



RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 95/17

Juli 1995

Test und Anwendung von Jet-Algorithmen
auf Photoproduktionsereignisse bei HERA

Peter Pfeifenschneider

III.Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Test und Anwendung von Jet-Algorithmen auf Photoproduktionsereignisse bei HERA

von
Peter Pfeifenschneider

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
im Dezember 1994

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Abstract

Being currently the only hadron electron collider in the world, the HERA storage ring at DESY is suited for the analysis of hard photoproduction events in new kinematic regions. Jet analyses using jet algorithms are a major way of reconstructing the hard subprocess kinematics from detector information.

Various jet algorithms of the CONE and cluster types, as well as a DECO algorithm, recently introduced at the H1 collaboration, are presented, and their applicability with respect to hard photoproduction events is tested in detail at different parameter values. The evaluation of the algorithms is based on a comparison of the partonic kinematics on hard subprocess level on one hand, and the kinematics of hadronic jets on the other, using a monte carlo sample generated by PYTHIA.

Furthermore, photoproduction data taken in 1993 at the H1 experiment are compared with the monte carlo. Again, the correspondence between data and monte carlo is investigated for all algorithms under consideration at different values of their respective parameters.

As a final step in the comparison, the algorithms tested are used, at the parameter values that were found to be optimal, for a rough evaluation of the differential cross sections of hard photoproduction with respect to pseudorapidity and transverse momentum.

Inhaltsverzeichnis

Einführung	7
1. Das Experiment	9
1.1 DESY und HERA	9
1.2 Physik bei HERA	10
1.3 Der H1-Detektor	12
1.3.1 Das Spurrkammersystem	12
1.3.2 Das H1-Kalorimeter	14
1.3.3 Die H1-Magneten	16
1.3.4 Die Eiseninstrumentierung	16
1.3.5 Das Luminositätssystem	17
1.3.6 Trigger und Datennahme	17
1.4 Hintergrundereignisse	19
2. Photoproduktion	21
2.1 Definition und Klassifizierung	21
2.2 Kinematische Größen in der Photoproduktion	24
2.3 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen	26
2.4 Photoproduktion bei H1	28
3. Jets	31
3.1 Entstehung von Jets	31
3.2 Parton-Schauer-Modelle	32
3.3 Jet-Analysen	33
4. Jet-Algorithmen	35
4.1 CONE-Algorithmen	36
4.1.1 CONE-Algorithmus (Version I)	36
4.1.2 CONE-Algorithmus (Version II)	37
4.2 Cluster-Algorithmen	38
4.2.1 JADE-Algorithmus	39
4.2.2 LUCLUS-Algorithmus	39
4.2.3 k_{\perp} -Algorithmus	40
4.2.4 ARCLUS-Algorithmus	41

Inhaltsverzeichnis

4.3	DECO-Algorithmus	42
5.	Verwendete Ereignisse	45
5.1	Daten	45
5.2	Monte-Carlo-Ereignisse	45
5.3	Ereignis-Selektion	46
6.	Analysen	49
6.1	Voruntersuchung zum k_{\perp} -Algorithmus	50
6.2	Jet-Raten	52
6.3	Parton-Jet-Korrelation	58
6.3.1	Differenzen kinematischer Größen	58
6.3.2	Spektren kinematischer Größen	70
6.3.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	84
6.4	Berechnung von Wirkungsquerschnitten	85
7.	Zusammenfassung und Ausblick	93
A.	Topologische Funktionen	95
	Literaturverzeichnis	99

Einführung

Die Aufklärung der Natur des Lichts und seiner Wechselwirkungen mit Materie ist immer ein zentrales Anliegen der Naturforschung gewesen. Entsprechend vielfältig waren die Deutungen des Phänomens "Licht" im Laufe der Geschichte.

Nachdem Licht lange Zeit als ein Strom von Teilchen angesehen worden war, die von Lichtquellen abgestrahlt werden, setzte sich im 17. und 18. Jahrhundert die Vorstellung von Licht als einer Welle durch. So ließen sich bestimmte Erscheinungen wie Beugung und Brechung von Licht erklären, die nicht mit dem Teilchenbild in Einklang zu bringen waren. Im späten 19. Jahrhundert wurden Lichtwellen als die elektromagnetischen Wellen identifiziert, deren Existenz von den Maxwell-Gleichungen vorhergesagt wird. Die Teilchenvorstellung wurde zu Beginn dieses Jahrhunderts wieder aufgegriffen, um neue Beobachtungen mit Lichtstrahlen hoher Energie wie den Photoeffekt richtig deuten zu können. Diese Rückkehr zur Idee von "Lichtquanten" stellte gleichzeitig einen der entscheidenden Ausgangspunkte für die Entwicklung eines fundamental neuen Verständnisses aller physikalischen Vorgänge in Form der Quantentheorie dar.

Nach heutiger Auffassung sind Lichtquanten oder "Photonen" die masselosen Eichbosonen der Quantentheorie des elektromagnetischen Feldes, der "Quantenelektrodynamik". Diese Theorie beschreibt sehr erfolgreich Wechselwirkungen unter Photonen und elektrisch geladenen Teilchen.

Seit den fünfziger Jahren dieses Jahrhunderts ist eine weitere Spielart des "Lichts" bekannt. Es stellte sich heraus, daß sich sehr hochenergetische Photonen wie Hadronen, massive Teilchen mit innerer Struktur, verhalten können. Ihre Wechselwirkung mit anderen Hadronen wird dann durch die Theorie der starken Kraft, die "Quantenchromodynamik", beschrieben. Kollisionen, die hochenergetische Photonen einschließen, konnten bislang an e^+e^- -Collidern in Form von $\gamma\gamma$ -Reaktionen, sowie bei der Compton-Streuung von Elektronen an feststehenden Zielen ("Targets") beobachtet werden. Dabei eigneten sich die Experimente mit festen Targets in erster Linie zur Bestimmung des gesamten Wirkungsquerschnitts von Photon-Hadron-Reaktionen bei niedrigen Schwerpunktsenergien, während sich an e^+e^- -Experimenten die Photon-Strukturfunktion messen läßt. $\gamma\gamma$ -Reaktionen finden zwar auch an $p\bar{p}$ -Collidern statt, eine genaue Messung der Strukturfunktion ist jedoch wegen des starken Untergrundes nicht möglich. In Tabelle 0.1 sind die wichtigsten Beschleuniger, an denen solche Messungen durchgeführt wurden oder noch werden, aufgelistet.

Der ep -Beschleuniger HERA ermöglicht seit seiner Inbetriebnahme 1992 das Studium von Photon-Reaktionen in qualitativ neuer Form. Insbesondere lassen sich Photon-

Beschleuniger	Laboratorium	Kollisionsart	Schwerpunkts- energie [GeV]	Betrieb
PETRA	DESY (Deutschland)	e^+e^-	46,8	1978 – 1986
PEP	SLAC (USA)	e^+e^-	29	1980 – 1990
TRISTAN	KEK (Japan)	e^+e^-	64	seit 1987
LEP	CERN (Schweiz)	e^+e^-	110	seit 1989
HERA	DESY (Deutschland)	ep	314	seit 1992

Tabelle 0.1: Experimente, an denen Messungen der Photon-Strukturfunktion durchgeführt wurden oder noch werden

Hadron-Wechselwirkungen, bei denen hohe transversale Impulse auftreten, sogenannte "harte Prozesse", untersuchen, die störungstheoretisch berechenbar sind und darum ein Prüffeld für Voraussagen der Quantenchromodynamik bilden.

Solche "harten Photoproduktionsereignisse" sind Gegenstand dieser Arbeit. Wie verschiedene Prozesse, die bereits an e^+e^- -Beschleunigern beobachtet wurden, gehen entstehende Hadronen oft in Form von engen Bündeln, sog. "Jets", aus der Kollision hervor. Ein entscheidender Schritt bei der Analyse solcher Ereignisse, sind Rückschlüsse von den beobachteten Jets auf die Kinematik der erfolgten Kollision, die wiederum zur Bestimmungen von Wirkungsquerschnitten, Strukturfunktionen usw. bekannt sein muß. Die Erkennung von Jets ist Aufgabe von "Jet-Algorithmen". Ziel der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen ist die Bewertung verschiedener Jet-Algorithmen im Hinblick auf harte Photoproduktionsereignisse.

Kapitel 1 ist einer Beschreibung des H1-Experiments und der wichtigsten dort zu beobachtenden physikalischen Vorgänge gewidmet. Kapitel 2 vertieft die Beschreibung von Photoproduktionsereignissen, wobei ein besonderes Gewicht auf die erwähnten "harten Prozesse" gelegt wird. In Kapitel 3 wird der Begriff "Jet" eingeführt und die Bedeutung von Jet-Analysen erläutert. Darauf aufbauend werden in Kapitel 4 die zu vergleichenden Jet-Algorithmen eingehend beschrieben. In Kapitel 5 folgt eine Vorstellung der verwendeten Sätze von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen mit den in den folgenden Analysen angewandten Selektionsschnitten. Die betrachteten Jet-Algorithmen werden schließlich in Kapitel 6 auf die selektierten Ereignisse angewandt und einem systematischen Vergleich anhand verschiedener Methoden, u.a. einer groben Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten, unterzogen.

Bei der Angabe von Einheiten werden die üblichen Konventionen $c = 1$ und $\hbar = 1$ verwendet.

1. Das Experiment

1.1 DESY und HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA¹ ist mit einem Umfang von 6,3 Kilometern der größte von insgesamt vier Speicherringen am Forschungslabor DESY². Elektron- und Protonstrahlen gelangen über ein Synchrotron und den als Vorbeschleuniger fungierenden Speicherring PETRA³ in den HERA-Ring, wo Energien von 30 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen erreichbar sind. Die maximale Schwerpunktsenergie liegt damit bei $\sqrt{s} = 314$ GeV. HERA [1] ist derzeit weltweit der einzige *ep*-Collider. Lepton-Hadron-Kollisionen konnten bisher nur in Experimenten mit feststehenden "Targets" beobachtet werden, bei denen grundsätzlich geringere Schwerpunktsenergien erreichbar sind. Darüberhinaus werden entstehende Teilchen in extremer Vorwärtsrichtung abgestrahlt, was ihre Trennung und Identifizierung erschwert. Elektronen und Protonen werden bei HERA in getrennten Strahlrohren beschleunigt und an zwei Punkten des Rings zur Kollision gebracht. Diese beiden Kollisionspunkte sind mit den Detektoren ZEUS und H1 bestückt. Ein dritter Detektor am HERA-Ring, HERMES, an dem Experimente mit festen "Targets" durchgeführt werden sollen, befindet sich im Bau. Abbildung 1.1 zeigt eine Übersicht über DESY und seine verschiedenen Beschleuniger.

	Entwurfswerte		1993 erreichte Werte	
	e-Ring	p-Ring	e-Ring	p-Ring
Energie [GeV]	30	820	26,7	820
Luminosität [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$1,5 \cdot 10^{31}$		$1,1 \cdot 10^{30}$	
integ. Luminosität [nb^{-1}/y]	10^5		528,5	
Teilchen pro Strahl [10^{11}]	80	210	34	43
"Bunches" pro Strahl	210		94	90
Strom pro "Bunch" [μA]	290	760	170	160

Tabelle 1.1: Parameter des HERA-Speicherrings

¹ Hadron-Elektron-RingAnlage

² Deutsches Elektronen-SYNchrotron

³ Positron-Elektron-Tandem-RingAnlage

1. Das Experiment

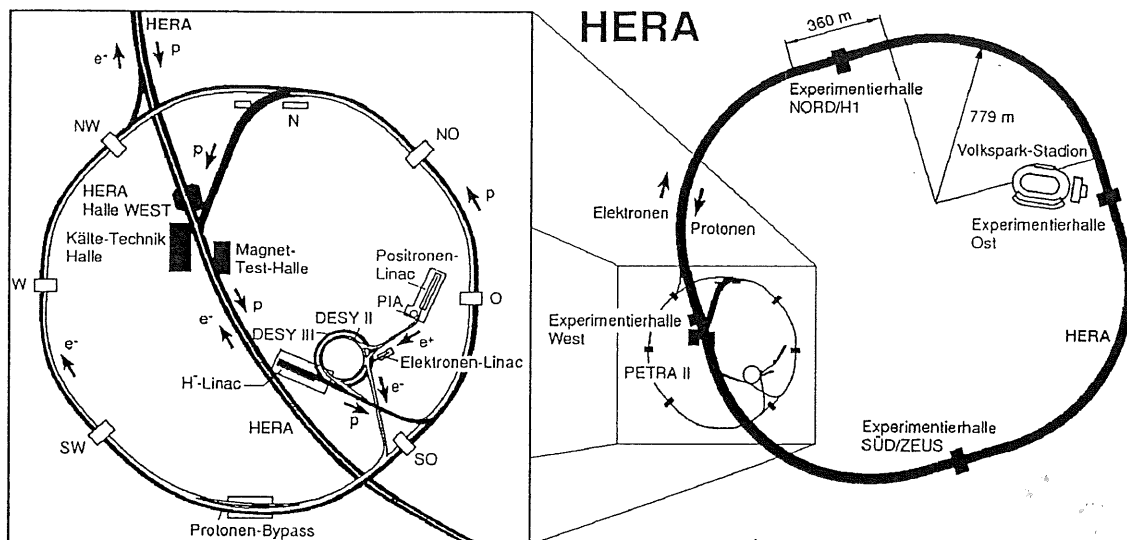


Abbildung 1.1: Übersicht über das DESY-Gelände mit PETRA (links) und den gesamten HERA-Ring (rechts)

Die Teilchen beider Strahlen sind zu Bündeln, sogenannten "Bunches", zusammengefaßt. Die maximale Anzahl an "Bunches" pro Strahl beträgt 210. Die Positionen solcher Bündel müssen in beiden Strahlen so abgestimmt werden, daß zwei "Bunches" jeweils an den Kollisionspunkten aufeinandertreffen.

Der übliche Jahresbetrieb bei HERA setzt sich zusammen aus einer von Frühling bis Herbst dauernden Luminositäts- oder "Runperiode", sowie Wartungsarbeiten und Maschinenstudien in der verbleibenden Zeit. Weitere technische Daten zu HERA können Tabelle 1.1 entnommen werden. Zusätzlich sind die in der Runperiode 1993 erreichten Werte angegeben, die Grundlage der hier vorgestellten Analysen war.

1.2 Physik bei HERA

Aufgrund seiner Natur als Elektron-Proton-Collider und durch seine hohe Schwerpunktsenergie können bei Experimenten am HERA-Speicherring eine Reihe von Beobachtungen gemacht werden, die bisher entweder gar nicht oder nur in beschränkteren kinematischen Bereichen möglich waren.

Die verschiedenen Prozesse, die wesentlich zur HERA-Physik beitragen, sind im folgenden aufgeführt:

- tiefinelastische Streuprozesse

Eine Klasse von Ereignissen, zu deren Studium HERA besonders geeignet ist, sind sog. tiefinelastische Streuprozesse, bei denen die Quarks des Protons als nahezu

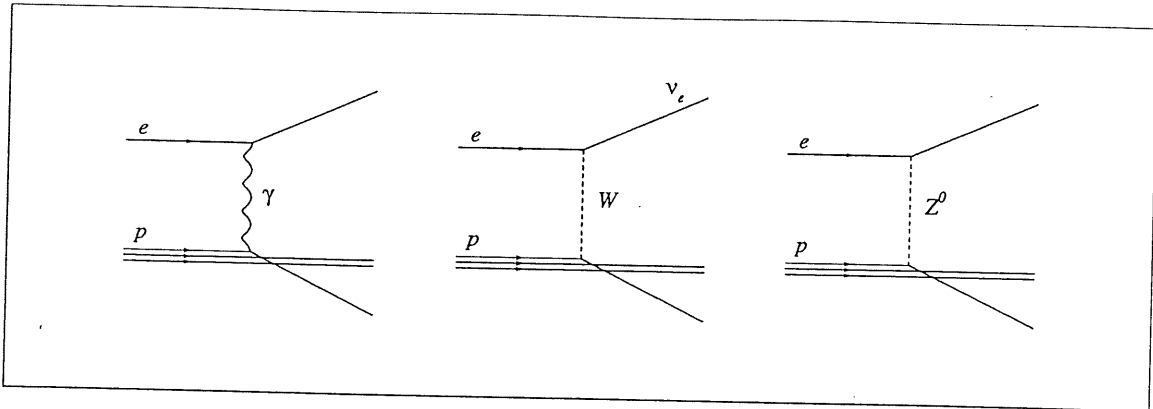


Abbildung 1.2: Feynman-Graphen zu tiefinelastischen Ereignissen: Photon-Austausch (links), W -Boson-Austausch (Mitte) und Z -Boson-Austausch (rechts)

freie Teilchen betrachtet werden können, an denen das Strahlelektron gestreut wird. Eine solche Streuung erfolgt gewöhnlich durch den Austausch eines stark virtuellen Photons ($Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}^2$, wobei Q^2 das negative Impulsquadrat des Photons ist) gemäß der in Abbildung 1.2 rechts dargestellten Reaktion. Bei HERA-Energien findet aber auch der Austausch schwerer Bosonen statt (Abbildung 1.2 Mitte und rechts), wobei vor allem der W -Bosonen-Austausch von Interesse ist.

Über tiefinelastische Prozesse läßt sich die Struktur des Protons analysieren und bei HERA insbesondere die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei hohen Q^2 und kleinen x messen (dabei ist die "Bjorken- x "-Variable der von der Protonseite in den zugrundeliegenden Prozeß eingehende Impulsbruchteil).

Außerdem sollte eine Bestimmung der Kopplungskonstante α , und ihrer Q^2 -Abhängigkeit aus der Messung der Raten von Mehr-Jet-Ereignissen möglich sein.

• Photoproduktion

Die zweite große Gruppe von HERA-Ereignissen wird als "Photoproduktion" bezeichnet. Da sich die vorliegenden Analysen mit diesem Ereignistyp befassen, wird in einem späteren Abschnitt ausführlich auf dessen Charakteristika eingegangen. Bei Photoproduktionsereignissen wird ein quasi-reelles Photon ($Q^2 \approx 0$) zwischen Elektron und Proton ausgetauscht. Der Wirkungsquerschnitt solcher Ereignisse, sowie eine hadronische Struktur des Photons lassen sich bei HERA innerhalb neuer kinematischer Bereiche messen.

Neben der sogenannten "harten" Photoproduktion, auf die in Kapitel 2 genauer eingegangen wird, lassen sich bei HERA Prozesse der Form $\gamma p \rightarrow X_1 X_2$ studieren, wobei X_1 und X_2 angeregte Hadronen oder auch Photonen sind. Im letzteren Fall würde man die Reaktion als "elastisch" bezeichnen. Solche Prozesse werden als "diffraktiv" bezeichnet, weil sich die Wellenfunktion des Endzustands ähnlich wie das Beugungsmuster von Licht an einer schwarzen Kreisscheibe berechnen läßt. Der Wirkungsquerschnitt diffraktiver Prozesse weist dementsprechend ein Maxi-

1. Das Experiment

mum in Vorwärtsrichtung auf. Die ausgehenden Hadronen X_1 und X_2 zerfallen oft in weitere Hadronen.

Über verschiedene Mechanismen der Photoproduktion kann es zur Produktion leichter Mesonen (ρ , ω , ϕ usw.) kommen. Einen Spezialfall stellt die J/Ψ -Produktion über den Prozeß der "Boson-Gluon-Fusion" dar, der von besonderem Interesse ist, da sein Wirkungsquerschnitt bei HERA sehr hoch ist und über ihn Aufschluß über die Gluonverteilung des Protons gewonnen werden kann.

- **exotische Physik**

Darüberhinaus erlaubt HERA eine erweiterte Suche nach Teilchen, die von Theorien jenseits des Standardmodells vorausgesagt werden, wie Leptoquarks oder Teilchen aus Supersymmetrie-Theorien. Bislang führte die Suche zu keinen neuen Entdeckungen, lieferte aber neue untere Grenzen für die Massen solcher Teilchen.

1.3 Der H1-Detektor

Die folgenden Analysen wurden am H1-Detektor des HERA-Rings durchgeführt. Daher ist dieser Abschnitt einer ausführlichen Beschreibung des H1-Experiments gewidmet. Abbildung 1.3 zeigt den Detektor im Aufriß. Das Standard-Detektorkoordinatensystem ist unten rechts angegeben. Protonen fallen in positiver z -Richtung ein, in der Abbildung also von rechts. Da das Ruhesystem relativ zum Laborsystem in Richtung des einfallenden Protons geboostet ist, ist der Detektor in Protonrichtung deutlich komplexer aufgebaut als in Elektronrichtung.

