufolge die beschriebenen „quasidiffraktiven“ Ereignisse aus LEPTO und DJANGO außer Betracht gelassen. Der verbleibende Untergrund, der durch Standardereignisse mit einer zufälligen Rapiditätslücke gebildet wird, beträgt für inklusive diffraktive Prozessse circa $10 - 15\%$. Für Ereignisse mit Jets ist der Untergrund mit $20 - 30\%$ deutlich höher.

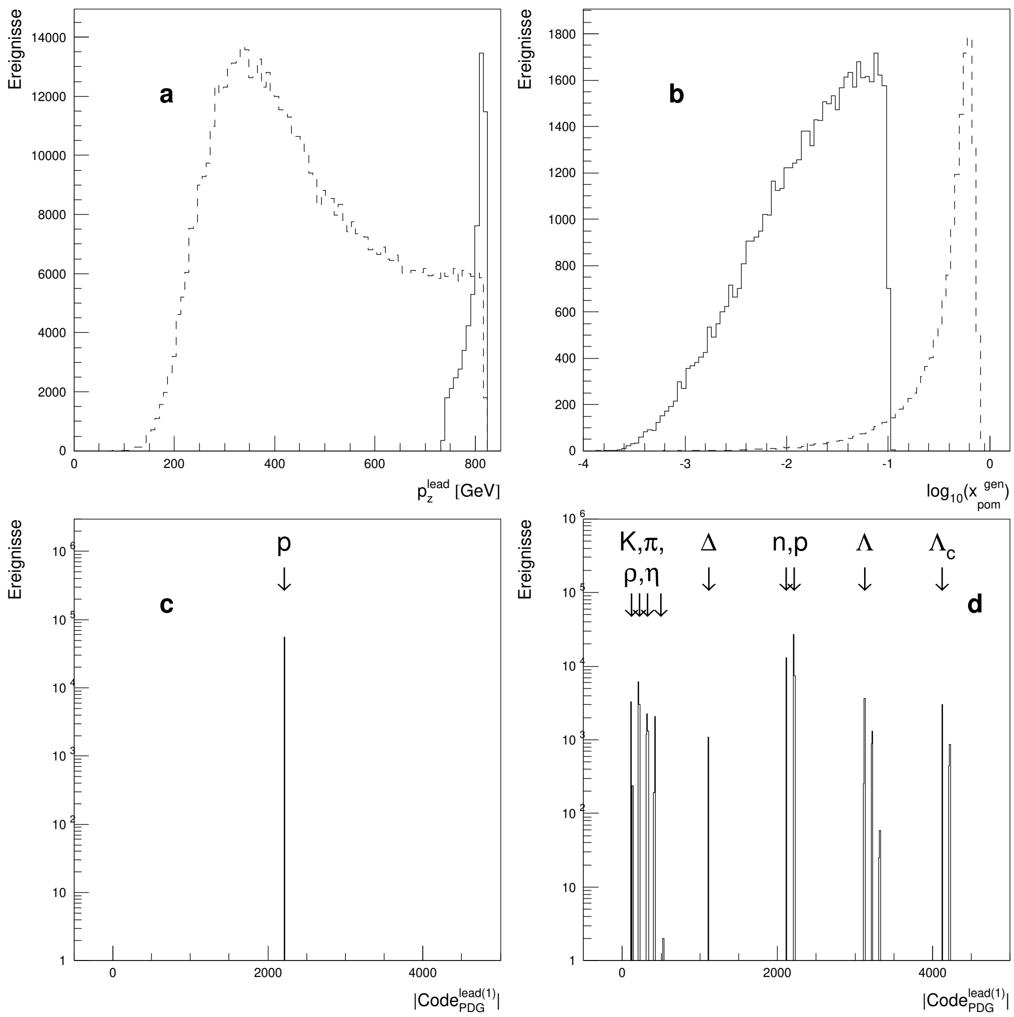

Abbildung 6.9: *Longitudinalimpuls p_z des „leading particles" auf Generatorniveau (**a**) und der mit Hilfe dieses Teilchens berechnete Impulsbruchteil x_{IP}^{gen} (**b**). Dargestellt sind die Verteilungen für* Rapgap*–Gluon (durchgezogen) und* Lepto/Cdm *(gestrichelt). Die unteren Teilbilder zeigen die Beträge der Monte–Carlo–Teilchencodes entsprechend dem Numerierungsschema der* Particle Data Group *[98] für* Rapgap*–Gluon (**c**) bzw.* Lepto/Cdm *(**d**).*

Dies ist auf das härtere m_x–Spektrum von Standardereignissen und den damit verbundenen größeren Phasenraum für die Jetproduktion zu erklären.

6.5 Vergleich der diffraktiven Daten mit dem Monte–Carlo–Modell

Die durch die beschriebenen Schnitte auf die Signale der Vorwärtsdetektoren und die Größe η_{max} selektierten DIS–Ereignisse stellen die Kandidaten für diffraktive tiefunelastische Pro-

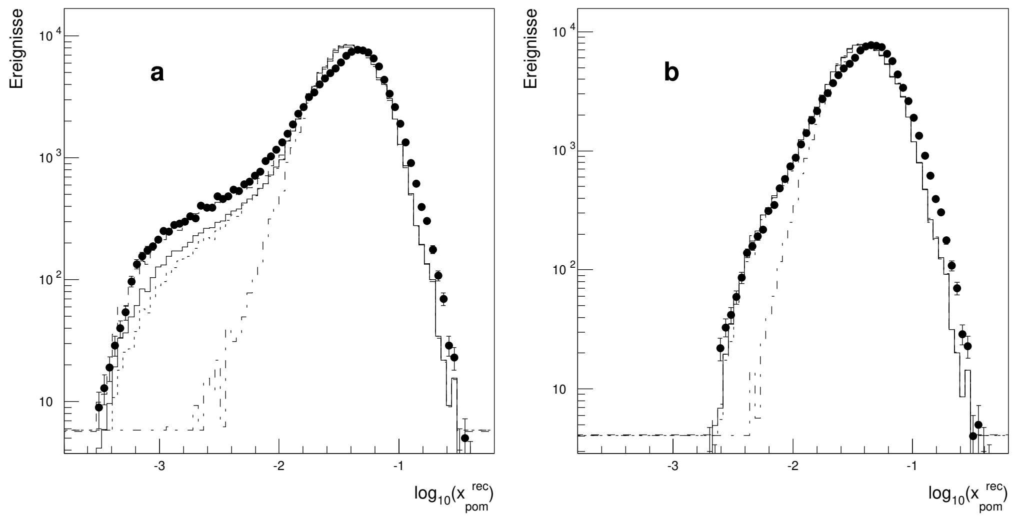

Abbildung 6.10: *Beschreibung des rekonstruierten $x_{I\!P}$ in den tiefunelastischen H1–Daten (Punkte) durch die Monte–Carlo–Generatoren. Die MC–Kurven wurden aus einer Addition von* LEPTO/CDM *und* RAPGAP *mit einer Wichtung von 90:10 gewonnen. Für* RAPGAP *wurden dabei die Quarkstruktur (grob gestrichelt), Gluonstruktur (fein gestrichelt) und die 50/50–Mischung (durchgezogen) benutzt. In* **a** *sind alle DIS–Ereignisse dargestellt, in* **b** *nur diejenigen mit $m_x > 10\,GeV$. Zum Vergleich ist die Vorhersage von* LEPTO *alleine (strichtpunktiert) ebenfalls angegeben.*

zesse dar. Sie müssen daher vom RAPGAP–Modell beschrieben werden, sofern man dieses für Akzeptanzkorrekturen benutzen möchte.

Zur Überprüfung der Gültigkeit des RAPGAP–Ansatzes sind in Abbildung 6.11 die diffraktiven Daten nach Subtraktion des Untergrundes durch Standardereignisse mit den verschiedenen RAPGAP–Modellen verglichen. Dabei werden sowohl die Parameter Energie und Polarwinkel des gestreuten Elektrons als auch die nach der Σ–Methode berechneten kinematischen Größen Q^2, y, x und W betrachtet. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Monte–Carlo–Modell.

Eine Schlüsselgröße zur Charakterisierung diffraktiver Prozesse stellt die invariante Masse m_x des Photon–Pomeron–Systems dar. Sie bestimmt den für die Jetproduktion verfügbaren Phasenraum. Ihre Beschreibung durch das RAPGAP–Modell ist in Abbildung 6.12 den diffraktiven Daten gegenübergestellt. Auch in diesem Falle ist die Übereinstimmung offenkundig. Zum Vergleich ist in der Abbildung auch die alternative Selektion diffraktiver Ereignisse mittels des Schnittes $\eta_{max} \leq 1.8$ enthalten. Man erkennt das durch diesen Schnitt erzwungene „weichere“ m_x–Spektrum im Vergleich zur in dieser Arbeit benutzten Selektion mittels der Schnitte aus Tabelle 6.1 und $\eta_{max} \leq 3.0$.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die kinematischen Eigenschaften der diffraktiven Daten unter Benutzung der beschriebenen Ereignisselektionen und Untergrundabschätzungen in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des diffraktiven Monte Carlos RAPGAP sind. Dies rechtfertigt die Verwendung dieses Modells für die zur Berechnung von auf

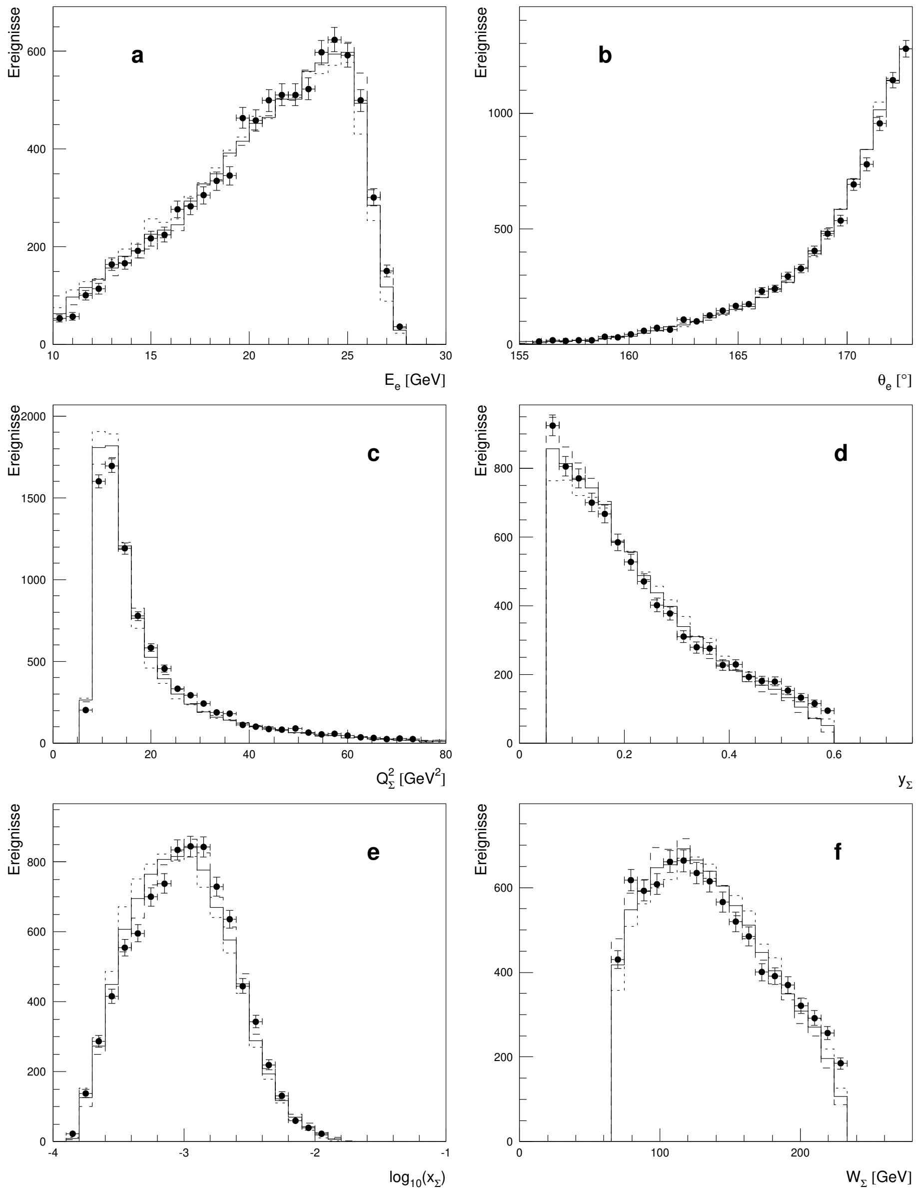

Abbildung 6.11: *Vergleich der diffraktiven DIS–Daten (nach Untergrundsubtraktion) mit dem* RAPGAP*–Monte–Carlo. Die Daten sind mit ihren statistischen Fehlern dargestellt. Die* RAPGAP*–Verteilungen wurden mit der Gluonstruktur (fein gestrichelt), Quarkstruktur (grob gestrichelt) und der 50/50–Mischung aus beiden (durchgezogen) ermittelt.*

Detektoreffekte korrigierten Verteilungen notwendigen Akzeptanz– und Effizienzfunktionen.

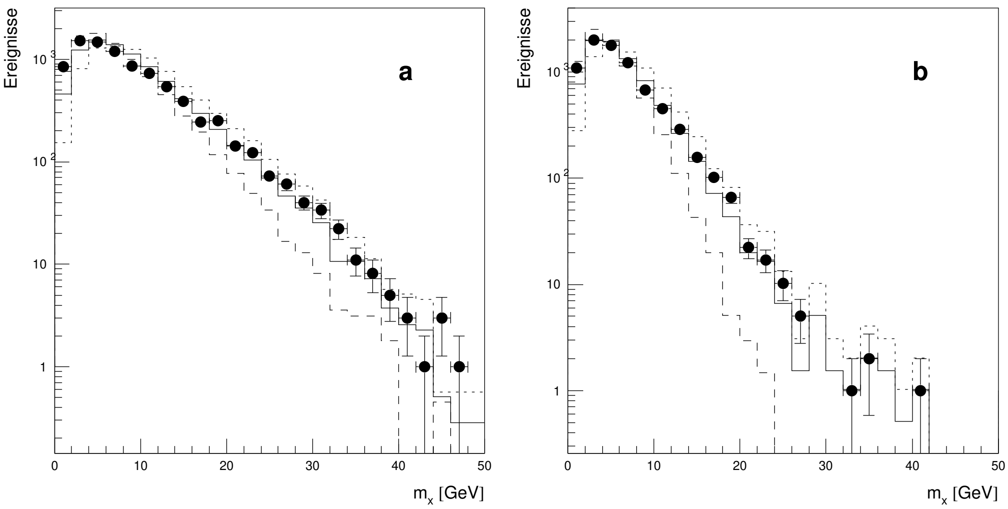

Abbildung 6.12: *Vergleich der m_x–Verteilungen der diffraktiven tiefunelastischen Daten (Punkte) mit dem* RAPGAP*–Modell mit Gluonstruktur (fein gestrichelt), Quarkstruktur (grob gestrichelt) und der 50/50–Mischung aus beiden (durchgezogen). Die Untergrundsubtraktion für die Daten wurde mit Hilfe von* DJANGO *vorgenommen. Die Selektion diffraktiver Ereignisse erfolgte mit den Schnitten nach Tabelle 6.1 und $\eta_{max} < 3.0$ (**a**) bzw. allein durch den Schnitt $\eta_{max} < 1.8$ (**b**). Deutlich erkennbar ist die Einschränkung im Phasenraum durch Verwendung des letztgenannten Schnittes.*

7. Die globale Ereignistopologie

An dieser Stelle wird eine modellunabhängige Evidenz für das Einsetzen harter Subprozesse in der DDIS präsentiert. Dies geschieht durch die Betrachtung ereignistopologischer Größen, die im folgenden Abschnitt eingeführt und anschließend auf die Daten angewendet werden.

7.1 Definition einiger ereignistopologischer Größen

In Ereignissen der Elektron–Positron–Annihilation bei Schwerpunktenergien in der Größenordnung von $50\,GeV$ und darüber ist die jetartige Struktur meist deutlich ausgeprägt. In graphischen Darstellungen solcher Events ist häufig mit bloßem Auge eine Zwei– oder Drei–Jet–Topologie zu erkennen. Liegt die Schwerpunktenergie jedoch bei deutlich kleineren Werten, verschwindet die „offensichtliche" Jetstruktur. Um dennoch die „Jetartigkeit" eines Ereignisses zu quantifizieren, wurde bereits in den sechziger Jahren das Konzept einer *Ereignishauptachse* vorgeschlagen [11]. Konkretisiert wurde dieser Ansatz schließlich durch die Einführung der Größe *Thrust* T [33]. Unter mehreren in der Literatur verbreiteten Definitionen des Thrusts sei hier diejenige nach [1] herausgegriffen:

$$T = \max \frac{\sum_j |p_{\parallel j}|}{\sum_j |p_j|} \tag{7.1}$$

Die Summe läuft dabei über alle Teilchen des zu betrachtenden Endzustandes. Anschaulich gibt die *Thrustachse* diejenige Achse im Ereignis an, bezüglich derer die longitudinalen Impulsanteile maximiert sind. Der Wert des Thrusts liegt im Bereich $\frac{1}{2} \leq T \leq 1$. Die Grenzfälle entsprechen dabei einem idealen Zwei–Jet–Ereignis mit verschwindendem Öffnungswinkel der Jets ($T = 1$) und einem vollständig isotropen Ereignis bei unendlicher Teilchenmultiplizität ($T = \frac{1}{2}$). Da der Thrust linear von den Dreierimpulsen der Teilchen abhängt, ist er „infrarotsicher", also invariant gegen eine Aufsplittung eines Teilchens mit Impuls p in zwei kollineare Teilchen mit Impulsen p_1 und p_2 mit $p_1 + p_2 = p$.

Zwei weitere ereignistopologische Größen sind die *Sphärizität* S und die *Aplanarität* A [1]. Für ihre Definition betrachtet man zunächst den Impulstensor $\mathcal{M}_{\alpha\beta}$, der sich aus

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta} = \sum_j p_{j\alpha} p_{j\beta} \qquad \text{mit } \alpha, \beta = x, y, z \tag{7.2}$$

berechnet. Seine normierten Eigenwerte seien Q_1, Q_2, Q_3 mit $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$ und $0 \leq Q_1 \leq Q_2 \leq Q_3$. Dann gelten die Beziehungen

$$S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2) \qquad (0 \leq S \leq 1) \tag{7.3}$$

und

$$A = \frac{3}{2} Q_1 \qquad (0 \leq A \leq \frac{1}{2}). \tag{7.4}$$

Anschaulich gibt S die „Isotropie“ eines Ereignisses an. Vollständig isotrope Ereignisse haben $S = 1$, für ideale Zwei–Jet–Ereignisse gilt $S = 0$. Die Aplanarität mißt die „Flachheit“ eines Ereignisses. Liegen alle Impulsvektoren in einer Ebene ist $A = 0$, bei einem isotropen Ereignis dagegen ist $A = \frac{1}{2}$. Eine alternative Definition der Sphärizität geschieht über diejenige Achse in einem gegebenen Ereignis, bezüglich derer die Summe der quadrierten Transversalimpulse aller Teilchen minimal ist ($\sum_j p_t^2(j) = min$). Eine Auftragung der Sphärizität gegen die Aplanarität von Ereignissen der e^+e^-–Annihilation bei PETRA führte zu experimenteller Evidenz für die Existenz des Gluons [112].

Im Gegensatz zum Thrust sind Sphärizität und Aplanarität nicht infrarotsicher, da sie nach Gleichung 7.2 quadratisch von den Dreierimpulsen der Teilchen abhängen.

7.2 Anwendung auf die diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten

Die in Abschnitt 7.1 vorgestellten Größen wurden sowohl im Laborsystem als auch im Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustandes berechnet. Abbildung 7.1 zeigt die Resultate im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem für die diffraktiven DIS–Daten in drei verschiedenen m_x–Intervallen. Deutlich erkennbar ist die Tendenz, mit wachsendem m_x mehr und mehr von einer isotropen zu einer 2–Jet–ähnlichen Ereignistopologie überzugehen. Quantitativ ist dies aus Tabelle 7.1 zu entnehmen, die die Mittelwerte der Verteilungen aus Abbildung 7.1 mit ihren Fehlern angibt.

m_x–Intervall	1 - 5 GeV	10 - 15 GeV	20 - 25 GeV
$< T >$	0.794 ± 0.002	0.815 ± 0.003	0.845 ± 0.005
$< S >$	0.355 ± 0.004	0.290 ± 0.005	0.218 ± 0.010
$< A >$	0.075 ± 0.002	0.076 ± 0.002	0.058 ± 0.003

Tabelle 7.1: *Mittelwerte der Thrust–, Sphärizitäts– und Aplanaritätsverteilungen aus Abbildung 7.1 mit ihren statistischen Fehlern.*

Für die Verteilungen in Abbildung 7.1 wurde keine Subtraktion des Untergrundes vorgenommen, der von Standard–DIS–Ereignissen mit einer „zufälligen“ Rapiditätslücke in Vorwärtsrichtung verursacht wird. Der Vergleich der untergrundsubtrahierten Verteilungen mit dem Monte–Carlo–Modell wird im nächsten Abschnitt vorgenommen.

7.3 Vergleich mit Monte–Carlo–Erwartungen

Um den Vergleich der diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten mit den Rapgap–Monte–Carlo–Datensätzen durchführen zu können, wurde für die Daten eine Untergrundsubtraktion vorgenommen. Dabei kam das Django–MC zur Anwendung. Die so erhaltenen Verteilungen für Sphärizität und Aplanarität sind in Abbildung 7.2 dargestellt, zusammen mit den

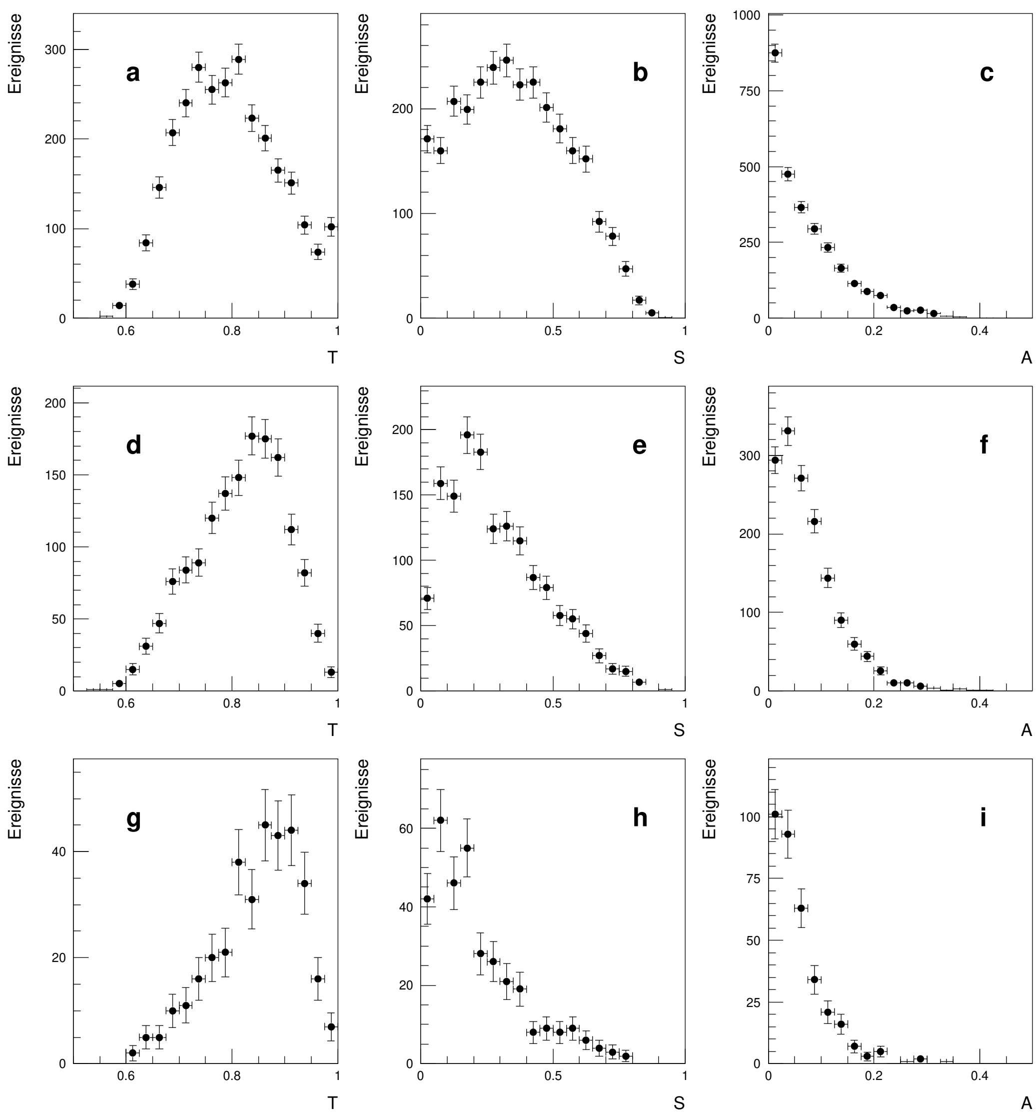

Abbildung 7.1: *Verteilungen von Thrust T (**a**,**d**,**g**), Sphärizität S (**b**,**e**,**h**) und Aplanarität A (**c**,**f**,**i**) in den diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten (ohne Akzeptanzkorrektur und Untergrundsubtraktion). Dargestellt sind die m_x–Bereiche $1\,GeV \leq m_x < 5\,GeV$ (**a**,**b**,**c**), $10\,GeV \leq m_x < 15\,GeV$ (**d**,**e**,**f**) und $20\,GeV \leq m_x < 25\,GeV$ (**g**,**h**,**i**). Die Analyse erfolgte im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem.*

Erwartungen der RAPGAP–Gluon– und RAPGAP–Quark–Simulationen. Offenbar werden die Daten durch den Ansatz einer Gluonstruktur für das Pomeron gut beschrieben.

Die Abhängigkeit des Thrusts T von der Masse des hadronischen Endzustandes ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Dabei wurden sowohl das Laborsystem als auch das $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem betrachtet, wobei das letztere die höhere physikalische Relevanz für die Thrustanalyse besitzt. Man erkennt deutlich einen Anstieg des Thrusts mit wachsendem m_x oberhalb einer Schwelle von circa $6\,GeV$. Bei kleineren m_x–Werten besteht der

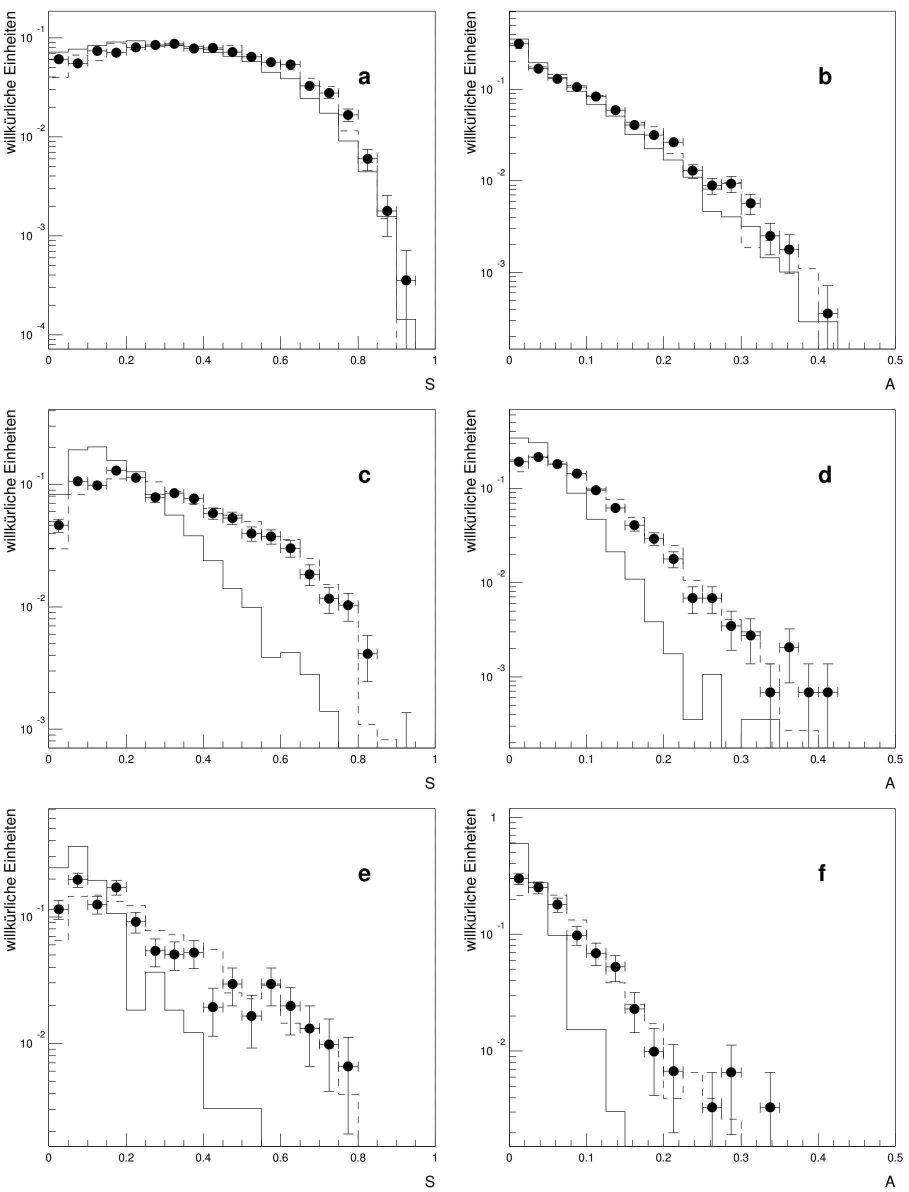

Abbildung 7.2: *Vergleich von Sphärizität S (***a***,***c***,***e***) und Aplanarität A (***b***,***d***,***f***) zwischen den diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten ohne Akzeptanzkorrektur (Punkte mit Fehlerbalken) sowie den* RAPGAP*–Gluon– (gestrichelt) und* RAPGAP*–Quark–Simulationen (durchgezogen). Dargestellt sind die m_x–Bereiche $1\,GeV \leq m_x < 5\,GeV$ (***a***,***b***), $10\,GeV \leq m_x < 15\,GeV$ (***c***,***d***) und $20\,GeV \leq m_x < 25\,GeV$ (***e***,***f***). Die Analyse erfolgte im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem.*

hadronische Endzustand aus so wenigen Teilchen, daß diese nahezu zwangsläufig eine Vorzugsrichtung aufweisen (man beachte, daß sich im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem die Impulse der Teilchen zu Null addieren müssen !).

Auch bei einem Ereignis, in dem aus dem harten Endzustand genau zwei Teilchen (Quarks

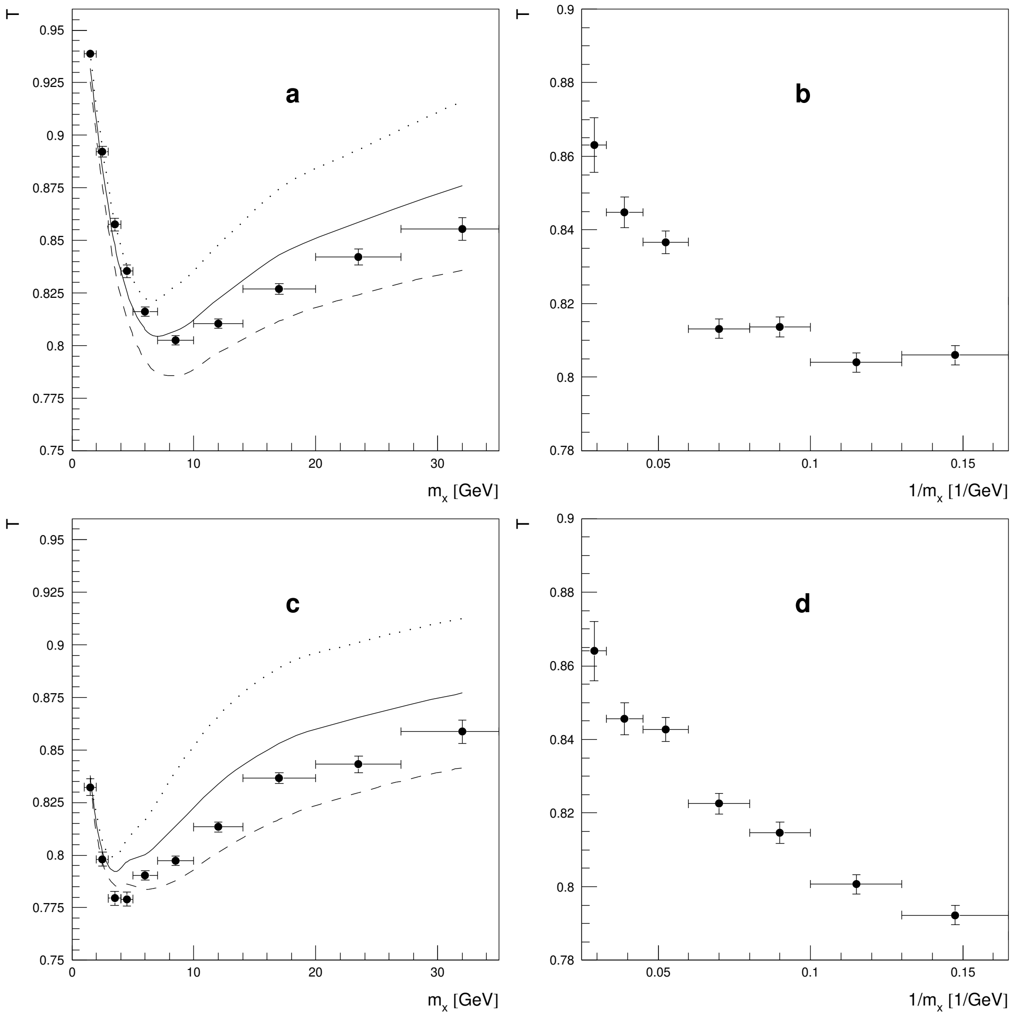

Abbildung 7.3: *Abhängigkeit des Thrusts T von m_x (**a**,**c**) und von $1/m_x$ (**b**,**d**). Die Thrustanalyse erfolgte dabei im Laborsystem (**a**,**b**) bzw. im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem (**c**,**d**). Die diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten (untergrundsubtrahiert, Punkte mit Fehlerbalken) sind dem* RAPGAP*–Monte–Carlo mit Gluon– (gestrichelt) und Quarkstruktur (gepunktet) sowie der 50/50–Mischung (durchgezogen) gegenübergestellt.*

oder Gluonen) hervorgehen und in entgegengesetzten Richtungen auseinanderstreben, wird im hadronischen Endzustand der Thrust einen von 1 verschiedenen Wert besitzen [80]. Dies ist auf zwei Effekte zurückzuführen, nämlich

- die Abstrahlung weicher Gluonen durch die Farbe tragenden „harten“ Quarks und Gluonen und
- die Hadronisation, also die Fragmentation der Farbe tragenden Teilchen in farbneutrale Hadronen.

Die Hadronisation ist dabei in erster Näherung unabhängig von m_x, während der Abstrahlung weicher Gluonen umso mehr Phasenraum zur Verfügung steht, je höher m_x ist. Aus diesen Überlegungen ergibt sich qualitativ ein Zusammenhang zwischen dem Thrust und der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes von der Form

$$T(m_x) = T_\infty + \frac{\mathcal{T}}{m_x} \tag{7.5}$$

mit einer gewissen Konstanten $\mathcal{T}$. Dabei stellt T_∞ den Grenzwert des Thrusts für unendlich große m_x dar, also den Anteil der Hadronisation. In der Auftragung T gegen $1/m_x$ sollte sich demzufolge für große m_x, also kleine $1/m_x$, eine Gerade ergeben. Die ist in Teil **d** der Abbildung 7.3 für m_x–Werte oberhalb von etwa $7\,GeV$ offenbar in guter Näherung erfüllt.

Die diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten zeigen demnach in Bezug auf die globale Ereignistopologie qualitativ das im Rahmen der Quantenchromodynamik erwartete Verhalten, das auf dem Modell harter Subprozesse basiert. Ein detaillierter Einblick in den hadronischen Endzustand solcher Ereignisse ist durch eine Jetanalyse möglich. Eine solche wird in den nächsten Kapiteln durchgeführt.

8. Jets in diffraktiver tiefunelastischer Streuung

In diesem Kapitel wird zunächst die Identifikation von Jets mit Hilfe geeigneter Algorithmen beschrieben. Anschließend wird die durch Anwendung dieser Algorithmen auf die diffraktiven DIS–Daten gefundene Evidenz für harte Prozesse dargestellt und ausführlich mit Monte–Carlo–Modellen verglichen. Hierbei werden sowohl das auf dem Pomeronansatz basierende Rapgap als auch das Konzept der Soft Color Interactions betrachtet.

8.1 Jets als Indikatoren harter Prozesse

Wie in Abschnitt 3.6 erläutert, sind Quarks und Gluonen mit hohen Transversalimpulsen ein Zeichen harter QCD–Prozesse in Hadron–Hadron– und Lepton–Hadron–Stößen. Da Quarks und Gluonen jedoch keine Singletts bezüglich Farbe sind und also dem „Confinement“ (Farbeinschluß) unterliegen, sind sie nicht direkt beobachtbar, sondern fragmentieren in Hadronen (siehe hierzu auch Abschnitt 4.1) [67]. Hat nun ein Quark oder Gluon aus einem harten Prozeß eine genügend hohe Energie, werden sich die entstehenden Hadronen zu „Bündeln“ um die ursprüngliche Flugrichtung dieses Teilchens formieren. Diese Bündel bezeichnet man als Jets. Sie entstehen, da die bei der Fragmentation auftretenden Transversalimpulse der Quarks und Gluonen aus dem Farbstring in der Größenordnung weniger hundert MeV liegen und nahezu unabhängig vom Impuls des fragmentierenden, Farbe tragenden Teilchens sind.

Die so gebildeten Hadronen werden dann, eventuell nach weiteren Zerfällen, im Detektor nachgewiesen. Die rekonstruierten Objekte wieder zu Jets zusammenzufassen, ist Aufgabe der Jetalgorithmen.

8.2 Jetalgorithmen

In dieser Arbeit kommen zwei verschiedene Jetalgorithmen zur Anwendung. Es sind dies der *CONE*[1]– und der *LUCLUS*[2]–Algorithmus. Diese sind typische Vertreter der beiden Hauptgruppen von Jetalgorithmen, die gegenwärtig in der Hochenergiephysik Verwendung finden, nämlich der CONE– und der Clusteralgorithmen. Für eine weitere Übersicht siehe beispielsweise [9] und [109], für den speziellen Fall der HERA–Kinematik [66] und [101].

[1] vom englischen Ausdruck für *Kegel*
[2] von **Lu**nd–**Clus**ter–Algorithmus

Die „Eingabe“ der beiden Algorithmen besteht aus den Vierervektoren der Teilchen des hadronischen Endzustandes, also aller im Detektor rekonstruierten Objekte mit Ausnahme des gestreuten Positrons. Hierbei wird wiederum von dem in Abschnitt 5.3.1 vorgestellten Verfahren der Kombination von Spuren und Kalorimeterclustern Gebrauch gemacht.

Um den Effekt von Detektorakzeptanzen zu untersuchen, ist es auch möglich, dem Jetalgorithmus nicht die im Detektor rekonstruierten Objekte zu übergeben, sondern die von Monte–Carlo–Generatoren erzeugten Hadronvierervektoren. Dieses sind dieselben Teilchen, die auch die Eingabe für das Detektorsimulationsprogramm darstellen (Abschnitt 4.2).

Als „Ausgabe“ liefern die Jetalgorithmen im wesentlichen die Vierervektoren der rekonstruierten Jets beziehungsweise Jetkandidaten.

Die beiden hier verwendeten Typen von Jetalgorithmen wurden in ähnlicher Form schon in früheren Analysen der H1–Daten verwendet [48] und führten unter anderem zu einer Bestimmung der starken Kopplungskonstante α_s bei HERA [55] und einer Messung der Gluondichte im Proton [61].

8.2.1 Der CONE–Algorithmus

Der CONE–Algorithmus wurde von der UA1–Kollaboration für die Suche nach Jets in Ereignissen der Hadron–Hadron–Streuung eingeführt.

Im gewünschten Bezugssystem wird ein „Gitter“ in der η–ϕ–Ebene festgelegt. Dabei steht η für die Pseudorapidität bezüglich der z–Achse in diesem Bezugssystem. Mit ϕ wird der azimutale Winkel in der Ebene senkrecht zu dieser z–Achse bezeichnet. Dieser wird im Bogenmaß genommen. In der ursprünglichen Implementation des CONE–Algorithmus wird nun der Bereich $0 \leq \phi < 2\pi$ in N_ϕ, der Bereich $-\eta_0 \leq \eta \leq \eta_0$ in N_η Intervalle („bins“) eingeteilt [82]. Für die vorliegende Arbeit wurde der Algorithmus so modifiziert, daß er in η asymmetrisch sein kann. Er betrachtet also den Bereich $\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2$ wobei nicht notwendigerweise $|\eta_1| = |\eta_2|$ sein muß. Hiermit wird der asymmetrischen Ereignistopologie bei HERA und der damit verbundenen Bauweise des H1–Detektors Rechnung getragen. Für die hier vorgestellte Analyse wurde $N_\phi = N_\eta = 25$ gewählt.

In die so definierten Gitterzellen in der η–ϕ–Ebene werden nun die transversalen Energien (bzgl. der z–Achse) aller Objekte des hadronischen Endzustandes eingetragen. In jeder einzelnen Zelle werden die relevanten Transversalenergien summiert.

Parameter	Laborsystem	$\gamma^\star I\!P$–CMS
$N_\phi \times N_\eta$	25×25	25×25
ϕ–Intervall	$0 \leq \phi \leq 2\pi$	$0 \leq \phi \leq 2\pi$
η–Intervall	$-2.5 \leq \eta \leq 3.7$	$-3.1 \leq \phi \leq 3.1$
R_{cut}	1.0	1.0
$E_{t,min}^{Zelle}$	$0.5\,GeV$	$0.5\,GeV$
$E_{t,min}^{Jet}$	$5.0\,GeV$	$5.0\,GeV$

Tabelle 8.1: *In der Analyse benutzte Parameter für den CONE–Algorithmus im Laborsystem und im hadronischen Schwerpunktsystem.*

Der Algorithmus startet nun mit der höchstenergetischen Zelle, sofern für diese die Bedingung $E_t(Zelle) \geq E_{t,min}^{Zelle}$ erfüllt ist. $E_{t,min}^{Zelle}$ ist dabei ein vorzugebender Minimalwert der Transversalenergie. In dieser Arbeit wurde $0.5\,GeV$ gewählt. Nun betrachtet der Algorithmus alle Zellen, die innerhalb eines bestimmten Abstandes von der „Keim"–Zelle liegen. Als Maß für den Abstand kommt dabei die Größe

$$R_{\eta\phi} := \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \tag{8.1}$$

zur Anwendung. Mit $\Delta\phi$ bzw. $\Delta\eta$ wird dabei der Abstand in diesen beiden Variablen zwischen der Keimzelle und der betrachteten Zelle bezeichnet. Nun werden die Transversalenergien aller Zellen mit $R_{\eta\phi} \leq R_{cut}$ aufsummiert und als Jet identifiziert, sofern diese Summe größer als ein vorgegebener Mindestwert ist. Der Größe R_{cut} kommt also die Bedeutung eines Auflösungsparameters zu. Typische Werte sind hierfür 0.7 und 1.0. Je hochenergetischer der Jet dabei ist, desto schmaler ist er im allgemeinen auch und desto kleiner kann R_{cut} gewählt werden. In der vorliegenden Arbeit operiert man im Bereich vergleichsweise kleiner Transversalenergien der Jets. Deshalb wird hier durchgehend $R_{cut} = 1.0$ benutzt. Eine Untersuchung des Einflusses der Wahl von R_{cut} auf die Rekonstruktion von Jets in diffraktiver DIS wird in [120] gegeben. Als Mindesttransversalenergie $E_{t,min}^{Jet}$ der Jets wurde hier $5\,GeV$ gewählt. Eine Übersicht aller für den CONE–Algorithmus benutzten Parameter ist in Tabelle 8.1 gegeben.

Alle nun für einen Jet benutzten Zellen des Gitters werden entsprechend gekennzeichnet und der Algorithmus beginnt wieder mit der Zelle, die das höchste E_t unter den noch verbleibenden hat. So wird fortgefahren, bis keine Keimzelle mit genügend Energie oder kein Jetkandidat mit ausreichend hohem summierten E_t mehr gefunden wird. Um eine vollständige Erfassung des Jets durch die sensitiven Detektorkomponenten zu gewährleisten, wurden nur solche Jetkandidaten akzeptiert, die wenigstens einen CONE–Radius R_{cut} von beiden Grenzen des untersuchten Pseudorapiditätsintervalls entfernt lagen.

Die Zahl der vom CONE–Algorithmus rekonstruierbaren Jets liegt daher zwischen Null und dem von der verfügbaren Gesamtenergie her zulässigen Maximalwert. Die Vierervektoren der Jets werden als E_t–gewichtete Summe der Schwerpunkte derjenigen Zellen gebildet, die zum Jet beitragen.

8.2.2 Der LUCLUS–Algorithmus

Der LUCLUS–Algorithmus stellt eine Modifikation und Verbesserung des JADE–Algorithmus dar, der von der gleichnamigen Kollaboration für die e^+e^-–Physik am Speicherring PETRA entwickelt wurde. Er gehört zur Gruppe der Algorithmen, die nach einem Rekombinationsschema arbeiten.

LUCLUS definiert zwischen zwei Teilchen i und j des hadronischen Endzustandes mit den Impulsen p_i und p_j ein Abstandsmaß d_{ij} als:

$$d_{ij}^2 = \frac{1}{2}(|p_i| \cdot |p_j| - p_i \cdot p_j)\frac{4|p_i| \cdot |p_j|}{(|p_i| + |p_j|)^2} = \frac{4|p_i|^2 \cdot |p_j|^2 \cdot \sin^2(\theta_{ij}/2)}{(|p_i| + |p_j|)^2} \tag{8.2}$$

Dabei bezeichnet θ_{ij} den Winkel zwischen den Teilchen. Ist dieser klein, vereinfacht sich der Ausdruck näherungsweise zu

$$d_{ij} = \frac{|p_i \times p_j|}{|p_i + p_j|}.$$

In diesem Grenzfall hat d_{ij} also die anschauliche Bedeutung des Transversalimpulses eines der beiden Teilchen relativ zur Richtung, die durch die Summe ihrer beiden Impulse definiert wird.

In einem iterativen Prozeß wird nun in jedem Schritt die Größe d_{ij} für jede Kombination zweier Teilchen berechnet. Dann werden die beiden Teilchen, die das kleinste d_{ij} aufweisen, kombiniert. Es sind mehrere Kombinationsschemata denkbar, in LUCLUS werden die Vierervektoren von i und j zu einem neuen Vierervektor eines *Pseudoteilchens* addiert. Die beiden ursprünglichen Teilchen werden dann aus der Liste gestrichen und durch das Pseudoteilchen ersetzt. Dieser Prozeß wird nun solange wiederholt, bis alle d_{ij} größer sind als ein vorzugebender Wert d_{join}, der hier die Rolle eines Auflösungsparameters spielt. Die dann übrigbleibenden Teilchen oder Pseudoteilchen sind die rekonstruierten Jets. Daher ist es nicht möglich, daß der Algorithmus keinen Jet findet. Es wird immer wenigstens ein Jetkandidat identifiziert.

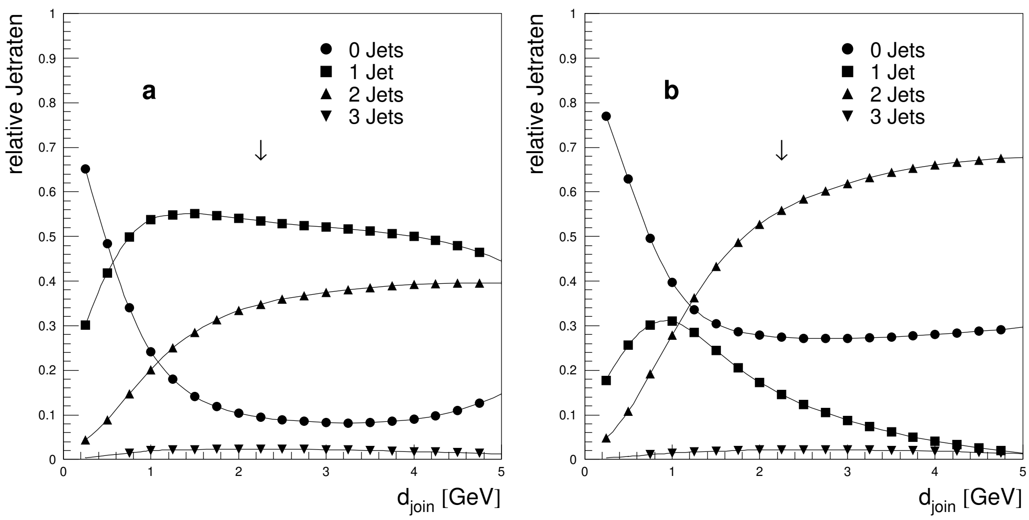

Abbildung 8.1: *Abhängigkeit der Jetraten vom Auflösungsparameter d_{join} für den LUCLUS–Algorithmus im Laborsystem (**a**) und im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem (**b**). Dargestellt sind die relativen Jetraten, also der Anteil der jeweiligen Jetmultiplizität an der Gesamtzahl von Ereignissen. Die Verteilungen wurden mit Hilfe des* RAPGAP*–Jet–Datensatzes ermittelt. Durch Pfeile ist der für die weitere Analyse gewählte Wert $d_{join} = 2.25\,GeV$ angedeutet.*

Je kleiner man den Parameter d_{join} wählt, desto besser ist die Auflösung des Algorithmus, desto größer aber auch die Gefahr, daß man einen Jet „künstlich“ in zwei Jetkandidaten aufteilt. Ein zu großer Wert für d_{join} führt dazu, daß zwei eigentlich getrennte Jets fälschlich zu einem Kandidaten zusammengefaßt werden. Der optimale Zahlenwert für den Auflösungsparameter muß für die jeweils relevante Kinematik und Detektorqualität aus Monte–Carlo–Studien ermittelt werden. Für die vorliegende Arbeit ergab sich ein geeigneter Wertebereich von circa $2.0\,GeV \lesssim d_{join} \lesssim 2.5\,GeV$. Ähnliche Werte kamen bei der e^+e^-–Physik am Speicherring PETRA zur Anwendung [110], wo der Phasenraum für die Jetproduktion eine vergleichbare Größe hatte. Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse wurden mit $d_{join} = 2.25\,GeV$ ermittelt. Der genaue Wert ist unkritisch und kann in einem

Rahmen von circa ±10% variiert werden.

Um den Vergleich der Jets aus dem LUCLUS–Algorithmus mit denjenigen aus dem CONE–Algorithmus zu gewährleisten, wurden auch für LUCLUS nur Jetkandidaten mit $E_t > 5\,GeV$ akzeptiert sowie die Forderung gestellt, daß die Jetkandidaten im gleichen Pseudorapiditätsintervall liegen wie beim CONE–Algorithmus.