1.3.1 Das Spurkammersystem

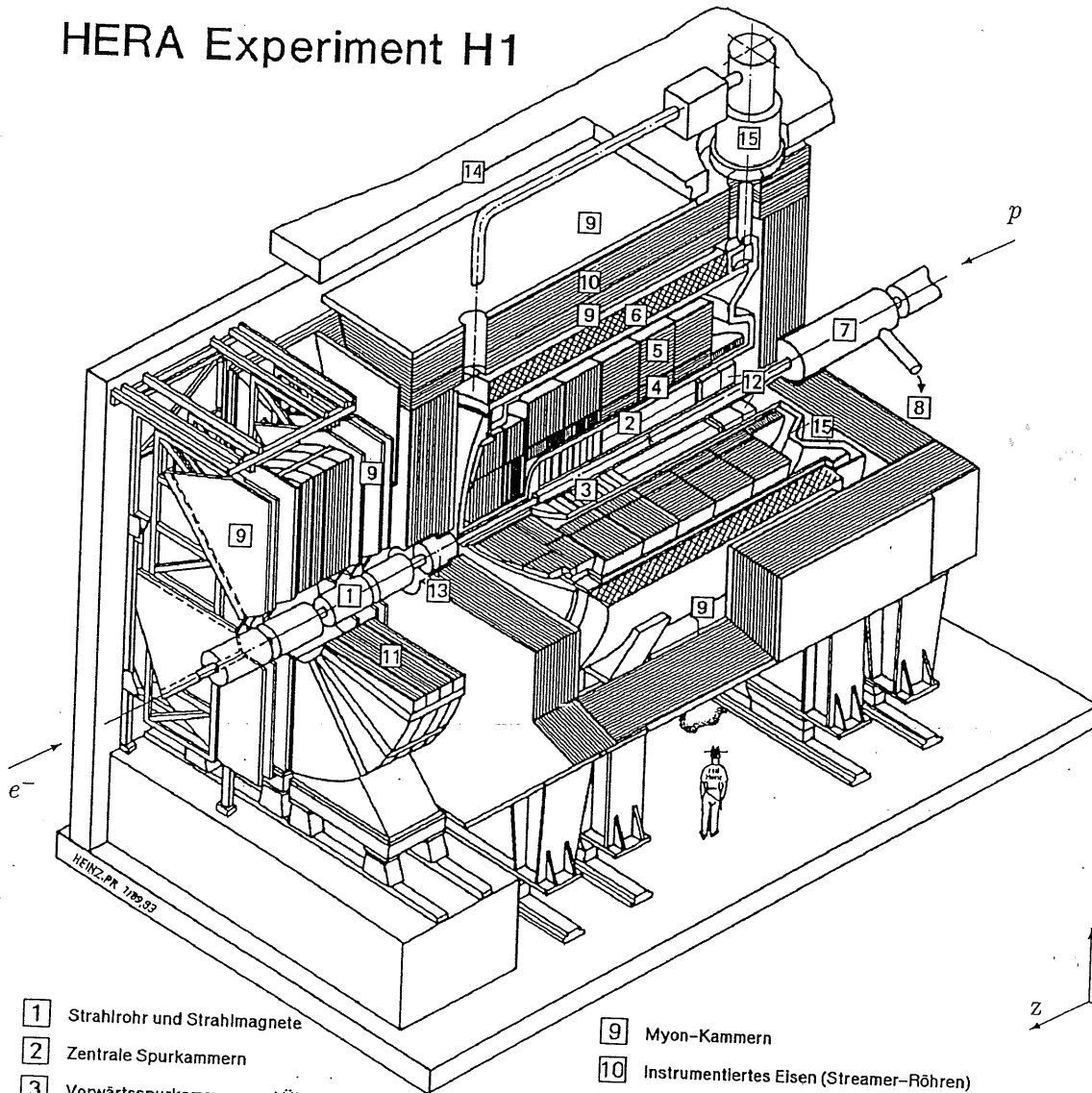
Unmittelbar um das Strahlrohr [1] liegen zunächst die zentralen (CTD⁴) und vorderen (FTD⁵) Spurkammern. Bei allen Spurkammern des Detektors handelt es sich um Driftkammern, die mit verschiedenen, dem Zweck angepaßten Gasen gefüllt sind. Die CTD [2] setzt sich zusammen aus innerer und äußerer Spurkammer CJC1 und CJC2⁶. Beide Kammern enthalten parallel zur Strahlachse gespannte und in Ebenen angeordnete Drähte zur Messung der $r\phi$ -Koordinaten von Spuren. Auch eine (sehr ungenaue) Information über die z -Koordinaten einer Spur kann durch Vergleich der an beiden Drahtenden gemessenen Pulse ("Ladungstrennung") aus den CJC gewonnen werden. Außerdem erlauben die CJC die Messung des Energieverlusts pro Weglänge dE/dx einer Spur. Die Drahtebenen sind relativ zur radialen Richtung geneigt, um eine Ablenkung der Driftelektronen von der Richtung des elektrischen Feldes im Magnetfeld auszugleichen. Zwischen CJC1 und CJC2 und außerhalb von CJC2 liegen die zentrale innere und die zentrale äußere

⁴Central Tracking Device

⁵Forward Tracking Device

⁶Central Jet Chamber

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|-------------------------------------------------|----|------------------------------------------|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Myon-Kammern |
| 2 | Zentrale Spurkammern | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodul | 11 | Myon-Toroid-Magnet |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 | Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T) | 14 | Betonabschirmung |
| 7 | Kompensationsmagnet | 15 | Flüssig Argon Kryostat |
| 8 | Helium Kälteanlage | | |
- } Flüssig Argon

Abbildung 1.3: Der H1-Detektor

1. Das Experiment

z -Kammer CIZ und COZ⁷. In diesen Kammern sind Drähte kreisförmig um die Strahlachse gespannt und erlauben die Messung der z -Koordinate von Teilchenspuren. Da die CIZ- und COZ-Kammern auch in azimuthaler Richtung segmentiert sind, ist auch eine grobe Messung der ϕ -Koordinate möglich. Zusätzlich liegen innerhalb von CJC1 und zwischen CJC1 und CJC2 die Proportionalkammern CIP und COP⁸, die als Spurtrigger Verwendung finden. Im Gegensatz zu den Driftkammern verzögert sich bei Proportionalkammern die Signalübertragung nicht durch Driftzeiten. Die CIP und COP werden daher zu einer schnellen Bestimmung des Zeitpunkts der primären Wechselwirkung herangezogen, während die Driftkammern eine genaue Spurrekonstruktion erlauben.

Das FTD [3] ist eine schichtweise Anordnung aus Driftkammern mit radial und parallel ("planar") verlaufenden Drähten senkrecht zur Strahlachse, Proportionalkammern (FWPC⁹) und Polypropylen-Folien zur Messung von Übergangsstrahlung (TR¹⁰). Die planaren Kammern dienen der Messung von x -, bzw. y -Koordinate, die radialen Kammern der Messung von ϕ - und über die Ladungstrennung auch der r -Koordinate.

Die Auflösungen, mit der r -, $r\phi$ -, x - und z -Koordinate, sowie dE/dx in den verschiedenen Spurkammern gemessen werden können, und die Anzahl an Auslesekanälen in der Kammern sind in Tabelle 1.2 zusammengefaßt [13, 12].

	Anzahl an Kanälen	$\sigma_{r\phi}$ [μm]	σ_{ϕ} [$^{\circ}$]	σ_x [μm]	σ_z [μm]	$\sigma_{dE/dx}$ [%]
CJC	2640	170	0,1	-	22000	10
CIZ	60	28000	8,6	-	260	-
COZ	96	58000	7,2	-	200	-
FTD (radial)	1728	180-200	-	-	-	-
FTD (planar)	1152	-	-	150-170	-	-

Tabelle 1.2: Auflösungen in den verschiedenen Meßgrößen und Anzahl an Auslesekanälen der einzelnen Spurkammern

1.3.2 Das H1-Kalorimeter

Die einzelnen Kalorimeter von H1 enthalten generell massive Komponenten, in denen passierende Teilchen durch verschiedene Mechanismen ihre Energie abgeben und Schauer geladener Teilchen produzieren, deren Ladung dann gemessen wird.

Das gesamte System von Spurkammern ist zunächst umgeben vom Kryostat des Flüssig-Argon-Kalorimeters (LAC¹¹). Der Kryostat wird aus einem über dem Detektor angebrachten Tank [15] mit flüssigem Argon beliefert und konstant bei einer Temperatur von 90 K gehalten.

⁷Central Inner und Central Outer Z-Chamber

⁸Central Inner und Central Outer Proportional Chamber

⁹ForWard Proportional Chamber

¹⁰Transition Radiation

¹¹Liquid Argon Calorimeter

Das LAC setzt sich aus dem inneren elektromagnetischen (EMC) und dem äußeren hadronischen Kalorimeter (HAC) mit einem Außenradius von 225 cm zusammen. In Vorwärtsrichtung reichen beide Komponenten bis zu einem polaren Winkel von $\theta \approx 4^\circ$. Azimutal ist das LAC in acht "Stacks" oder "Oktanten" und in z -Richtung in acht zylindrische Komponenten, genannt "Wheels", davon sechs im zentralen Bereich, unterteilt. Die Trennlinien zwischen den Oktanten im EMC verlaufen radial, während die des HACs gegen die radiale Richtung geneigt sind.

Das HAC [5] besteht aus Absorberplatten aus Stahl, zwischen die die Auslesezellen und Hochspannungsplatten eingelassen sind. Das EMC [4] ist eine schichtweise Anordnung aus G10- und Blei-Platten, sowie Hochspannungsplatten, und mit flüssigem Argon gefüllten Zwischenräumen.

Ein zusätzliches kleines Plug-Kalorimeter [13] erhöht den vorderen Polarwinkelbereich bis zum Strahlrohr und befindet sich innerhalb des vorderen Teils der Eiseninstrumentierung. Es setzt sich aus 8 Modulen zusammen, von denen jedes aus einer zwischen zwei Kupferplatten liegenden Ausleseplatte besteht. Jede Ausleseplatte enthält 84 einzelne Silikon-Detektoren. Das Plug wurde während der Runperiode 1993 noch nicht verwendet.

Der Bereich $151^\circ < \theta < 177^\circ$ wird von einem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC¹²) abgedeckt. Das BEMC [12] ist kein Bestandteil des LAC und daher nicht im Kryostaten enthalten. Es ist in 88 parallel zur Strahlrichtung verlaufende Stacks unterteilt, von denen 56 quadratischen Querschnitt haben. Die Form der übrigen Stacks ist an den insgesamt kreisförmigen Querschnitt des BEMC angepaßt. Jeder Stack besteht aus Schichten aus Blei, zwischen die Schichten aus Szintillatoren eingelassen sind. Eine weitere Detektorkomponente, die zum Kalorimeter zu zählen ist, der "Tailcatcher", wird in Abschnitt 1.3.4 näher erläutert.

Einige Parameter der einzelnen Kalorimeterkomponenten können Tabelle 1.3 entnommen werden [13].

	Tiefe X_0/λ	Granularität [cm ²]	Anzahl an Kanälen
EMC	20-30/1	10-100	30784
HAC	4-6	50-2000	13568
BEMC	22/1	250	88
Tailcatcher	4,5	2500	4000

Tabelle 1.3: Tiefe, Granularität und Anzahl an Auslesekanälen der einzelnen Kalorimeterkomponenten

Die Tiefe ist für das EMC und das BEMC sowohl in Strahlungslängen (X_0) für elektromagnetische Schauerbildung, als auch in Wechselwirkungslängen (λ) für hadronische Schauer angegeben. Da alle übrigen Kalorimeterkomponenten rein hadronisch sind, ist hier nur die Wechselwirkungslänge angegeben. Bei EMC und HAC variiert X_0 zwischen zentralem Bereich (niedrigerer Wert) und vorderem Bereich (höherer Wert).

¹²Backward ElectroMagnetic Calorimeter

1. Das Experiment

Die Energieauflösung der einzelnen Kalorimeterkomponenten ist energieabhängig und kann in der Form

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C}$$

geschrieben werden. Die Werte der Parameter A , B und C wurden in Kalibrationstests am CERN wie in Tabelle 1.4 angegeben ermittelt [13].

	A [% · GeV ^{1/2}]	B [GeV]	C [%]
EMC	11,2 ± 0,05	0,152 ± 0,004	0,64 ± 0,07
HAC	46,1 ± 0,7	0,73 ± 0,03	2,6 ± 0,2
BEMC	10,5	-	-
Tailcatcher	100	-	-

Tabelle 1.4: Parameter der Energieauflösung der einzelnen Kalorimeterkomponenten

1.3.3 Die H1-Magneten

Das LAC ist seinerseits umgeben von der supraleitenden Spule des H1-Hauptmagneten [6] mit einem mittleren Radius von 2,8 Metern. Sie erzeugt ein in positive z -Richtung weisendes, nahezu homogenes Magnetfeld von 1,16 Tesla. Der gesamte Magnet besteht aus insgesamt zwei Spulen mit einer und zwei Spulen mit zwei Windungsschichten. Aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen kann auf ihren Impuls geschlossen werden. Damit Teilchen nicht bereits in der massiven Magnetspule aufschauern, umgibt die Spule nicht nur die Spurkammern, sondern auch das LAC.

Um Einflüsse des Haupt-Magnetfeldes auf den einfallenden Protonstrahl zu korrigieren, wurde ein "Kompensationsmagnet" bei $z = -4,4$ m hinzugefügt [7]. Das Integral des erzeugten Feldes über die z -Koordinate ist gleich dem des H1-Hauptmagneten, aber entgegengesetzt gerichtet.

1.3.4 Die Eiseninstrumentierung

Der Hauptmagnet ist schließlich von einem System aus Eisenplatten umgeben, die als Rückführungsjoch für den Magneten fungieren. Diese Eiseninstrumentierung [10] umschließt alle bisher beschriebenen Detektorkomponenten und ist bezüglich der z -Richtung symmetrisch. Sie setzt sich aus zwei halbzylindrischen Schalen zusammen. Nach vorne und hinten wird sie durch "Endkappen" abgeschlossen. Eisenplatten sind mit Streamerkammern und aufgeklebten Auslese-Platten ("Pads") ausgestattet [9]. Die Kammern dienen einerseits dem Nachweis von Myonen, die üblicherweise alle anderen Detektorkomponenten durchdringen. Ein Teilchen, das durch Ionisation eine Elektronenlawine (einen "Streamer") in den Kammern verursacht, influenziert aber andererseits auch ein

Signal in den Pads, das die Bestimmung der in den Eisenplatten deponierten Energie ermöglicht. Mit Hilfe der Pads stellen die Kammern also eine Erweiterung des Kalorimeters dar. Sie wird dazu genutzt, aus dem HAC entweichende hadronische Energie zu messen, und als "Tailcatcher" bezeichnet.

Das Myonsystem wird vervollständigt durch das "vordere Myon-Spektrometer", das in positiver z -Richtung außerhalb der Eiseninstrumentierung angebracht ist und aus radialen und azimuthalen Driftkammern, sowie einem Toroidmagneten [11] besteht.

1.3.5 Das Luminositätssystem

Eine weitere Detektorkomponente, die insbesondere bei der Analyse von Photoproduktionsereignissen von Bedeutung ist, ist ein zusätzliches Szintillator-Kalorimeter, der "Elektron-Tagger", das bei $z = -33,4$ m unmittelbar neben dem Strahlrohr angebracht ist. Der Elektron-Tagger dient dazu, die Energie von Elektronen zu messen, die unter so geringem Winkel gestreut werden, daß sie das Strahlrohr innerhalb des Detektors nicht verlassen und darum dort nicht nachgewiesen werden können. Nach dem Verlassen des Detektors werden solche Elektronen von Quadrupol- und Dipolmagneten aus dem Strahlrohr in den Tagger gelenkt. Zusammen mit dem bei $z = -103$ m installierten Photon-Detektor wird der Elektron-Tagger zur Messung der Luminosität über die Bremsstrahlungsreaktion $ep \rightarrow e\gamma$ ("Bethe-Heitler-Prozeß") verwendet, bei der Elektron und Photon typischerweise unter sehr geringen Winkeln austreten. Der Elektron-Tagger ist aber außerdem zur Messung der schwach gestreuten Elektronen aus Photoproduktionserignissen geeignet. Die Energie-Akzeptanz liegt zwischen 5,5 und 22 GeV, was bei einer Elektronstrahlenergie von 26,7 GeV in der Runperiode von 1993 einer Akzeptanz in der "Bjorken- y "-Variablen (siehe Abschnitt 2.2) von $0,18 < y < 0,81$ entspricht. Die Akzeptanzfunktion in y ist in Abb. 2.4 dargestellt. Der Tagger deckt lediglich einen polaren Bereich von 5 mrad ab und besitzt 49 Auslesekanäle bei einer Granularität von 5 cm^2 . Seine Tiefe beträgt 21 Wechselwirkungslängen.

1.3.6 Trigger und Datennahme

Wird HERA mit der Sollzahl von 210 "Bunches" pro Strahl betrieben, so finden an den Schnittpunkten Kollisionen, sogenannte "Bunch Crossings", mit einer Frequenz von 10,4 MHz statt, folgen also in Abständen von 96 ns aufeinander. Tatsächliche Reaktionen erfolgen mit einer Frequenz von einigen hundert kHz. Da diese Rate immer noch weit über der Frequenz liegt, mit der Daten auf Band aufgezeichnet werden können, andererseits aber nur ein geringer Anteil der stattfindenden Ereignisse physikalisch interessant ist, muß innerhalb sehr kurzer Zeit eine Entscheidung darüber getroffen werden, ob ein erfolgtes Ereignis gespeichert werden soll. Diese Aufgabe wird von einem System von "Triggern" erfüllt [11], die aufeinanderfolgend mehr und mehr Ereignisse aussondern, wobei die Triggerbedingungen zunehmend komplizierter werden und damit längere Zeit zu ihrer Überprüfung benötigen. Insgesamt sind vier Stufen solcher Trigger vorgesehen. Triggerebenen 1 und 2 verwenden die vom Detektor kommenden Signale für

1. Das Experiment

ihre Entscheidung, sind also "Hardware-Trigger". Da die meisten der Detektorsignale selbst länger als 96 ns sind, ist es auf der ersten Triggerstufe nötig, mehrere Ereignisse gleichzeitig zu verarbeiten. Hierzu wird jedes Ereignisse in eine "Pipeline" eingereiht. Die Triggerentscheidung auf Ebene 1 erfolgt, während das Ereignis die "Pipeline" durchläuft. In dieser Zeit werden die ausgelesenen Detektorsignale zwischengespeichert, um dann je nach Triggerentscheidung verworfen oder digitalisiert zu werden.

Jeder der "Subdetektoren" von H1 (z.B. die Spurrkammern, das LAC und der Elektron-Tagger) umfaßt ein oder mehr "Trigger-elemente". Zwei solcher "Trigger-elemente", die für Untersuchungen von Photoproduktion von Bedeutung sind, sind der "ETAG-Trigger", der anspricht, sobald im Elektron-Tagger Energie deponiert wird, sowie ein bestimmter Spurerkennungstrigger, der "DC- $r\phi$ -Trigger". Ein weiterer Spurtrigger, der " t_0 -Trigger" spricht an, wenn die Bestimmung eines sinnvollen Kollisionszeitpunkts aus den Spurrkammerdaten möglich ist. Insgesamt gibt es 128 solcher "Trigger-elemente", die auf Ebene 1 über verschiedene logische Verknüpfungen zu sog. "Subtriggern" zusammengefaßt werden. Ein Ereignis wird auf Ebene 1 akzeptiert, wenn wenigstens einer der 128 "Subtrigger" angesprochen hat. Durch die geringe Akzeptanzrate auf Ebene 1 kommt es hier zu keinen Totzeiten. Erst von Ebene 2 an treten Totzeiten auf, die vom Beginn der Bearbeitung eines Ereignisses bis zur Triggerentscheidung dauern. Innerhalb der ersten beiden Ebenen findet bereits eine Rekonstruktion der z -Koordinate des primären Vertex, kurz " z -Vertex", statt. Mit Hilfe dieser Information und Informationen vom weiter unten beschriebenen "ToF-System" können eindeutige Hintergrundereignisse, d.h. solche bei denen die primäre Wechselwirkung sehr weit vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt stattfand, identifiziert werden. Auf Triggerebene 3 und 4 werden bereits physikalische Größen berechnet und die Triggerentscheidung von ihrem Wert abhängig gemacht. Diese Stufen sind daher "Software-Trigger". Auf Ebene 4, auch "Filterfarm" genannt, werden mehrere Ereignisse parallel verarbeitet. Triggerbedingungen können vom Anwender in einfacher Weise vorgegeben werden. Hier erfolgt auch bereits eine teilweise Rekonstruktion der Ereignisse, die aber nur so lange fortgeführt wird, bis eine Triggerentscheidung erreicht ist.

Ereignisse verlassen Triggerebene 4 noch mit einer Frequenz von ca. 5 Hz. Alle Ereignisse, die bis zu diesem Punkt nicht abgelehnt wurden, werden zunächst der vollständigen Rekonstruktion durch das Programm H1REC unterzogen.

Im Fall von Kalorimeter-Daten rechnet H1REC etwa von den in den einzelnen Kalorimeter-Komponenten nachgewiesenen Schauern auf die vom auslösenden Teilchen abgegebene Energie zurück. Dabei wird Hintergrundrauschen unterdrückt. Eine weitere Aufgabe von H1REC ist die Zusammenfassung von einzelnen Zellen zu "Clustern", wobei eine Zuordnung der Teilchen entsprechend ihrer Zugehörigkeit zu Teilchenschauern angestrebt wird. Die Vereinigung von Zellen zu Clustern erfolgt zunächst innerhalb eines Detektormoduls, bevor modulübergreifende Cluster gebildet werden.

Die bei der Rekonstruktion gewonnenen Daten werden auf "POTs"¹³ abgespeichert.

Im Anschluß daran werden die aufgezeichneten Ereignisse verschiedenen physikalisch motivierten Klassen zugeordnet. Außerdem wird versucht, bis zu diesem Punkt gelangte

¹³Physics events On Tape

Hintergrundereignisse zu erkennen. Gegebenenfalls wird diese Information mit dem Ereignis abgespeichert. Dieser Schritt wird häufig als "Triggerebene 5" bezeichnet. Schließlich werden Ereignisse aus den POTs gemäß ihrer Klassenzugehörigkeit zu kleineren Sätzen zusammengefaßt und in "DSTs¹⁴" abgelegt, die dann weiter selektiert und zu physikalischen Analysen bestimmter Ereignissorten benutzt werden können.

1.4 Hintergrundereignisse

Verschiedene vorkommende Typen von Ereignissen sind physikalisch wenig aufschlußreich und müssen vor der Analyse erkannt und ausgesondert werden. Solche "Hintergrundereignisse" sind im einzelnen:

1. Trotz permanenter Kollimation der beiden Strahlen kann es zu Kollisionen einzelner Teilchen mit der Wand des Strahlrohrs kommen. Solche unerwünschten Kollisionen erzeugen gewöhnlich eine große Anzahl Teilchen in der ursprünglichen Strahlrichtung.
2. Obwohl in den Strahlrohren ein hohes Vakuum aufrecht erhalten wird, finden häufig Kollisionen der Strahlteilchen mit Gasatomen statt. Solche Ereignisse werden als Protonstrahl-, bzw. Elektronstrahl-Gas-Ereignisse bezeichnet. Auch bei dieser Art von Hintergrund werden hohe Energien in der Richtung des betreffenden Strahls abgegeben. Elektronstrahl-Gas-Ereignisse deponieren oft hohe Energien im Elektron-Tagger, während sich Protonstrahl-Gas-Ereignisse durch hohe hadronische Aktivität in Vorwärtsrichtung und damit einen niedrigen Wert des nach der Jacquet-Blondel-Methode berechneten "Bjorken- γ " auszeichnen ($\gamma_{JB} \equiv \sum_i (E^i - p_z^i) / (2E_e)$, wobei E_e die Energie des Strahlelektrons ist und sich die Werte von E^i und p_z^i unter der Annahme verschwindender Massen jeweils auf die i -te Kalorimeterzelle beziehen).
3. Strahl-Gas-Ereignisse finden entlang des gesamten Strahlrohrs statt. Insbesondere der Protonstrahl ist daher ständig von den Überresten solcher Reaktionen umgeben. Die Überrestteilchen zerfallen u.a. in Myonen, die zum Detektor gelangen können. Sie erzeugen typischerweise Spuren, die nahezu parallel zur Strahlachse verlaufen. Ereignisse mit solchen Spuren werden als "Halo-Ereignisse" bezeichnet.
4. Der Detektor wird permanent von kosmischen Myonen getroffen, die ebenfalls Signale erzeugen. Solche "kosmischen" Ereignisse sind physikalisch uninteressant und müssen von den hier betrachteten Photoproduktionsereignissen abgegrenzt werden. Sie weisen eine relativ eindeutige Signatur in Form einer einzelnen Spur auf, die den Detektor vollständig durchquert. Zusätzlich können durch Abstrahlung von Photonen elektromagnetische Schauer im Kalorimeter auftreten.

¹⁴Data Summary Tapes

1. Das Experiment

5. Schließlich kann bei einer Beschränkung auf Elektron-Tagger-Ereignisse der Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow e\gamma$ durch Überlagerung mit anderem Hintergrund Photoproduktionsereignisse vortäuschen und bildet damit eine weitere Quelle von Hintergrundereignissen.

Der H1-Detektor ist mit verschiedenen Einrichtungen ausgestattet, um Hintergrundereignisse direkt zu erkennen. So sind zwischen BEMC und hinterer Endkappe der Eiseninstrumentierung zwei mit Szintillatoren bestückte Wände senkrecht zum Strahlrohr angebracht. Wird in diesem "Time of Flight"-System (ToF) ein Signal gemessen, das in keinem zeitlichen Bezug zu einer möglichen Wechselwirkung steht, so kann auf ein Hintergrundereignis geschlossen werden, und ein entsprechendes Bit auf Triggerebene 1 wird gesetzt. Eine ähnliche Aufgabe erfüllen die vordere und hintere "Veto-Wand" bei $z = -8,1$ m, bzw. $z = -6,5$ m, die ebenfalls mit Szintillatoren versehen sind. Sowohl das ToF-System als auch die Veto-Wände verwenden die Information über den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt von der HERA-Zeitbasis ("HERA-Uhr").

Neben den genannten Hintergrundquellen müssen natürlich die betrachteten Ereignisse von anderer Physik abgegrenzt werden. Bei einer Betrachtung von Photoproduktionsereignissen stellen tiefinelastische Prozesse die Hauptquelle für diese Art von Hintergrund dar.

Auf Triggerebene 1 ist nur eine unvollständige Hintergrunderkennung möglich. Mit Hilfe welcher Selektionskriterien die genannten Formen von Hintergrund in den verwendeten Ereignissen weiter herausgefiltert wurden, ist in Abschnitt 5.3 erläutert.

2. Photoproduktion

2.1 Definition und Klassifizierung

Photoproduktionsereignisse sind nach Definition Kollisionen quasi-reeller Photonen mit Protonen. Elektron-Proton-Collider eignen sich zum Studium solcher Ereignisse, wobei das wechselwirkende Photon von dem einfallenden Elektron abgestrahlt wird. Da im Gegensatz zu "tiefinelastischen" Prozessen ein quasi-reelles Photon gefordert wird, ist der durch das Photon übertragene Impuls Q^2 klein. Unter solchen Bedingungen sagt die QED einen geringen Streuwinkel des einfallenden Elektrons voraus.

In einigen der unter Photoproduktion fallenden Prozesse reagiert das Photon, indem es direkt an Konstituenten des Protons koppelt. Solche Prozesse werden als "direct" Prozesse bezeichnet und sind in der Regel in dem Sinne "hart", daß der Impulsübertrag der Reaktion gering ist, was sich im Auftreten einzelner Partonen mit transversalen Impulsen von mehreren GeV bemerkbar macht.

In anderen Prozessen fluktuiert das Photon zunächst in ein Quark-Antiquark-Paar, bzw. ein Meson mit den entsprechenden Quantenzahlen und wechselwirkt dann als solches. Im letzteren Fall wird das Photon Eigenschaften eines Hadrons aufweisen. Berechnungen von Prozessen dieser Art mit niedrigem transversalem Impuls wurden auf der Grundlage des Vektormeson-Dominanz- oder kurz VMD-Modells durchgeführt, in dem das Photon wie ein Vektormeson mit den entsprechenden Quantenzahlen behandelt wird. Zu dieser Kategorie, deren Vertreter wir als VMD-Prozesse bezeichnen, zählen u.a. die in Abschnitt 1.2 erwähnten elastischen und inelastischen diffraktiven Prozesse.

Neben den Prozessen aus der diffraktiven Gruppe treten nicht-diffraktive VMD-Prozesse auf, bei denen das Proton nicht erhalten bleibt. Es wechselwirkt vielmehr nur ein Parton des Protons, während die übrigen Partonen weitgehend unbeeinflusst bleiben und ihren ursprünglichen Impuls beibehalten. Da das wechselwirkende Parton einen sehr viel höheren transversalen Impuls als die restlichen Bestandteile des ursprünglichen Protons besitzt, fragmentiert das gesamte System in ein Bündel von Hadronen, den "Protonrest". Der Protonrest trägt gewöhnlich den Großteil der Energie des Strahlprotons davon und besitzt wiederum sehr geringen transversalen Impuls.

Es kommen sowohl "weiche", als auch "harte" nicht-diffraktive Prozesse vor, wobei die "Härte" eines Prozesses wie oben beschrieben durch hohe transversale Impulse einzelner ausgehender Partonen gegeben ist. In "weichen" Reaktionen wird im Gegensatz dazu eine größere Anzahl Teilchen mit transversalen Impulsen von einigen hundert MeV produziert. Ein exakter Grenzwert für p_{\perp} ist nicht definiert.

2. Photoproduktion

Harte Prozesse der nicht-diffraktiven Kategorie werden als "resolved" Prozesse bezeichnet. Bei "resolved" Ereignissen tritt neben dem Protonrest noch ein Photonrest auf, der aus den nicht-wechselwirkenden Partonen des Photons herrührt und grob in Richtung des einfallenden Elektrons gerichtet ist, aber häufig unter so großem Winkel zum Strahlrohr austritt oder so weit auffächert, daß er im Detektor sichtbar ist.

Der transversale Impuls der Komponenten des Photons kann bei Ereignissen, in denen das ausgetauschte Photon über seinen Partonengehalt mit dem Proton wechselwirkt, gewöhnlich vernachlässigt werden. Es treten aber auch sogenannte "anomale" Prozesse auf, bei denen die Partonen hohes relatives p_{\perp} aufweisen. Solche Prozesse sind hart und lassen sich nicht mehr mit dem VMD-Modell beschreiben.

Im Gegensatz zu weichen Prozessen sind Prozesse mit hohem p_{\perp} ausgehender Partonen perturbativ berechenbar und daher von besonderem theoretischem Interesse. Die folgenden Analysen beschränken sich auf harte Photoproduktion, also "direct" und "resolved" Prozesse.

Derjenige Teil eines harten Photoproduktionsprozesses, von dem die harten Partonen ausgehen, heißt "zugrundeliegender harter Prozeß". Er ist charakterisiert durch den Austausch eines hochvirtuellen Teilchens zwischen harten Partonen, ist also punktförmig.

Daß bei "resolved" Ereignissen jeweils nur ein einzelnes Parton von Proton und Photon wechselwirkt, ist eine nähernde Annahme. Tatsächlich finden auch Wechselwirkungen zwischen den verbleibenden Partonen statt. Solche zusätzlichen Reaktionen, "multiple interactions" genannt, sind aus $p\bar{p}$ -Kollisionen bekannt und werden von einigen Generatorprogrammen in Form von weichem Gluonenaustausch berücksichtigt, indem mit einer gewissen Häufigkeit mehrere voneinander unabhängige Parton-Reaktionen innerhalb einer einzelnen Hadron-Hadron-Kollision erzeugt werden. Das Generatorprogramm PYTHIA 5.6, mit dem die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse generiert wurden, ist mit einer Option für die Erzeugung von "multiple interactions" ausgestattet.

Beispiele von Feynman-Graphen, die zu "direct" und "resolved" Prozessen beitragen, sind in Abbildung 2.1, bzw. 2.2 dargestellt (vgl. [2]).

Bei "direct" Ereignissen werden die folgenden zugrundeliegenden Prozesse betrachtet [14]:

$$\gamma g \longrightarrow q\bar{q}$$

$$\gamma q \longrightarrow gq$$

Zu "resolved" Ereignissen tragen die folgenden Prozesse bei:

$$qq \longrightarrow qq$$

$$qg \longrightarrow qg$$

$$gg \longrightarrow gg$$

$$gg \longrightarrow q\bar{q}$$

$$q\bar{q} \longrightarrow q\bar{q}$$

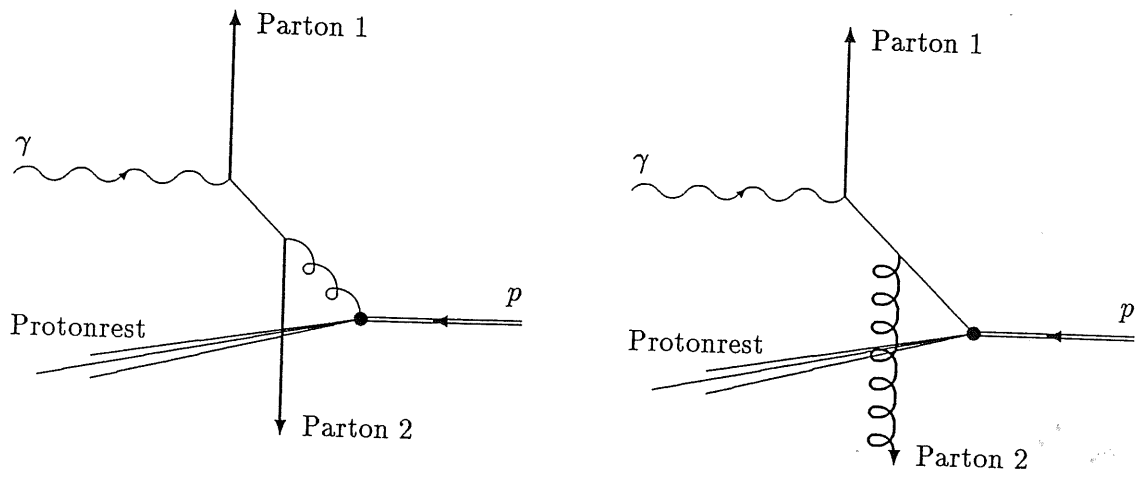


Abbildung 2.1: Zwei Graphen zur "direct" Photoproduktion: Photon-Gluon-Fusion (links) und QCD-Compton-Prozess (rechts)

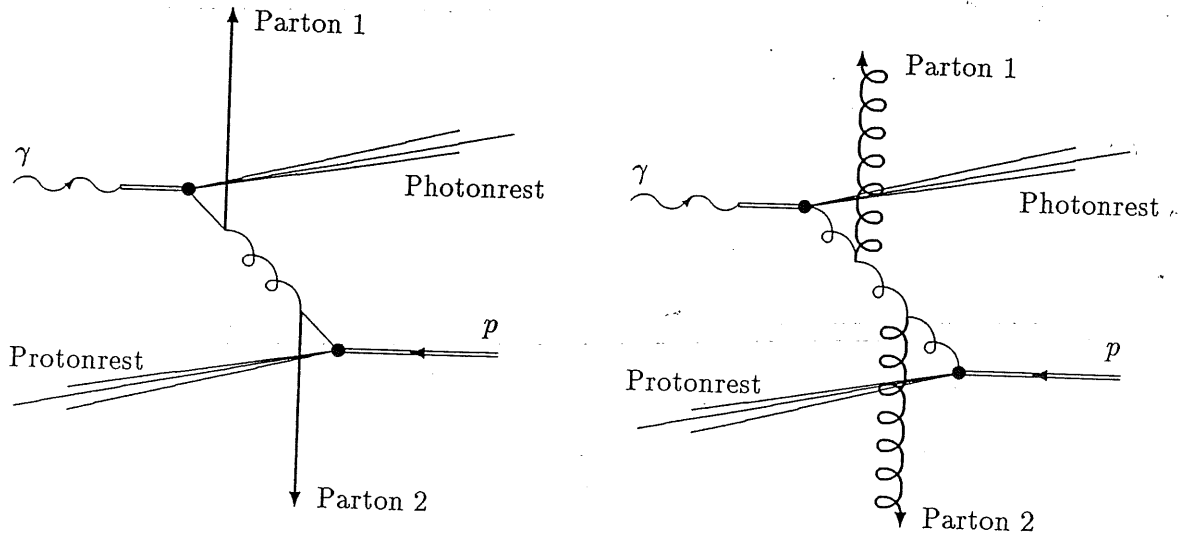
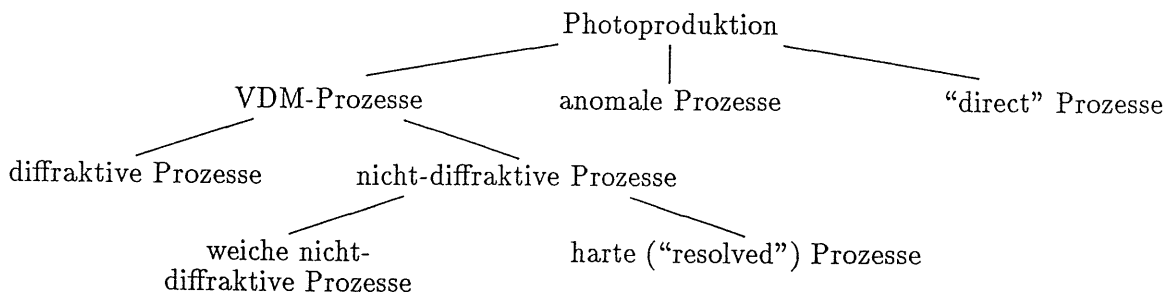


Abbildung 2.2: Zwei Graphen, die zu "resolved" Photoproduktion beitragen

2. Photoproduktion

Insgesamt ergibt sich aus dem Gesagten die folgende Einteilung von Photoproduktionsergebnissen:



2.2 Kinematische Größen in der Photoproduktion

Die stattfindenden ep -Kollisionen haben die allgemeine Form

$$ep \longrightarrow eX,$$

wobei X für alle aus dem Prozeß hervorgehenden Teilchen steht. Bezeichnet man mit p_h , p_e und p'_e die Viererimpulse von einfallendem Proton, einfallendem, bzw. gestreutem Elektron, so werden Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen in Photoproduktion mit Hilfe verschiedener kinematischer Größen angegeben, die aus dem Studium tiefinelastischer Streuprozesse bekannt sind.

Der vom Elektron übertragene Impuls wird mit $q \equiv p_e - p'_e$, sein Quadrat mit $Q^2 \equiv -q^2$ bezeichnet. Bei der Betrachtung von Photon-Proton-Kollisionen ist die invariante Masse des γp -Systems $W \equiv \sqrt{(q + p_h)^2}$ von größerer Bedeutung als die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \equiv \sqrt{(p_h + p_e)^2}$. W kann als die gesamte hadronische invariante Masse des aus der Reaktion hervorgehenden hadronischen Systems gemessen werden.

Der transversale Impuls eines der harten Partonen im Ruhesystem des zugrundeliegenden Prozesses, \widehat{p}_\perp , wird als Maß für die Härte eines Prozesses verwendet.

Der vom Strahlelektron übertragene Energieanteil ("Bjorken- y -Variable") ist durch

$$y \equiv \frac{p_h q}{p_h p_e}$$

definiert. Es gilt

$$y = \frac{E - E'}{E},$$

wobei E und E' die Energien von einfallendem, bzw. gestreutem Elektron im Proton-Ruhesystem sind. y ist also der relative Energieverlust des Elektrons. Wird das Elektron, wie im Falle von Photoproduktion, nur unter sehr geringem Winkel gestreut, so gilt obige

Formal auch näherungsweise im Laborsystem. Bei Untersuchungen von Ereignissen mit Elektron-Tagger-Signal ist E' bekannt und damit die Bestimmung von y über obige Formel möglich. Alternativ kann y mit der "Jacquet-Blondel-Formel" experimentell ermittelt werden [3]:

$$y_{JB} = \sum_i \frac{E^i - p_z^i}{2E}$$

Dabei läuft die Summe über alle hadronischen Detektoreinträge, E^i und p_z^i sind Energie und z -Komponente des Impulses jedes Eintrags, und E ist die Energie des einfallenden Elektrons.

Da y den Energieverlust des Elektrons darstellt, ist ys die gesamte invariante hadronische Masse. Im Zusammenhang mit harter Photoproduktion wird außerdem die invariante Masse beider harter Partonen häufig mit \hat{s} und die invariante Masse von harten Partonen und Photonrest mit \hat{s} bezeichnet. Für "resolved" Prozesse ergeben sich daraus die folgenden Ausdrücke für die von der Photon- und Protonseite in den harten Prozeß eingehenden Impulsanteile ("Bjorken- x -Variablen") [14]:

- vom Photon in den harten Prozeß eingehender Impulsanteil:

$$x_\gamma \equiv \frac{\hat{s}}{\hat{s}}$$

- vom Proton in den harten Prozeß eingehender Impulsanteil:

$$x_p \equiv \frac{\hat{s}}{ys}$$

Im Fall von "direct" Photoproduktion ist $x_\gamma \equiv 1$, und x_p ist durch

$$x_p \equiv \frac{\hat{s}}{ys}$$

definiert.

Experimentell messen lassen sich beide "Bjorken- x -Variablen" mit Hilfe der folgenden Formeln:

$$x_\gamma = \frac{\widehat{p}_\perp (e^{-\eta_1} + e^{-\eta_2})}{2E_\gamma}$$

$$x_p = \frac{\widehat{p}_\perp (e^{\eta_1} + e^{\eta_2})}{2E_p}$$

Wie in der Hochenergiephysik üblich, wird anstelle des polaren Winkels θ häufig die "Pseudorapidität" $\eta \equiv -\log \tan \theta/2$ angegeben, die im Fall vernachlässigbarer Teilchenmassen, der bei HERA generell gegeben ist, etwa gleich der "Rapidität" $(1/2 \cdot \ln(E + p_z)/(E - p_z))$ ist. Im Gegensatz zu θ ändert sich die Rapidität unter Lorentz-Boosts entlang der z -Richtung nur um eine additive Konstante. Differenzen in η sind also nahezu invariant unter solchen Transformationen, was die Verwendung der Pseudorapidität in vielen Berechnungen vorteilhafter macht.

2.3 Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen

Der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton-Kollisionen kann in Abhängigkeit vom γp -Wirkungsquerschnitt für transversal (σ_T) und longitudinal (σ_L) polarisierte ausgetauschte Photonen wie folgt geschrieben werden [2]:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{Q^2} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{y} \sigma_T(y, Q^2) + 2(1-y)\sigma_L(y, Q^2) \right]$$

Hier ist α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung, und die kinematischen Variablen Q^2 und y sind wie in Abschnitt 2.2 definiert. Bei den hier betrachteten niedrigen Werten von Q^2 läßt sich σ_L vernachlässigen, und der ep -Wirkungsquerschnitt kann in der faktorisierten Form

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{yQ^2} \sigma_{\gamma p}$$

geschrieben werden, wobei

$$\sigma_{\gamma p} \approx \sigma_T(y, Q^2) \text{ mit } Q^2 \approx 0$$

der gesamte γp -Wirkungsquerschnitt und der Faktor links die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Photons durch das Strahlelektron ist. Integration ergibt

$$\sigma_{ep} = \int dy f_{\gamma,e}(y) \sigma_{\gamma p}$$

mit

$$f_{\gamma,e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln\left(\frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}\right)$$

Dabei wurde die Gültigkeit der "Weizsäcker-Williams-Näherung" (WWA) angenommen, wonach der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ unabhängig von der Variablen Q^2 ist. Die Integrationsgrenzen Q_{min}^2 und Q_{max}^2 sind je nach dem experimentellen Aufbau durch den Gültigkeitsbereich der WWA gegeben.