Die Abhängigkeiten der Jetmultiplizitäten vom Wert des Auflösungsparameters d_{join} sind für das RAPGAP–Jet–MC in Abbildung 8.1 wiedergegeben. Man beachte, daß dieser Datensatz auf hohe Werte von $\hat{s}$ und Jetaktivität vorselektiert wurde. Hierbei steht $\hat{s}$ für das Quadrat der invarianten Masse des harton Subsystems auf Partonniveau.

8.3 Anwendung auf die diffraktiven Ereignisse

Die beiden in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Algorithmen wurden auf die Daten sowie die benutzen Monte–Carlo–Datensätze angewendet. Dies geschah sowohl im Laborsystem als auch im $\gamma^\star I\!\!P$–Schwerpunktsystem. Um daraus schließlich Wirkungsquerschnitte für die diffraktive Jetproduktion berechnen zu können, ist eine hinreichende Beschreibung der Jetereignisse durch das verwendete Signal–Monte–Carlo (RAPGAP) notwendig. Daher werden in den folgenden Abschnitten die diffraktiven tiefunelastischen Daten mit dem jeweils relevanten RAPGAP–Datensatz verglichen. Bei den Daten wurde eine Subtraktion des Untergrundes aus nichtdiffraktiven DIS–Prozessen mit Hilfe des MEAR–Datensatzes vorgenommen. Die Zwei–Jet–Ereignisse werden dann dem RAPGAP–Gluon–MC gegenübergestellt. RAPGAP mit Quarkstruktur liefert nahezu keine Zwei–Jet–Ereignisse. Für die Ein–Jet–Ereignisse werden RAPGAP–Quark und –Gluon sowohl einzeln als auch in einer 50/50–Mischung betrachtet.

8.3.1 Die Kinematik der Jets

Die grundlegenden kinematischen Eigenschaften der vom CONE–Algorithmus identifizierten Jets im Laborsystem im Falle, daß genau ein Jet gefunden wurde, zeigt Abbildung 8.2. Der Vergleich mit dem RAPGAP–MC zeigt, daß weder die reine Quark– noch die reine Gluonstruktur zu einer zufriedenstellenden Approximation der Daten führt. Erst durch eine etwa gleichwertige Mittelung beider Hypothesen lassen sich die Daten adäquat beschreiben.

Für die Zwei–Jet–Ereignisse im Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustandes veranschaulicht Abbildung 8.3 die näherungsweise Beschreibung durch das RAPGAP–Gluon–Modell.

8.3.2 Die Kinematik der Ereignisse mit Jetstruktur

Auch die Beschreibung der das Ereignis kennzeichnenden Lorentzinvarianten für die Jet–Events gelingt durch den RAPGAP–Ansatz, wie beispielhaft in Abbildung 8.4 demonstriert ist. Die Eigenschaften der Zwei–Jet–Ereignisse im Laborsystem stimmen im Rahmen der (statistischen) Fehler gut mit den RAPGAP–Gluon–Vorhersagen überein.

Da das Vorhandensein zweier Jets einen für diffraktive Ereignisse vergleichsweise hohen Wert der hadronischen Masse m_x voraussetzt, konzentrieren sich diese Events im Bereich hoher $x_{I\!\!P}$ und niedriger β, wie in Abbildung 8.4 ebenfalls gut zu erkennen ist. Der Zusammenhang zwischen m_x, $x_{I\!\!P}$ und β ist durch die Gleichungen 5.12 und 5.14 gegeben.

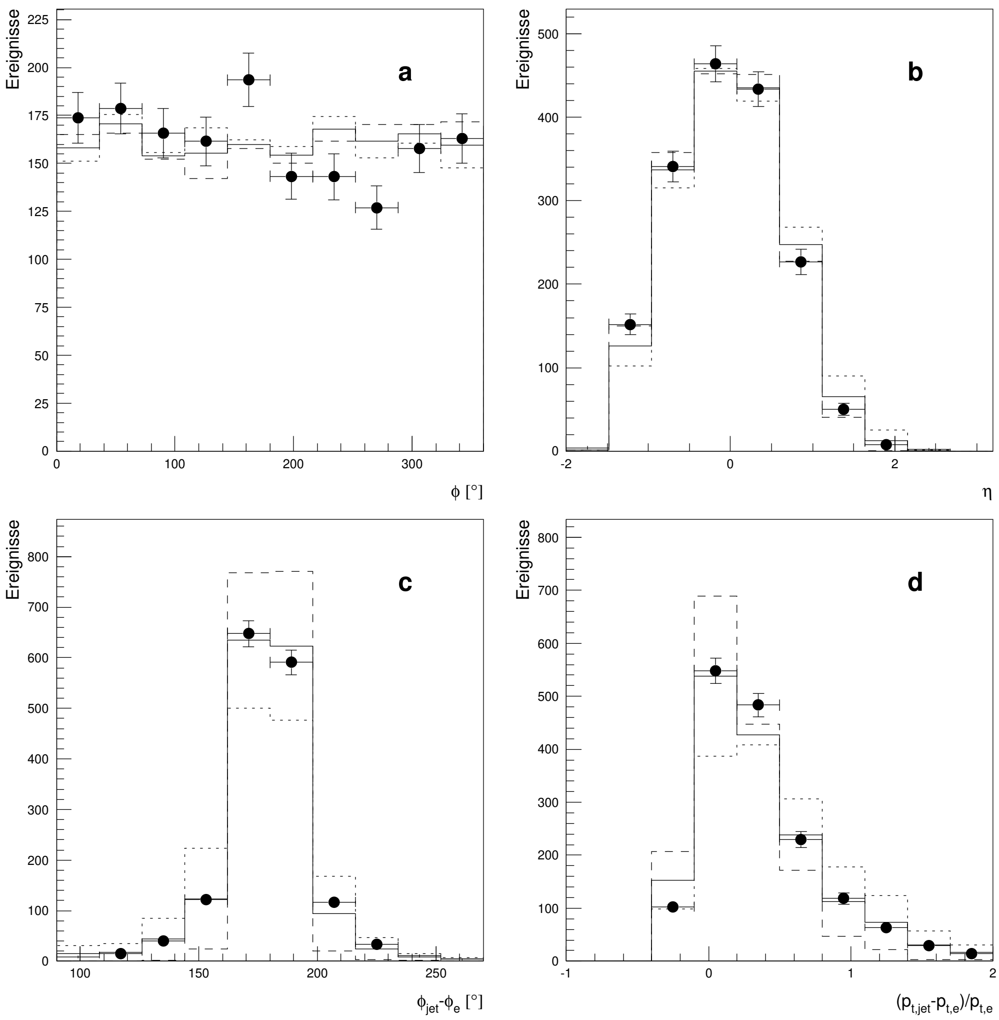

Abbildung 8.2: *Kinematik der vom CONE–Algorithmus gelieferten Jets für 1–Jet–Ereignisse im Laborsystem. Dargestellt sind der Azimutalwinkel ϕ (**a**), die Pseudorapidität η (**b**), die absolute Differenz in den Azimutalwinkeln des Jets und des gestreuten Elektrons (**c**) sowie die relative Differenz der Transversalimpulse von Jet und Elektron (**d**). Den Daten (Punkte) sind* Rapgap*–Gluon (fein gestrichelt),* Rapgap*–Quark (grob gestrichelt) und die 50/50–Mischung (durchgezogen) gegenübergestellt.*

8.3.3 Jetprofile

Einen wichtigen Test der Beschreibung von Jets durch Monte–Carlo–Generatoren und Fragmentationsmodelle stellen die sogenannten *Jetprofile* dar. Hierunter versteht man die Struktur des transversalen Energieflusses in Abhängigkeit von der Entfernung zur Jetachse. Die Jetprofile werden meist in den Variablen $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ berechnet. Dazu bildet man im relevanten Bezugssystem und für die Lage (ϕ_{Jet}, η_{Jet}) eines gegebenen Jets in der η–ϕ–Ebene für jedes Teilchen des hadronischen Endzustandes die Differenzen $\Delta\phi = \phi_{Teilchen} - \phi_{Jet}$

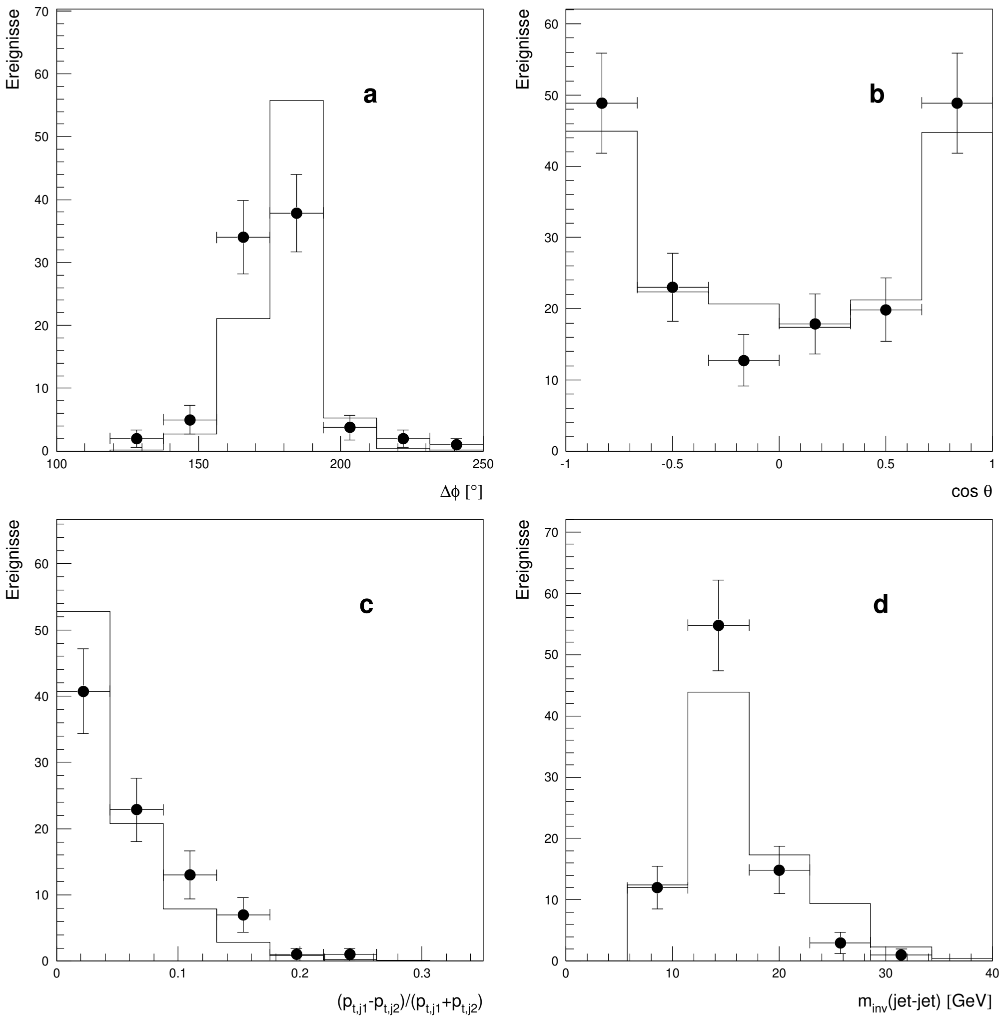

Abbildung 8.3: *Kinematik der vom CONE–Algorithmus gelieferten Jets für 2–Jet–Ereignisse im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem. Dargestellt sind die absolute Differenz der Azimutalwinkel der Jets (**a**), die Polarwinkelverteilung in der Form $\cos\theta$ (**b**), die relative Abweichung der Transversalimpulse der Jets voneinander (**c**) sowie die invariante Masse des Zwei–Jet–Systems (**d**). Den Daten (Punkte) ist das* RAPGAP*–Gluon–Monte–Carlo (Histogramm) gegenübergestellt.*

und $\Delta\eta = \eta_{Teilchen} - \eta_{Jet}$ und histogrammiert diese gewichtet mit den Transversalenergien der jeweiligen Teilchen.

Nach der Mittelung über viele Ereignisse sollten die entstehenden Verteilungen ein scharfes Maximum bei $\Delta\phi = 0$ und $\Delta\eta = 0$ aufweisen. Die Breite dieses Maximums ist ein Maß für die bei der Fragmentation entstehenden Transversalimpulse relativ zur Jetachse.

Die Profile der Ereignisse mit einem Jet im Laborsystem sind für den CONE– und den LUCLUS–Algorithmus in den Abbildungen 8.5 und 8.6 gegeben. Das ausgeprägte Maximum des Energieflusses um die Jetachse ist gut zu erkennen (man beachte den logarithmischen

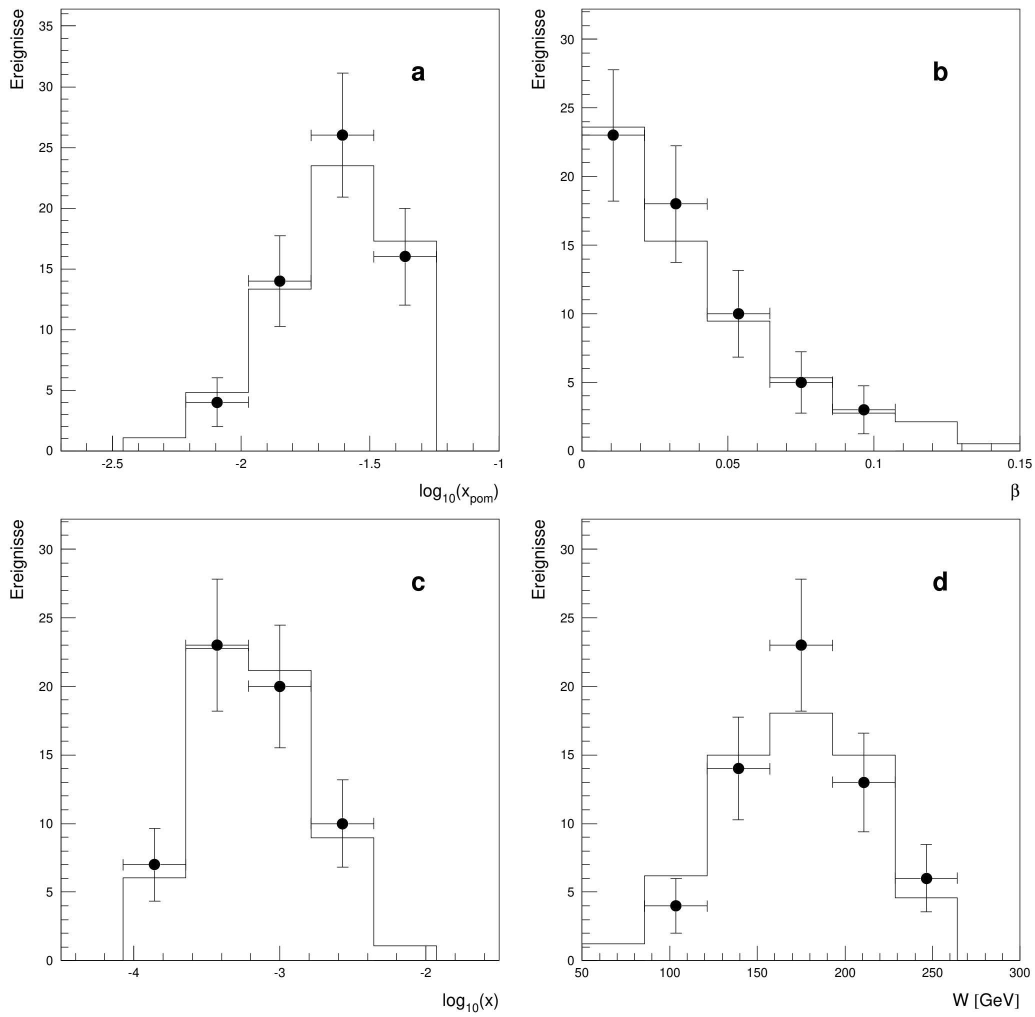

Abbildung 8.4: *Kinematik der vom CONE–Algorithmus gelieferten 2–Jet–Ereignisse im Laborsystem. Gezeigt sind die diffraktiven Variablen $x_{I\!P}$ (**a**) und β (**b**), deren Produkt (Bjorken–) x (**c**) sowie die totale hadronische Masse W (**d**). Den Daten (Punkte) ist das* RAPGAP*–Gluon–MC (Histogramm) gegenübergestellt.*

Maßstab der Ordinate !). Offenbar liefert die gleichwertige Mischung von Quark– und Gluonstruktur des RAPGAP–Monte–Carlos eine exzellente Beschreibung der Daten, während eines der beiden Modelle alleine nicht ausreicht. Dort machen sich Diskrepanzen insbesondere in den Bereichen weit entfernt von den Jets in den „Schwänzen" der Profile bemerkbar. Diese sogenannten „Pedestals" spiegeln die hadronische Struktur des Ereignisses im Bereich zwischen dem Jet und dem Restzustand von Proton bzw. Pomeron wider.

Die Profile der Zwei–Jet–Ereignisse im hadronischen Schwerpunktsystem sind in den Abbildungen 8.7 und 8.8 für die beiden verwendeten Algorithmen gezeigt. Dabei wurden der vordere und hintere Jet in diesem Bezugssystem unterschieden. In den ϕ–Profilen macht sich jeweils bei $\Delta\phi = \pm\pi$ der zweite Jet bemerkbar. Dies demonstriert erneut die „Rücken–

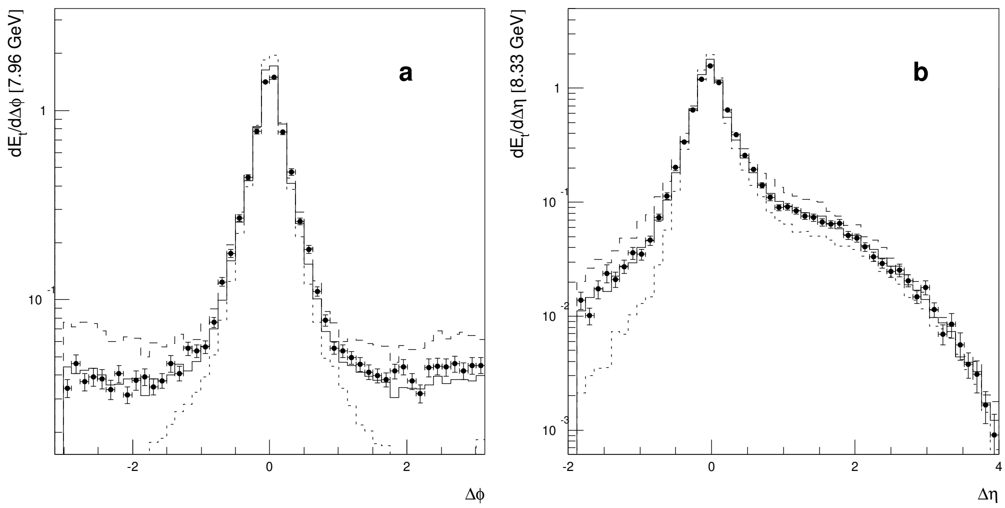

Abbildung 8.5: *Jetprofile in ϕ (**a**) und η (**b**) für die vom CONE–Algorithmus gelieferten 1–Jet–Ereignisse im Laborsystem. Die diffraktiven tiefunelastischen Daten (Punkte) sind mit* RAPGAP*–Gluon (grob gestrichelt),* RAPGAP*–Quark (fein gestrichelt) sowie der 50/50–Mittelung beider Modelle (durchgezogen) verglichen.*

an–Rücken–Struktur“ der Zwei–Jet–Ereignisse im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem, die auch aus Abbildung 8.3 (**a**) ersichtlich ist. Durch die getrennte Darstellung von vorderem und hinterem Jet verdeutlichen die Abbildungen 8.7 und 8.8 ebenfalls die unterschiedliche Struktur der η–Profile, für die der jeweils andere Jet immer bei $\Delta\eta < 0$ bzw. $\Delta\eta > 0$ liegt. Die Profile der Zwei–Jet–Ereignisse werden sehr gut durch das RAPGAP–Gluon–Modell beschrieben.

Wie erwähnt treten in den Jetprofilen Fragmentationseffekte in Erscheinung. Wie Abschnitt 8.1 erläutert, sind die bei der Fragmentation entstehenden Impulse transversal zur Jetachse nahezu unabhängig vom Transversalimpuls des Jets relativ zur z–Achse des Ereignisses. Aus diesem Grund ist eine Verkleinerung des Öffnungswinkels der Jets mit wachsendem Impuls entlang der Jetachse zu erwarten.

Zur Verifikation dieser QCD–Vorhersage [81] wurden für die vom CONE–Algorithmus gelieferten Ein–Jet–Ereignisse im Laborsystem die Profile in $\Delta\phi$ in drei Intervallen der Jettransversalenergie ermittelt ($5-6$, $6-8$ und $8-12\,GeV$). An die so berechneten Verteilungen wurden Breit–Wigner–Funktionen plus einer Konstanten für die Pedestals angepaßt. Die Breiten der Breit–Wigner–Kurven, hier betrachtet als $FWHM$[3]–Werte, geben dann ein Maß für die Jetbreiten.

Die so ermittelten Breiten als Funktion von E_t sind in Abbildung 8.9 (**a**) dargestellt. Offenbar wird die Tendenz zu schmaleren Profilen auch im beschränkten zugänglichen E_t–Bereich bestätigt. QCD–Vorhersagen zufolge sollten sich die Breiten etwa proportional $1/E_t$ verhalten, was in Teil **b** der Abbildung 8.9 auch im Rahmen der Fehler bestätigt wird.

[3] **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum

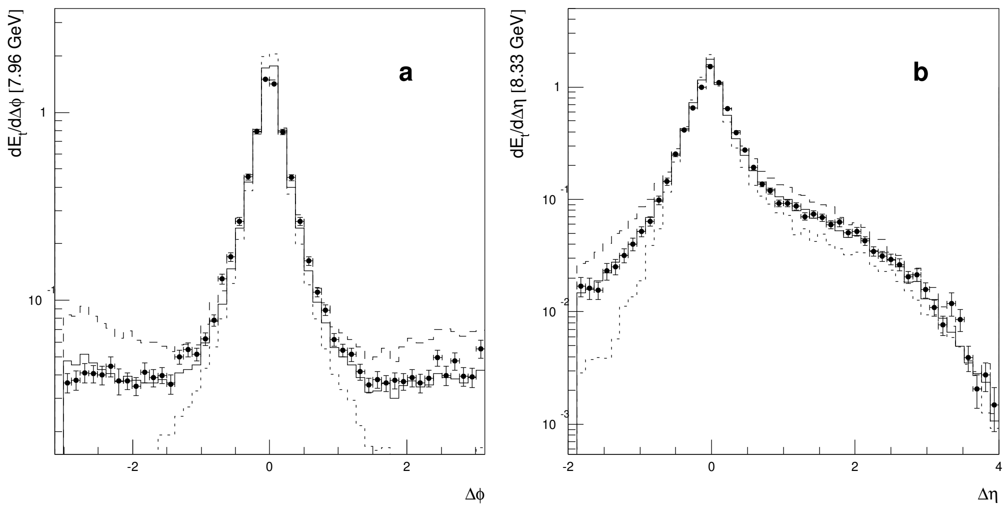

Abbildung 8.6: *Jetprofile in ϕ (**a**) und η (**b**) für die vom LUCLUS–Algorithmus gelieferten 1–Jet–Ereignisse im Laborsystem. Die diffraktiven tiefunelastischen Daten (Punkte) sind mit* RAPGAP*–Gluon (grob gestrichelt),* RAPGAP*–Quark (fein gestrichelt) sowie der 50/50–Mittelung beider Modelle (durchgezogen) verglichen.*

8.3.4 Vergleich der Jetalgorithmen

Idealerweise sollte ein Jet unabhängig vom verwendeten Algorithmus definiert und rekonstruiert werden können [115]. Dies ist in der Praxis jedoch im allgemeinen nicht möglich. Durch die in den Algorithmus eingehenden Parameter (CONE–Radius, d_{join}–Wert etc) wird immer eine gewisse Willkür eingeführt. Dennoch sollten physikalische Ergebnisse wie Wirkungsquerschnitte soweit als möglich invariant gegen die Wahl des Algorithmus und die Änderung seiner Parameter sein.

Die Anzahlen der gefundenen Jets im $\gamma^\star I\!P$–CMS aus dem CONE– und dem LUCLUS–Algorithmus sind in Abbildung 8.10 dargestellt für den Fall, daß jeweils einer von beiden Algorithmen genau zwei Jets rekonstruiert. Offenbar findet in der Mehrzahl der Ereignisse auch der jeweils andere Algorithmus die gleiche Jetmultiplizität. Darüberhinaus werden auch hier die Verteilungen der Daten sehr gut durch das RAPGAP–Monte–Carlo beschrieben.

Um zu verifizieren, daß die Kinematik der in der vorliegenden Analyse gefundenen Jets weitgehend unabhängig vom Jetalgorithmus ist, sind in Abbildung 8.11 einige wichtige kinematische Größen der Jets aus CONE und LUCLUS einander gegenübergestellt. Die Verteilungen sind genügend schmal, so daß die geforderte Invarianz gegen den Algorithmus in ausreichendem Maße gegeben ist.