Gemäß der in Abschnitt 2.1 getroffenen Einteilung der zur Photoproduktion zählenden Prozesse läßt sich der gesamte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ dieser Ereignisse als Summe der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Ereignistypen

$$\sigma_{\gamma p} = \sigma_{VMD} + \sigma_{anomal} + \sigma_{dir}$$

schreiben, wobei in σ_{VMD} der Querschnitt σ_{res} für "resolved" Ereignisse enthalten ist. Der Wirkungsquerschnitt σ_{hart} für harte Photoproduktion ist dann die Summe der Querschnitte σ_{dir} für "direct" und σ_{res} für "resolved" Ereignisse. Da bei harten Prozessen die zugrundeliegende partonische Reaktion als von der Entstehung der Restjets losgelöst betrachtet werden kann, läßt sich $\sigma_{\gamma p}$ schreiben als:

$$\sigma_{hart} = \sum_{i,j,k,l} \int_0^1 dx_p \int_0^1 dx_\gamma P_{i,\gamma}(x_\gamma, Q^2) P_{j,p}(x_p, Q^2) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow kl}(Q^2)$$

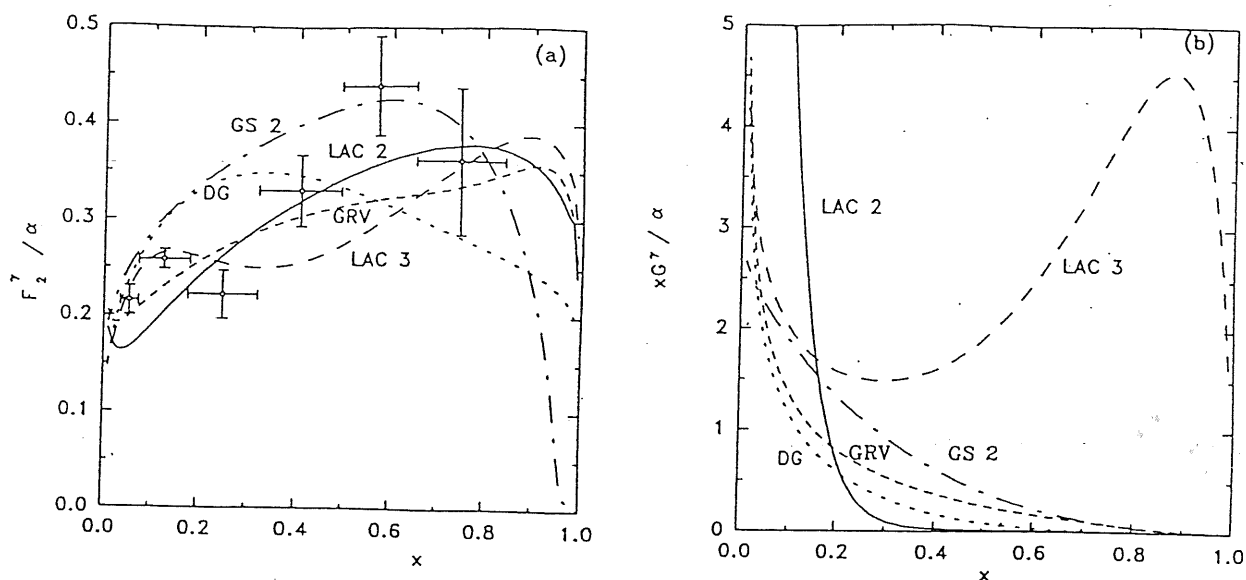


Abbildung 2.3: Verlauf der Strukturfunktion F_2^{γ} und Gluondichtefunktion $xG(x)$ des Photons in Abhängigkeit von x nach verschiedenen Parametrisierungen der Partondichten, sowie Daten von [9]

Dabei laufen die Indizes i, j, k und l über alle vorkommenden Partonarten, also Quarks, Antiquarks und Gluonen. $P_{i,\gamma}$ und $P_{j,p}$ sind die Partonverteilungen der i -ten, bzw. j -ten Partonsorte im Photon, bzw. Proton. $\hat{\sigma}_{ij}$ sind die Wirkungsquerschnitte der im vorigen Abschnitt aufgelisteten elementaren Prozesse mit einfallenden Teilchen der Sorte i und j . Für "direct" Prozesse ist $P_{i,\gamma}$ von der Form $\delta(1 - x_{\gamma})$.

Für die Parton-Dichteverteilungen im Photon existieren eine Anzahl verschiedener Parametrisierungen [2]:

- Drees und Grassie (DG) [4]
- Levy, Abramowicz und Charchula (LAC) [5]
- Glück, Reya und Vogt (GRV) [6]
- Gordon und Storrow (GS) [7]

Die Unterschiede der einzelnen Parametrisierungen in der Strukturfunktion F_2^{γ} , die sich aus den entsprechenden Parton-Dichteverteilungen ergibt, sind in Abbildung 2.3 dargestellt [8]. Rechts sind die Gluondichtefunktionen des Photons $xG(x)$ (die Anzahl an

2. Photoproduktion

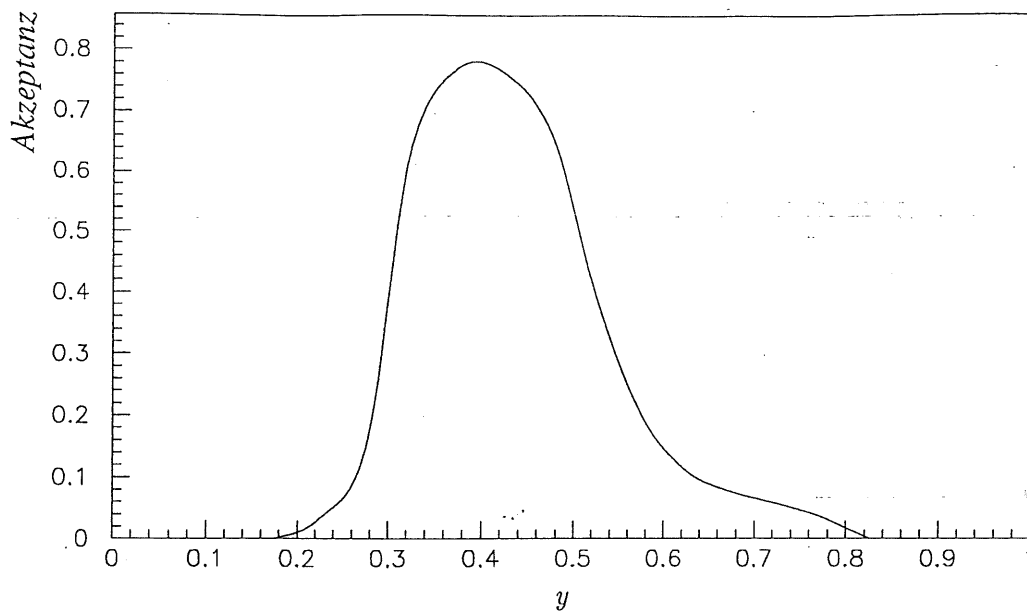


Abbildung 2.4: y -Akzeptanz des Elektron-Taggers

Gluonen, die einen Impulsbruchteil x des Photons tragen) für die entsprechenden Parametrisierungen abgetragen.

Während der ersten Runperiode 1992 wurde der gesamte γp -Wirkungsquerschnitt am H1-Detektor bei einer mittleren Energie W des hadronischen Systems von 195 GeV zu

$$159 \pm 7(\text{stat}) \pm 20(\text{syst}) \mu\text{b}$$

gemessen. Eine weitere Messung auf der Grundlage der Daten von 1993 ergaben bei demselben Wert von W :

$$156 \pm 2(\text{stat}) \pm 18(\text{syst}) \mu\text{b}$$

2.4 Photoproduktion bei H1

Mit dem Elektron-Tagger ist bei H1 eine einfache Möglichkeit gegeben, Photoproduktionsereignisse zu selektieren. Nachteil einer ausschließlichen Verwendung von Ereignissen mit Elektron-Tagger-Signal ist die beschränkte Akzeptanz des Taggers. Sie erlaubt ein Studium von Photoproduktionsereignissen im kinematischen Bereich $0,2 < y < 0,8$ und $3 \cdot 10^{-8} < Q^2 < 10^{-2} \text{GeV}^2$. Abbildung 2.4 zeigt die y -Akzeptanz des Elektron-Taggers.

Abbildungen 2.5 und 2.6 zeigen zwei eindeutige harte Photoproduktionsereignisse der "direct", bzw. "resolved" Kategorie, die während der Runperiode 1993 bei H1 aufgezeichnet wurden. In der linken Hälfte der Abbildungen ist jeweils eine Seitenansicht des Spurkammersystems und aller Kalorimeterkomponenten mit Ausnahme des Tailcatchers dargestellt. Der rechte obere Teil der Abbildungen zeigt das LAC und die zentralen

2.4 Photoproduktion bei H1

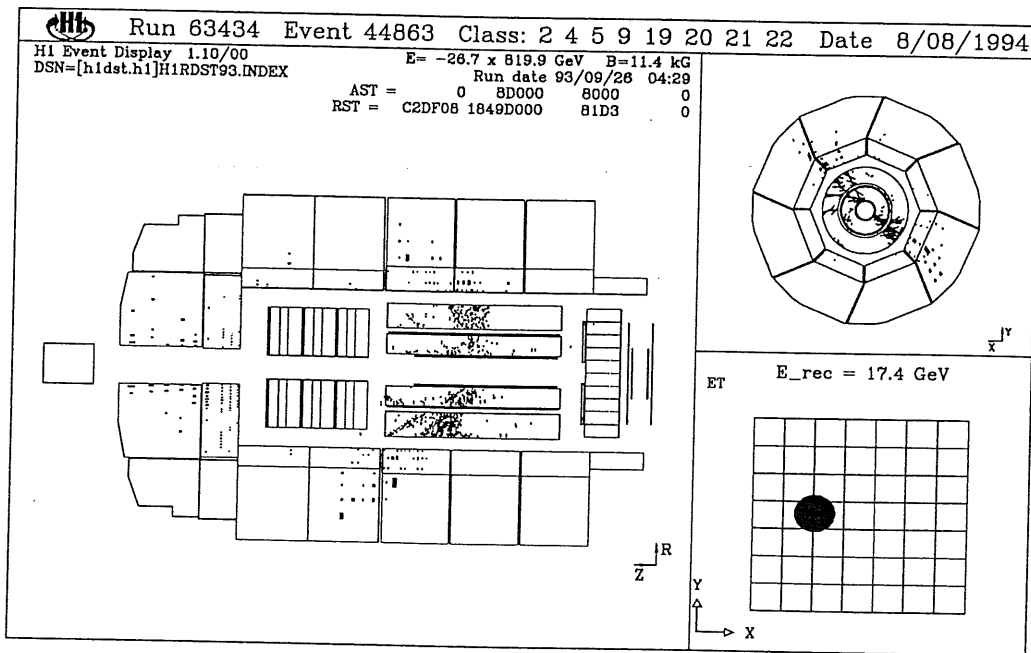


Abbildung 2.5: Hartes Photoproduktionsereignis, "direct" Variante

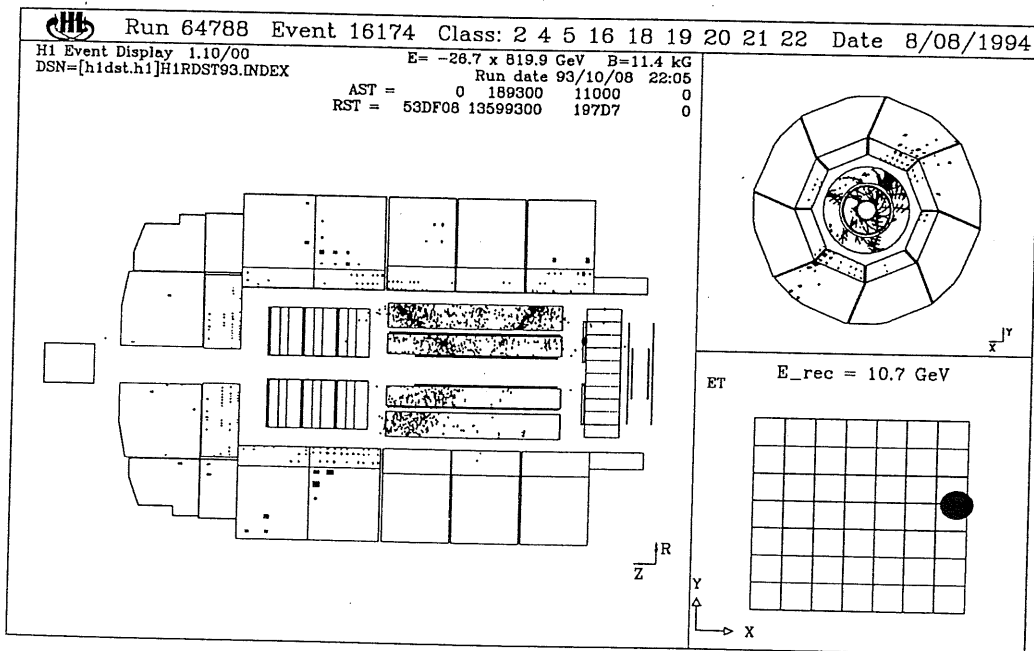


Abbildung 2.6: Hartes Photoproduktionsereignis, "resolved" Variante

2. Photoproduktion

Spurkammern in der $r\phi$ -Ebene, der rechte untere Teil den Elektron-Tagger mit der dort deponierten Energie. In beiden Ereignissen sind deutlich die beiden harten Jets aus dem zugrundeliegenden Prozeß zu erkennen, die in der $r\phi$ -Ebene "back-to-back" erscheinen. Die transversale Energie der beiden Jets liegt im Fall des "direct" Ereignisses bei etwa 11 und 17 GeV, bei dem "resolved" Ereignis bei 12 und 13 GeV. Ebenfalls deutlich zu sehen sind die Randbereiche des Protonrests dicht um das Strahlrohr in positiver z -Richtung. Die Energie des Protonrests beträgt in beiden Fällen ca. 780 GeV. In Abbildung 2.6 tritt zusätzlich ein deutlicher Photonrest auf. Sein Zentrum liegt bei einer Pseudorapidität von etwa $\eta = -1$, sein transversaler Impuls bei etwa 5,5 GeV und seine Energie bei 7,5 GeV. Wie gefordert weisen beide Ereignisse Elektron-Tagger-Einträge auf. Die deponierten Energien von 17,4 GeV, bzw. 10,7 GeV sind jeweils in den Abbildungen vermerkt.

3. Jets

In vielen bei Experimenten an Teilchendetektoren stattfindenden Ereignissen beobachtet man, daß Teilchen in Form von Bündeln aus der Kollision hervorgehen, die in einem mehr oder weniger engen Raumwinkelbereich konzentriert sind. Solche Teilchenbündel werden als "Jets" bezeichnet. Die Jet-Struktur eines Ereignisses kann mehr oder weniger deutlich ausgeprägt sein. Ein Ereignis, das überhaupt keine solche Struktur aufweist, dessen Impulse also gleichmäßig über den gesamten azimutalen und polaren Bereich verteilt sind, wird häufig als "kugelförmig" bezeichnet. Um ein Maß für die "Jetartigkeit" eines Ereignisses angeben zu können, wurden verschiedene globale Funktionen aller aus einem Ereignis hervorgehender Teilchen eingeführt [15, 16]. Die wichtigsten solcher Funktionen sind in Anhang A beschrieben.

Besitzt ein Ereignis Jetstruktur, so kann eine Analyse der Eigenschaften der beobachteten Jets Aufschluß über die unmittelbar aus dem zugrundeliegenden Prozeß hervorgehenden Partonen gewonnen werden.

Dieses Kapitel befaßt sich mit der Möglichkeit solcher Rückschlüsse und mit der Frage nach einer exakten Definition des Begriffs "Jet".

3.1 Entstehung von Jets

Abbildung 3.1 zeigt den typischen Verlauf eines harten Photoproduktionsereignisses (vgl. [10]), in diesem Fall der "direct" Variante. Noch vor dem eigentlichen harten Prozeß (I) kann es zur Abstrahlung von Teilchen, sog. "initial state radiation", kommen. Die aus dem harten Prozeß hervorgehenden Partonen, hier ein $q\bar{q}$ -Paar, strahlen in einer ersten Phase des Prozesses zunächst Gluonen ab, aus denen sich durch weitere Abstrahlung "Parton-Schauer" entwickeln (II). Manche Generatorprogramme verwenden das Konzept solcher "Parton-Schauer" als Ersatz für exakte Berechnungen von Matrixelementen in höherer Ordnung in QCD-Störungsrechnung. Im Verlauf der nächsten Phase fragmentieren die so entstandenen Partonen in farblose Hadronen (III). Die Fragmentierung wird zwar prinzipiell durch die QCD beschrieben, ist jedoch nicht perturbativ berechenbar. Bei der Monte-Carlo-Simulation dieser Phase behilft man sich daher mit phänomenologischen Modellen, von denen man hofft, daß sie den tatsächlichen Verlauf in guter Näherung beschreiben.

In der folgenden Phase (IV) können die so entstandenen Hadronen weiter in "stabile"

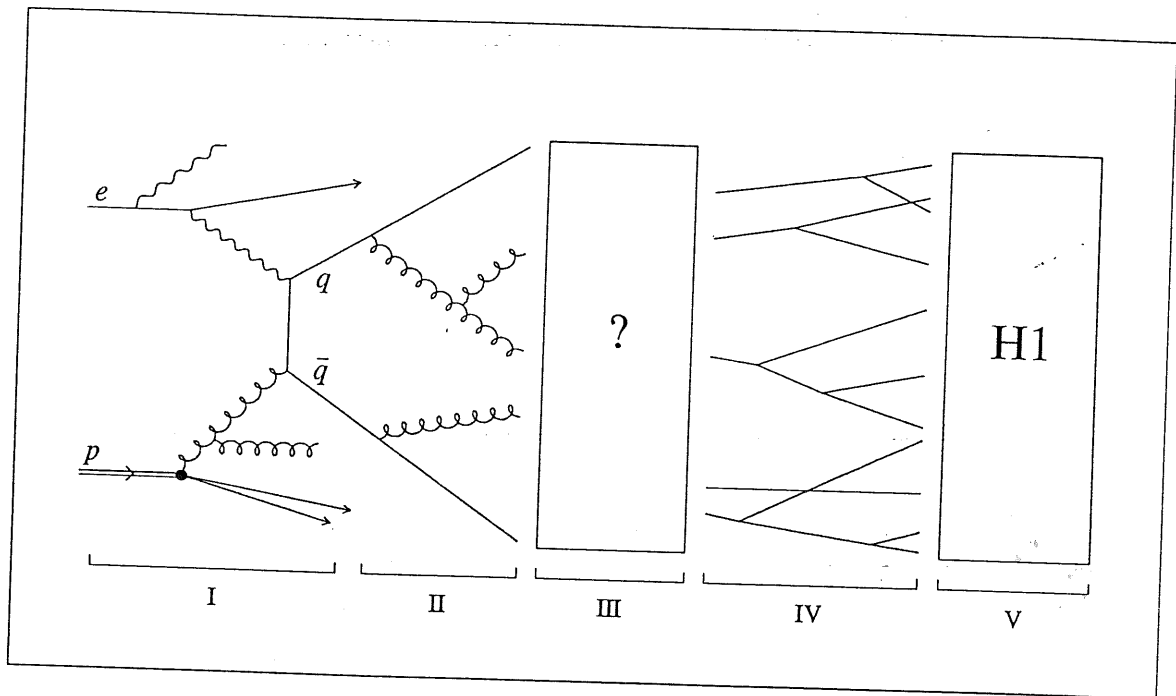


Abbildung 3.1: Ereignisverlauf von Partonenebene (I) bis Detektorebene (V)

Hadronen zerfallen, die schließlich im Detektor nachgewiesen werden (V).

3.2 Parton-Schauer-Modelle

Auch für die Abstrahlung von Gluonen in Phase (II) existieren alternative Modelle. In Abbildung 3.1 dargestellt ist der Verlauf gemäß dem "Parton Shower Model" (PSM). Hier wird ein Gluon von einem der Partonen abgestrahlt. Die entstandenen Gluonen strahlen weitere Gluonen ab, so daß sich ein baumartig verzweigter Graph, ein "Parton-Schauer" im engeren Sinn, ergibt.

Nimmt man an, daß die Charakteristika eines bestimmten Parton-Schauer-Modells auch während der Hadronisierung erhalten bleiben, so steht zu erwarten, daß sich im Rahmen des PSM jedes der entstehenden Hadronen einem der ursprünglichen Partonen zuordnen läßt, aus dessen Schauer es hervorgegangen ist.

Die Entstehung von Jets läßt sich damit auf den gemeinsamen Ursprung mehrerer Hadronen innerhalb eines Parton-Schauers zurückführen. Wenn das PSM bei den betrachteten Ereignissen in guter Näherung als zutreffend betrachtet werden kann, ist daher eine starke Korrelation zwischen den beobachteten hadronischen Jets und den ursprünglichen harten Partonen zu erwarten. Es sollte jedem harten Parton ein Jet zugeordnet werden können, der mit dem Parton in seinen kinematischen Größen weitgehend übereinstimmt. Eine andere Betrachtungsweise des Prozesses der Gluon-Abstrahlung, das "Colour Dipole Model" (CDM), basiert auf der Vorstellung eines "Strings". Als "String" bezeichnet

man eine Farbflußröhre, die sich zwischen einem Quark und einem Antiquark ausbildet. Annahme des CDM ist, daß ein neues Parton nicht von einem bereits vorhandenen, sondern vielmehr von dem zwischen zwei vorhandenen Partonen bestehenden String abgestrahlt wird. Ein solcher Prozeß würde also eher durch ein Diagramm der in Abbildung 3.2 dargestellten Art beschrieben.