8.3.5 Vergleich mit dem Hadronniveau

Von den im Detektor rekonstruierten Jets soll auf die Vorgänge auf Partonniveau zurückgeschlossen werden. Dabei geht die Annahme ein, daß die Kinematik der Jets auf Hadronniveau, also nach der Fragmentation, weitgehend derjenigen der auslaufenden Partonen aus

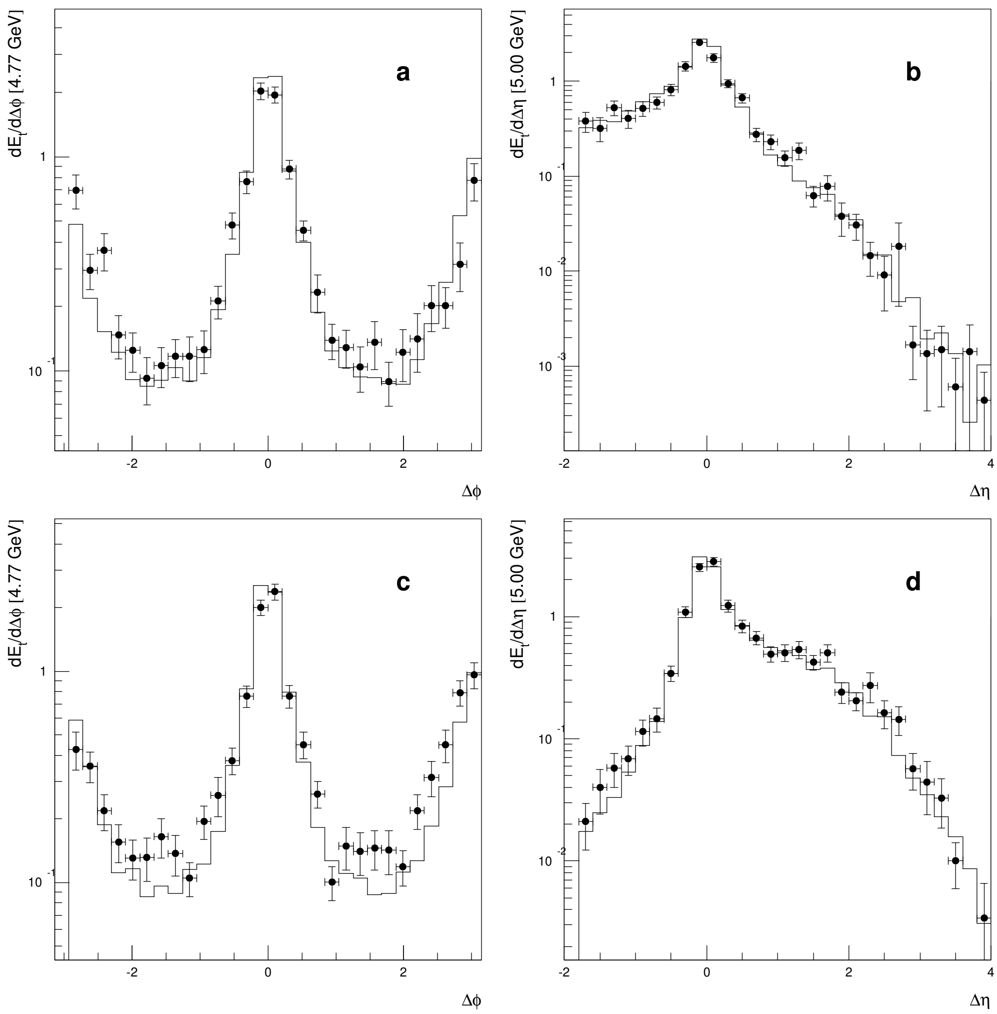

Abbildung 8.7: *Jetprofile in ϕ (**a**,**c**) und η (**bd**) für die vom CONE–Algorithmus gelieferten 2–Jet–Ereignisse im hadronischen Schwerpunktsystem. Die diffraktiven tiefunelastischen Daten (Punkte) sind mit dem* Rapgap*–Gluon–Modell (Histogramm) verglichen. Der vordere der beiden Jets (η größer) ist in* **a** *und* **b** *dargestellt, der hintere in* **c** *und* **d**.

dem harten Subprozeß folgt. Um also von im Detektor gemessenen Energiedepositionen und Teilchenspuren Informationen über die Kinematik der Partonen zu gewinnen, muß noch gezeigt werden, daß die Jets auf Detektorniveau und auf Hadronniveau miteinander korreliert sind. Dies ist in Abbildung 8.12 durchgeführt.

Am Beispiel des Rapgap–Gluon–Monte-Carlos wurde der Zusammenhang zwischen den kinematischen Parametern der Jets auf beiden Niveaus untersucht. Offenbar ist es möglich, mit den im Detektor registrierten Jets auf das Hadronniveau zurückzuschließen. Die dabei auftretenden Ungenauigkeiten der Rekonstruktion der Jetwinkel und –impulse sind infolge der endlichen Energie– und Ortsauflösung der Detektoren und ihrer endlichen Nachweis-

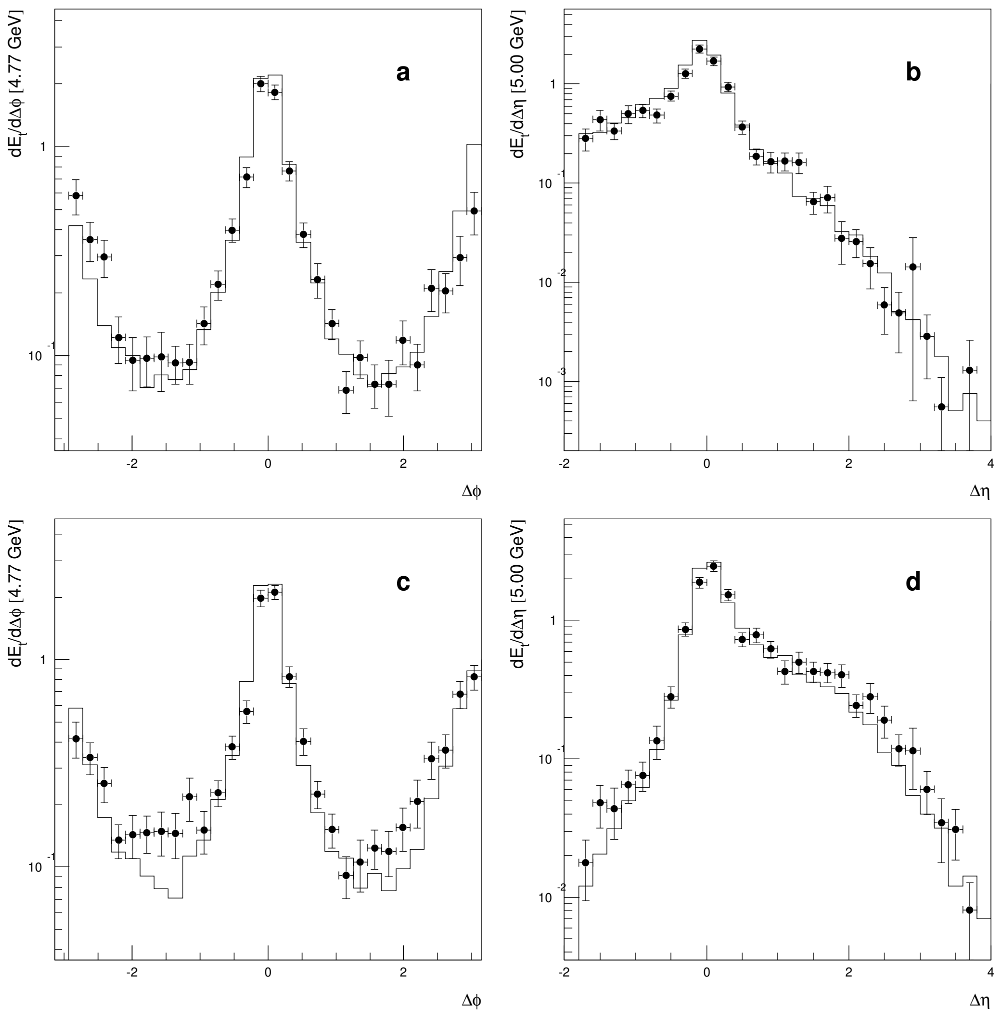

Abbildung 8.8: *Jetprofile in ϕ (***a***,***c***) und η (***b***,***d***) für die vom LUCLUS–Algorithmus gelieferten 2–Jet–Ereignisse im hadronischen Schwerpunktsystem. Die diffraktiven tiefunelastischen Daten (Punkte) sind mit dem* RAPGAP*–Gluon–Modell (Histogramm) verglichen. Der vordere der beiden Jets (η größer) ist in* **a** *und* **b** *dargestellt, der hintere in* **c** *und* **d**.

wahrscheinlichkeiten unvermeidlich.

8.3.6 Vergleich der Jetraten in diffraktiven und Standardereignissen

Der Vergleich der Jetraten in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung mit denjenigen aus Standardereignissen stellt einen weiteren Test der Aussagekraft dieser Analyse dar.

Zur quantitativen Untersuchung sollen zunächst zwei Größen definiert werden. In einem gegebenen Ereignissample sei mit N_i die Zahl der Ereignisse mit i rekonstruierten Jets

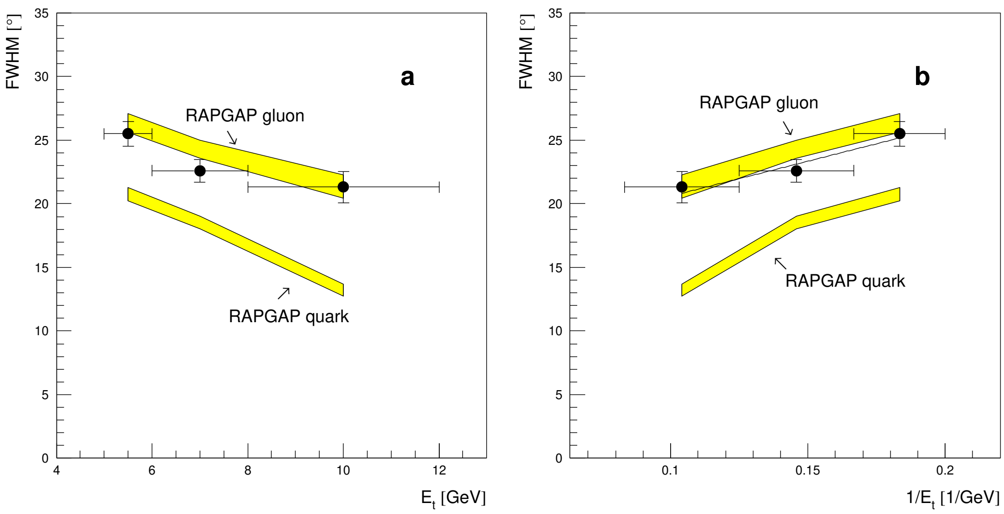

Abbildung 8.9: *FWHM–Werte (in Grad) der Breit–Wigner–Fits an die ϕ–Profile der 1–Jet–Events im Laborsystem (CONE–Algorithmus) als Funktion von E_t (**a**) und von $1/E_t$ (**b**) der Jets. Den Daten (Punkte) sind die* RAPGAP*–Quark– und –Gluon–Vorhersagen gegenübergestellt, angedeutet durch die 1σ–Bereiche der Fehler des FWHM–Wertes aus den Fits.*

bezeichnet. Dann stellt

$$R_{2/tot} = \frac{N_2}{\sum_{i=0}^{\infty} N_i}$$

das Verhältnis von Zwei–Jet–Ereignissen zur totalen Ereigniszahl dar sowie

$$R_{21} = \frac{N_2}{N_1 + N_2}$$

das Verhältnis von Zwei–Jet–Ereignissen zur Summe aus Ein– und Zwei–Jet–Events.

Der Vergleich dieser Parameter in DDIS– und SDIS–Ereignissen ist in Abbildung 8.13 durchgeführt. In Teil **a** der Abbildung erkennt man, daß bei gleicher invarianter Masse W des Photon–Proton–Systems der Anteil der Jetereignisse am totalen Sample für die Standardprozesse wesentlich höher liegt, was jedoch nicht für R_{21} gilt. Trägt man hingegen wie in Teil **b** der Abbildung 8.13 die Jetraten gegen m_x auf, erhält man ein sehr ähnliches Verhalten von SDIS und DDIS. Da m_x den effektiv für die Rekonstruktion von Jets auf Detektorniveau verfügbaren Phasenraum bestimmt, läßt sich hieraus schließen, daß der zugrundeliegende Mechanismus der Jetproduktion in Standard– und diffraktiven Ereignissen analog verläuft. Die Annahme, daß die Jets in DDIS–Ereignissen durch Subprozesse mit hohem relativen Transversalimpuls auf Partonniveau induziert werden wie in der „gewöhnlichen" tiefunelastischen Streuung, erscheint also gerechtfertigt. Das größere Verhältnis $R_{2/tot}$ in Abhängigkeit von W für die Standardereignisse ist also zwanglos durch den größeren Phasenraum erklärlich, der hier zur Verfügung steht. Dabei ist zu beachten, daß W und m_x im wesentlichen nicht korreliert sind und darüberhinaus ein signifikanter Teil der SDIS–Events ein $m_x \gtrsim 40\,GeV$ besitzt und daher nicht in Abbildung 8.13 **b** eingeht.

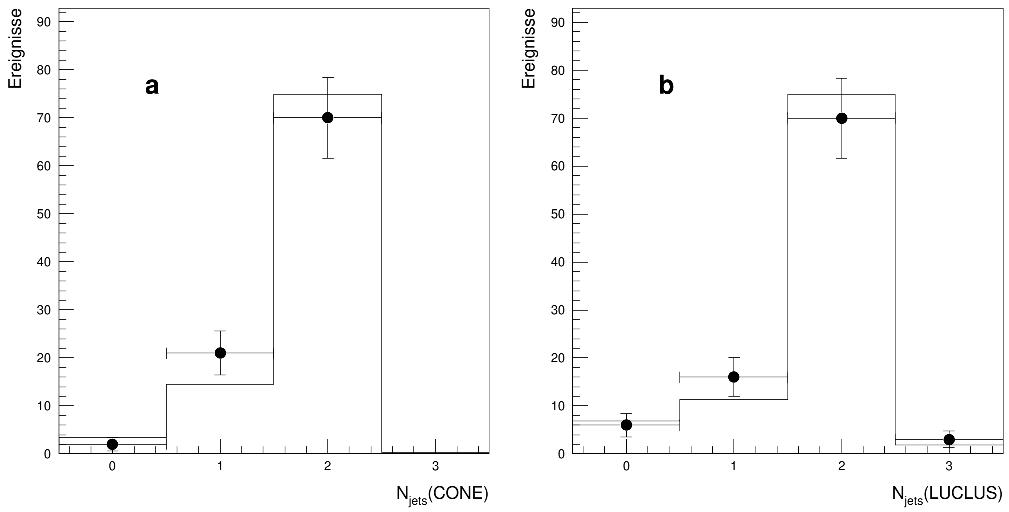

Abbildung 8.10: *Vergleich der Jetmultiplizitäten im hadronischen Schwerpunktsystem aus dem CONE– und dem LUCLUS–Algorithmus. In* **a** *ist die Zahl der Jets aus CONE dargestellt, wenn von LUCLUS genau zwei Jets gefunden wurden, in* **b** *der umgekehrte Fall, also N_{jets}^{LUCLUS} für $N_{jets}^{CONE} = 2$. Die H1–Daten (Punkte mit statistischen Fehlern) sind dem* RAPGAP*–Gluon–Monte–Carlo gegenübergestellt.*

8.4 Vergleich der Daten mit dem SCI–Modell

Das in Abschnitt 3.7 vorgestellte Modell der „Soft Color Interactions“ stellt einen alternativen Ansatz zur Beschreibung der Ereignisse mit großer Rapiditätslücke dar. Er wird in diesem Abschnitt mit den diffraktiven tiefunelastischen Daten verglichen.

In Abbildung 8.14 **a** ist die η_{max}–Verteilung aller tiefunelastischen H1–Daten der Vorhersage aus dem MEPS64–Datensatz gegenübergestellt. Das MC ist dabei auf die Statistik der Daten normiert. Offenbar zeigt das Monte Carlo ebenfalls die charakteristische Schulter bei $\eta_{max} \lesssim 2$, wie es in den Daten sowie beim RAPGAP–MC der Fall ist. Jedoch ist der Anteil von Ereignissen mit $\eta_{max} \lesssim 2$ bei MEPS64 zu klein im Vergleich zu den Daten. Dies läst sich auch durch eine Veränderung des Parameters R nicht beheben, da der Anteil der Ereignisse mit großer Rapiditätslücke nur schwach von R abhängt [30].

Zur Untersuchung der Vorhersagen für die Jetproduktion in Ereignissen mit großer Rapiditätslücke wurden die Zwei–Jet–Ereignisse im hadronischen Schwerpunktsystem, also dem $\gamma^\star I\!P$–CMS, untersucht. Die Normierung des Monte Carlos auf die Daten erfolgte dabei auf die Anzahl der Ereignisse nach den Schnitten der tiefunelastischen Ereignisselektion und dem Schnitt $\eta_{max} < 1.8$. Die erhaltenen Verteilungen der Größen η_{max}, $x_{I\!P}$ und β sind ebenfalls in Abbildung 8.14 dargestellt. Die Integrale der Verteilungen stimmen dabei zwischen Daten und MEPS64 nicht überein. Das Monte Carlo sagt zuwenige Zwei–Jet–Ereignisse in der DDIS bezogen auf die Gesamtzahl der diffraktiven tiefunelastischen Ereignisse voraus. Darüberhinaus stimmt die Form der Verteilungen nicht gut mit den Daten überein, speziell im Falle von β. Leider ist die Statistik des MEPS64–Datensatz sehr gering. In die Abbildungen 8.14 **b** bis **d** gehen nur jeweils sechs Ereignisse aus diesem Datensatz ein. Entsprechend

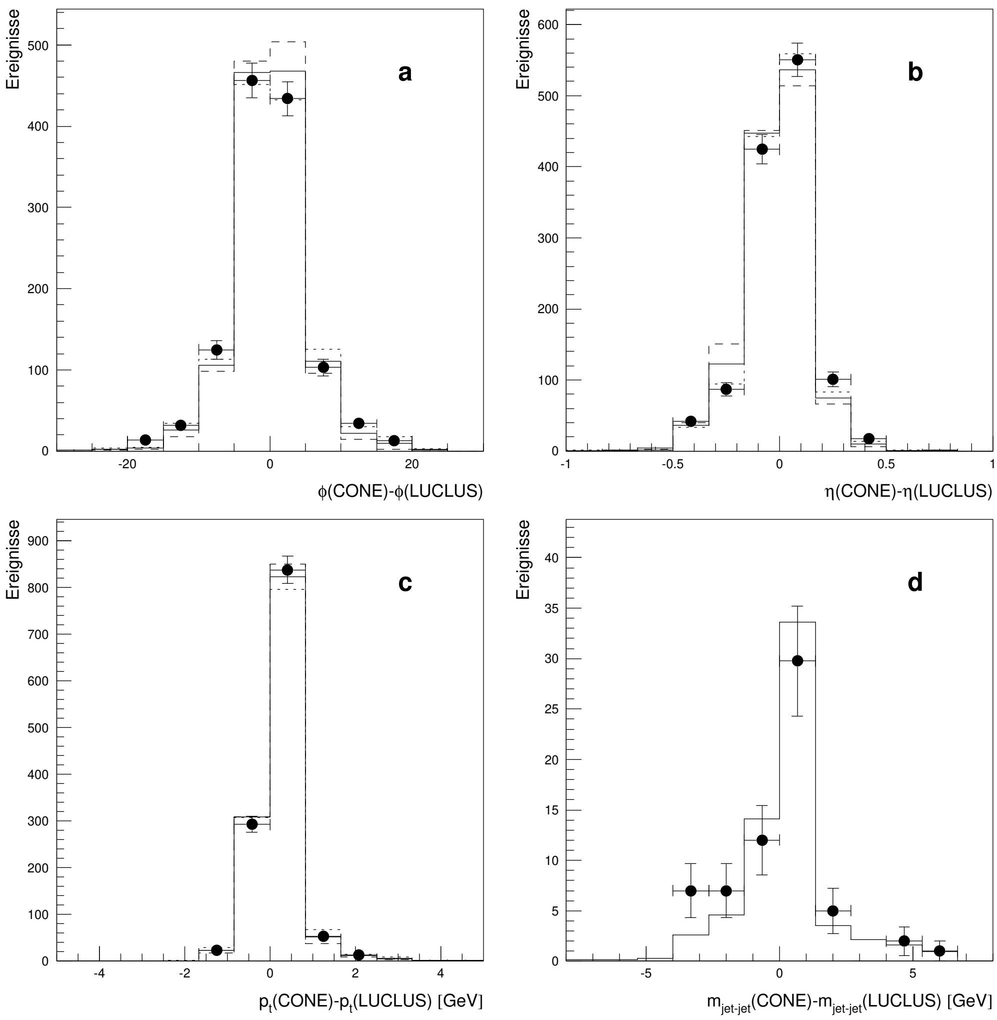

Abbildung 8.11: *Vergleich der Kinematik der von CONE und LUCLUS gelieferten Jets für 1–Jet–Ereignisse im Laborsystem (**a**-**c**) und Zwei–Jet–Ereignisse im $\gamma^\star I\!P$–CMS (**d**). Dargestellt sind die Differenzen zwischen den Jets in ϕ (**a**), η (**b**) und p_t (**c**) sowie der invarianten Massen des Zwei–Jet–Systems (**d**). In **a** bis **c** sind den Daten (Punkte) die* RAPGAP*–Quark– (grob gestrichelt) und –Gluon–Vorhersagen (fein gestrichelt) sowie deren gleichwertige Überlagerung (durchgezogen) gegenübergestellt. In **d** sind die Daten mit* RAPGAP*–Gluon verglichen.*

groß sind also die statistischen Unsicherheiten des Monte Carlos. Um eine fundiertere Aussage über die Kompatibilität des SCI–Modells mit den diffraktiven tiefunelastischen Daten im Hinblick auf die Jetproduktion machen zu können, wäre offenbar eine wesentlich höhere Monte–Carlo–Statistik erforderlich.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das Modell der Soft Color Interactions im Rahmen der verfügbaren Statistik keine zufriedenstellende Beschreibung der Jetereignisse in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung bei HERA liefert. Ferner beruht es auf *ad hoc* Annahmen und der Wahl eines unphysikalischen Parameters. Aus diesen Gründen wird es

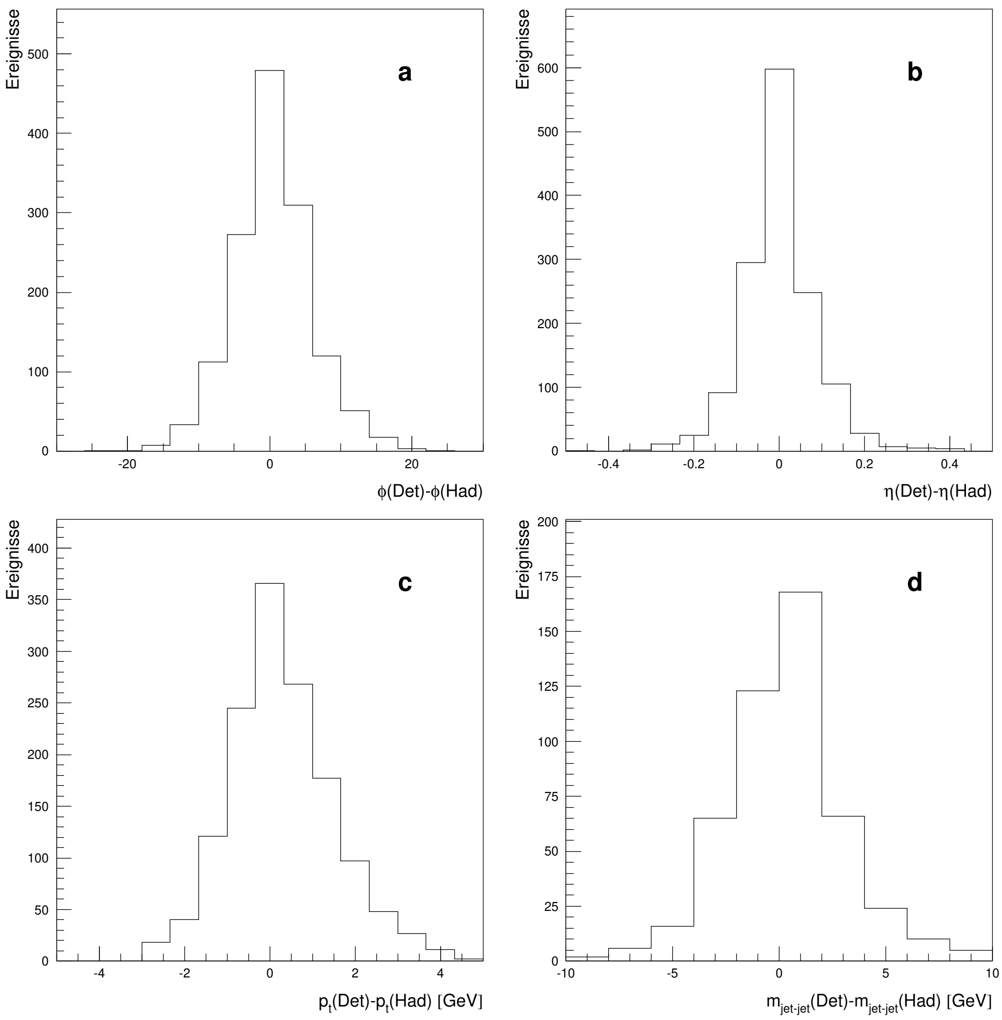

Abbildung 8.12: *Vergleich der Jetkinematik auf Hadron– und Detektorniveau für den CONE–Algorithmus. Für 1–Jet–Events im Laborsystem (**a**-**c**) und Zwei–Jet–Events im $\gamma^\star I\!\!P$–CMS (**d**) sind die Differenzen zwischen den Jets auf beiden Niveaus in ϕ (**a**), η (**b**) und p_t (**c**) sowie der invarianten Massen des Zwei–Jet–Systems (**d**) dargestellt. Dabei kam der* Rapgap*–Gluon–Datensatz zur Anwendung.*

in der vorliegenden Analyse nicht weiter betrachtet. Weitere Untersuchungen basierend auf einer wesentlich größeren Zahl von MC–Ereignissen sind sinnvoll, sollen jedoch späteren Analysen vorbehalten bleiben.