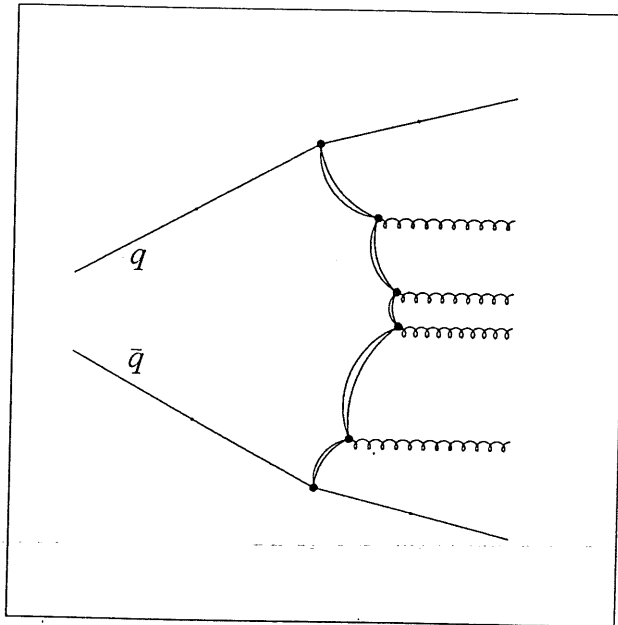


Abbildung 3.2: Gluon-Abstrahlung nach dem "Colour Dipole Model"

Da jedes Parton zwei Mutterteilchen hat, ist im Rahmen dieses Modells eine eindeutige Zuordnung jedes Gluons zu einem Vorgänger und damit auch eine Zuordnung eines Hadrons zu einem der harten Partonen nicht mehr möglich. Unter der Voraussetzung, daß sich auch hier die Signatur des Modells bis zur hadronischen Ebene fortsetzt, ist beim CDM mit einer weniger eindeutigen Beziehung zwischen Hadronen und harten Partonen zu rechnen. Das CDM wurde im Parton-Schauer-Programm "Ariadne" verwendet. Bei der Implementierung strahlt jeweils dasjenige Partonpaar mit der größten Masse ein Gluon ab. Dieses Vorgehen wird so lange fortgeführt, bis die Massen aller Paare unter einem Grenzwert liegen.

3.3 Jet-Analysen

Topologische Funktionen (siehe Anhang A) erlauben die Analyse der globalen Struktur von Ereignissen, sowie die Bestimmung der Achsen von Jets. Um auf die harten Partonen

3. Jets

des zugrundeliegenden Prozesses rückschließen zu können, ist aber eine Bestimmung der kinematischen Größen von Jets nötig. Wie im vorangehenden Abschnitt dargelegt wurde, ist eine eindeutige Beziehung zwischen den auf hadronischer Ebene beobachteten und als "Jets" bezeichneten Objekten und den Partonen aus dem zugrundeliegenden harten Prozeß nicht zu erwarten. Daher gibt es keine exakte Definition des Begriffs "Jet", die insofern "richtig" wäre, als sie eindeutige Rückschlüsse auf die harten Partonen (d.h. ihre Anzahl, kinematische Verteilung usw.) zuließe. Qualitative Vergleiche zwischen der bei Hochenergieexperimenten beobachteten Jet-Kinematik und QCD-Voraussagen der Parton-Kinematik lassen aber dennoch eine deutliche Korrelation zwischen beiden Objekten erkennen. Da der eigentliche Gegenstand der betriebenen Analysen der zugrundeliegende Prozeß ist, dessen Signatur im Detektor durch Fragmentierungseffekte lediglich verwischt wird, ist ein zentraler Bestandteil der Auswertung, von den gemessenen Detektordaten auf diesen harten Prozeß zurückzuschließen. Weisen die betrachteten Ereignisse wie im Fall von harter Photoproduktion Jet-Struktur auf, so liegt es nahe, die Kinematik der Jets zur Bestimmung der Kinematik des harten Prozesses zu nutzen. Um kinematische Eigenschaften eines Jets eindeutig zu bestimmen, ist eine klare Definition des Begriffs "Jet" nötig. Nach dem oben Gesagten geht es weniger darum, die *richtige*, als vielmehr die *zweckmäßigste* Definition des Begriffs "Jet" zu finden. Exakte Definitionen von "Jets" erfolgen gewöhnlich in Form von sog. Jet-Algorithmen, denen das folgende Kapitel gewidmet ist. Einige solcher Algorithmen greifen dabei auf topologische Funktionen zurück.

4. Jet-Algorithmen

Jet-Algorithmen sind Verfahren, mit denen aus einer Reihe von Vierervektoren, in der Regel den Viererimpulsen des Systems von Eingabeobjekten wie Kalorimeter-Zellen, Clustern o.a., die kinematischen Größen von Jets extrahiert werden können. Dabei kann bei einigen Algorithmen die gewünschte Jet-Multiplizität direkt vorgegeben werden, während sie bei anderen vom Algorithmus selbst ermittelt wird, aber indirekt durch die Wahl eines Parameters des Algorithmus bestimmt ist. Eine große Anzahl solcher Algorithmen sind derzeit in Gebrauch. Für eine Reihe von ihnen existieren Implementierungen bei der H1-Kollaboration.

Anforderungen, die an Jet-Algorithmen gestellt werden, sind (siehe [21, 26]):

- Der Algorithmus sollte in experimentellen Analysen einfach zu handhaben und schnell sein.
- Da bei der Beobachtung von Photoproduktionsereignissen bei HERA das Ruhesystem der eigentlichen γp -Wechselwirkung nicht festgelegt ist, sollte das Ergebnis des verwendeten Algorithmus invariant unter Lorentz-Boosts entlang der z -Achse sein.
- Der Algorithmus sollte problemlos in theoretische Berechnungen einzubeziehen sein. Wirkungsquerschnitte für die Produktion von n Jets unter Verwendung des gegebenen Algorithmus in Abhängigkeit von dem gewünschten Algorithmus-Parameter sollten sich auf einfache Weise bestimmen lassen. Dies ist im Fall von hadronischen Kollisionen insbesondere dann der Fall, wenn die n -Jet-Wirkungsquerschnitte für die Ereignisse unter Betrachtung eine ähnliche Faktorisierungsformel

$$\sigma_{hart}^{(n)}(d) = \sum_{i,j,k,l} \int_0^1 dx_p \int_0^1 dx_\gamma P_{i,\gamma}(x_\gamma, Q^2) P_{j,p}(x_p, Q^2) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow kl}^{(n)}(Q^2, d)$$

erfüllen, die auch für den gesamten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{hart} = \sum_n \sigma_{hart}^{(n)}$ gilt (siehe Abschnitt 2.3), so daß die Photon- und Proton-Strukturfunktionen $P_{i,\gamma}$ und $P_{j,p}$ universell verwendbar sind.

- Nach dem oben Gesagten sollten die gefundenen Jets die Partonen des zugrundeliegenden Prozesses möglichst genau widerspiegeln. Die Erfüllung dieser Bedin-

4. Jet-Algorithmen

gung erfordert vor allem Insensitivität des Algorithmus gegenüber dem Fragmentierungsprozeß.

4.1 CONE-Algorithmen

Algorithmen vom "CONE -Typ" wurden zuerst von der UA1-Kollaboration benutzt und dort meist zu den "Cluster-Algorithmen" gezählt [18, 19]. In dieser Arbeit wird der Begriff "Cluster-Algorithmen" anders verstanden. Die Vertreter dieser Gruppe von Algorithmen werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

Bei CONE-Algorithmen werden diejenigen Eingabevektoren, deren E_{\perp} oberhalb einer Schwelle $E_{\perp min}$ liegt, als "Jet-Initiatoren" aufgefaßt. Alle übrigen Eingabevektoren werden zu einem solchen Initiator addiert, sofern sie innerhalb eines "Kegels" um den Initiator liegen, der durch $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R$ definiert ist. $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ sind die Differenzen in Pseudorapazität und azimuthalem Winkel zwischen Initiator und dem zu addierenden Vektor. R und $E_{\perp min}$ sind Parameter, die beliebig gewählt werden können. Mit einem weiteren Parameter $E_{\perp min}^J$ kann vom Anwender eine untere Grenze für die transversale Energie der gefundenen Jets festgesetzt werden. Eingabevektoren, die nicht innerhalb des Kegelradius eines Initiators liegen, werden keinem Jet zugeordnet.

Da die Ergebnis des Algorithmus nur von Differenzen in η und transversalen Energien abhängt, ist Invarianz unter Boosts in z -Richtung gewährleistet.

Die verwendeten Implementierungen von CONE -Algorithmen haben die zusätzliche Eigenschaft, daß nur Eingabevektoren innerhalb eines beschränkten Pseudorapiditätsbereichs verwendet werden und die $\eta - \phi$ -Ebene in eine Raster von "Zellen" unterteilt wird, um eine endliche Detektorauflösung zu simulieren. Die Viererimpulse der Eingabeobjekte werden dann gemäß ihrer Zuordnung zu den einzelnen Zellen neu berechnet, bevor der eigentliche Algorithmus angewandt wird. Der Pseudorapiditätsbereich, sowie die Anzahl an Zellen in η - und ϕ -Richtung können vom Anwender festgelegt werden.

Die Pseudorapiditätsgrenze sollte so abgestimmt werden, daß der Protonrest vollständig außerhalb des Bereichs liegt, da Teile des Protonrests, die in den Algorithmus eingehen, fälschlich zu Jets zusammengefaßt oder anderen Jets zugeordnet werden können. Andererseits darf der Bereich nicht zu klein gewählt werden, damit nicht Teile der aus dem harten Prozeß stammenden Jets abgeschnitten werden.

Während von der UA1-Kollaboration ursprünglich ein Kegelradius von 1 verwendet wurde, einigte man sich auf der Snowmass Conference 1990 im sogenannten "Snowmass Accord" [21] auf einen Kegelradius von 0,7 als den in hadronischen Kollisionen angemessensten Wert. Die hier vorgestellten Analysen wurden mit zwei verschiedenen Versionen des CONE-Algorithmus durchgeführt, die im folgenden genauer beschrieben werden.

4.1.1 CONE-Algorithmus (Version I)

Die ursprüngliche, bei UA1 verwendete Version des Algorithmus, im folgenden als "Version I" bezeichnet, arbeitet nach folgendem Prinzip:

- a) Ordne alle Eingabevektoren nach fallendem E_{\perp} . Diejenigen Vektoren mit $E_{\perp} > E_{\perp min}$ werden potentielle Jet-Initiatoren.

Wiederhole

- (1) Der noch nicht verwendete potentielle Initiator mit dem höchsten E_{\perp} wird Jet-Initiator.
- (2) Addiere alle noch nicht verwendeten Vektoren innerhalb eines durch $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R$ gegebenen Kegels um den Initiator zu diesem.
- (3) Das so erhaltene Objekt wird als Jet akzeptiert, wenn seine transversale Energie über $E_{\perp min}^J$ liegt.

bis alle potentiellen Initiatoren verbraucht sind.

Eine Beschränkung stellt bei dieser Version des CONE-Algorithmus die Tatsache dar, daß die Aufsummierung der Jets in einer festen Reihenfolge verläuft. Überschneiden sich die Kegel dicht benachbarter Initiatoren, so werden Vektoren, die in dem Überschneidungsbereich liegen, zwangsläufig dem Initiator mit höherem E_{\perp} zugeordnet. Eine einmal getroffene Zuordnung kann in einem späteren Durchlauf der Schleife nicht rückgängig gemacht werden.

4.1.2 CONE-Algorithmus (Version II)

Eine abgewandelte Version des CONE-Algorithmus, hier als "Version II" bezeichnet, wurde von A. Rostovtsev und J. Kurzhöfer bei der H1-Kollaboration eingeführt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [20]. Anders als bei der im vorigen Abschnitt beschriebenen Standardversion werden hier zunächst alle Vektoren, die innerhalb eines Kegels um einen Initiator liegen, versuchsweise zu "potentiellen Jets" aufsummiert und dann diejenigen mit dem höchsten E_{\perp} ausgewählt.

- a) Alle Zellen mit $E_{\perp} > E_{\perp min}$ sind potentielle Jet-Initiatoren.
- b) Addiere zu jedem potentiellen Initiator alle Vektoren, die innerhalb eines durch $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R$ gegebenen Kegels um den Initiator liegen. Die so erhaltenen Objekte sind Jet-Kandidaten.
- c) Ordne die Jet-Kandidaten nach fallendem E_{\perp} .

Wiederhole

- (1) Führe die Aufsummierung des Jet-Kandidaten mit dem höchsten E_{\perp} erneut durch (d.h. ohne eventuell bereits verwendete Vektoren).

4. Jet-Algorithmen

- (2) Falls die transversale Energie des so erzeugten Jet-Kandidaten unter $E_{\perp min}^J$ liegt, wird der Initiator verworfen, die enthaltenen Zellen stehen wieder zur Verfügung, und Punkt (1) wird mit dem nächstniedrigeren Initiator durchgeführt.
- (3) Falls die transversale Energie des Jet-Kandidaten kleiner als die des nächstniedrigeren Jet-Kandidaten ist, werden alle potentiellen Jets gemäß Punkt a), b) und c) neu berechnet und dann bei Punkt (1) fortgefahren.
- (4) Ansonsten wird der Kandidat als Jet akzeptiert.

bis alle potentiellen Initiatoren verbraucht sind.

Da die Zuordnung von Zellen zu Initiatoren gegebenenfalls gemäß den Punkten a) bis c) wiederholt werden kann, teilt diese Version des CONE-Algorithmus die im vorigen Abschnitt erwähnte Einschränkung von Version I nicht.

4.2 Cluster-Algorithmen

Die Vertreter einer zweiten großen Gruppe häufig verwendeter Algorithmen sind unter der Bezeichnung "Cluster-Algorithmen" bekannt. Algorithmen vom "Cluster-Typ" arbeiten mit Hilfe zweier Funktionen:

- einem **Abstandsmaß** d , das zwei Viererimpulsen p_1 und p_2 eine positive reelle Zahl $d(p_1, p_2)$ zuordnet, deren Wert ein Maß für den Unterschied beider Impulse sein soll
- einem **Rekombinationsschema** R , das zwei Viererimpulse p_1 und p_2 zu einem neuen Impuls $p' \equiv R(p_1, p_2)$ zusammenfaßt

Ein Minimalwert für das Abstandsmaß, oberhalb dem Jets unterschieden werden sollen, ist vom Benutzer anzugeben. Die Eingabevektoren und alle im Verlauf der Prozedur gebildeten Vereinigungen daraus werden als "Cluster" bezeichnet. Allen Algorithmen dieses Typs gemeinsam ist die folgende Vorgehensweise zur Jet-Bestimmung:

Wiederhole

- (1) Bilde alle möglichen Paare von Clustern und ermittle dasjenige Paar (p_i, p_j) mit minimalem Abstandsmaß $d(p_i, p_j)$
- (2) Falls $d(p_i, p_j) < y_{cut}$ ist, ersetze p_i und p_j in dem System von Clustern durch den rekombinierten Vektor $p' \equiv R(p_i, p_j)$

bis f.a. Paare $d(p_i, p_j) > y_{cut}$ ist.

Im Gegensatz zu Algorithmen vom "CONE-Typ" ist hier prinzipiell ausgeschlossen, daß Eingabeobjekte gar keinem Jet zugeordnet werden. Daher wird auch immer wenigstens ein Jet gefunden.

Ähnlich wie bei Version I des CONE-Algorithmus besteht eine Einschränkung von Cluster-Algorithmen darin, daß eine einmal durchgeführte Vereinigung zweier Cluster in keinem späteren Durchlauf der Schleife zur Clusterbildung mehr abgeändert werden kann. Jede Zusammenfassung zweier Cluster ist endgültig.

Untersucht wurde das Verhalten von vier verschiedenen Cluster-Algorithmen, die im folgenden einzeln vorgestellt werden. Sie unterscheiden sich im Wesentlichen in ihrer Definition des Abstandsmaßes. Alle vorgestellten Algorithmen außer ARCLUS benutzen als Rekombinationsschema die vektorielle Addition der gegebenen Vektoren.

Anders als bei CONE-Algorithmen ist es hier nicht erforderlich, die Jetsuche nur in einem beschränkten Pseudorapiditätsbereich durchzuführen. Es ist möglich und sinnvoll, den Protonrest mit in die Jetsuche einzubeziehen. Ein korrekt arbeitender Cluster-Algorithmus sollte dann den gesamten Protonrest zu einem zusätzlichen Jet zusammenfassen. Der Großteil des Protonrests befindet sich aber im Strahlrohr und ist daher für den Detektor unsichtbar. Bei der Anwendung des Algorithmus auf rekonstruierte Detektorsignale (Kalorimeter-Cluster, Zellen o.a.), insbesondere auf Daten, behilft man sich üblicherweise, indem man die Viererimpulse aller Detektoreinträge aufsummiert und von der Summe der Impulse der einfallenden Teilchen abzieht. Von dem so ermittelten Vektor wird angenommen, daß er in guter Näherung gleich dem fehlenden Protonrest ist. Er wird dann als sogenanntes "Pseudoteilchen" den Eingabevektoren für den Jet-Algorithmus hinzugefügt. Daß die Einführung eines Pseudoteilchens zu deutlich besserer Übereinstimmung von Jets und harten Partonen führt, wurde von Berger und Nisius gezeigt [22]. Die Methode des Pseudoteilchens wurde daher auch in den folgenden Untersuchungen angewandt.

4.2.1 JADE-Algorithmus

Eine Form eines Cluster-Algorithmus, die zuerst 1986 von der JADE-Kollaboration angewandt wurde [23, 24], benutzt als Abstandsmaß den Ausdruck

$$d(p_i, p_j) \equiv \frac{2E_i E_j (1 - \cos \vartheta_{ij})}{W^2},$$

also die gesamte invariante Masse von p_i und p_j unter der Annahme, daß beide für sich masselos sind. Der Algorithmus erfüllt damit näherungsweise die Forderung nach Lorentz-Invarianz unter Boosts in z -Richtung. Zusätzlich wurde auf die gesamte invariante Masse W aller Eingabevektoren normiert.

4.2.2 LUCLUS-Algorithmus

Ein anderer Cluster-Algorithmus, genannt LUCLUS, ist im Lund-Monte-Carlo enthalten [27, 28]. Das von LUCLUS verwendete Abstandsmaß ist nur von den Dreierimpulsen der Argumente abhängig:

$$d(p_i, p_j) \equiv \frac{2|\vec{p}_i||\vec{p}_j| \sin \frac{\vartheta_{ij}}{2}}{|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|}$$

4. Jet-Algorithmen

d ist für kleine ϑ ungefähr gleich dem relativen transversalen Impuls von p_i oder p_j zum Gesamtimpuls von beiden. Dieses Abstandsmaß ist nicht invariant unter Lorentz-Boosts in z -Richtung. Der Cut-Off-Parameter wird mit d_{cut} bezeichnet und ebenfalls mit W normiert.

Der oben beschriebene Nachteil von Cluster-Algorithmen, daß eine einmal getroffene Rekombination nicht rückgängig gemacht werden kann, wurde bei LUCLUS durch ein Verfahren zu umgehen versucht, das die Autoren als "Reassignment" bezeichnen: Nach jeder Rekombination zweier Cluster werden alle ursprünglichen Eingabevektoren erneut durchlaufen und jeder demjenigen Cluster zugeordnet, zu dem er den kleinsten Abstand d hat. Aus der vektoriellen Summe der so neu zugeordneten Eingabevektoren können sich dann Cluster ergeben, die von den zunächst erzeugten verschieden sind. Dieses Verfahren macht den Algorithmus unhandlich bei der Einbeziehung in theoretische Berechnungen.

4.2.3 k_{\perp} -Algorithmus

Eine weitere Variante eines Cluster-Algorithmus, der k_{\perp} -Algorithmus, wurde in erster Linie auf seine Anwendbarkeit in der Theorie hin konzipiert [25, 26]. Der k_{\perp} -Algorithmus hat als einziger der hier vorgestellten Algorithmen die Eigenschaft, daß die n -Jet-Wirkungsquerschnitte in der oben beschriebenen Form faktorisieren. Als Abstandsmaß dient

$$d(p_i, p_j) \equiv \frac{2(1 - \cos\vartheta_{ij})}{E_i^2} \min(E_i^2, E_j^2),$$

der transversale Impuls des energieärmeren Viererimpulses relativ zum energiereicheren. E_i ist ein Parameter, der vom Benutzer gewählt werden kann. Im Fall von Photoproduktionsereignissen wird zunächst das gesamte System von Eingabevektoren in das Photon-Proton-Ruhsystem transformiert und der Algorithmus dann auf die transformierten Vektoren angewandt, wodurch Lorentz-Invarianz gewährleistet ist.