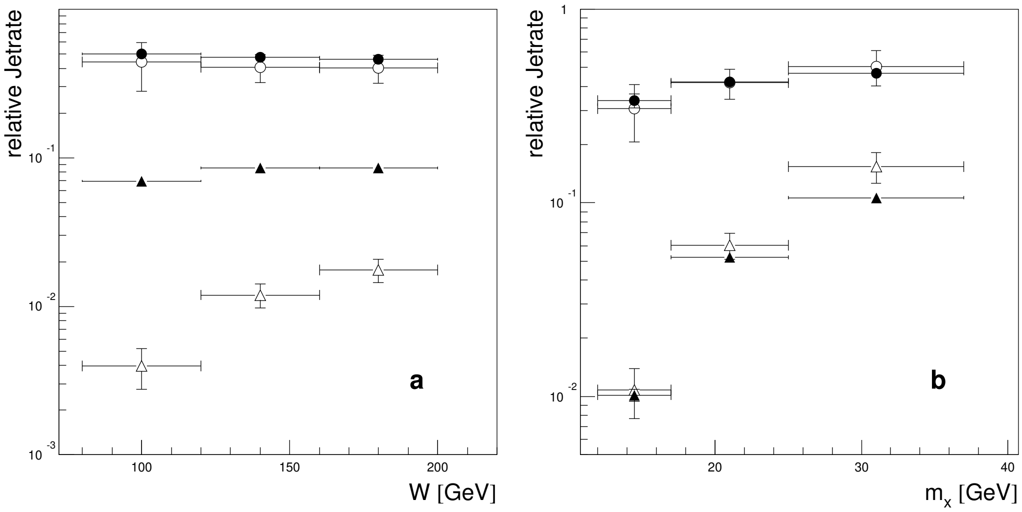

Abbildung 8.13: *Vergleich der relativen Jetraten in Abhängigkeit von W (**a**) und m_x (**b**) zwischen diffraktiven (offene Symbole) und Standard–DIS–Ereignissen (ausgefüllte Symbole) in den H1–Daten. Dargestellt sind die Verhältnisse $R_{2/tot}$ (Dreiecke) und R_{21} (Kreise), die im Text definiert werden. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Unsicherheiten.*

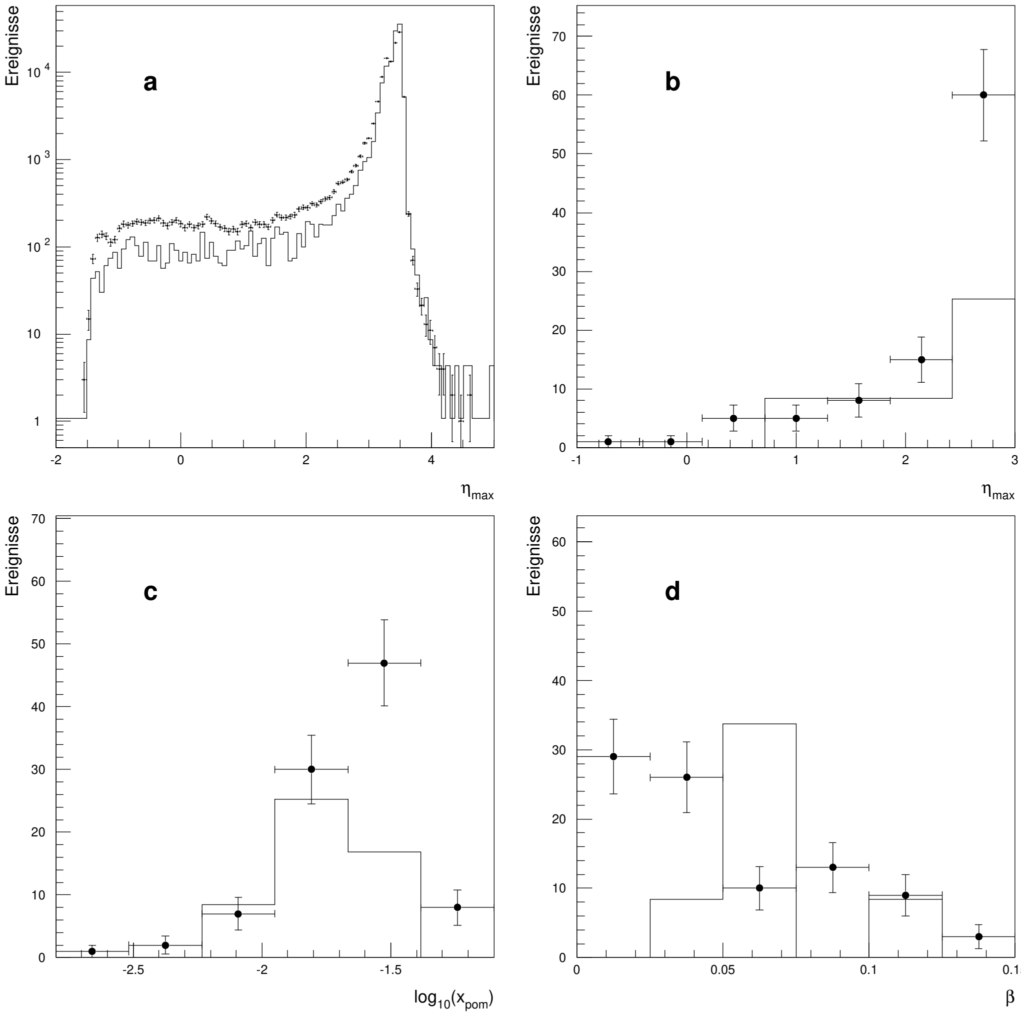

Abbildung 8.14: *Vergleich der diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten (Punkte mit statistischen Fehlern) mit dem Datensatz* MEPS64*, in dem das SCI–Modell implementiert ist. In* **a** *ist die η_{max}–Verteilung aller Ereignisse gezeigt, die die DIS–Schnitte erfüllen. In* **b** *bis* **d** *gehen nur Ereignisse ein, die darüberhinaus die diffraktive Ereignisselektion überstehen und genau zwei Jets im $\gamma^{\star}I\!P$–CMS aufweisen. Dargestellt sind η_{max} (***b***), $\log x_{I\!P}$ (***c***) und β (***d***).*

9. Jetwirkungsquerschnitte in diffraktiver tiefunelastischer Streuung

In diesem Kapitel werden Ergebnisse für den Ein–Jet–Wirkungsquerschnitt im Laborsystem und den Zwei–Jet–Wirkungsquerschnitt im hadronischen Schwerpunktsystem vorgestellt. Nach der Definition der Wirkungsquerschnitte im nächsten Abschnitt werden ausführlich die für die Berechnung notwendigen Größen dargestellt. Die Behandlung der systematischen Fehler und der Vergleich mit dem Monte–Carlo–Modell schließen das Kapitel ab.

9.1 Die Definition der Wirkungsquerschnitte

Der in der Größe X einfach differentielle Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Jets in Ereignissen der diffraktiven tiefunelastischen Streuung berechnet sich aus:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dX}(bin) &= (N_{Sig} - F_{Sk} \cdot N_{Ug}) \cdot \frac{1}{L_{ep}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{Trig}} \cdot \frac{1}{1 - R_{Noise}} \cdot K_{p\ diss} \cdot K_{Akz} \cdot \frac{1}{\Delta_{bin}} \\
& \text{mit} \\
N_{Sig} &= \text{Datenereignisse im Bin} \\
N_{Ug} &= \text{Untergrundereignisse im Bin (aus MC)} \\
F_{Sk} &= \text{Skalierung des Untergrund–MC auf die Datenstatistik} \\
L_{ep} &= \text{integrierte Luminosität} \\
\epsilon_{Trig} &= \text{Triggereffizienz} \\
R_{Noise} &= \text{Bruchteil Ereignisse mit Noise in den FW–Detektoren} \\
K_{p\ diss} &= \text{Korrektur auf p–Dissoziation} \\
K_{Akz} &= \text{Akzeptanzkorrektur aus Signal–MC} \\
\Delta_{bin} &= \text{Binbreite}
\end{aligned} \tag{9.1}$$

Von den in den DDIS–Daten gefundenen Ereignissen wird also zunächst der durch Untergrund aus SDIS–Prozessen stammende Anteil abgezogen. Die vorhandene Luminosität der

Daten, die Effizienz des verwendeten Triggers sowie der Verlust von Ereignissen durch Noise in den Vorwärtsdetektoren sind in sehr guter Näherung unabhängig von der Größe, in der der Wirkungsquerschnitt differentiell berechnet wird (p_t^2 und η der Jets). Daher gehen diese Größen als Konstanten in Gleichung 9.1 ein. Die Korrektur auf die Detektorakzeptanz ist dagegen binabhängig und muß für jedes Bin separat aus dem Monte Carlo ermittelt werden.

Die Berechnung aller in Gleichung 9.1 eingehenden Größen wird in den nächsten Abschnitten dargelegt.

Es sei betont, daß die angegebenen Wirkungsquerschnitte die für die *elastische* Streuung am Proton sind. Ereignisse, bei denen das auslaufende Proton dissoziiert und die daher im engeren Sinne als diffraktiv klassifiziert werden, werden im Prinzip durch die Schnitte auf die Signale der Vorwärtsdetektoren und speziell des Proton Remnant Taggers verworfen. Allerdings gelangt durch die endlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten dieser Detektorkomponenten ein Teil der p–Dissoziationsereignisse in das selektierte Ereignissample. Zur Korrektur auf diesen Effekt dient der Faktor $K_{p\ diss}$ in Gleichung 9.1.

Die so definierten Wirkungsquerschnitte gelten für den in den vorherigen Kapiteln vorgestellten kinematischen Bereich, also

$$\begin{aligned} 0.05 \quad &\leq y \leq \quad 0.6 \\ 7.5\,GeV^2 \quad &\leq Q^2 \leq \quad 80\,GeV^2 \\ &x_{I\!P} \leq \quad 0.05. \end{aligned} \tag{9.2}$$

9.2 Der Untergrund aus nichttiefunelastischen Prozessen

Die Behandlung des Untergrundes aus nichtdiffraktiven DIS–Ereignissen wurde in Abschnitt 6.4 beschrieben. Hierdurch wird der weitaus überwiegende Teil des zu betrachtenden Untergrundes abgedeckt. Seine Subtraktion geschieht wie erläutert mit Hilfe der SDIS–Ereignisgeneratoren Lepto und Django. Der darüberhinaus noch verbleibende Untergrund aus nichttiefunelastischen Prozessen wird im folgenden betrachtet.

Eine mögliche Untergrundquelle stellen Streuprozesse dar, die nicht durch eine Elektron–Proton–Kollision durch die sich kreuzenden Strahlen induziert werden. Hierfür kommen hauptsächlich Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Ereignisse in Frage. Zur Kontrolle dieses Untergrundes dienen die in Abschnitt 2.3 erwähnten „pilot bunch“–Ereignisse, die anhand ihrer Bunch–Nummer identifiziert werden können. Im gesamten Sample der diffraktiven DIS–Ereignisse, daß aus etwa 9000 Events besteht, sind jedoch nur ein p–pilot–Event, zwei e–pilot–Events und kein Event aus „leeren“ Strahlkreuzungen vorhanden. Diese sehr geringe Untergrundkontamination läßt sich dadurch erklären, daß die protoninduzierten Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Prozesse, deren Wirkungsquerschnitt denjenigen für den e–Strahl–induzierten weit übersteigt, durch die Forderung nach einer Rapiditätslücke in Vorwärtsrichtung effektiv unterdrückt werden. Die drei Ereignisse aus den pilotbunches enthalten keine Jets, so daß der Untergrund für die Jetproduktion in DDIS–Prozessen aus nicht–ep–Wechselwirkungen vernachlässigt werden kann.

Eine weitere potentielle Quelle für Nicht–DIS–Untergrund sind Photoproduktionsereignisse, bei denen fälschlich ein Kandidat für das gestreute Elektron im BEMC rekonstruiert wird. Durch Verwendung der Σ–Methode zur Rekonstruktion der Kinematik und insbesondere durch den Schnitt auf die Größe Δ (siehe Abschnitt 5.3.2) wird bereits ein Großteil dieses Untergrundes eliminiert. Zur Abschätzung des verbleibenden Anteils wurden zwei Methoden verwendet.

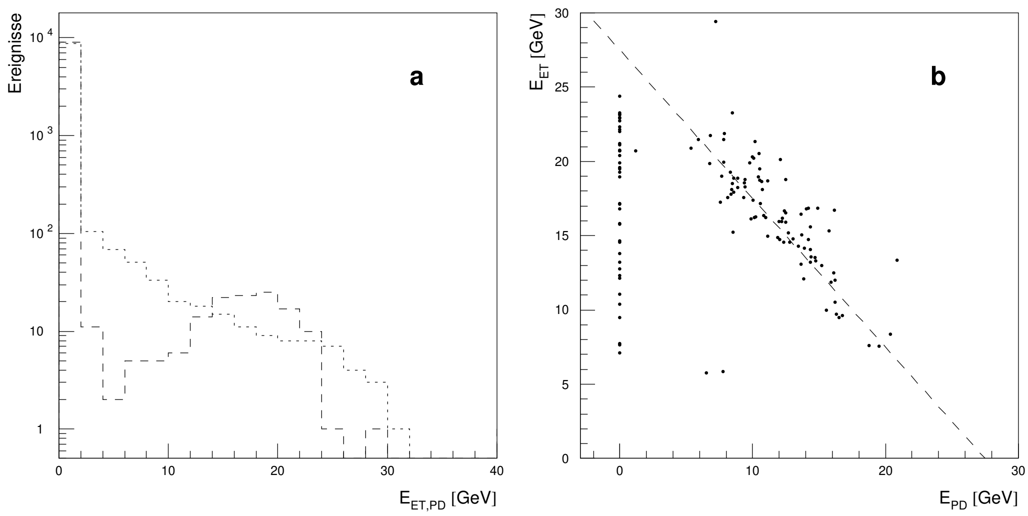

Abbildung 9.1: *Energiespektren im Elektrontagger ET (gepunktet) und Photondetektor PD (gestrichelt) in den diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten (**a**) sowie die Korrelation beider Energien für die Ereignisse mit $E_{ET} > 5\,GeV$ (**b**). In **b** ist die Gerade $E_{ET} + E_{PD} = E_e$ gestrichelt angedeutet, wobei E_e für die Energie des einlaufenden Elektrons steht.*

Zunächst wurde das Monte–Carlo–Programm POMPYT betrachtet. Es lag ein Datensatz mit 25000 Ereignissen vor, die mit einer harten Gluondichtefunktion für das Pomeron generiert wurden. Dies entspricht circa 10% der Statistik der Photoproduktionsdaten im relevanten kinematischen Bereich [113]. Keines der Ereignisse erfüllte sämtliche Kriterien der DDIS–Ereignisselektion, so daß der zu erwartende Untergrund, zumindest bezogen auf die Ereignisse mit Jets in DDIS, ebenfalls vernachlässigbar erscheint.

Die zweite Betrachtung des Untergrundes durch Photoproduktion stützt sich auf den Elektrontagger ET sowie den Photondetektor PD, die in Abschnitt 2.2.6 beschrieben sind. Die mit diesen Detektorkomponenten gemessenen Energiespektren in den DDIS–Daten sind in Teil **a** der Abbildung 9.1 dargestellt. Offenbar liegt in etwa 1% der Ereignisse ein nichtverschwindender Wert der detektierten Energie in ET und/oder PD vor. Für die Ereignisse mit $E_{ET} > 5\,GeV$ ist die Korrelation zwischen E_{ET} und E_{PD} in Teil **b** der Abbildung 9.1 gezeigt. Deutlich erkennbar summieren sich in mehr als der Hälfte dieser Ereignisse die beiden Energien im Rahmen der Auflösung der Messung zur Elektronstrahlenergie. Dies ist ein starkes Indiz dafür, daß es sich hierbei um die zur Luminositätsmessung genutzten Bethe–Heitler–Prozesse handelt. Da gleichzeitig im Hauptdetektor eine signifikante Aktivität stattfindet, bei der u.a. das gestreute Elektron im BEMC gefunden wird, handelt es sich mutmaßlich um die zufällige Überlagerung eines Luminositäts– mit einem DIS–Ereignis. Die relative Häufigkeit dieser Koinzidenzprozesse ist in guter Übereinstimmung mit der Erwartung, die sich aus dem Wirkungsquerschnitt für den Bethe–Heitler–Prozeß und der HERA–Luminosität errechnet.

Von den Ereignissen aus Teil **b** von Abbildung 9.1 mit $E_{PD} = 0$ zeigen sechs Jetaktivität im Zentraldetektor. Diese wurden mit Hilfe der graphischen Ereignisdarstellung des H1–Experimentes (H1ED) genauer untersucht. In allen Fällen konnte dabei die Vermutung bestätigt werden, daß es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um Koinzidenzen von DIS– und Bremsstrahlungsereignissen handelt. Aus diesem Grunde kann auch hier der Untergrund zur DDIS–Jetproduktion durch Photoproduktionsereignisse als vernachlässigbar eingestuft werden.

9.3 Die Luminosität

Insgesamt wurden von der HERA–Maschine im Jahre 1994 circa $5589.12\,nb^{-1}$ für die Experimente H1 und ZEUS verwertbare integrierte Luminosität geliefert. Davon wurden etwa $3981.49\,nb^{-1}$ von H1 als für die Physikanalysen nutzbare Daten auf Bänder geschrieben. Für die vorliegende Analyse wurden die zu Beginn der Strahlzeit 1994 durchgeführten Runs mit Elektronen nicht ausgewertet. Desgleichen wurden die im Herbst 1994 genommenen Daten mit in z–Richtung verschobenem Nominalvertex außer Betracht gelassen. Diese fanden statt, um einen ansonsten nicht zugänglichen Bereich in der x–Q^2–Ebene zu erschließen. Die beiden genannten Strahlzeiten weisen zusammengenommen nur eine Luminosität von circa $557.49\,nb^{-1}$ auf, was ihre Vernachlässigung rechtfertigt.

Analysiert wurden also alle e^+p–Runs mit nominalem Vertex. Dabei wurden alle Runs verworfen, bei denen die Hochspannung für wenigstens eine der benutzten Detektorkomponenten nicht eingeschaltet war oder sich einer dieser Subdetektoren nicht in der Auslesekette befand. Dies gilt besonders für die Vorwärtsdetektoren, die zur Identifizierung diffraktiver Ereignisse benutzt werden. Unter diesen Bedingungen verbleibt eine integrierte Luminosität von

$$L_{ep}^{HV korr.} = 2.3605\,pb^{-1}. \tag{9.3}$$

Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt $\sigma_L = 1.50\,\%$, wie in Abschnitt 2.2.6 erläutert wurde.

Der vorgestellte Wert der Luminosität muß ferner auf die „satellite bunches“ korrigiert werden. Wie in Abschnitt 5.1 dargelegt, werden in der Analyse die durch Satellitenstrahlpakete hervorgerufenen Ereignisse durch einen Schnitt auf den z–Vertex verworfen. Dementsprechend muß der Beitrag zur Luminosität, der von den satellite bunch–Ereignissen geliefert wird, von der gemessenen Luminosität subtrahiert werden. Unter Verwendung eines 3σ–Schnittes auf den z–Vertex beträgt die Korrektur $(4.80 \pm 0.44)\%$ [86]. Der Wert nach Gleichung 9.3 verringert sich also auf

$$L_{ep}^{HV, sat.\ korr.} = (2.247 \pm 0.040)\,pb^{-1}. \tag{9.4}$$

9.4 Die Triggereffizienz

Der Level–1–Trigger des H1–Experimentes (siehe Abschnitt 2.3) wird aus einem logischen `ODER` von bis zu 128 Subtriggern gebildet. Jeder Subtrigger setzt sich dabei aus einer logischen Verknüpfung mehrerer sogenannter *Triggerelemente* zusammen. Jedes der insgesamt

128 Triggerelemente wird dabei von der Triggerlogik eines einzelnen Subdetektors geliefert. Als Physiktrigger wurde für die vorliegende Analyse der H1–intern als „$S0$“ bezeichnete Subtrigger benutzt. In der im Jahre 1994 gültigen Definition von $S0$ forderte dieser Subtrigger im wesentlichen das Vorhandensein eines Clusters im BEMC mit einer Energie von wenigstens $7\,GeV$, das nicht durch ein Kalibrationssignal erzeugt wurde. Gleichzeitig wurde die Abwesenheit eines Signals aus den Flugzeitsystemen gefordert, das das Ereignis als Untergrund aus einer Strahl–Gas– oder Strahl–Wand–Reaktion identifizieren würde.

Bei der Berechnung der Triggereffizienzen ist zu beachten, daß für einige Subtrigger teilweise Unterdrückungsfaktoren, sogenannte „Prescale–Gaps“, gesetzt werden mußten. Dies ist vor allem der Fall bei problematischen Untergrundverhältnissen oder wenn einzelne Subtrigger mit zu hoher Rate arbeiten und so die Totzeit des Detektors in unakzeptable Bereiche bringen. Hat ein Subtrigger X einen Unterdrückungsfaktor P_X, so wird nur eines von P_X durch ihn getriggerten Ereignissen tatsächlich akzeptiert.

Die Effizienz des verwendeten Triggers läßt sich nun nach zwei voneinander unabhängigen Methoden berechnen. Diese werden in den folgenden Unterabschnitten vorgestellt.

9.4.1 Vergleich mit einem Referenztrigger

Diese Methode beruht auf der Verwendung eines Referenztriggers, also eines Triggers, der technisch vollständig unabhängig vom benutzten Physiktrigger ist. Hier bieten sich Spurtrigger an, da der gewählte Physiktrigger ein reiner Kalorimetertrigger ist. Es kam daher der Subtrigger „$S53$“ zur Anwendung. Dieser fordert das Vorhandensein eines z–Vertex, der aus den schnellen Informationen der Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP rekonstruiert wird. Ferner wird das Ansprechen einer Mustererkennung auf Spurstücke in der Ebene transversal zum Strahlrohr verlangt sowie die Existenz wenigstens eines nach rückwärts laufenden Spurkandidaten.

Die Effizienz des Physiktriggers $S0$ erhält man aus der Zahl der Ereignisse im betrachteten Ereignissample, für die sowohl $S0$ als auch $S53$ angesprochen haben, dividiert durch die Zahl der Ereignisse, bei denen mindestens $S53$ triggerte. Für die Gültigkeit dieser Methode ist dabei wesentlich, daß Physik– und Referenztrigger keine gemeinsamen Triggerelemente enthalten.

Unter Beschränkung auf die Runs, für die beide Trigger nicht herunterskaliert waren, für die also $P_{S0} = P_{S53} = 1$ gilt, ergibt sich für $S0$ eine Effizienz von

$$\epsilon_{S0}^{ref} = (98.6^{+1.4}_{-2.1})\%. \tag{9.5}$$

Der Fehler ist dabei der statistische Fehler aus der Anzahl der Ereignisse mit beiden Triggern im Datensatz [32]. Er wird dominiert durch die Tatsache, daß $S53$ eine relativ geringe Effizienz hat und daher das Subsample, daß für die Berechnung von ϵ_{S0}^{ref} zur Verfügung steht, begrenzt ist.

9.4.2 Verwendung der Detektorsimulation

Die Triggereffizienz für $S0$ kann ebenfalls mit Hilfe der Detektorsimulation bestimmt werden. Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, führt H1SIM eine Simulation des Level–1–Triggers durch. Aus dem Anteil der Monte–Carlo–Ereignisse im relevanten kinematischen Bereich, für den der simulierte Subtrigger $S0$ angesprochen hat, erhält man unmittelbar die Effizienz. Dies wurde für mehrere MC–Datensätze mit und ohne Verwendung der diffraktiven Ereignisselektion durchgeführt. Tabelle 9.1 zeigt die Resultate.

Datensatz	diff. Selektion	Effizienz
RAPGAP–Gluon	nein	$(98.6 \pm 0.6)\%$
RAPGAP–Gluon	ja	$(98.5 \pm 0.8)\%$
RAPGAP–Quark	nein	$(98.9 \pm 0.6)\%$
RAPGAP–Quark	ja	$(98.8 \pm 0.7)\%$
DJANGO	nein	$(99.3 \pm 0.5)\%$
LEPTO/MEAR	nein	$(98.6 \pm 0.5)\%$
LEPTO/MEPS	nein	$(99.2 \pm 0.4)\%$

Tabelle 9.1: *Triggereffizienzen für den Subtrigger $S0$, berechnet mit Hilfe der Detektorsimulation* H1SIM. *Angegeben sind die statistischen Fehler.*

Die Effizienz ist offenbar sehr robust gegen Änderung des Datensatzes, der zur Berechnung herangezogen wird, und ebenso gegen die Verwendung der „forward cuts“, wie es vom physikalischen Standpunkt aus zu erwarten ist.

9.4.3 Finale Triggereffizienz

Die in den beiden vorhergehenden Abschnitten berechneten Effizienzen für den Subtrigger $S0$ sind in sehr guter Übereinstimmung miteinander. Um dennoch vom Monte Carlo soweit wie möglich unabhängig zu sein, wird der allein aus den Daten mit Hilfe des Referenztriggers ermittelte Wert verwendet. Dieser muß nun noch auf die in einigen Runs von eins verschiedenen Vorskalierungen korrigiert werden. Hierfür wird über alle in der Analyse verwendeten Runs ein luminositätsgewichteter *mittlerer Unterdrückungsfaktor* berechnet:

$$< P_{S0} >= \frac{\sum_{runs} L(run)}{\sum_{runs} L(run) \cdot \frac{1}{P_{S0}(run)}} \tag{9.6}$$

Es ergibt sich $< P_{S0} >= 1.114$ und damit

$$\epsilon_{S0} = (88.5^{+1.3}_{-1.9})\%. \tag{9.7}$$

Alternativ könnte mit Hilfe des mittleren Unterdrückungsfaktors eine reduzierte „effektive Luminosität“ berechnet und für die Triggereffizienz der Wert nach Formel 9.5 verwendet werden. Dies hätte natürlich auf die Berechnung der Wirkungsquerschnitte keinen Einfluß, da der Term $\frac{1}{L \cdot \epsilon}$ in beiden Fällen gleich groß ist.

9.5 Korrektur auf Noise in den Vorwärtsdetektoren

Wie in Abschnitt 6.2 dargelegt wurde, weisen die Vorwärtsdetektoren auch ohne ep–Bunchcrossings gewisse „Noise–Signale“ auf. Da durch diese fälschlicherweise ein Teil der diffraktiven Ereignisse verworfen wird, muß eine entsprechende Korrektur für die Wirkungsquerschnitte angebracht werden. Daher wird aus den in Abbildung 6.3 dargestellten Verteilungen der Bruchteil derjenigen Ereignisse berechnet, bei denen das kombinierte Signal der verwendeten Detektorkomponenten in der Vorwärtsrichtung zum Verwerfen des Ereignisses führt. Es ergibt sich (siehe Abschnitt 6.3)

$$R_{Noise} = (8 \pm 4)\%. \tag{9.8}$$

9.6 Korrektur auf Protondissoziation

Wie erwähnt muß auf den Anteil derjenigen Ereignisse korrigiert werden, die durch eine Protondissoziation induziert wurden und die nicht durch die Schnitte auf die Signale der Vorwärtsdetektoren verworfen werden. Die Korrektur auf $m_y = m_p$, also den rein (Proton–) elastischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu [93]

$$K_{p\ diss} = 0.9 \pm 0.1. \tag{9.9}$$

9.7 Akzeptanzkorrekturen

Die auf Detektorniveau rekonstruierten Größen der kinematischen Variablen können gegenüber den „wahren“ Werten verschmiert und verschoben sein. Ferner haben die Komponenten des H1–Detektors im allgemeinen keine idealen Nachweiswahrscheinlichkeiten. Daher wird ein Teil der Ereignisse, die im gewünschten kinematischen Bereich stattfinden, durch Detektorineffizienzen nicht rekonstruiert werden könne. Zur Berücksichtigung dieser Effekte sind Akzeptanzkorrekturen notwendig. Sie werden mit Hilfe der Monte–Carlo–Modelle ermittelt, also hier aus RAPGAP.

Für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Jetwirkungsquerschnitte sind drei Gruppen von Akzeptanzbetrachtungen von Bedeutung, deren Ergebnisse anhand von zwei Beispielen in Abbildung 9.2 präsentiert sind:

- Die Auswahl tiefunelastischer Ereignisse durch den Nachweis des gestreuten Elektrons und die Rekonstruktion der Ereigniskinematik mit der Σ–Methode. Für den untersuchten Bereich in der (y, Q^2)–Ebene nach Gleichung 9.2 ist die Effizienz erwartungsgemäß nahezu unabhängig vom p_t der Jets im Zentraldetektor und liegt insgesamt recht hoch ($\gtrsim 90\%$).

- Die Selektion diffraktiver Ereignisse durch die Vorwärtsdetektoren und den η_{max}–Schnitt ist im Bereich hoher m_x nicht ideal, wie in Kapitel 6 erläutert wurde. Die Effizienz liegt bei den Jets mit etwa 60% jedoch höher als im inklusiven Bereich großer m_x. Dies ist durch die stärkere Konzentration des Energieflusses in transversaler Richtung für die Jetereignisse begründet, die eine geringere Wahrscheinlichkeit für Teilchen im Vorwärtsbereich impliziert.

- Der Einfluß des Detektors auf die Rekonstruktion der Jets. Hierfür wurden, wie in Kapitel 8 erläutert, die Jetalgorithmen auch auf die Hadronen im Monte–Carlo–Modell angewendet und die erhaltenen Verteilungen mit denen auf Detektorniveau verglichen. Auch hier ist die Effizienz im akzeptablen Bereich von $\gtrsim 80\%$.

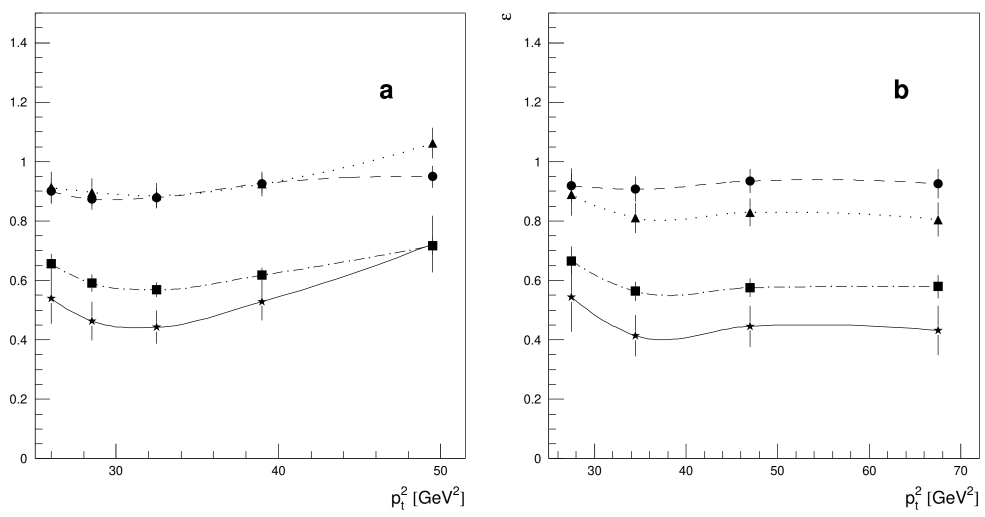

Abbildung 9.2: *Effizienzen der Jetrekonstruktion am Beispiel der Ein–Jet–Ereignisse im Laborsystem (***a***) und der Zwei–Jet–Ereignisse im $\gamma^\star I\!P$–Schwerpunktsystem (***b***). Dargestellt sind die binabhängigen Effizienzfunktionen der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$, aus deren Kehrwerten die Akzeptanzkorrekturen ermittelt werden. Gezeigt sind die Effizienzen der Selektion tiefunelastischer Ereignisse mit Hilfe des* H1KINE*–Paketes (Kreise, gestrichelt), der diffraktiven Ereignisselektion mit Hilfe der „forward cuts" und des η_{max}–Schnittes (Quadrate, strichpunktiert) und der Jetrekonstruktion auf Detektorniveau verglichen mit dem Hadronniveau (Dreiecke, gepunktet) sowie die Gesamteffizienz als Produkt der drei vorher genannten (Sterne, durchgezogen).*

Die Akzeptanzkorrekturen berechnen sich aus den Kehrwerten der Selektionseffizienzen. Die statistischen Fehler, die durch die endliche Monte–Carlo–Statistik verursacht werden, wurden berücksichtigt und gingen in die Berechnung des systematischen Fehlers ein. Die Rapgap–Quark, –Gluon und –QG1MP2–Datensätze wurden nicht speziell für die diffraktive Jetphysik generiert, sondern sollen alle diffraktiven tiefunelastischen Daten beschreiben. Daher ist die Statistik der Jetereignisse in diesen Datensätzen relativ klein und typische Fehler für die Korrekturfaktoren liegen in der Größenordnung von zehn Prozent. Bei Verwendung des Rapgap–Jets–Monte–Carlo läßt sich der Fehler auf die Akzeptanzkorrekturen auf circa zwei Prozent senken. Allerdings wurde dieses MC aus Gründen der Rechenzeitersparnis für die Detektorsimulation exakt im gewünschten kinematischen Bereich nach Gleichung 9.2 generiert. Aus diesem Grund sind Verschmierungseffekte von Ereignissen, deren „wahre" kinematische Parameter außerhalb dieses Bereiches liegen und die durch Migrationseffekte in den Akzeptanzbereich gelangen, mit diesem Datensatz nicht zugänglich. Um eine höhere Zuverlässigkeit der Korrekturfaktoren zu gewährleisten werden daher die Zwei–Jet–Wirkungsquerschnitte mit Rapgap–Gluon korrigiert und der größere systematische Fehler in Kauf genommen.

9.8 Betrachtung der systematischen Fehler

Neben den durch endliche Anzahlen von Ereignissen verursachten statistischen Fehlern sind auch eine Reihe systematischer Unsicherheiten durch Angabe entsprechender Fehlertoleranzen zu berücksichtigen.

Unsicherheitsquelle	Syst. Fehler
integrierte Luminosität	1.5%
Triggereffizienz	2.0%
$x_{I\!P}$–Spektrum für Akzeptanzkorr.	2.0%
β–Spektrum für Akzeptanzkorr.	2.0%
Korrektur auf Noise in FW-Det.	3.5%
hadron. Energieskala im BEMC	5.0%
Akzeptanzkorrekturen (Statistik)	10.0%
Korrektur auf p–Dissoziation	11.1%
hadron. Energieskala im LAr	20.0%
Untergrundsubtraktion	$20 - 30$%

Tabelle 9.2: *Systematische Fehler zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte. Die Berechnung der Fehler ist im Text beschrieben.*

Dies sind im einzelnen:

- Die Bestimmung der integrierten Luminosität wie in Abschnitt 9.3 beschrieben.
- Die Ermittlung der effektiven Effizienz des verwendeten Triggers nach der Methode mit einem Referenztrigger aus Abschnitt 9.4.2.
- Die $x_{I\!P}$–Verteilung im Signal–Monte–Carlo. Die Korrekturfaktoren, die aus Rapgap gewonnen wurden, können vom $x_{I\!P}$–Spektrum abhängen, das der Generierung der entsprechenden Datensätze zugrunde lag. Dieses hatte die Form

$$\sim \frac{1}{x_{I\!P}^n}$$

  mit einer gewissen Potenz n. Zur Überprüfung der Abhängigkeit der Korrekturfaktoren von n wurden die Ereignisse im generierten $x_{I\!P}$ gewichtet mit einem im Bereich ± 0.1 variierten Exponenten n. Dieses Intervall wurde dabei so gewählt, daß die erhaltenen Verteilungen des rekonstruierten $x_{I\!P}$ noch mit den Daten verträglich waren, wie in Abbildung 9.3 (**a**) demonstriert ist.

  Das beschriebene Verfahren wurde für die Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ und $\frac{d\sigma}{d\eta}$ durchgeführt und die größte Einzelstreuung als Maß für den systematischen Fehler herangezogen. Der ermittelte Wert ist zusammen mit den anderen systematischen Fehlern in Tabelle 9.2 angegeben.
- Die β–Verteilung im Signal–Monte–Carlo. Diese wurde ebenfalls im Bereich der Kompatibilität mit den Daten variiert mittels der Gewichtung

$$(\frac{1}{g} - g) \cdot \beta + g.$$

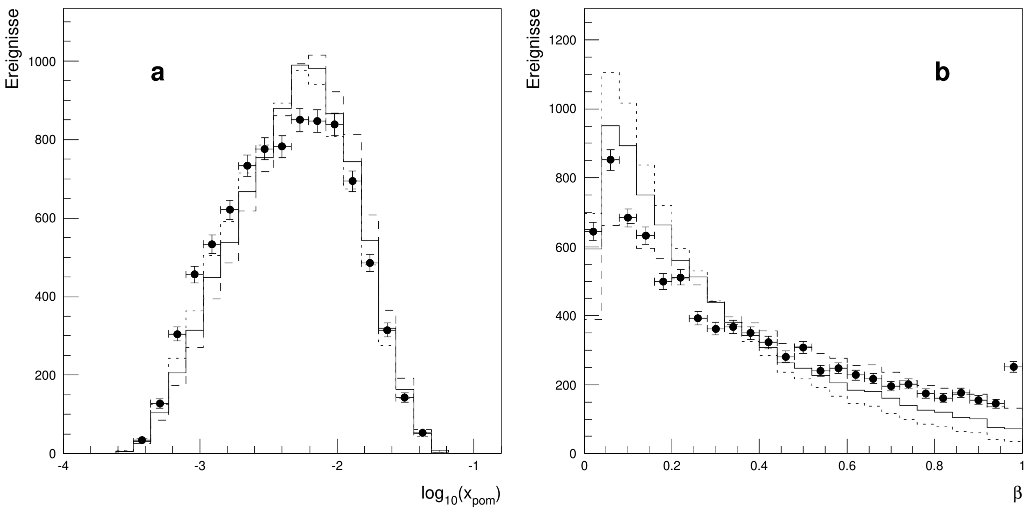

Abbildung 9.3: *Vergleich der $x_{I\!P}$– (**a**) und β–Spektren (**b**) zwischen den diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten (Punkte mit statistischen Fehlerbalken) und dem* RAPGAP*–Monte–Carlo, für das eine 50/50–Mischung aus Quark– und Gluonstruktur benutzt wurde. Die* RAPGAP*–Verteilungen sind dabei ungewichtet (durchgezogen) sowie „härter" (gestrichelt) und „weicher" (gepunktet) gewichtet dargestellt (siehe Text).*

Für g wurden dabei die Werte 0.5 und 2.0 eingesetzt, was einer „härteren" bzw. „weicheren" β–Verteilung entspricht (siehe Abbildung 9.3 **b**). Auch hier wurde die größte Einzelstreuung aller Bins zur Bestimmung des Fehlers verwendet.

- Die Korrektur auf die Verluste durch Noise in den Vorwärtsdetektoren nach Abschnitt 9.5.
- Die Fehler in den Korrekturfaktoren für die Detektorakzeptanz (siehe Abschnitt 9.7).
- Die Korrektur auf Ereignisse der Protondissoziation, die die „forward cuts" überleben, entsprechend Abschnitt 9.6.
- Die hadronische Energieskala im LAr–Kalorimeter. Wie in Abschnitt 5.3.1 erläutert, wurden die hadronischen Energiedepositionen im LAr–Kalorimeter mit dem Faktor $F_{LAr}^{scale} = 1.04$ multipliziert. Der Wert dieses Faktors und damit die absolute Kalibration des hadronischen Teils des LAr–Kalorimeters ist jedoch nur auf etwa 5% genau bekannt. Daher wurde die Analyse wiederholt mit den Faktoren $F_{LAr}^{scale} = 0.99$ und $F_{LAr}^{scale} = 1.09$, um die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Energiekalibration zu ermitteln. Der errechnete systematische Fehler liegt in der Größenordnung von 20% und ist damit neben der Unsicherheit durch die Untergrundsubtraktion die dominierende Fehlerquelle. Dies ist erklärlich, da das E_t–Spektrum der Jets einen steilen Verlauf der Form $\sim \frac{1}{E_t^m}$ hat mit $m \approx 4$ und sich Fehler daher stark fortpflanzen[1].

[1] Für ein p_t–Spektrum der Jets, daß mit einer Potenz m von p_t abfällt und einem linearen Zusammenhang

- Die hadronische Energieskala im BEMC. Analog zum LAr wurde hier der Faktor $F_{BEMC}^{scale} = 1.6$ um 20% in beide Richtungen variiert, was der Kenntnis der hadronischen Kalibration des BEMC entspricht. Die Unsicherheit in der BEMC–Skala ist wesentlich größer als im Falle des LAr, da das BEMC ein elektromagnetisches Kalorimeter ist und für Hadronen daher nur circa eine Wechselwirkungslänge tief.

- Der Fehler durch die Unsicherheit in der Subtraktion des Untergrundes aus SDIS–Prozessen. Zur Subtraktion dieses Untergrundes wurde der Mear–Datensatz benutzt. Die volle Differenz zum Ergebnis bei Benutzung des Meps–Datensatzes zur Subtraktion wurde als systematischer Fehler angenommen. Diese Differenz ist relativ groß und dominiert den gesamten systematischen Fehler, zusammen mit der Unsicherheit durch die hadronische Energieskala im LAr–Kalorimeter. Der große Unterschied resultiert aus der sehr verschiedenen Beschreibung des Energieflusses in die Vorwärtsrichtung, den die beiden Modelle Lepto/Cdm und Lepto/Meps liefern (siehe Abschnitt 4.1.2). Ein weiteres Problem ist die Tatsache, daß sowohl für Meps als auch für Mear keine adäquate Monte–Carlo–Statistik zur Verfügung stand. Dadurch fluktuierte der Untergrund von Bin zu Bin sehr stark.

9.9 Ergebnisse und Diskussion der Wirkungsquerschnitte

Die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt der Ein–Jet–Produktion im Laborsystem sind in Abbildung 9.4 den relevanten Monte–Carlo–Vorhersagen gegenübergestellt. Die Wirkungsquerschnitte wurden sowohl für den CONE– als auch für den LUCLUS–Algorithmus berechnet und differentiell im Quadrat des Transversalimpulses p_t^2 und der Pseudorapidität η der Jets dargestellt.

Der Verlauf von $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ zeigt in der doppeltlogarithmischen Darstellung einen näherungsweise linearen Verlauf, was einer Potenzabhängigkeit

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \sim \frac{1}{(p_t^2)^m}$$

entspricht. Dies ist im Rahmen der Quantenchromodynamik für das Transversalimpulsspektrum harter Prozesse zu erwarten. Die absolute Vorhersage des Wirkungsquerschnittes durch das an die F_2^D–Messungen von 1994 angepaßte Rapgap–Monte–Carlo (QG1MP2) liegt im Bereich niedriger p_t unterhalb der gemessenen Werte für die Daten. Daher wurde auch der Vergleich mit den beiden „unphysikalischen“ Extremannahmen der Pomeronsubstruktur, Rapgap–Quark und Rapgap–Gluon, durchgeführt. Diese Datensätze machen keine absolute Vorhersage des Wirkungsquerschnittes, sondern enthalten eine a priori unbekannte Normierungskonstante. Aus diesem Grunde wurden die Datensätze auf die Daten normiert durch den Vergleich jeweils der Ereignisse, die alle DIS–Schnitte sowie die Forderung $\eta_{max} < 1.8$ erfüllen. Die so ermittelten MC–Wirkungsquerschnitte reproduzieren den Verlauf von $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ in den Daten recht gut. Die Absolutwerte liegen dabei leicht unter

zwischen p_t und dem Kalibrationsfaktor F ergibt sich bei einer kleinen relativen Änderung Δ von F: $\frac{1}{p_t^m} \sim \frac{1}{F^m} \to \frac{1}{(F\cdot(1\pm\Delta))^m} \sim \frac{1}{F^m}\cdot\frac{1}{(1\pm\Delta)^m} \sim \frac{1}{F^m}\cdot\frac{1}{1\pm m\cdot\Delta+\mathcal{O}(\Delta^2)} \sim \frac{1}{F^m}\cdot(1\mp m\cdot\Delta+\mathcal{O}(\Delta^2))$. Für $m=4$ und $\Delta = 0.05$ ist also eine Verschiebung von $\sim 20\%$ zu erwarten, wenn nur Jets oberhalb eines festen Wertes von p_t akzeptiert werden.

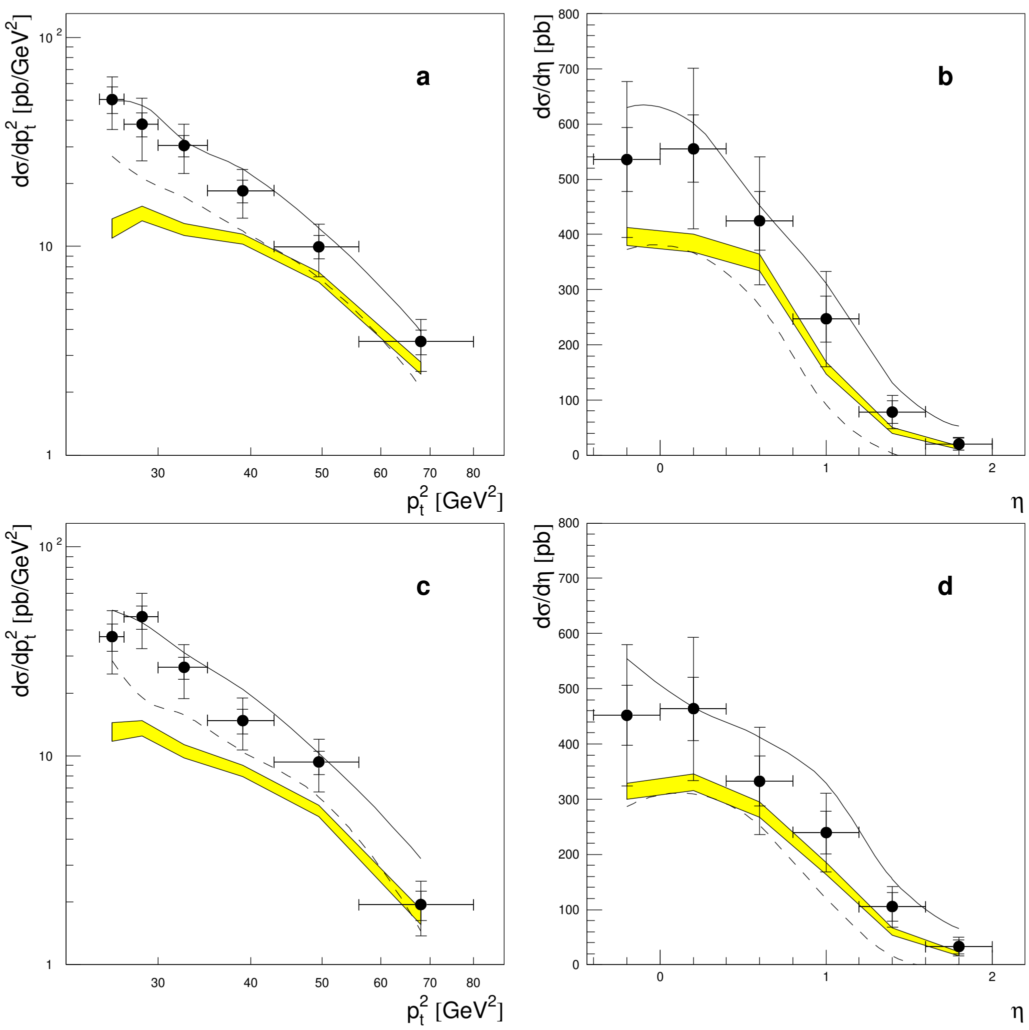

Abbildung 9.4: *Differentielle Wirkungsquerschnitte* $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ *(**a**,**c**) und* $\frac{d\sigma}{d\eta}$ *(**b**,**d**) für die Ein–Jet–Produktion im Laborsystem. Die Jets wurden mit Hilfe des CONE– (**a**,**b**) bzw. des LUCLUS–Algorithmus (**c**,**d**) rekonstruiert. Die diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten sind als Punkte mit Fehlern dargestellt. Der innere Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler an, der äußere die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler. Die Daten sind verglichen mit* RAPGAP*–Gluon (durchgezogene Linie),* RAPGAP*–Quark (gestrichelte Linie) sowie* RAPGAP*–QG1MP2, für das die graue Fläche die* 1σ*–Umgebung des statistischen Fehlers des Monte Carlos repräsentiert.*

(RAPGAP–Quark) bzw. über (RAPGAP–Gluon) den Werten der Daten. Offenbar liefert also auch hier eine circa gleichgewichtige Mittelung beider MC–Modelle eine gute Beschreibung der Daten, wie es schon bei den Jetprofilen und anderen Größen der Fall war.

Analoges gilt auch für die Winkelverteilung der Jets im Laborsystem, ausgedrückt durch $\frac{d\sigma}{d\eta}$. Auch hier werden Verlauf und Absolutwert des differentiellen Wirkungsquerschnittes

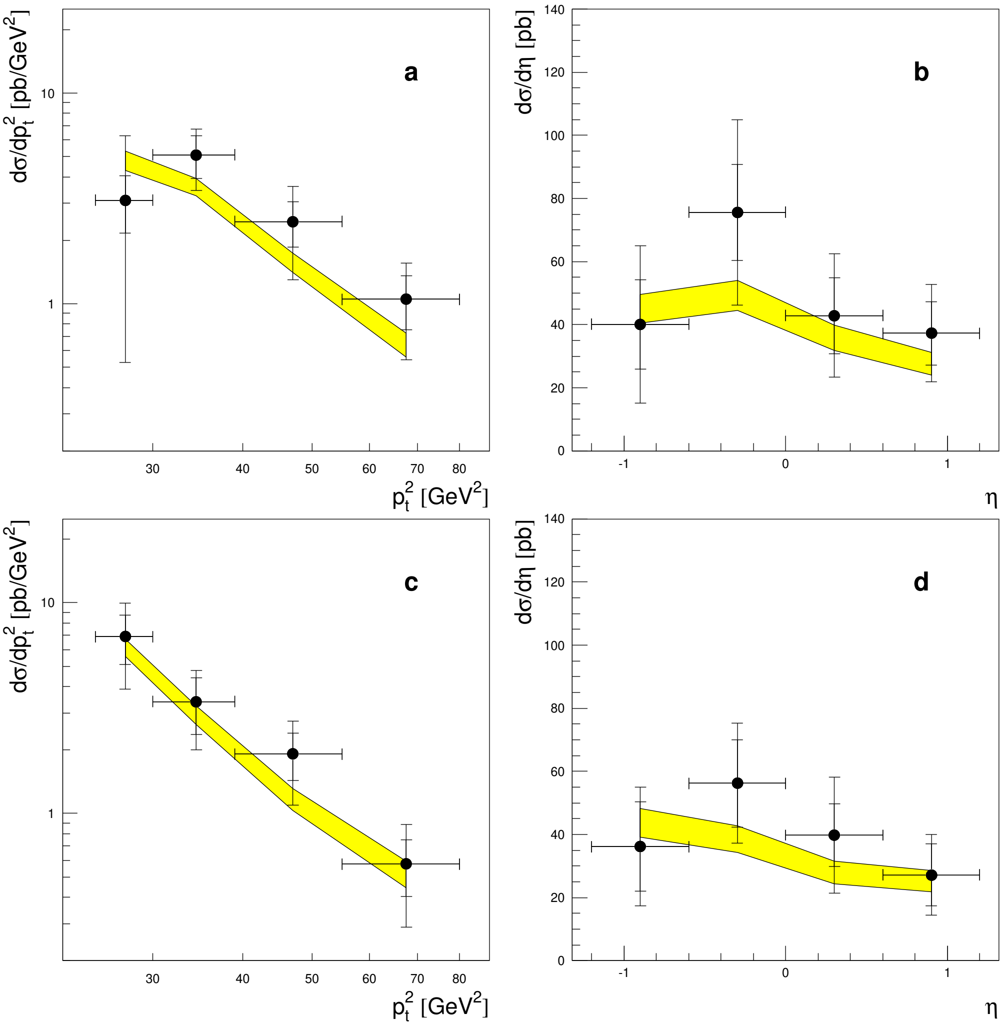

Abbildung 9.5: *Differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ (**a**,**c**) und $\frac{d\sigma}{d\eta}$ (**b**,**d**) für die Zwei–Jet–Produktion im hadronischen Schwerpunktsystem. Die Jets wurden mit Hilfe des CONE– (**a**,**b**) bzw. des LUCLUS–Algorithmus (**c**,**d**) rekonstruiert. Die diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten sind als Punkte mit Fehlern dargestellt. Der innere Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler an, der äußere die quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler. Die Daten sind verglichen mit dem* RAPGAP*–QG1MP2–Datensatz, für den die graue Fläche die 1σ–Umgebung des statistischen Fehlers des Monte Carlos repräsentiert.*

in zufriedenstellender Weise durch RAPGAP reproduziert. Auch die Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte aus dem CONE– und dem LUCLUS–Algorithmus im Rahmen der Fehler ist akzeptabel. Wie in Abschnitt 8.3.4 erwähnt, führt die Wahl eines bestimmten Jetalgorithmus für die Rekonstruktion der Kinematik der harten Partonen unweigerlich zu einer gewissen Modellabhängigkeit. Daher ist eine vollständige Übereinstimmung der Resultate, die aus zwei verschiedenen Algorithmen gewonnen wurden, zwar wünschenswert, jedoch im allgemeinen nicht gegeben.