Der k_{\perp} -Algorithmus ist bereits mit einem Verfahren ausgestattet, um bei Elektron-Proton-Kollisionen den Protonrest zu erkennen und auszusondern: Zusätzlich zur Berechnung von $d(p_i, p_j)$ für alle Paare von Eingabevektoren wird auch für jeden Eingabevektor der Wert der Funktion

$$d_p(p_k) \equiv \frac{2(1 - \cos\vartheta_{kp})}{E_i^2} E_k^2$$

berechnet. ϑ_{kp} ist der Winkel zwischen \vec{p}_k und der Richtung des einfallenden Protons. Wird dann der minimale Wert von der Funktion $d(p_i, p_j)$ angenommen, so werden der i -te und j -te Vektor wie gewohnt rekombiniert. Wird das Minimum dagegen von der Funktion $d_p(p_k)$ erreicht, so wird der k -te Eingabevektor als zum Protonrest gehörig angesehen und verworfen. Wendet man diese Variante des Algorithmus auf Photoproduktionsereignisse an, erübrigt sich damit die oben beschriebene Einführung eines "Pseudoteilchens". Bei Proton-Proton-Kollisionen wird noch eine dritte Funktion

$$d_{\bar{p}}(p_k) \equiv \frac{2(1 - \cos\vartheta_{k\bar{p}})}{E_i^2} E_k^2$$

berechnet, wobei $\vartheta_{k\bar{p}}$ der Winkel zwischen \vec{p}_k und der Richtung des einfallenden Antiprotons ist. Auf diese Weise werden sowohl Proton- als auch Antiprotonrest ausgesondert. Obwohl die hier betrachteten Kollisionen Elektron-Proton-Kollisionen sind, kann es bei der Anwendung des Algorithmus auf direkte Photoproduktionsereignisse sinnvoll sein, die $p\bar{p}$ -Variante anstelle der ep -Variante zu verwenden, da neben dem Protonrest noch ein Photonrest auftritt.

Ein weiterer Unterschied zu anderen Cluster-Algorithmen besteht darin, daß die Prozedur zur Clusterbestimmung zweimal mit unterschiedlichen Parametern y_{cut}^M , bzw. y_{cut} angewandt wird. Der erste Schritt wird als "Pre-Clustering" bezeichnet und dient der Erkennung der Restjets. Die in diesem Schritt gefundenen Jets heißen "Macro-Jets". Im zweiten Durchlauf der Prozedur mit dem neuen Parameter y_{cut} werden alle Teilchen erneut verwendet, die im ersten Schritt keinem Restjet zugeordnet wurden. Die sich hieraus ergebenden Objekte sind die eigentlichen Jets. Dieses Verfahren erfüllt nur dann seinen Zweck, wenn $y_{cut} < y_{cut}^M$ gesetzt wird. Ist $y_{cut} > y_{cut}^M$, so können auch im zweiten Schritt noch Teilchen den Restjets zugeordnet werden, wodurch der erste Schritt überflüssig wird. Mit $y_{cut} = y_{cut}^M$ wendet man den Algorithmus ebenso wie die übrigen Cluster-Algorithmen an, ohne von der zusätzlichen Möglichkeit Gebrauch zu machen, die durch den zweiten Parameter y_{cut}^M gegeben ist.

Es ist üblich, $y_{cut}^M \equiv 1$ zu setzen und stattdessen den Parameter E_t als Cut-Off für das "Pre-Clustering" zu verwenden. Der Wert von E_t wird dann im zweiten Schritt übernommen.

4.2.4 ARCLUS-Algorithmus

Die Methode aller bisher beschriebenen Cluster-Algorithmen bestand darin, zwei vorhandene Cluster sukzessiv zu einem neuen zusammenzufassen. Sie gehen dabei implizit von der Annahme aus, daß das in Abschnitt 3.1 beschriebene Parton Shower Model die Wirklichkeit gut beschreibt. Tatsächlich ist diese Methode der Jetfindung nichts anderes als die Umkehrung der Entwicklung eines Parton-Schauers nach dem PSM. Lediglich ARCLUS unterscheidet sich hierin von den übrigen Cluster-Algorithmen [29].

Wie die übrigen Cluster-Algorithmen Umkehrungen des Parton Shower Model sind, ist ARCLUS als Umkehrung des in Abschnitt 3.2 beschriebenen "Colour Dipole Model" (CDM) konzipiert. Dementsprechend faßt ARCLUS bei der Rekombination nicht zwei Vektoren zu einem, sondern drei Vektoren zu zweien zusammen und weicht damit von der oben beschriebenen allgemeinen Arbeitsweise von Cluster-Algorithmen ab. Das Abstandsmaß hat drei Argumente, anstelle von zweien:

$$d(p_i, p_j, p_k)^2 \equiv m_{ijk}^2 \left(1 - x_i + \frac{m_i^2 - (m_k + m_j)^2}{m_{ijk}^2} \right) \left(1 - x_j + \frac{m_j^2 - (m_k + m_i)^2}{m_{ijk}^2} \right)$$

Dabei ist m_i die Masse des i -ten Arguments, m_{ijk} die gesamte invariante Masse der drei Argumente und $x_i \equiv 2E_i/m_{ijk}$.

Der obige Ausdruck wurde aus dem CDM übernommen. Nähert man die einzelnen Massen m_i , m_j und m_k zu 0, so reduziert er sich auf den transversalen Impuls des k -ten

4. Jet-Algorithmen

Vektors relativ zur Summe aus i -tem und j -tem Vektor.

Das Abstandsmaß ist nicht invariant unter zyklischen Vertauschungen von i , j und k . Bei der Ermittlung des minimalen Werts von $d(p_i, p_j, p_k)$ bildet der Algorithmus sämtliche Dreierkombinationen aller Eingabevektoren, transformiert das Triplett in sein Ruhesystem und berechnet $d(p_i, p_j, p_k)$ dann für alle möglichen zyklischen Vertauschungen der Indizes, also jeweils dreimal. Diejenige Dreierkombination, bei der der minimale Wert gefunden wird, wird dem Rekombinationsschema unterzogen.

Die Rekombination der ursprünglichen drei Vektoren p_i , p_j und p_k zu zwei neuen p_r und p_s wird ebenfalls im Ruhesystem von p_i , p_j und p_k durchgeführt und erfolgt so, daß die neue invariante Masse m_{rs} gleich der alten m_{ijk} ist und $\vec{p}_r = -\vec{p}_s$ gilt. Nach der Rekombination werden p_r und p_s in das Laborsystem rücktransformiert. ARCLUS ist damit ebenfalls invariant unter Lorentz-Transformationen.

Im Gegensatz zu allen anderen vorgestellten Algorithmen findet bei ARCLUS keine eindeutige Zuordnung der Eingabevektoren zu den gefundenen Jets statt. Vielmehr hat jeder Eingabevektor Anteil an mehreren Jets. Es werden immer zwei oder mehr Jets gefunden.

Der Cut-Off-Parameter von ARCLUS, mit $p_{\perp min}^2$ bezeichnet, wird im folgenden wie bei den übrigen Cluster-Algorithmen mit W normiert. Durch die häufigen Koordinatentransformationen und die Berechnung von d für alle Triplets anstelle von Paaren arbeitet der Algorithmus deutlich langsamer als die übrigen Algorithmen und ist daher in seiner Anwendbarkeit eingeschränkt.

4.3 DECO-Algorithmus

Ein Algorithmus, der sich keiner der beiden bisher beschriebenen Gruppen zuordnen läßt, wurde von G. Knies bei H1 unter der Bezeichnung "DECO" implementiert und angewandt [30, 31].

Anstatt Paare von Clustern sukzessive zu rekombinieren, berechnet DECO eine globale topologische Funktion f , die dem gesamten System von Eingabevektoren eine positive reelle Zahl zuweist. Dadurch sollten die möglichen Fehler bei Cluster-Algorithmen durch die Irreversibilität einer einmal vorgenommenen Cluster-Rekombination vermieden werden.

Auch bei DECO kann ein Parameter y_{cut} festgelegt werden, der hier eine untere Grenze für die invarianten Massen der gefundenen Jets ist.

Der Algorithmus arbeitet nach folgendem einfachen Prinzip:

Wiederhole

- (1) Finde diejenige Möglichkeit, die Eingabevektoren zu n Jets zusammenzufassen, für die der Wert von f minimal wird.
- (2) Das Ergebnis ist ein " n -Jet-Set".

für $n = 2$ bis 5.

- a) Ermittle die Jet-Sets, bei denen die Massen m aller Jets $m^2/W^2 < y_{cut}$ erfüllen.
- b) Dasjenige dieser Sets mit der höchsten Jet-Multiplizität enthält die gesuchten Jets.

Es werden also maximal fünf Jets gefunden.

In Schritt (1) und (2) werden Jets unter Vorgabe einer bestimmten Multiplizität gesucht. Schritte a) und b) sind optional und sollen den Algorithmus mit Cluster-Algorithmen vergleichbar machen.

Für die globale Funktion f können wahlweise die Summe der invarianten Massen aller Jets, die Summe der Quadrate dieser Massen oder der in Anhang A definierte L -dimensionale kovariante Thrust verwendet werden.

4. Jet-Algorithmen

5. Verwendete Ereignisse

5.1 Daten

Die in den folgenden Analysen verwendeten Daten wurden in der Runperiode 1993 am H1-Detektor aufgezeichnet. HERA wurde mit 90 "Bunches" pro Strahl und Strahlenergien von 26,7 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen betrieben. Die gesamte in dieser Periode genommene Datenmenge betrug $528,5 \text{ nb}^{-1}$ und umfaßte etwa 1,3 Millionen Ereignisse. Um sinnvolle Ereignisse zu selektieren, wurden zunächst die folgenden technischen Schnitte angewandt:

- Es wurden nur Runs verwendet, bei denen stabile Arbeitsbedingungen vorlagen.
- Runs unter 20 sec Länge und mit verschobenem rekonstruiertem z -Vertex wurden verworfen.
- Um Aktivität im Spurkammersystem sicherzustellen, wurden Signale aus den CIP- und COP-Kammern (" t_0 -Trigger") gefordert.

Nach dieser Vorselektion verbleiben etwa 350000 Ereignisse mit einer Luminosität von $288,9 \text{ nb}^{-1} \pm 5\%$.

5.2 Monte-Carlo-Ereignisse

Zum Studium der Beziehung zwischen harten Partonen und Jets im Kalorimeter wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Das Generatorprogramm PYTHIA 5.6 [34], mit dem die Ereignisse erzeugt wurden, verwendet die Parametrisierung der Photon-Strukturfunktion nach Glück, Reya und Voigt [6] in erster Ordnung Störungstheorie. Generiert wurden harte Photoproduktionsereignisse inklusive "initial" und "final state radiation" mit $\widehat{p}_\perp > 2 \text{ GeV}$. Die Forderung nach einer solchen Bedingung ist durch einen späteren Schnitt von $p_\perp > 7 \text{ GeV}$ auf die gefundenen Jets begründet. Da der Wirkungsquerschnitt für harte Photoproduktion in Richtung kleiner transversaler Impulse exponentiell anwächst, ist eine untere Grenze in p_\perp erforderlich, um die Ereignisstatistik im Bereich $p_\perp < 7 \text{ GeV}$ niedrig zu halten. Andererseits soll bei dem Schnitt $p_\perp > 7 \text{ GeV}$ auf Jets nicht gleichzeitig in das \widehat{p}_\perp -Spektrum der generierten Partonen geschnitten werden. Die untere Grenze für \widehat{p}_\perp darf also auch nicht zu hoch gewählt werden.

5. Verwendete Ereignisse

	Luminosität [nb ⁻¹]	Anzahl an Ereignissen	Gewichtsfaktor
“direct” mit c \bar{c} -Paar	1235	1565	0,234
sonstige “direct”	744	1934	0,388
“resolved”	588	55461	0,491

Tabelle 5.1: Statistik und Luminosität der einzelnen Klassen von Monte-Carlo-Ereignissen

Die Generierung der Parton-Schauer erfolgt nach dem PSM, für die Fragmentierung in Hadronen wurde ein String-Modell aus dem Programm JETSET [27] verwendet. Außerdem wurden die in Kapitel 2.1 beschriebenen “multiple interactions” einbezogen. “Resolved” und “direct” Ereignisse, sowie “direct” Ereignisse, bei denen ein $c\bar{c}$ -Paar aus dem harten Prozeß hervorgeht, wurden aus technischen Gründen jeweils getrennt erzeugt. Die Luminositäten und Ereigniszahlen für die drei Gruppen können Tabelle 5.1 entnommen werden. Die Gewichtsfaktoren für die einzelnen Gruppen ergeben sich durch Normierung der Daten-Luminosität von 288,9 nb⁻¹ mit der betreffenden generierten Luminosität gemäß Tabelle 5.1.

Der Generierung schloß sich eine detaillierte Detektorsimulation durch das Programm H1SIM an. Die dabei gewonnenen Detektorsignale wurden derselben Rekonstruktionsprozedur durch das Programm H1REC unterworfen, die auch Daten tatsächlich gemessener Ereignisse durchlaufen.

Das Programm H1REC wurde bereits in Abschnitt 1.3.6 kurz beschrieben. Das Programm H1SIM beinhaltet zunächst die Verfolgung der generierten Teilchen auf ihrer Bahn durch den Detektor, bzw. ihre Aufschauierung im Kalorimeter. Die Simulation des Verhaltens von Teilchen in Materie basiert auf dem Programmpaket GEANT, das Daten über die Geometrie und die Materialien des H1-Detektors verwendet. Entsprechende Informationen, etwa über Ein- und Austrittspunkte von Teilchen in den Spurräumen oder Energiedeposition im Kalorimeter, werden in “hit banks” abgelegt. Im Anschluß werden aus den Informationen in den “hit banks” die digitalen Detektorsignale ermittelt und in einem dritten Schritt einer Simulation der Trigger unterworfen.

5.3 Ereignis-Selektion

Daten wie auch Monte-Carlo-Ereignisse wurden in zwei Stufen nach folgenden Kriterien selektiert:

Technische Schnitte

- Fehlerhaft rekonstruierte oder aufgezeichnete Ereignisse wurden verworfen.

- Im Kalorimeter können durch äußere Einflüsse Signale ausgelöst werden, ohne daß tatsächlich Ladungen deponiert wurden. Ereignisse mit solchem "kohärentem Rauschen" wurden mittels der hierzu entwickelten Routine QNOISE erkannt und verworfen.
- Ereignisse, die auf Triggerebene als Halo- oder kosmische Myon-Ereignisse eingestuft wurden, wurden verworfen.
- Protonstrahl-Gas-Ereignisse zeichnen sich durch weitgehend nach vorne gerichtete freierwerdende Energie aus. Um solche Ereignisse auszugrenzen, wurde ein minimales "Bjorken- y " von 0,2 verlangt.
- Für die Summe des Ausdrucks $E - p_z$ über alle Kalorimeterzellen wurde eine obere Grenze von 80 GeV gefordert, um Ereignisse auszuschließen, in denen zu hohe Energie im Kalorimeter gemessen wurde.

Physikalische Schnitte

- Zur Selektion von Photoproduktionsereignissen und insbesondere zur Reduzierung des Untergrundes durch tiefinelastische Prozesse wurde ein Signal im Elektron-Tagger gefordert. Der deponierten Energie wurde eine untere Grenze von 8 GeV gesetzt, sowie eine obere Grenze von 19 GeV, um Elektronstrahl-Gas-Ereignisse auszufiltern. Bei einer Energie von 26,7 GeV des einfallenden Elektrons entspricht das einem Schnitt von $0,3 < y_{JB} < 0,7$ in der nach der Jacquet-Blondel-Methode berechneten y -Variablen.
- Um eine Beschränkung auf harte Ereignisse, d.h. Ereignisse mit hohen auftretenden transversalen Impulsen, zu erreichen und gleichzeitig den Hintergrund durch Protonstrahl-Gas-Ereignisse weiter zu reduzieren, wurde eine der beiden folgenden Bedingungen gefordert:
 - Die Summe der transversalen Energien aller Kalorimeterzellen ist größer als 14 GeV, und das Ereignis wurde nicht auf Triggerebene 5 als Strahl-Gas-Ereignis eingestuft.
 - Die Summe der transversalen Energien aller Kalorimeterzellen im Polarwinkelbereich $\theta > 10^\circ$ ist größer als 20 GeV. Bei einer Beschränkung der Summe auf diesen Winkelbereich sind Protonstrahl-Gas-Ereignisse weitgehend ausgeschlossen, so daß eine Abfrage des entsprechenden Triggers hier nicht erforderlich ist.

Studien mit nicht-kollidierenden "Bunches" ("pilot bunches") ergaben, daß die genannten Schnitte den Elektron-Gas-Untergrund in den verwendeten Daten auf weniger als 0,9 % und den Proton-Gas-Untergrund auf weniger als 2,5 % reduzieren. Es liegt nahe, für Photoproduktion den "ETAG-Trigger" zu verwenden. Es erweist

5. Verwendete Ereignisse

sich aber, daß von diesem Trigger neben den gewünschten Photoproduktionsereignissen auch eine große Anzahl an Hintergrundereignissen akzeptiert wird. Der "ETAG-Trigger" war daher während der Aufzeichnung der hier verwendeten Daten "downscaled", d.h. nur ein bestimmter Bruchteil der Ereignisse, die die Triggerbedingung erfüllten, wurde tatsächlich akzeptiert. Um dennoch möglichst alle Photoproduktionsereignisse zu behalten, wurde anstelle des ausschließlichen "ETAG-Triggers" eine logische UND-Verknüpfung von "ETAG-Trigger", "DC- $r\phi$ -Trigger" und " t_0 -Trigger" benutzt. Die Effizienz dieser Kombination bei Daten-Ereignissen wurde zu 0,93 ermittelt.

Für eine eindeutigere Selektion von harter Photoproduktion wäre noch die Forderung nach zwei Jets sinnvoll. Ein solcher Schnitt ist aber für einen bestimmten Jet-Algorithmus mit einem bestimmten Parameterwert spezifisch. In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden Zwei-Jet-Ereignisse mit allen vorgestellten Algorithmen bei verschiedenen Parameterwerten selektiert.

Wenn viele der aufgelisteten Schnitte auch bei generierten Ereignissen unnötig erscheinen, wurden sie dennoch angewandt, um möglichst vergleichbare Sätze von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen zu erhalten.

Nach der Anwendung der genannten Schnitte verblieben noch 1329 "direct" Ereignisse mit $c\bar{c}$ -Paar, 1674 sonstige "direct" Ereignisse und 42637 "resolved" Ereignisse aus dem generierten Satz, sowie 46476 Daten-Ereignisse.

6. Analysen

In diesem Kapitel werden zunächst die in Kapitel 4 beschriebenen Algorithmen getestet und jeweils versucht, den für Photoproduktion angemessensten Parameterwert zu finden. Im Anschluß daran werden die Algorithmen mit den optimierten Parametern zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus den Daten herangezogen.

Die Algorithmen wurden auf Kalorimeter-Cluster angewandt. Da das LAC für Jets der betrachteten Energien hinreichend tief ist, war es nicht notwendig den Tailcatcher mit einzubeziehen.

Jets werden im folgenden als "hart" bezeichnet, wenn sie in den Bereichen

- $-1 < \eta < 2,5$
- $p_{\perp} > 7 \text{ GeV}$

liegen.

Für alle Algorithmen wurden die Implementierungen verwendet, die im H1PHAN-Programmpaket, Version 1.07/00, der H1-Kollaboration enthalten sind. Tabelle 6.1 gibt Aufschluß über die Namen und Versionsnummern der jeweiligen zentralen Routinen.

Algorithmus	Routine
CONE (Version I)	QGCELL 1.08/00
CONE (Version II)	QGCONE 1.08/00
JADE	QGLUCL 1.04/06
LUCLUS	QGLUCL 1.04/06
k_{\perp}	Q GKTEP 1.08/00
	QTCLUS 1.08/00
	QJKTRE 1.08/00
	QTRECO 1.08/00
ARCLUS	QGARCL 1.04/06
	QACLUS 1.04/06
DECO	QGDECO 0.05/00
	QJDYCT 1.01/00

Tabelle 6.1: Zentrale Routinen der H1PHAN-Implementierungen der Algorithmen mit den Nummern der verwendeten Versionen

Zur Anwendungsweise einiger Algorithmen sind zusätzliche Erläuterungen erforderlich:

- **CONE-Algorithmen**

Da der Protonrest bis etwa $\eta = 3$ auffächern kann (siehe Abbildungen 2.5 und 2.6) und sich das LAC bis zu einer Pseudorapidität von ca. $\eta = 3$ erstreckt, wurde der Bereich für die Jetsuche bei CONE-Algorithmen auf $-3 < \eta < 3$ gesetzt. Innerhalb dieses Pseudorapiditätsbereichs sollten sich Jets bis zu einer Pseudorapidität von 2,5 und bei Kegelradien bis zu 1,1 korrekt rekonstruieren lassen. Die ϕ - η -Ebene wurde in 25×25 Zellen unterteilt. $E_{\perp min}$ wurde zu 0,2 GeV, $E_{\perp min}^J$ zu 7 GeV gesetzt.

Die im Elektron-Tagger deponierte Energie liegt immer außerhalb des gewählten Pseudorapiditätsbereichs. Damit ist das gestreute Elektron automatisch von der Behandlung durch den Algorithmus ausgenommen.

- **Cluster-Algorithmen**

Da der Pseudorapiditätsbereich bei Cluster-Algorithmen generell nicht beschränkt ist, muß das gestreute Elektron erkannt und explizit von der Behandlung durch den Algorithmus ausgeschlossen werden. Bei der Anwendung der Algorithmen auf Kalorimeter-Cluster wurde daher der Cluster des Elektron-Taggers ausgenommen. Im Fall des k_{\perp} -Algorithmus wurde sowohl die ep - als auch die $p\bar{p}$ -Variante angewandt. Da der γp -Wirkungsquerschnitt von "resolved" Ereignissen beherrscht wird, sind bei der $p\bar{p}$ -Version bessere Ergebnisse zu erwarten.

- **DECO-Algorithmus**

Der DECO-Algorithmus wurde mit dem L -dimensionalen kovarianten Thrust als globaler Funktion getestet.