Der für eine Aussage über die Struktur des Pomerons wichtigste Wirkungsquerschnitt ist derjenige für die Zwei–Jet–Produktion im hadronischen CMS, also dem Photon–Pomeron–Schwerpunktsystem. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abbildung 9.5 den Vorhersagen von RAPGAP–QG1MP2 gegenübergestellt. Auch hier wurden die Wirkungsquerschnitte differentiell in p_t^2 und η berechnet, wobei diese jetzt Transversalimpuls und Pseudorapidität im $\gamma^\star I\!P$–CMS repräsentieren. Die gezeigten Verteilungen stellen die inklusiven Jetspektren dar, so daß jedes Ereignis zweimal in jede Verteilung eingeht.

Die aus den Daten gewonnenen Resultate sind im Rahmen der Fehler mit der Monte–Carlo–Vorhersage kompatibel. In den Daten wurden 95 Ereignisse mit zwei Jets im hadronischen Schwerpunktsystem rekonstruiert. Diese geringe Statistik verhinderte eine feinere Unterteilung der p_t^2– und η–Bereiche zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte, was nur in eingeschränktem Maße Aussagen über den Verlauf von $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ und $\frac{d\sigma}{d\eta}$ zuläßt. Offenbar folgen aber auch hier die Transversalimpulsspektren dem erwarteten Abfall mit einer Potenz von p_t. Die Pseudorapiditätsverteilungen der beiden Jets zeigen die Tendenz, einen Mittelwert bei $\eta < 0$ zu haben. Dies läßt sich zwanglos durch die Hypothese eines Pomeronrestes erklären, der in der Vorwärtsrichtung ($\eta > 0$) entweicht, ohne als Jet nachgewiesen zu werden. Die Zwei–Jet–Ereignisse im $\gamma^\star I\!P$–CMS sind nur durch einen gluonischen Anteil in der Struktur des Pomerons zu erklären. Erwartungen für die Dijetproduktion aus quarkinduzierten Prozessen liegen weit unter den vorgestellten Messungen [25, 26].

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Wirkungsquerschnitte der Ein–Jet–Produktion im Laborsystem und der Zwei–Jet–Produktion im hadronischen Schwerpunktsystem einen mit grundsätzlichen QCD–Erwartungen kompatiblen Verlauf zeigen. Darüberhinaus werden sie gut durch das RAPGAP–Modell reproduziert. Dies ist als großer Erfolg für dieses Monte–Carlo–Modell anzusehen. Es beschreibt damit nicht nur die „inklusiven“ diffraktiven tiefunelastischen Daten (F_2^D–Messung) bei H1, sondern auch den vergleichsweise kleinen Anteil von diffraktiven Ereignissen mit hohem m_x.

10. Die Gluondichte im Pomeron

In den folgenden Abschnitten wird ein Zugang zur Gluondichte im Pomeron über die Untersuchung von Zwei–Jet–Ereignissen im hadronischen Schwerpunktsystem vorgestellt.

10.1 Die Rekonstruktion von x_g

Die Ereignisse, bei denen zwei Jets im Photon–Pomeron–Schwerpunktsystem rekonstruiert werden, eröffnen einen Zugang zur Gluondichte im Pomeron. Dies läßt sich verstehen durch die Tatsache, daß der überwiegende Teil dieser Ereignisse durch die Boson–Gluon–Fusion eines Gluons aus dem Pomeron mit dem virtuellen Photon induziert wird. Dem Rapgap–Modell zufolge tragen QCD–Compton–Prozesse sowie Prozesse höherer Ordnung in der QCD nur einen relativ geringen Anteil zum Wirkungsquerschnitt der Zwei–Jet–Produktion bei.

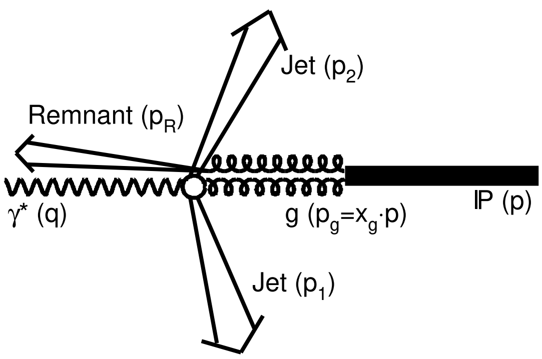

Abbildung 10.1: *Schematisches Feynmandiagramm für die Definition von x_g. Dargestellt ist das Photon–Pomeron–Schwerpunktsystem. In Klammern sind die Viererimpulse der Teilchen angegeben.*

Ausgehend von einem gluoninduzierten Prozeß als dominantem Anteil erhält man als einfachste Modellannahme das in Abbildung 10.1 schematisch skizzierte Bild. Ein Gluon aus dem Pomeron erhält von diesem den Impulsbruchteil x_g, also $\mathbf{p}_g = x_g \cdot \mathbf{p}$. Dieses Gluon kann mit dem Photon, das den Impuls $\mathbf{q}$ trägt, zwei Jets mit den Impulsen $\mathbf{p}_1$ und $\mathbf{p}_2$ erzeugen. Unter Vernachlässigung der Änderungen der Kinematik durch die Fragmentation gilt offenbar

$$\mathbf{q} + \mathbf{p}_g = \mathbf{q} + x_g \cdot \mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2. \tag{10.1}$$

Der nach der Abspaltung des Gluons übrigbleibende Restzustand des Pomerons muß ein (Anti–) Farboktett bilden und kann als einfachste Näherung ebenfalls als Gluon betrachtet werden. Quadriert man Gleichung 10.1, vernachlässigt $\mathbf{p}^2 = t$ und beachtet $\mathbf{q}^2 = -Q^2$ sowie $m_x^2 + Q^2 \approx 2 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{q}$[1], so ergibt sich für x_g der Ausdruck

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{m_x^2 + Q^2}. \tag{10.2}$$

Dabei ist $\hat{s}$ als das Quadrat der invarianten Masse des Zwei–Jet–Systems definiert: $\hat{s} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2$.

Die dargelegte anschauliche Interpretation von x_g als Impulsbruchteil des Gluons aus dem Pomeron ist natürlich stark modellabhängig. Unabhängig von Modellannahmen läßt sich x_g interpretieren als Impulsbruchteil des auf der Protonseite ausgetauschten farbneutralen Zustandes, der in das Zwei–Jet–System eingeht. Dies enthält zwar noch die Annahme, daß der Impuls des Photons vollständig in den harten Subprozeß eingeht („direct photon"), jedoch ist dies in der tiefunelastischen Streuung in sehr guter Näherung der Fall. Demgegenüber werden Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion signifikant beeinflußt durch sogenannte „resolved photon" Ereignisse, bei denen das Photon in einen hadronischen Zustand fluktuiert und dadurch hadronisch wechselwirkt. In diesem Fall fließt nur ein Teil seines Impulses in den QCD–Subprozeß ein.

Für die folgenden Untersuchungen seien nun drei Varianten der Berechnung von x_g definiert:

- x_g^{gen}:
  Diese nur für Monte–Carlo–Ereignisse definierte Größe wird direkt aus der Generatorinformation ermittelt als Quotient der Longitudinalimpulse von Gluon und Pomeron im Laborsystem. Es handelt sich hier um das „wahre" x_g.

- x_g^{had}:
  Auch dieser Parameter ist nur für MC–Events verfügbar. Er wird aus den Zwei–Jet–Ereignissen auf Hadronniveau ermittelt. Für m_x und Q^2 in Gleichung 10.2 werden in diesem Falle die auf Generatorniveau gültigen Werte eingesetzt.

- x_g^{det}:
  Diese aus den Zwei–Jet–Ereignissen auf Detektorniveau berechnete Invariante ist sowohl für die Daten als auch für voll simulierte und rekonstruierte MC–Datensätze zugänglich. Auch Q^2 und m_x sind dabei als die auf Detektorniveau rekonstruierten Werte zu verstehen.

10.2 Vergleich der Daten mit dem RAPGAP–Modell

Um die Sensitivität der Rekonstruktion von x_g in den Zwei–Jet–Ereignissen auf die Gluondichte im Pomeron zu untersuchen, wurde das RAPGAP–Jets–MC herangezogen.

Zu diesem Zweck wurden die Ereignisse dieses Datensatzes einer Gewichtung in x_g^{gen} unterzogen. Es kamen die folgenden drei Gewichtungsfunktionen zur Anwendung:

[1] Wegen $m_x^2 = (\mathbf{p} + \mathbf{q})^2 = \mathbf{p}^2 + \mathbf{q}^2 + 2 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} = t - Q^2 + 2 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} \approx -Q^2 + 2 \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{q}$.

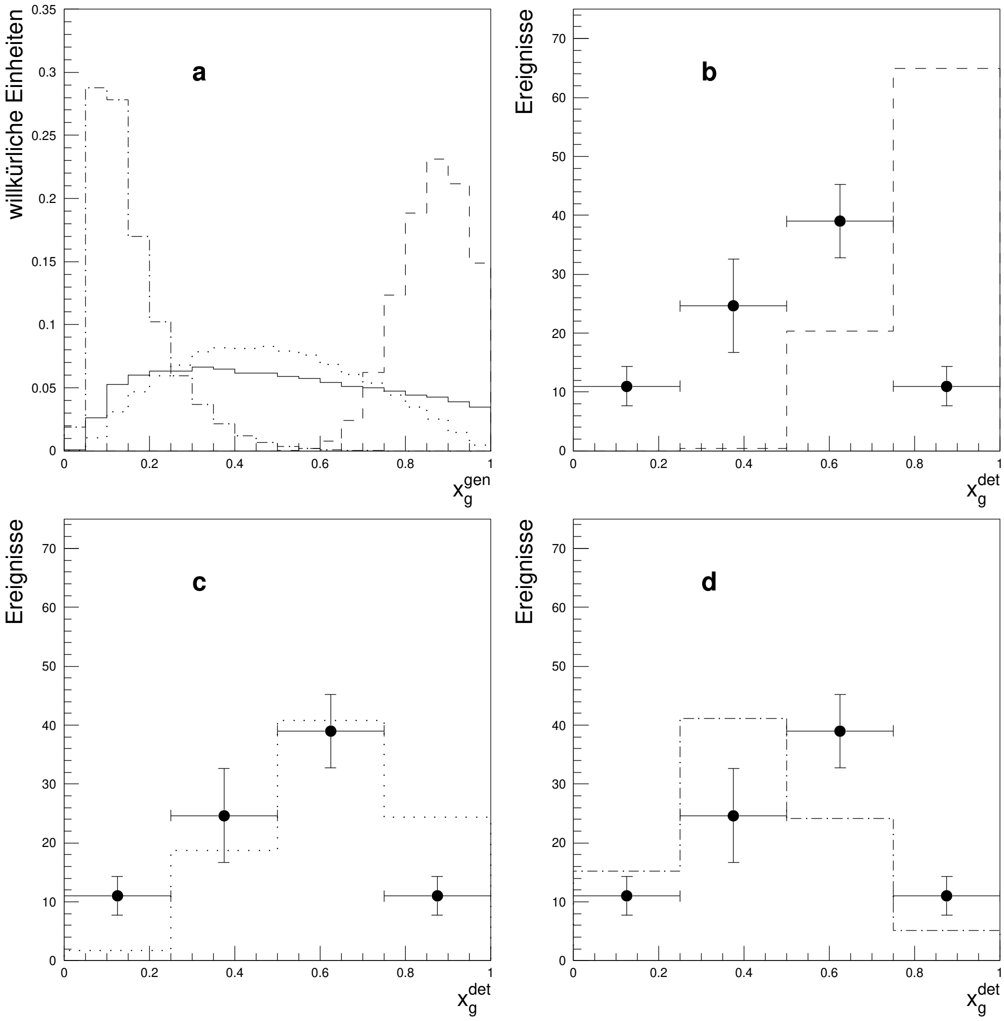

Abbildung 10.2: *Wichtung des* RAPGAP*-Jets–Datensatzes im generierten x_g (**a**) und Vergleich des rekonstruierten x_g in den Zwei–Jet–Ereignissen mit den diffraktiven tiefunelastischen Daten (**b**,**c**,**d**). In **a** ist die ungewichtete Verteilung (durchgezogen) zusammen mit einer „weichen“ (strichpunktiert), einer „harten“ (gepunktet) und einer „superharten“ (gestrichelt) Gewichtung dargestellt. Die korrespondierenden Verteilungen des rekonstruierten x_g sind mit den gleichen Linientypen zusammen mit den Daten in **b** bis **d** gezeigt.*

$$\frac{1}{x_g^{gen}} \cdot (1 - x_g^{gen})^5 \qquad (\text{„weich“}) \tag{10.3}$$

$$x_g^{gen} \cdot (1 - x_g^{gen}) \qquad (\text{„hart“}) \tag{10.4}$$

$$e^{-\frac{1}{2} \cdot \frac{(x_g^{gen} - 0.9)^2}{0.1^2}} \cdot \qquad (\text{„superhart“}) \tag{10.5}$$

Die gewichteten x_g^{gen}–Verteilungen sind zusammen mit dem ungewichteten x_g^{gen}–Spektrum des Monte Carlos in Teil **a** der Abbildung 10.2 geplottet. In den Teilen **b** bis **d** derselben

Abbildung ist für die drei Gewichtsfunktionen die Verteilung von x_g^{det} den Daten gegenübergestellt. Zunächst fällt dabei auf, daß die x_g^{det}–Verteilungen für die weiche und die harte Gewichtung wesentlich weniger verschieden sind als die entsprechenden x_g^{gen}–Funktionen. Dies ist erklärlich durch die Tatsache, daß sehr kleine Werte von x_g^{gen} zu wenig Phasenraume für die Jetproduktion offenlassen und daher durch diese Methode nicht zugänglich sind. Im Vergleich mit den Daten läßt sich feststellen, daß die harte Gluondichtefunktion diese näherungsweise reproduziert. Die weiche Parametrisierung der Gluondichte ist weniger gut mit den Daten verträglich. Die superharte Hypothese als alleinige Beschreibung des Gluonanteils im Pomeron scheidet offenbar völlig aus.

10.3 Extraktion der korrigierten x_g–Verteilung aus den Daten

Bevor die diffraktiven Daten mit Hilfe des RAPGAP–Monte–Carlos akzeptanzkorrigiert werden können, ist zunächst die Korrelation zwischen den drei Ebenen der x_g–Rekonstruktion, wie sie in Abschnitt 10.1 vorgestellt wurden, zu untersuchen.

Die drei Korrelationen zwischen je zwei der Größen x_g^{gen}, x_g^{had} und x_g^{det} sind in Abbildung 10.3 **a** bis **c** dargestellt. Sie sind genügend ausgeprägt, um die Benutzung des RAPGAP–Modells zur Korrektur der Daten zu rechtfertigen. Wie auch im Falle der Wirkungsquerschnitte werden die Daten nur auf Hadronniveau zurückkorrigiert, nicht jedoch auf Partonniveau.

Die untergrundsubtrahierte, aber noch nicht akzeptanzkorrigierte x_g^{det}–Verteilung in den diffraktiven tiefunelastischen H1–Daten ist in Abbildung 10.4 **a** gegeben. Es sind nur statistische Fehler gezeigt. Die Akzeptanzkorrektur wird mittels zweier verschiedener Verfahren durchgeführt:

- Es wird eine Bin–für–Bin–Korrektur analog zum Vorgehen bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte in Kapitel 9 durchgeführt.
- Darüberhinaus werden die Daten mittels einer Entfaltungsmethode korrigiert. Dieses Verfahren basiert auf dem Bayes–Theorem und wird in [23] vorgestellt. Es wurde von G. D'Agostini implementiert und verfügbar gemacht.

Das Entfaltungsverfahren nach Bayes ist auch in der Lage, Verschmierungen von und nach Bereichen der Meßgröße zu berücksichtigen, die außerhalb des schließlich dargestellten Intervalls liegen. Aus diesem Grunde wurde noch je ein „unphysikalisches“ Bin $x_g^{had} < 0$ bzw. $x_g^{det} < 0$ eingeführt. Diese berücksichtigen Ereignisse, bei denen auf Hadronniveau genau zwei Jets gefunden werden, auf Detektorniveau jedoch nicht und umgekehrt. Da x_g nach Gleichung 10.2 nur für Zwei–Jet–Ereignisse definiert ist, kann für $N_{Jets} \neq 2$ kein sinnvoller Wert berechnet werden, so daß dann $x_g(N_{Jets} \neq 2) < 0$ festgelegt wird. Die so berechnete Verschmierungsmatrix ist in Teil **b** der Abbildung 10.4 wiedergegeben. Sie geht in dieser Form in die Bayes–Entfaltung ein.

Die Bin–für–Bin–korrigierte x_g–Verteilung der Daten sowie die entfaltete Verteilung sind in Abbildung 10.5 **a** verglichen. Die absolute Höhe der Werte stimmt nicht überein, da im Falle der Entfaltungsmethode das Bin $x_g^{det} < 0$ berücksichtigt wurde und so Ereignisse „verlorengehen“, anders als bei der binweisen Korrektur. Um den Kurvenverlauf besser

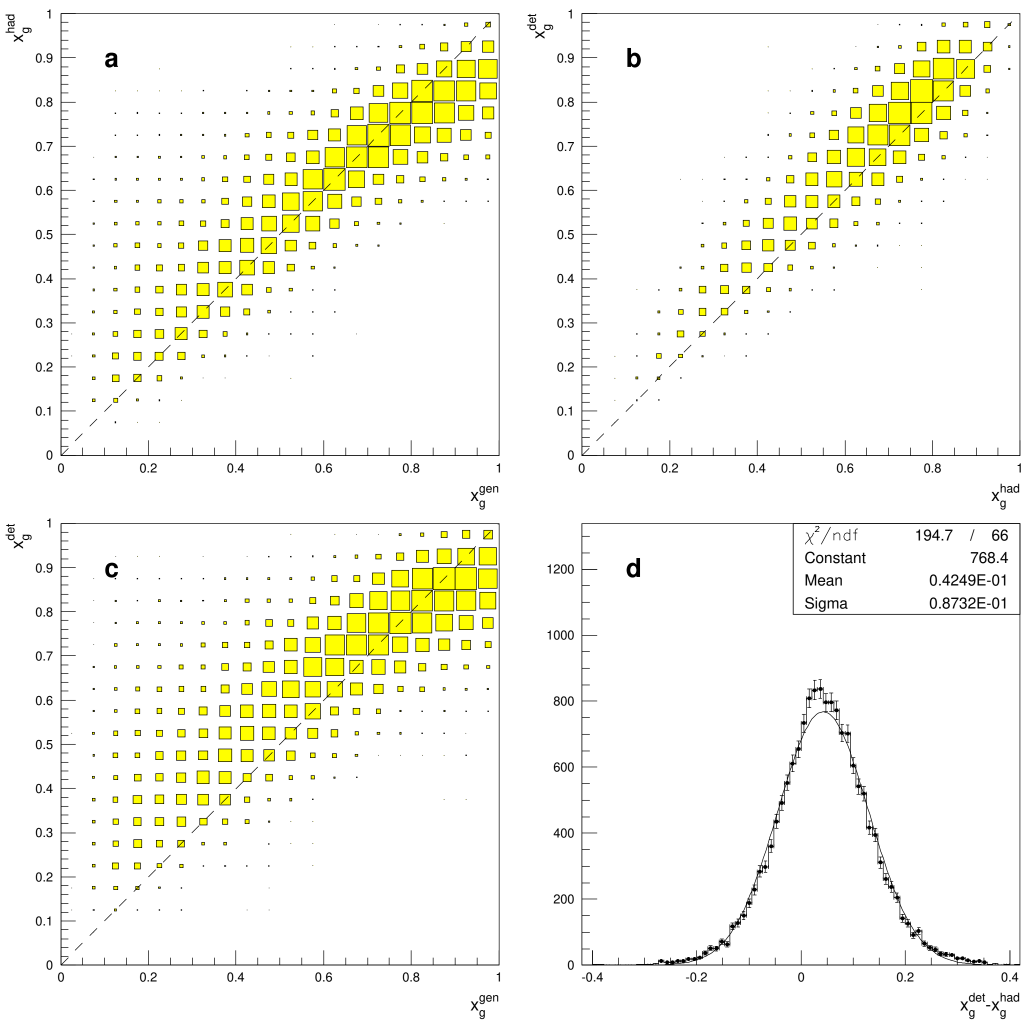

Abbildung 10.3: *Korrelationen zwischen x_g^{gen} und x_g^{had} (**a**), x_g^{had} und x_g^{det} (**b**) und x_g^{gen} und x_g^{det} (**c**) sowie der Einfluß des Detektors als Verschmierung zwischen x_g^{had} und x_g^{det} in Form einer Auflösungskurve. Die Verteilungen wurden mit dem Datensatz* RAPGAP*–Jets gewonnen.*

vergleichen zu können, sind in Abbildung 10.5 **b** die beiden korrigierten Verteilungen jeweils auf das Integral eins normiert dargestellt. Die nach beiden Methoden ermittelten Werte zeigen eine hervorragende Übereinstimmung.

Auf eine Betrachtung der systematischen Fehler zur x_g–Analyse wird hier verzichtet. Die statistischen Unsicherheiten sind bereits so groß, daß bei der eingeschränkten Sensitivität der Jetanalyse auf die zugrundeliegende x_g–Abhängigkeit weitergehende Aussagen über die Gluondichte im Pomeron nur bei erheblich höherer Luminosität möglich sind. Dies muß im Falle der diffraktiven *tiefunelastischen* Streuung späteren Analysen vorbehalten bleiben. Anders stellt sich die Situation in der *diffraktiven Photoproduktion* dar, wo infolge des höheren totalen Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion gegenüber der DIS auch die

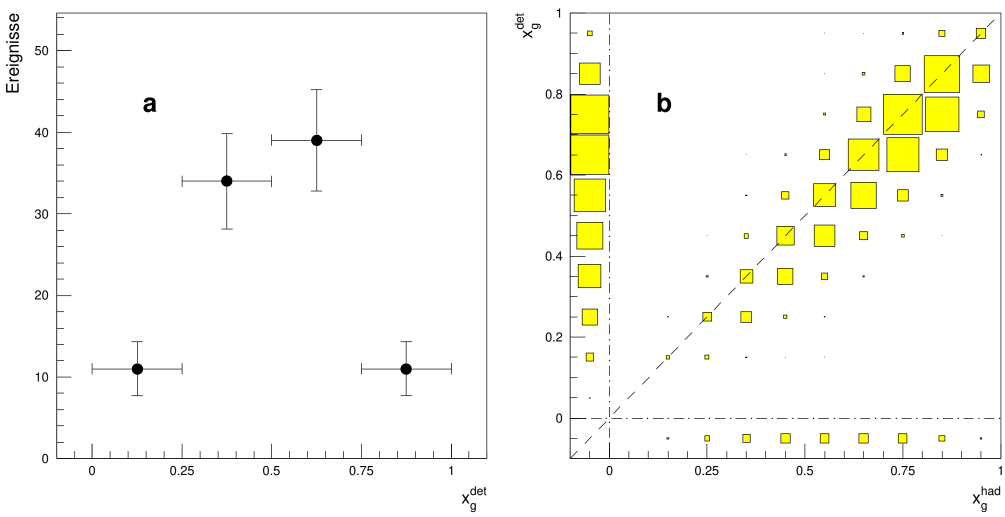

Abbildung 10.4: *Unkorrigierte x_g–Verteilung in den diffraktiven tiefunelastischen Daten (***a***, nur statistische Fehler) und die Verschmierungsmatrix zwischen x_g auf Hadron– und Detektorniveau (***b***). Die Verschmierungsmatrix enthält auch die „unphysikalischen" Bereiche $x_g^{had} < 0$ und $x_g^{det} < 0$ (siehe Text). Sie wurde mit Hilfe des* RAPGAP*–Jets–Datensatzes ermittelt.*

Statistik für Jets in Ereignissen mit großer Rapiditätslücke höher ist [114].

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Verteilungen der Größe x_g in den diffraktiven tiefunelastischen Daten in qualitativer Übereinstimmung mit der Erwartung aus einem „harten" Gluoninhalt im Pomeron sind. Weitergehende Aussagen über mögliche Beiträge einer „superharten" Komponente sind im Rahmen der verfügbaren Statistik nicht möglich.