6.1 Voruntersuchung zum k_{\perp} -Algorithmus

Beschreibung der Analysemethode

In diesem Abschnitt soll der ideale Wert des Parameters E_i des k_{\perp} -Algorithmus ermittelt werden, der als Cut-Off für das "Pre-Clustering" dient.

Hierzu wurden sowohl die $p\bar{p}$ -Version als auch die ep -Version des Algorithmus auf Kalorimeter-Cluster in generierten Ereignissen angewandt. Dabei wurde $y_{cut}^M = y_{cut} = 1$ gesetzt und E_i variiert. Es wurde also auf die Verwendung des Zwei-Stufen-Verfahrens verzichtet (siehe Abschnitt 4.2.3). Die Optimierung von E_i beruht auf einem Vergleich des gesamten Vierervektors aller Kalorimeter-Cluster, die keinem Restjet zugeordnet wurden, mit dem gesamten Vektor der harten Partonen. Da sich insbesondere der Protonrest durch niedrigen transversalen Impuls und hohe Energie auszeichnet, wurde die Gesamtenergie E_{clus} aller Cluster, die während des "Pre-Clusterings" keinem Restjet zugeordnet wurden, mit der Gesamtenergie E_{part} der harten Partonen verglichen. In Abbildung 6.1

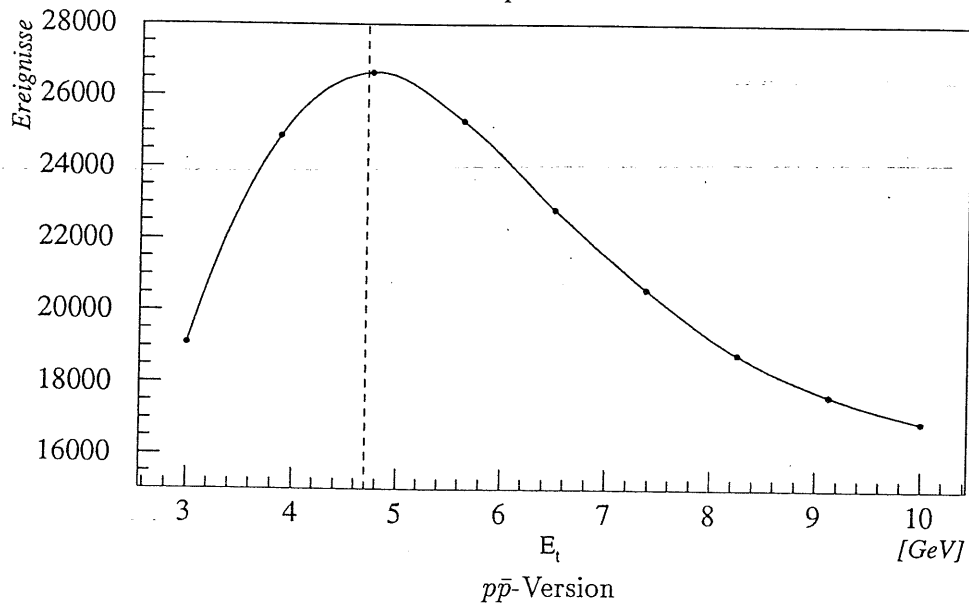
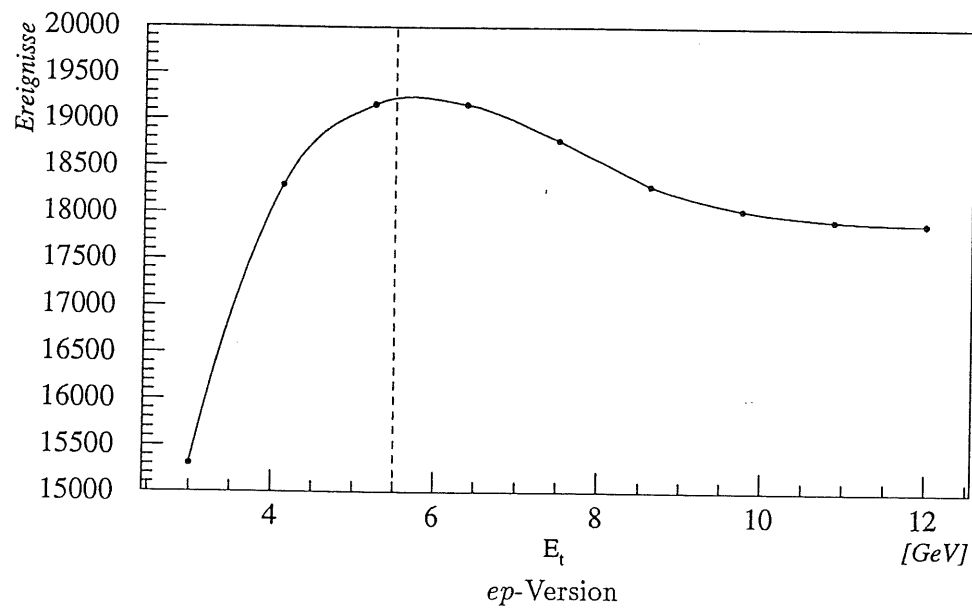


Abbildung 6.1: Anzahl an Ereignissen mit $|E_{clus} - E_{part}| < 10$ GeV in Abhängigkeit vom Parameter E_t für beide Versionen des k_{\perp} -Algorithmus

6. Analysen

ist die Anzahl an Ereignissen mit $|E_{clus} - E_{part}| < 10$ GeV gegen den Parameter E_t , getrennt für ep - (oben) und $p\bar{p}$ -Version (unten) des Algorithmus, abgetragen. Die ep -Variante des Algorithmus unterzieht den Photonrest bei "resolved" Ereignissen nicht dem gleichen Sonderverfahren wie den Protonrest. Stattdessen wird der Photonrest in gleicher Weise wie aus harten Partonen resultierende Jets behandelt. Um dennoch die Cluster, die nicht dem Protonrest zugeordnet wurden, mit den harten Partonen vergleichen zu können, wurden im Fall der ep -Version die Energien E_{clus} und E_{part} nur über Objekte im Vorwärtsbereich $z > 0$ aufsummiert.

Auswertung

Für beide Versionen des k_{\perp} -Algorithmus weist die Statistik an Ereignissen mit geringer Energiedifferenz $|E_{clus} - E_{part}|$ ein lokales Maximum auf, das in den dargestellten Plots durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet ist. Im Fall der ep -Version wird das Maximum bei $E_t = 5,5$ GeV, im Fall der $p\bar{p}$ -Version bei etwa $E_t = 4,5$ GeV angenommen. Diese beiden Zahlenwerte wurden in allen folgenden mit dem k_{\perp} -Algorithmus durchgeführten Analysen für das "Pre-Clustering" verwendet.

6.2 Jet-Raten

Beschreibung der Analyseverfahren

Ein erster Schritt bei Jet-Analysen ist, den Bruchteil an n -Jet-Ereignissen in Abhängigkeit von einem Parameter des verwendeten Algorithmus für verschiedene n darzustellen. Die sich so ergebenden Graphen heißen n -Jet-Raten. Jet-Raten-Plots werden hier verwendet, um Parameterbereiche zu erkennen, die bei der Untersuchung der gewünschten Ereignisse ausgeschlossen werden können, und solche, bei denen gute Ergebnisse zu erwarten sind.

Im Fall von Cluster-Algorithmen, bei denen der Protonrest als zusätzlicher Jet behandelt wird, hat sich die Sprechweise " $(n+1)$ -Jet-Raten" durchgesetzt, wobei der Zusatz "+1" den Protonrestjet bezeichnet. Entsprechend wird bei der $p\bar{p}$ -Version des k_{\perp} -Algorithmus von " $n+2$ " Jets gesprochen.

Abbildungen 6.2 bis 6.6 zeigen Jet-Raten von Monte-Carlo-Ereignissen für die Cluster-Algorithmen und DECO, jeweils getrennt für "resolved" und "direct" Ereignisse. Die von den Algorithmen gefundenen Jets wurden noch keinen weiteren Schnitten unterzogen, es wurden also nicht nur "harte", sondern alle vom Algorithmus gelieferten Jets verwendet. Da bei Ereignissen vom "direct" Typ zwei harte Jets und ein Protonrest auftreten, liegt es hier nahe, den idealen Wert des Cut-Off-Parameters in der Nähe des Maximums der $(2+1)$ -Jet-Rate zu suchen. Bei "resolved" Ereignissen tritt zusätzlich noch ein Photonrest auf, was eine Betrachtung des Maximums der $(3+1)$ -Jet-Rate nahelegt. Durch die Anwendung von Schnitten können mehrere der gefundenen Jets wieder herausfallen, so daß auch $(n+1)$ -Jet-Raten mit $n > 3$ von Interesse sind und eventuell zu besseren

Ergebnissen führen können als (2+1)-, bzw. (3+1)-Raten. In Parameterbereichen, in denen alle $(n + 1)$ -Kurven für $n \geq 2$ verschwinden, ist aber nicht mit guten Ergebnissen zu rechnen, da die Restjets in diesen Bereichen zwangsläufig regulären Jets aus harten Partonen zugeordnet werden und deren Kinematik verzerren. Es sollen also solche Parameterbereiche als "sinnvoll" betrachtet werden, in denen für "direct" Ereignisse 2+1 oder mehr Jets und für "resolved" Ereignisse 3+1 oder mehr Jets gefunden werden. Im folgenden Abschnitt werden dann einzelne Parameterwerte aus den hier ermittelten Bereichen zu einem Vergleich der Algorithmen bei unterschiedlichen Parameterwerten herangezogen. Eine Einschätzung der Algorithmen aufgrund von Jet-Raten soll nicht durchgeführt werden, da dabei lediglich die Anzahl, aber nicht die Kinematik der gefundenen Jets berücksichtigt würde.

Die Darstellung der Raten, getrennt für "direct" und "resolved" Ereignisse, erlaubt, die sinnvollen Parameterbereiche für beide Ereignistypen zu erkennen und bei der Anwendung der Algorithmen auf Daten jeweils Werte aus den Überschneidungen der beiden Bereiche zu wählen. Darüberhinaus kann anhand der nach Ereignistypen getrennten Jet-Raten eine Aussage darüber getroffen werden, ob bei bestimmten Parameterwerten über die gefundenen Jet-Multiplizitäten eine Unterscheidung zwischen "direct" und "resolved" Ereignissen möglich ist. Hierzu wäre erforderlich, daß sich bei einem gewissen Parameterwert die Raten derselben Jet-Multiplizität für "direct" und "resolved" Ereignisse deutlich voneinander unterscheiden.

Da CONE-Algorithmen bereits einen fest eingebauten Schnitt auf die transversalen Impulse der Jets enthalten, wurden Betrachtungen von Jet-Raten nicht durchgeführt. CONE-Algorithmen wurden in einer großen Anzahl sehr unterschiedlicher Experimente angewandt, wobei mit Kegelradien zwischen 0,3 und 1,1 sinnvolle Ergebnisse erzielt wurden (siehe z.B. [33, 32]). Die vorliegenden Analysen beschränken sich auf Radien im Bereich $0,5 < R < 1,1$.

Auswertung

Die sich aus den Jet-Raten ergebenden Parameterbereiche, in denen sinnvolle Ergebnisse erwartet werden können, sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Allgemeine Ergebnisse Erwartungsgemäß geht die Rate der jeweils niedrigsten möglichen Jet-Multiplizität bei hinreichend großen Parameterwerten gegen den Maximalwert 1, während alle anderen Raten verschwinden. Bei Verkleinerung der Parameterwerte nimmt die mittlere Anzahl an gefundenen Jets zu. Die Raten höherer Multiplizitäten nehmen also ein Maximum an und fallen bei weiterer Verkleinerung der Parameterwerte wieder auf 0 ab.

Bei keinem der Algorithmen unterscheiden sich die entsprechenden Raten für "direct" und "resolved" Ereignisse in den dargestellten Parameterbereichen so stark voneinander, daß eine Unterscheidung der beiden Ereignisklassen anhand der Jet-Multiplizitäten möglich erscheint.

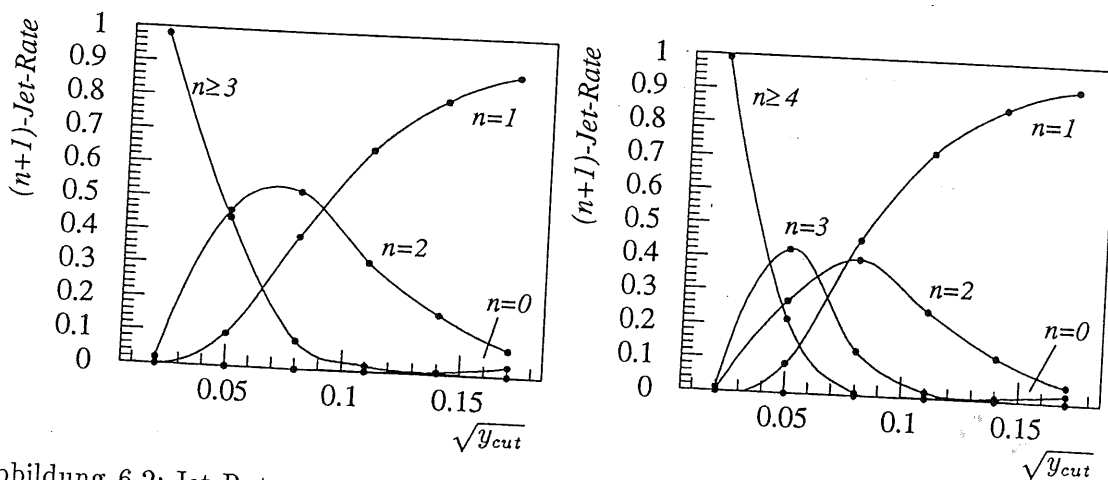


Abbildung 6.2: Jet-Raten von "direct" (links) und "resolved" (rechts) Ereignissen bei JADE

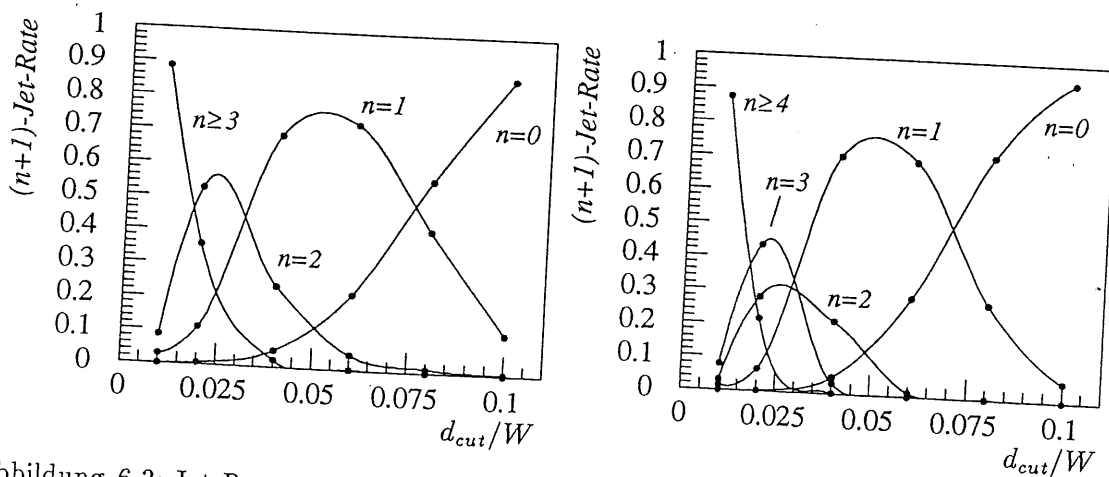


Abbildung 6.3: Jet-Raten von "direct" (links) und "resolved" (rechts) Ereignissen bei LUCAS

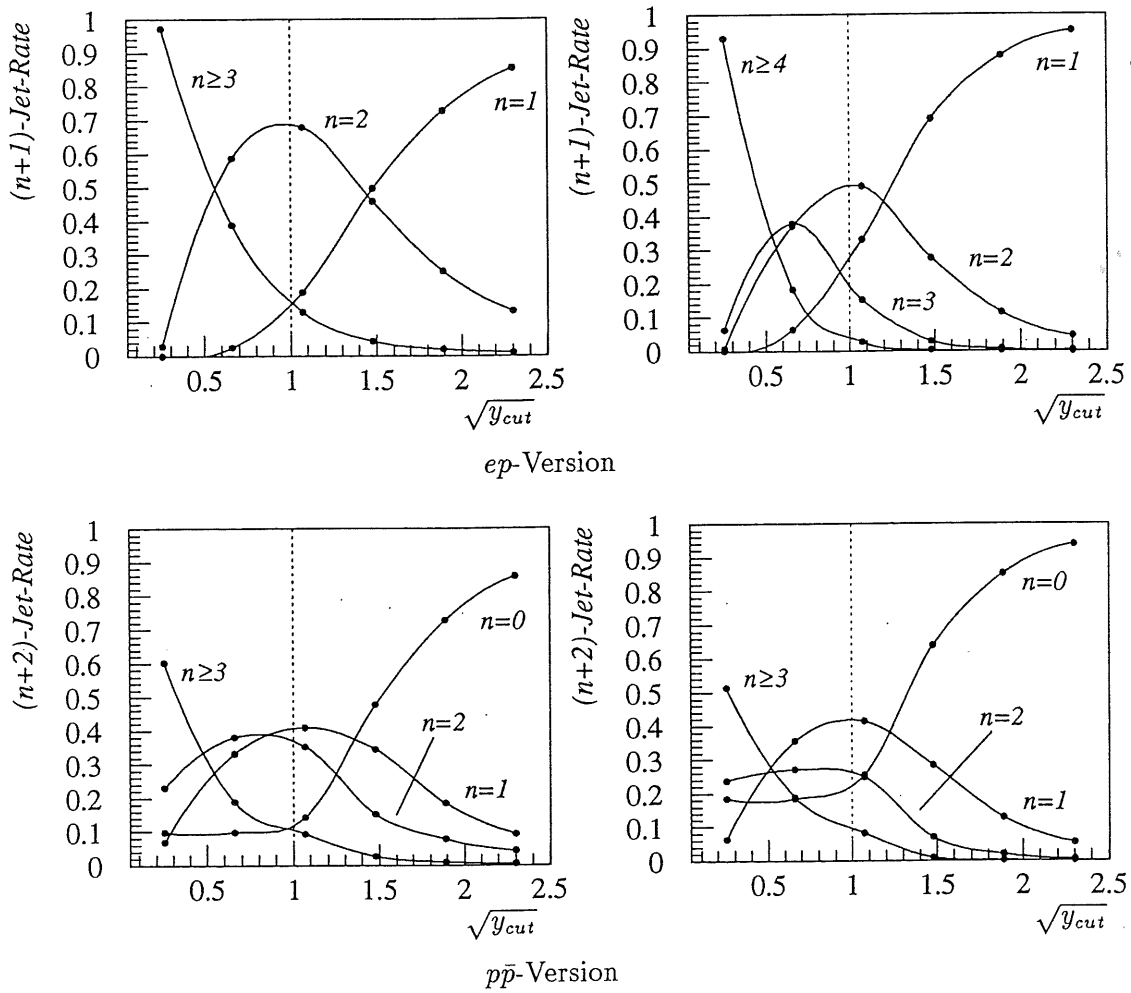


Abbildung 6.4: Jet-Raten von "direct" (links) und "resolved" (rechts) Ereignissen bei der $p\bar{p}$ -Version und ep -Version des k_{\perp} -Algorithmus

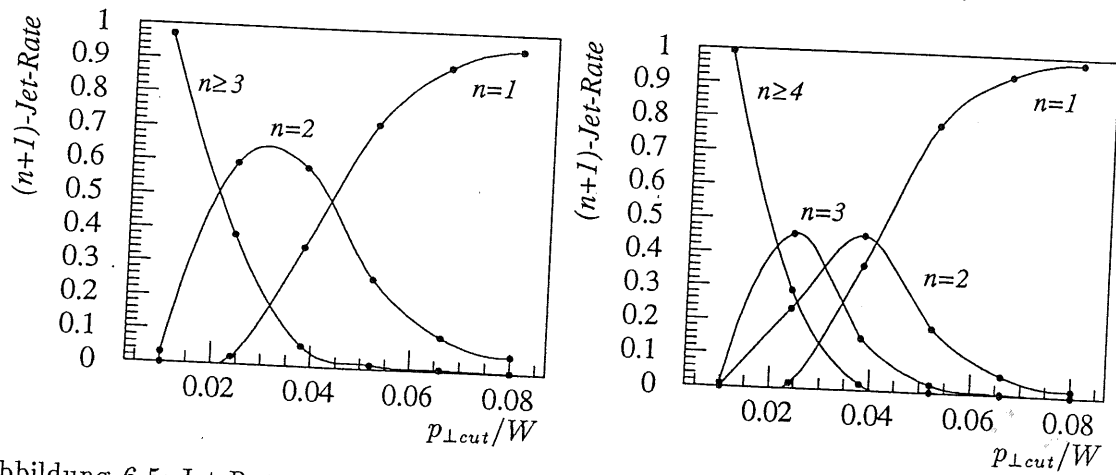


Abbildung 6.5: Jet-Raten von "direct" (links) und "resolved" (rechts) Ereignissen bei ARCLUS

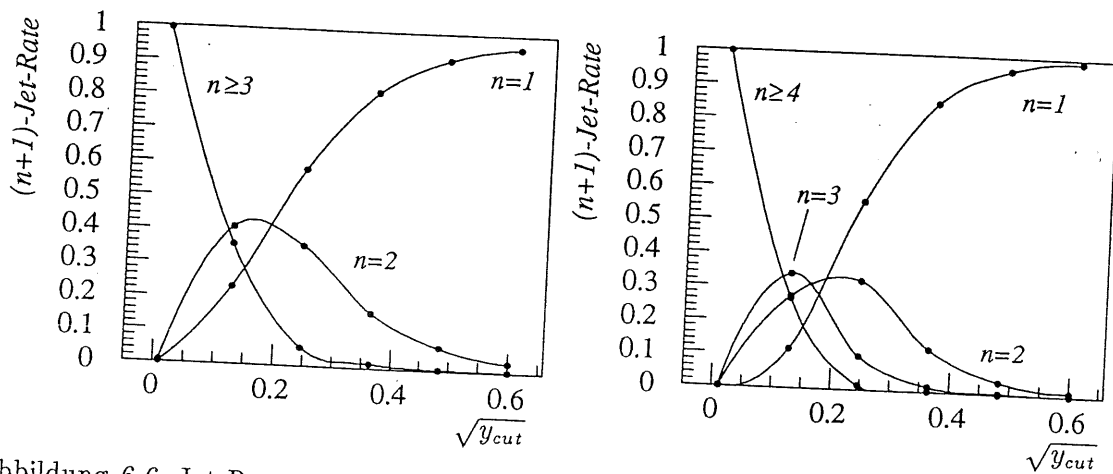


Abbildung 6.6: Jet-Raten von "direct" (links) und "resolved" (rechts) Ereignissen bei DECO

Algorithmus	Parameterbereich
JADE	$\sqrt{y_{cut}} < 0,1$
LUCLUS	$d_{cut}/W < 0,04$
k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version)	$\sqrt{y_{cut}} < 1,5$
k_{\perp} (ep -Version)	$\sqrt{y_{cut}} < 1,5$
ARCLUS	$p_{\perp cut}/W < 0,05$
DECO	$\sqrt{y_{cut}} < 0,3$

Tabelle 6.2: Parameterbereiche von Cluster-Algorithmen und DECO für harte Photo-
produktion

JADE-Algorithmus Sowohl JADE als auch LUCLUS zeichnen sich durch sehr hohe (1+1)-Jet-Raten aus. Die (0+1)-Rate steigt bei JADE erst bei sehr hohen Parameterwerten an und ist in den dargestellten Bereichen kaum vorhanden.

k_{\perp} -Algorithmus Im Fall des k_{\perp} -Algorithmus ist der Parameterwert $\sqrt{y_{cut}} = 1$, oberhalb dem das "Pre-Clustering" überflüssig wird, durch eine gepunktete Linie gekennzeichnet. Da im Bereich $\sqrt{y_{cut}} < 1$ keine weiteren Cluster den im "Pre-Clustering" gefundenen Restjets zugeordnet werden, ist die (0+2)-Jet-Rate bei der $p\bar{p}$ -Version des Algorithmus dort konstant.