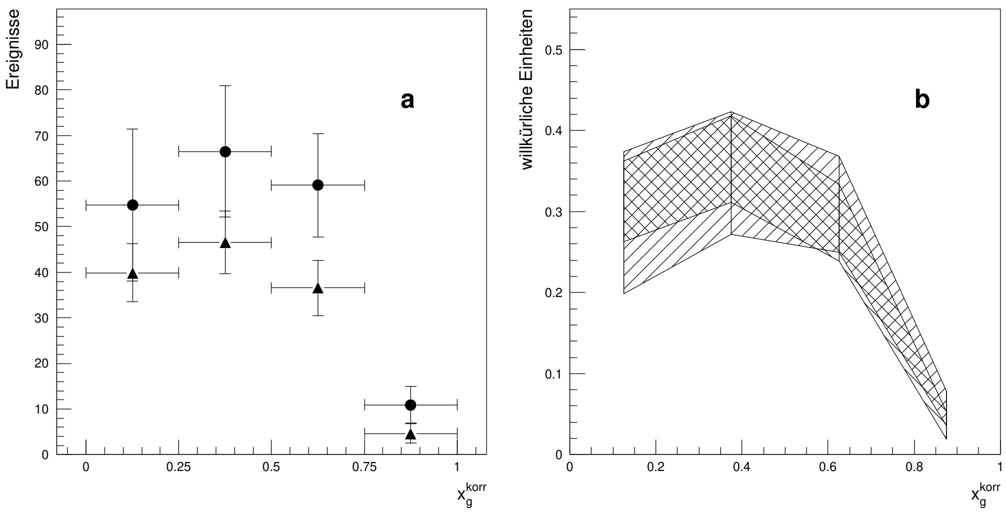

Abbildung 10.5: *Untergrundsubtrahierte und akzeptanzkorrigierte Verteilung von x_g in den diffraktiven tiefunelastischen Daten. In* **a** *wurden die Daten binweise korrigiert (Kreise) bzw. mit dem Verfahren nach Bayes entfaltet (Dreiecke). Die unterschiedlichen Normierungen der Verteilungen in* **a** *entstehen durch die Berücksichtigung des Bins $x_g < 0$ bei der Entfaltungsmethode. Daher sind in* **b** *die Kurven jeweils auf das Integral eins normiert und als 1σ–Umgebungen der statistischen Fehler dargestellt.*

Zusammenfassung

Bei HERA wurden tiefunelastische Ereignisse mit einer großen Rapiditätslücke in der Vorwärtsrichtung beobachtet. Die Interpretation als diffraktive Prozesse mit dem Austausch eines farbneutralen Zustandes erklärt diese Ereignisse zwanglos. Basierend auf dem Monte–Carlo–Generator RAPGAP können auch absolute Ereignisraten und kinematische Parameter dieser Ereignisse gut reproduziert werden. RAPGAP geht dabei explizit von einem Ansatz aus, der das Pomeron als hadronischen Zustand mit einer partonischen Substruktur auffaßt.

In der vorliegenden Arbeit wurden die hadronischen Endzustände der „large rapidity gap events“ untersucht. Durch Analyse ereignistopologischer Größen konnte das Einsetzen jetartiger Strukturen bei ausreichendem Phasenraum gezeigt werden. Der Generator RAPGAP liefert eine gute Beschreibung der ereignistopologischen Eigenschaften.

Durch Anwendung von Jetalgorithmen lassen sich darüberhinaus Jets explizit rekonstruieren. Diese sind ein Indikator dafür, daß harte Subprozesse mit hohem Transversalimpuls auftreten. Es kamen zwei konzeptionell unterschiedliche Jetalgorithmen zur Anwendung. Die gemessene Rate der Jetproduktion liegt signifikant über dem Untergrund, der aus Standardereignissen mit einer zufälligen Rapiditätslücke zu erwarten ist.

Das RAPGAP–Modell liefert eine sehr gute Beschreibung der Jets in den diffraktiven tiefunelastischen Ereignissen. Es kann daher zur Korrektur auf Detektorakzeptanzen benutzt werden. Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in quantitativer Übereinstimmung mit den Monte–Carlo–Vorhersagen, die auf Messungen der diffraktiven Strukturfunktion F_2^D basieren. Die gemessene Zwei–Jet–Rate ist nur durch einen signifikanten Gluonanteil im ausgetauschten farbneutralen Zustand reproduzierbar. Bei Identifizierung dieses führenden Anteils mit dem Pomeron, das zur Beschreibung von totalen Hadron–Hadron–Wirkungsquerschnitten notwendig ist, läßt sich die Gluondichte im Pomeron im Bereich kleiner β ermitteln.

Das Modell der *Soft Color Interactions* zur Beschreibung der Ereignisse mit großer Rapiditätslücke bei HERA wurde ebenfalls mit den diffraktiven Daten verglichen. Es vermag diese nur unzureichend zu reproduzieren, soweit eine Aussage hierüber unter Berücksichtigung der geringen zur Verfügung stehenden Monte–Carlo–Statistik möglich ist.

Die vorgestellte Analyse ist in ihrer Aussagekraft im wesentlichen durch die verfügbare Statistik der Zwei–Jet–Ereignisse begrenzt. Eine verbesserte Instrumentierung des H1–Detektors sowie eine zu erwartende Steigerung der Luminosität der HERA–Maschine versprechen für die nächsten Jahre erhebliche Fortschritte bei der Untersuchung der partonischen Struktur des Pomerons. Eine ergänzende Untersuchung mit höherer Statistik wird in der diffraktiven Photoproduktion bei H1 durchgeführt [114].

Angesichts der nicht vernachlässigbaren theoretischen und experimentellen Unsicherheiten, die für die vorliegende Analyse relevant sind, soll das Schlußwort einem Ausspruch Richard P. Feynmans über den Stellenwert von Unsicherheiten in physikalischen Ergebnissen vorbehalten bleiben:

> *I would now like to turn to a third value that science has. ... The scientist has a lot of experience with ignorance and doubt and uncertainty, and this experience is of very great importance, I think. When a scientist doesn't know the answer to a problem, he is ignorant. When he has a hunch as to what the result is, he is uncertain. And when he is pretty darn sure of what the result is going to be, he is still in some doubt. We have found it of paramount importance that in order to progress we must recognize our ignorance and leave room for doubt. Scientific knowledge is a body of statements of varying degrees of certainty — some most unsure, some nearly sure, but none* absolutely *certain. [34]*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] Ali, Söding: *High energy electron–positron physics*, World Scientific, Singapur 1988, ISBN 9971–50–260–7

[2] S.P. Baranov, N.P. Zotov: *On the diffractive dissociation in hard scattering model at HERA energies*, DESY 92–145, Oktober 1992

[3] V.D. Barger, R.J.N. Phillips: *Collider Physics*, Reihe *Frontiers in Physics*, Addison–Wesley Publishing Company 1987

[4] U. Bassler, G. Bernardi: *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the* Σ *Method*, DESY 94–231, Hamburg 1994

[5] U. Bassler, G. Bernardi: H1KINE*: Reconstruction of kinematic variables inside* H1REC*: User's Guide*, H1 Software Note Nr. 51, Juni 1995

[6] Ch. Berger: *Teilchenphysik - Eine Einführung*, Springer-Verlag, Berlin 1992

[7] Ch. Berger: *High Energy Diffraction*, H1–11/95–462

[8] E.L. Berger, J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman: *Diffractive hard scattering*, Nuclear Physics B 286 (1987) 704-728

[9] S. Bethke, Z. Kunszt, D.E. Soper, W.J. Stirling: *New jet cluster algorithms: next–to–leading order QCD and hadronization effects*, Nuclear Physics B 370 (1992) 310–334

[10] J.D. Bjorken: *Hard Diffraction and Deep Inelastic Scattering*, SLAC–PUB–6477, Stanford 1994, Konferenzbeitrag zum *International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects*, Eilat (Israel), Februar 1994

[11] S. Brandt, Ch. Peyrou, R. Sosnowski, A. Wroblewski: *The Principal Axis of Jets — an attempt to analyse high–energy collisions as two–body processes*, Physics Letters 12 (1964) 57–61

[12] P. Bruni, G. Ingelman: *Diffractive Hard Scattering at ep and* $p\bar{p}$ *Colliders*, DESY 93–187, Hamburg 1993

[13] P. Bruni, G. Ingelman: *POMPYT version 1.0 — A Monte Carlo to Simulate Diffractive Hard Scattering Processes*, 1993, unveröffentlicht

[14] W. Buchmüller and G. Ingelman: *Physics at HERA, Proceedings of the Workshop*, Hamburg 1991

[15] W. Buchmüller: *Scaling and Diffraction in Deep Inelastic Scattering*, DESY 95–065, Hamburg 1995

[16] W. Buchmüller, A. Hebecker: *A Parton Model for Diffractive Processes in Deep Inelastic Scattering*, DESY 95–077, Hamburg 1995

[17] J. Bürger et al.: *The central jet chamber of the H1-Experiment*, Nuclear Instruments and Methods A 279 (1989), 217-222

[18] A. Capella, A. Kaidalov, C. Merino und J. Tran Thanh Van: *Diffractive dissociation in deep inelastic scattering at HERA*, Physics Letters B 343 (1995) 403 – 409

[19] K. Charchula, G. A. Schuler, H. Spiesberger: *Combined QED and QCD Radiative Effects in Deep Inelastic Lepton Proton Scattering: the Monte Carlo Generator DJANGO6*, Comput. Phys. Commun.: 81 (1994) - 381-402

[20] G.F. Chew: *The Pomeranchuk Trajectory: Actuality or Mirage ?*, Comments on Nuclear and Particle Physics 1 (1967) 121–124

[21] J.C. Collins, J. Huston, J. Pumplin, H. Weerts und J.J. Whitmore: *Measuring Parton Densities in the Pomeron*, HEP–PH–9406255

[22] P.D.B. Collins, A.D. Martin: *Hadron Interactions*, Adam Hilger Ltd., ISSN 0261–7242, Oxford 1984

[23] G. D'Agostini: *A Multidimensional Unfolding Method Based on Bayes' Theorem*, DESY 94–099, Juni 1994

[24] V. Del Duca: *An introduction to the perturbative QCD pomeron and to jet physics at large rapidities*, DESY 95–023, Hamburg 1995

[25] M. Diehl: *Diffractive production of dijets at HERA*, Zeitschrift für Physik C 66 (1995) 181 – 193

[26] M. Diehl: *private Mitteilung*, 1995

[27] A. Donnachie, P.V. Landshoff: *Hard Diffraction at HERA*, in [100], S. 351

[28] A. Donnachie, P.V. Landshoff: *Unusual high–p_T jet events at HERA*, Physics Letters B 285 (1992) 172 – 175

[29] A. Donnachie, P.V. Landshoff: *Total cross sections*, Physics Letters B 296 (1992) 227–232

[30] A. Edin, G. Ingelman, J. Rathsman: *Soft colour interactions as the origin of rapidity gaps in DIS*, Physics Letters B 366 (1996) 371–378

[31] A. Edin, G. Ingelman, J. Rathsman: *Unified Description of Rapidity Gaps and Energy Flows in DIS Final States*, DESY 96–060, April 1996

[32] European Physical Society: *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation*, CERN — Service d'information scientifique —
Band 1: *General Glossary, Glossary Group Theory*, RD/620–2000–janvier 1984
Band 3: *Articles on Statistical and Numerical Methods*, RD/617–2000–janvier 1984

[33] E. Farhi: *Quantum Chromodynamics Test for Jets*, Physical Review Letters 39 (1977) 1587–1588

[34] R.P. Feynman: *The value of science*, in *What Do You Care What Other People Think ?*, Bantam Books, New York 1988

[35] M. Glück, E. Reya, A. Vogt: *Dynamical parton distributions of the proton and small-x physics*, Zeitschrift für Physik C 67 (1995) 433–447

[36] J.W. von Goethe: *Faust — Der Tragödie erster Teil*, Verse 382 und 383

[37] B. Gonzalez–Pineiro, U. Bassler, G. Bernardi: *Event Classification for Neutral Current Events*, H1 Software Note Nr. 52, Juni 1995

[38] E. Gotsman, E.M. Levin und U. Maor: *A Quantitative Investigation of the Pomeron*, DESY 92–040, Hamburg 1992

[39] G. Grindhammer: *Monte Carlo Generators for ep Physics*, in [14], Band 3, 1153–1166

[40] C. Grupen: *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftlicher Verlag 1993

[41] H1-Kollaboration: *Technical Proposal for the H1-Detector*, DESY, Hamburg 1986

[42] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1987*, DESY, Hamburg 1987

[43] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1988*, DESY, Hamburg 1988

[44] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1989*, DESY, Hamburg 1989

[45] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1990*, DESY, Hamburg 1990

[46] H1–Kollaboration: *The H1 Detector at HERA*, DESY 93–103, ISSN 0418–9833, Hamburg 1993

[47] H1–Kollaboration: *Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x,Q^2)$ in the Low x Region at HERA*, Nuclear Physics B 407 (1993) 515

[48] H1–Kollaboration: *A Measurement of Multi–jet Rates in Deep–Inelastic Scattering at HERA*, Zeitschrift für Physik C 61 (1994) 59

[49] H1–Kollaboration: *Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at Small x*, Physics Letters B 321 (1994) 161

[50] H1–Kollaboration: *Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Zeitschrift für Physik C 63 (1994) 377

[51] H1 Kalorimeter–Gruppe: *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nuclear Instruments and Methods A 336 (1993) 460–498

[52] H1–Kollaboration: *Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA*, Nuclear Physics B 429 (1994) 477–502

[53] H1 SPACAL Gruppe: *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating–Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, DESY 95–165, September 1995

[54] H1–Kollaboration: *Proposal for a Forward Proton Spectrometer for H1*, H1–10/94–381

[55] H1–Kollaboration: *Determination of the strong coupling constant from jet rates in deep inelastic scattering*, Physics Letters B 346 (1995) 415–425

[56] H1–Kollaboration: *First measurement of the deep–inelastic structure of proton diffraction*, Physics Letters B 348 (1995) 681–696

[57] H1–Kollaboration: *A measurement of the proton structure function* $F_2(x,Q^2)$, Nuclear Physics B 439 (1995) 471–502

[58] H1–Kollaboration: *Observation of hard processes in rapidity gap events in* γp *interactions at HERA*, Nuclear Physics B 435 (1995) 3 – 20

[59] H1–Kollaboration, BEMC–Gruppe: *The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger*, DESY 95–177, September 1995

[60] H1–Kollaboration: *Measurement of the* e^+ *and* e^- *induced charged current cross sections at HERA*, Zeitschrift für Physik C 67 (1995) 565–575

[61] H1–Kollaboration: *A direct determination of the gluon density in the proton at Low* x, Nuclear Physics B 449 (1995) 3–21

[62] H1–Kollaboration: *The H1 Detector at HERA*, DESY H1–96–01, Hamburg 1996 (überarbeitete Version von [46])

[63] H1–Kollaboration: *Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function* $F_2(x,Q^2)$ *at HERA*, DESY 96–039, Hamburg 1996

[64] F. Halzen, A.D. Martin: *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, Durham 1983

[65] H. Harari: *Pomeranchuk trajectory and its relation to low-energy scattering amplitudes*, Physical Review Letters 20 (1968) 1395–1398

[66] V. Hedberg, G. Ingelman, C. Jacobsson, L. Jönsson: *Study of jet reconstruction algorithms for deep–inelastic events at HERA*, Zeitschrift für Physik C 63 (1994) 49–62

[67] H. Heßling: *On particle–like jets*, DESY 95–069, April 1995

[68] W. Hildesheim, M. Seidel: *An Investigation into the Radiation Damage of the Silicon Detectors of the H1–PLUG Calorimeter within the HERA Environment*, DESY 95–139, Juli 1995

[69] R. Hofstadter: *Electron Scattering and Nuclear Structure*, Reviews of Modern Physics 28 (1956) 214–254

[70] J. Incandela für die CDF–Kollaboration: *CDF Top Quark Production and Mass*, Vortrag beim *6th International Symposium on Heavy Flavour Physics*, Pisa 1995, FERMILAB–CONF–95/237–E

[71] G. Ingelman, P.E. Schlein: *Jet structure in high mass diffractive scattering*, Physics Letters B 152 (1985) 256–260

[72] G. Ingelman: *LEPTO version 6.1 — The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton–Nucleon Scattering*, in [14], S. 1366 – 1394

[73] G. Ingelman, K. Prytz: *The Pomeron Structure in DIS and Gluon Recombination Effects*, DESY 92-177, Hamburg 1992

[74] G. Ingelman: *private Mitteilung*, 1995

[75] G. Ingelman, J. Rathsman, A. Edin: *LEPTO version 6.4 — The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton–Nucleon Scattering*, unveröffentlicht

[76] M. Jacob, P.V. Landshoff: *Deep inside matter*, Reports on Progress in Physics: 50 (1987) 1387-1438

[77] H. Jung: *Hard Diffractive Scattering in High Energy ep Collisions and the Monte Carlo Generator RAPGAP*, DESY 93–182, Hamburg 1993

[78] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart 1992, ISBN 3–519–23058–5

[79] B.A. Kniehl, H.-G. Kohrs und G. Kramer: *Diffractive Photoproduction of Jets with a Direct Pomeron Coupling at HERA*, DESY 94–140, Hamburg 1994

[80] G. Knies: *private Mitteilung*, 1995

[81] G. Kramer, S.G. Salesch: *Scaling Behaviour of Jet Shapes in $p\bar{p}$ and ep Collisions*, Physics Letters B 333 (1994) 519–525

[82] J. Kurzhöfer: *The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN*, H1–08/94–375

[83] P.V. Landshoff: *The Structure of the Pomeron*, CERN–TH 6462/92

[84] E.M. Levin, M.G. Ryskin: *Born approximation in QCD for the description of hadron interactions at high energies*, Sov. J. Nucl. Phys. 34(4), Oct. 1981, 619–623

[85] S. Levonian: *H1–interne Mitteilung*,
URL: `http://dice2.desy.de/~f11lev/luminosity/list.html`

[86] S. Levonian, A. Panitch: *Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data*, H1–09/95–454

[87] Ch. Ley: *Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0}–Zerfalls im H1–Experiment*, Dissertation, PITHA 94/55, RWTH Aachen 1994

[88] B. List: *private Mitteilung*, 1996

[89] L. Lönnblad: *Rapidity gaps and other final state properties in the colour dipole model for deep inelastic scattering*, Zeitschrift für Physik C 65 (1995) 285–291

[90] N. Magnussen et al.: *Generators for Deep Inelastic Scattering*, in [14], Band 3, 1167–1219

[91] A. Mehta: *Measurement of the Diffractive Proton Structure Function and Calibration of the Forward Muon Detector at H1*, Ph.D. Thesis, University of Manchester 1994

[92] A. Mehta: *New Results on Diffractive Deep Inelastic Scattering*, Vortrag bei der *Topical Conference on Hard Diffractive Processes*, Eilat 1996 (unveröffentlicht)

[93] A. Mehta: *private Mitteilung*, 1996

[94] G. Miller et al: *Inelastic Electron–Proton Scattering at Large Momentum Transfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton*, Physical Review D 5 (1972) 528

[95] P. Newman: *private Mitteilung*, 1995

[96] P. Newman: *A Study of the Dynamics of Diffractive Photoproduction at HERA*, Ph.D. Thesis, University of Birmingham 1996

[97] N.N. Nikolaev, B.G. Zakharov: *Splitting the pomeron into two jets: a novel process at HERA*, Physics Letters B 332 (1994) 177 – 183

[98] Particle Data Group: *Review of Particle Properties*, Physical Review D, Particles and Fields, Volume 50, Number 3, New York 1994

[99] D.H. Perkins: *Hochenergiephysik*, Verlag Addison-Wesley, Bonn 1990

[100] R.D. Peccei: *Proceedings of the HERA Workshop*, Hamburg 1987

[101] P. Pfeifenschneider: *Test und Anwendung von Jet–Algorithmen auf Photoproduktionsereignisse bei HERA*, Diplomarbeit, RWTH Aachen 1994, unveröffentlicht

[102] J.P. Phillips: *The Deep–Inelastic Structure of Diffraction*, Ph.D. Thesis, University of Manchester, March 1995

[103] I. Pomeranchuk: *Equality of the nucleon and antinucleon total interaction cross sections at high energies*, Journal Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) 34 (1958) 725–728

[104] R. Prosi: *The 1994 L4 filter farm selection algorithm*, H1–03/95–433

[105] T. Regge: *Introduction to Complex Orbital Momenta*, Il Nuovo Cimento, Vol. XIV, N. 5, 1. Dezember 1959

[106] T. Regge: *Bound States, Shadow States and Mandelstam Representation*, Il Nuovo Cimento, Vol. XVIII, N. 5, 1. Dezember 1960

[107] N. Sahlmann: *Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm im H1–Detektor*, Dissertation, PITHA 94/32, RWTH Aachen 1994

[108] F. Sciulli: *Summary of the Eilat Workshop*, DESY 94–147, August 1994

[109] M. H. Seymour: *Jets in QCD*, CERN–TH/95–176

[110] T. Sjöstrand: *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 — Physics and Manual*, CERN–TH 7112/93

[111] K.H. Streng: *Hard QCD Scattering in Diffractive Reactions at HERA*, in [100]

[112] TASSO–Kollaboration: *Evidence for planar events in e^+e^- annihilation at high energies*, Physics Letters B 86 (1979) 243–249

[113] J. Theißen: *private Mitteilung*, 1995

[114] J. Theißen, Dissertation in Vorbereitung

[115] F.V. Tkachov: *An "optimal" jet algorithm*, NORDITA – 95/14 P

[116] UA1–Kollaboration: *Charged particle multiplicity distributions in proton–antiproton collisions at 540 GeV centre of mass energy*, Physics Letters B 123 (1983) 108–114

[117] UA8–Kollaboration: *Evidence for transverse jets in high–mass diffraction*, Physics Letters B 211 (1988) 239 –246

[118] UA8–Kollaboration: *Evidence for a super–hard pomeron structure*, Physics Letters B 297 (1992) 417 – 424

[119] P. Uelkes: *Ein topologischer Trigger für den H1–Detektor*, PITHA 93/21, Diplomarbeit, RWTH Aachen 1993

[120] J. Weber: *Untersuchung von Jetalgorithmen in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung bei HERA*, PITHA 96/34, Diplomarbeit, RWTH Aachen 1996

[121] G. Wolf: *HERA: Physics, Machine and Experiments*, DESY 86–089, Hamburg 1986

[122] G. Wolf: *HERA Physics*, DESY 94–022, Hamburg 1994

[123] G. Wolf: *Deep Inelastic Structure Functions from HERA*, DESY 94–178, Oktober 1994

[124] ZEUS–Kollaboration: *Observation of Events with a Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Physics Letters B 315 (1993) 481–493

[125] ZEUS–Kollaboration: *Observation of Jet Production in Deep Inelastic Scattering with a Large Rapidity Gap at HERA*, DESY 94–063, April 1994

[126] ZEUS–Kollaboration: *Diffractive Hard Photoproduction at HERA and Evidence for the Gluon Content of the Pomeron*, DESY 95–115, Juni 1995

[127] ZEUS–Kollaboration: *Cross Section Measurement of Diffractive Production in Deep Inelastic Scattering*, Beitrag zur Konferenz in Peking, China, 1995

Index

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. G. Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut und Herrn Prof. W. Braunschweig zur freundlichen Übernahme des Koreferates.

Dank für das Korrekturlesen der vorliegenden Arbeit gebührt Dr. Christoph Ley, Hardy Pawletta, Dr. Andreas Wagener und Jan Theißen.

Den Mitgliedern der *diffractive working group* innerhalb der H1–Kollaboration, speziell Prof. J. Dainton, Dr. Hannes Jung, Dr. Andrew Mehta, Dr. Paul Newman und Dr. Julian Phillips, sei für ihr lebhaftes Interesse an meiner Analyse und ihre stete Hilfsbereitschaft in physikalischen Fragestellungen gedankt.

Nicht zuletzt die hervoragend arbeitende Rechnerumgebung im Physikzentrum der RWTH Aachen hat die zügige Anfertigung dieser Arbeit möglich gemacht. Hierfür und für die Unterstützung in anderen Dingen sei Dr. Rolf Steinberg herzlich gedankt.

Den Mitarbeitern des III. Physikalischen Institutes der RWTH Aachen, insbesondere Dr. Christoph Ley, Patrick Palmen, Hardy Pawletta, Dr. Michael Rietz, Jan Theißen, Dr. Andreas Wagener und Dr. Christopher Wiebusch, möchte ich meinen Dank für die angenehme Arbeitsatmosphäre und viele wertvolle Ratschläge aussprechen.

Ein spezieller Dank geht an Dr. Christoph Ley als meinem Mentor in *Unix*- und anderen Fragen sowie Jan Theißen dafür, daß er mich über Jahre hinweg als Bürogenossen akzeptierte und meinen manchmal nicht zu unterdrückenden Unmut über die Wirren der H1–Software klaglos ertrug.

Ganz besonders möchte ich meinen Eltern danken, ohne deren bereitwillige Unterstützung während des Studiums und der Anfertigung der Dissertation diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Bildungsgang

9.10.1968	Geburt in Mönchengladbach als Sohn von Hans Peter Uelkes und Irmgard Uelkes, geb. Brungs
1975 - 1979	Besuch der Katholischen Grundschule Mönchengladbach–Venn
8/1979 - 6/1988	Besuch des Städtischen Gymnasiums Am Geroweiher in Mönchengladbach; Abschluß: Allgemeine Hochschulreife
10/1988	Beginn des Physikstudiums an der RWTH Aachen
10/1990	Abschluß der Diplom–Vorprüfung in Physik
3/1992 - 5/1993	Anfertigung der Diplomarbeit am III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B, im Rahmen der H1–Kollaboration
10/1993	Abschluß der Diplomprüfung in Physik an der RWTH Aachen, Erlangung des Grades „Diplom–Physiker“
11/1993 - 3/1994	Beschäftigung als wissenschaftliche Hilfskraft am III. Phys. Inst., Lehrstuhl B; Monte–Carlo–Studien zur Physik bei HERA
4/1994 - 11/1996	wissenschaftlicher Angestellter am III. Phys. Inst. B; Anfertigung der Dissertation
11/1996	Ablegen der mündlichen Dr.-rer.-nat.-Prüfung