Bei der ep -Variante des Algorithmus tritt keine (0+1)-Rate auf, da im γp -Ruhesystem immer Cluster im rückwärtigen Bereich liegen, solche Vierervektoren aber gemäß dem in Abschnitt 4.2.3 definierten Abstandsmaß nie dem Protonrest zugeordnet werden können.

DECO- und ARCLUS-Algorithmus Da DECO und ARCLUS aufgrund ihrer Definition (siehe Abschnitte 4.2.4 und 4.3) immer zwei oder mehr Jets finden, treten auch hier keine (0+1)-Raten auf.

6.3 Parton-Jet-Korrelation

Wie in Abschnitt 3.3 bemerkt besteht zwischen den kinematischen Größen von Jets einerseits und harten Partonen andererseits eine starke Korrelation, wenn auch keine exakte Übereinstimmung gegeben sein muß. Die Analyse von Jets ist eine der Hauptquellen von Informationen über die Kinematik des zugrundeliegenden Prozesses. Insbesondere wird die Jet-Kinematik zur experimentellen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten herangezogen. Daher wird im folgenden unser Kriterium für die Qualität eines Algorithmus und für die Abstimmung seines Parameters der Grad der Korrelation von Partonen und Jets sein.

In den folgenden beiden Abschnitten wird die Kinematik von Partonen und Jets aus generierten Ereignissen auf zwei verschiedene Arten miteinander verglichen. Aus der Reihe zur Verfügung stehender kinematischer Variablen werden Pseudorapidität und transversaler Impuls zum Vergleich herangezogen. Beide Größen sind meßtechnisch leicht zugänglich. Es existieren sowohl Berechnungen aufgrund theoretischer Modelle als auch experimentelle Messungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von diesen Variablen.

6.3.1 Differenzen kinematischer Größen

Beschreibung der Analysemethode

Eine quantitative Einschätzung der Übereinstimmung von harten Partonen mit im Kalorimeter gemessenen Jets läßt sich durch Histogrammieren der Differenzen kinematischer Größen beider Objektklassen gewinnen.

Grundlage der Diagramme in Abbildungen 6.7 bis 6.14 sind Monte-Carlo-Ereignisse mit exakt zwei harten Jets. Es wurde zunächst versucht, die aus dem zugrundeliegenden harten Prozeß hervorgehenden Partonen mit Jets zu assoziieren. Hierzu wurden aus den möglichen Paaren von Partonen und Jets jeweils dasjenige mit der niedrigsten invarianten Masse ausgewählt und als das Paar mit der größten kinematischen Übereinstimmung betrachtet. Für die so ermittelten Paare wurde die Differenz in transversalem Impuls und in Pseudorapidität geplottet. Im Fall des transversalen Impulses wurde mit dem partonischen p_{\perp}^{part} normiert, was den dargestellten Verteilungen eine obere Grenze von 1 setzt. Da dem transversalen Impuls der Jets eine untere Grenze von 7 GeV gesetzt wurde, die Partonen aber keiner solchen Einschränkung unterworfen sind, sind in allen Differenzplots in p_{\perp} mehr Einträge im negativen Bereich zu erwarten. Die asymmetrische Normierung mit p_{\perp}^{part} führt zu einer stärkeren Ausprägung des Ausläufers in den negativen Bereich und damit ggf. zu einer stärkeren Abweichung des Mittelwerts der Verteilung von der Nullage. Bei der vorzeichenbehafteten Größe η ist eine ähnliche Normierung nicht sinnvoll.

Um Wirkungsquerschnitte korrekt berechnen zu können, sollte bei dem gewählten Parameterwert des verwendeten Algorithmus die mittlere Abweichung zwischen Jet- und Parton-Kinematik möglichst gering sein. Eine Abweichung der Mittelwerte der dargestellten Verteilungen von der Nullage ist Ausdruck eines systematischen Fehlers, der

sich auch in späteren Anwendungen des Algorithmus, etwa bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, als systematische Abweichung auswirken wird. Um außerdem geringe statistische Fehler zu erhalten, sollte einerseits die Streuung in den dargestellten Differenzplots klein, die Statistik an 2-Jet-Ereignissen aber andererseits hoch sein. Die Plots sind wieder für alle Jet-Algorithmen mit denselben Parameterwerten wie im vorangegangenen Abschnitt dargestellt. Anzahl an Einträgen ("Entries"), Mittelwert ("Mean") und mittlerer Fehler des Mittelwerts ("RMS") sind zu jedem Plot angegeben.

Auswertung

Allgemeine Ergebnisse Alle Differenzplots in p_{\perp} weisen erwartungsgemäß deutlich mehr Einträge im negativen Bereich durch den Schnitt $p_{\perp} > 7$ GeV auf Jets und die Normierung mit p_{\perp}^{part} auf.

Obwohl der Pseudorapiditätsbereich der harten Jets nach hinten stärker beschränkt ist als in Vorwärtsrichtung, enthalten alle dargestellten Differenzplots in η mehr Einträge im Bereich $\eta^{part} > \eta^{clus}$. Ein Großteil der Partonen aus dem Monte-Carlo-Satz liegt also im Bereich $\eta > 2,5$. Die Kinematik dieser Partonen konnte nicht korrekt in Form von Jets wiedergefunden werden.

Diejenigen Parameterwerte der einzelnen Algorithmen, bei denen die Abweichung des Mittelwerts ein Minimum erreicht, sind zusammen mit der entsprechenden Anzahl an Ereignissen in Tabelle 6.3, die Werte, bei denen der mittlere Fehler des Mittelwerts (die Standardabweichung) minimal wird, sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt. Die Spalte "Ereign." enthält jeweils den Bruchteil an Ereignissen mit genau zwei harten Jets aus dem selektierten Monte-Carlo-Satz mit $1674+1329+42637=45640$ selektierten Ereignissen (siehe Abschnitt 5.3).

Im folgenden wird jeder der Algorithmen getrennt nach den drei oben genannten Kriterien (Abweichung des Mittelwerts, Standardabweichung und Statistik) bewertet.

CONE-Algorithmen Bei beiden CONE-Algorithmen ändern sich sowohl die Abweichungen der Mittelwerte kinematischer Größen als auch die Standardabweichungen der Verteilungen monoton mit dem Kegelpadius. Die Standardabweichungen nehmen mit wachsendem R zu. Die Mittelwerte der p_{\perp} -Verteilungen verschieben sich zum negativen Bereich, die der η -Verteilungen in positiver Richtung. Der Nulldurchgang der Abweichung des Mittelwerts in den p_{\perp} -Differenzen erfolgt zwischen den Kegelpadien $R = 0,5$ und $R = 0,7$. Die η -Differenzen sind im Mittel bei allen geprüften Radien positiv.

Generell ist bei Version II die Statistik an 2-Jet-Ereignissen bei gleichen Kegelpadien höher als bei Version I. Dabei unterscheiden sich die Standardabweichungen der Verteilungen für beide Versionen nur unwesentlich. Der Nulldurchgang der Abweichung des Mittelwerts in den p_{\perp} -Verteilungen erfolgt bei Version II bei einem geringfügig niedrigeren Kegelpadius. Bei kleinen Kegelpadien ($R = 0,5$) weist Version II eine größere Abweichung des Mittelwerts in den η -Differenzen auf als Version I. Darüberhinaus sind auch die Mittelwertabweichungen für beide Versionen nahezu identisch.

Nach beiden Kriterien wurden mit den CONE-Algorithmen im Vergleich zu anderen Al-

6. Analysen

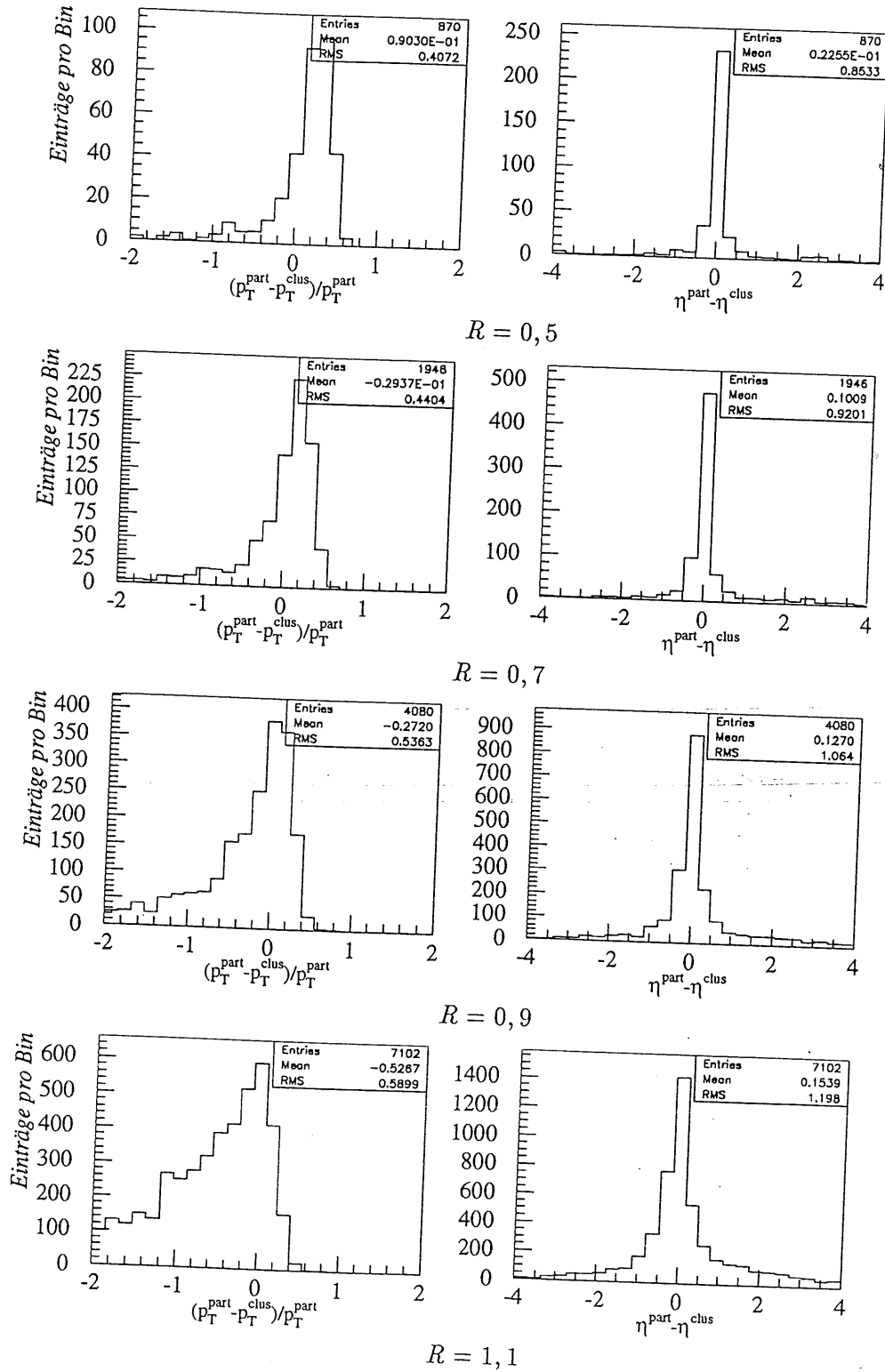


Abbildung 6.7: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für CONE (Version I) bei vier Kegelradien R

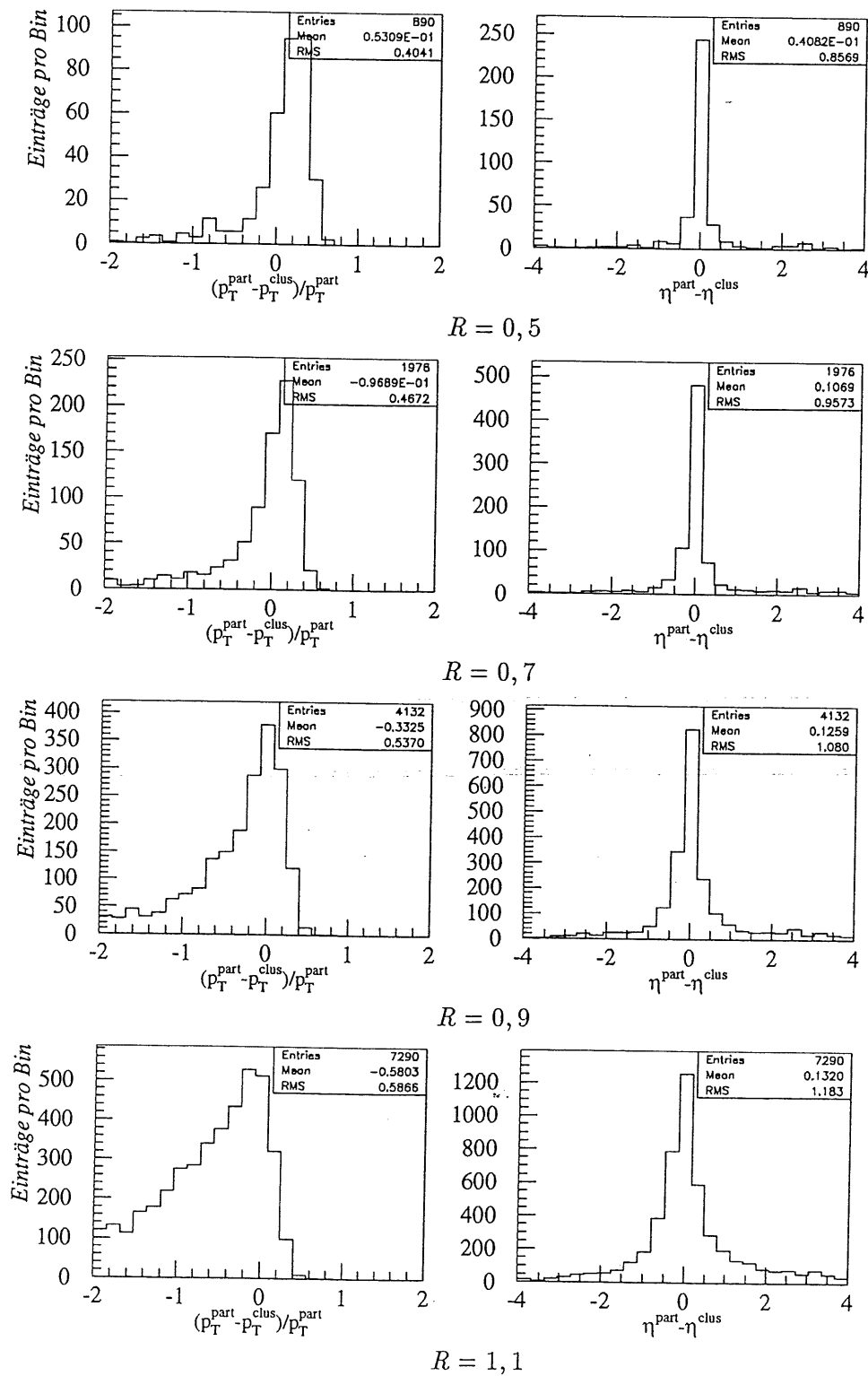


Abbildung 6.8: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für CONE (Version II) bei vier Kegelradien R

6. Analysen

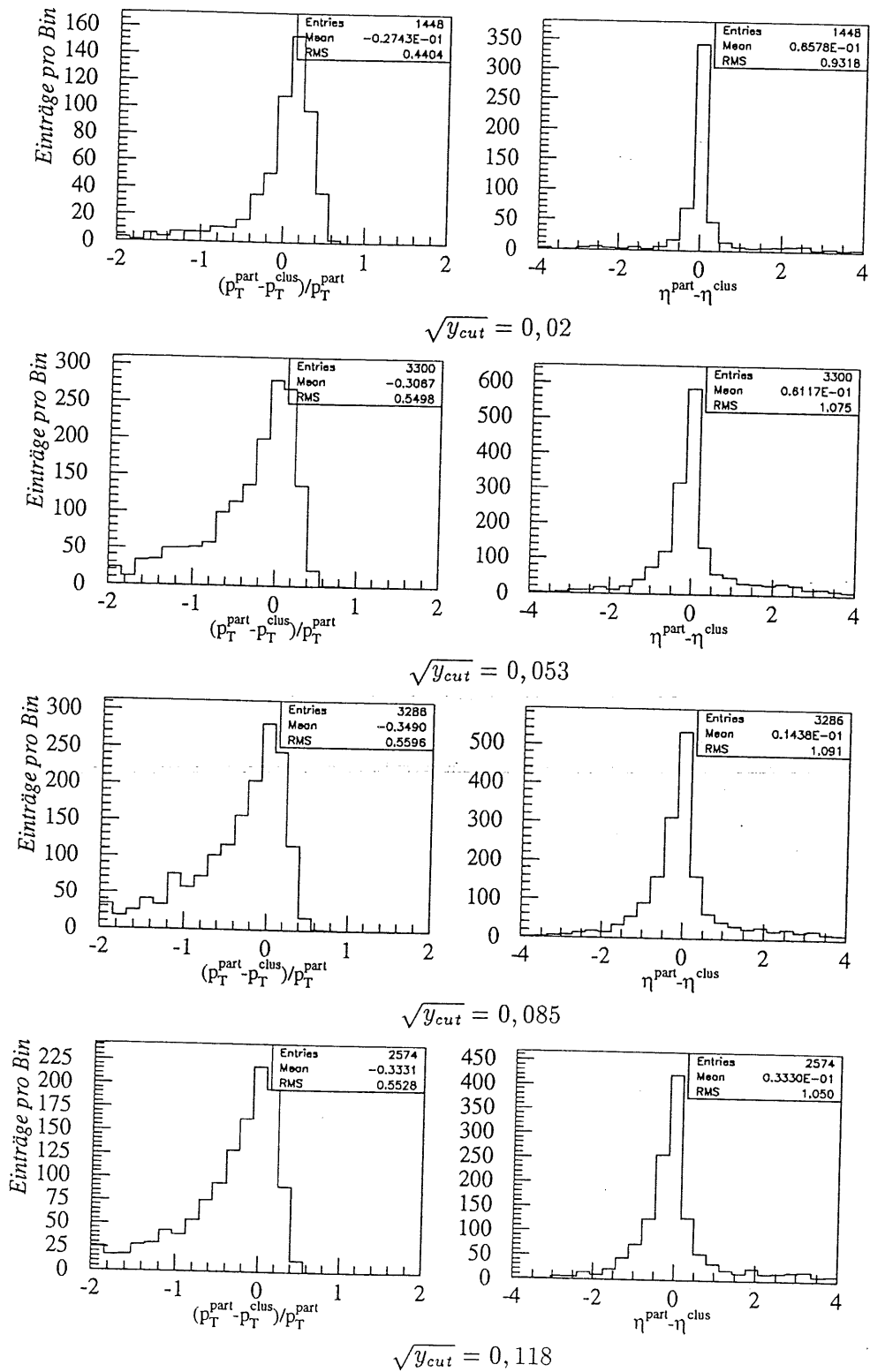


Abbildung 6.9: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für JADE bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

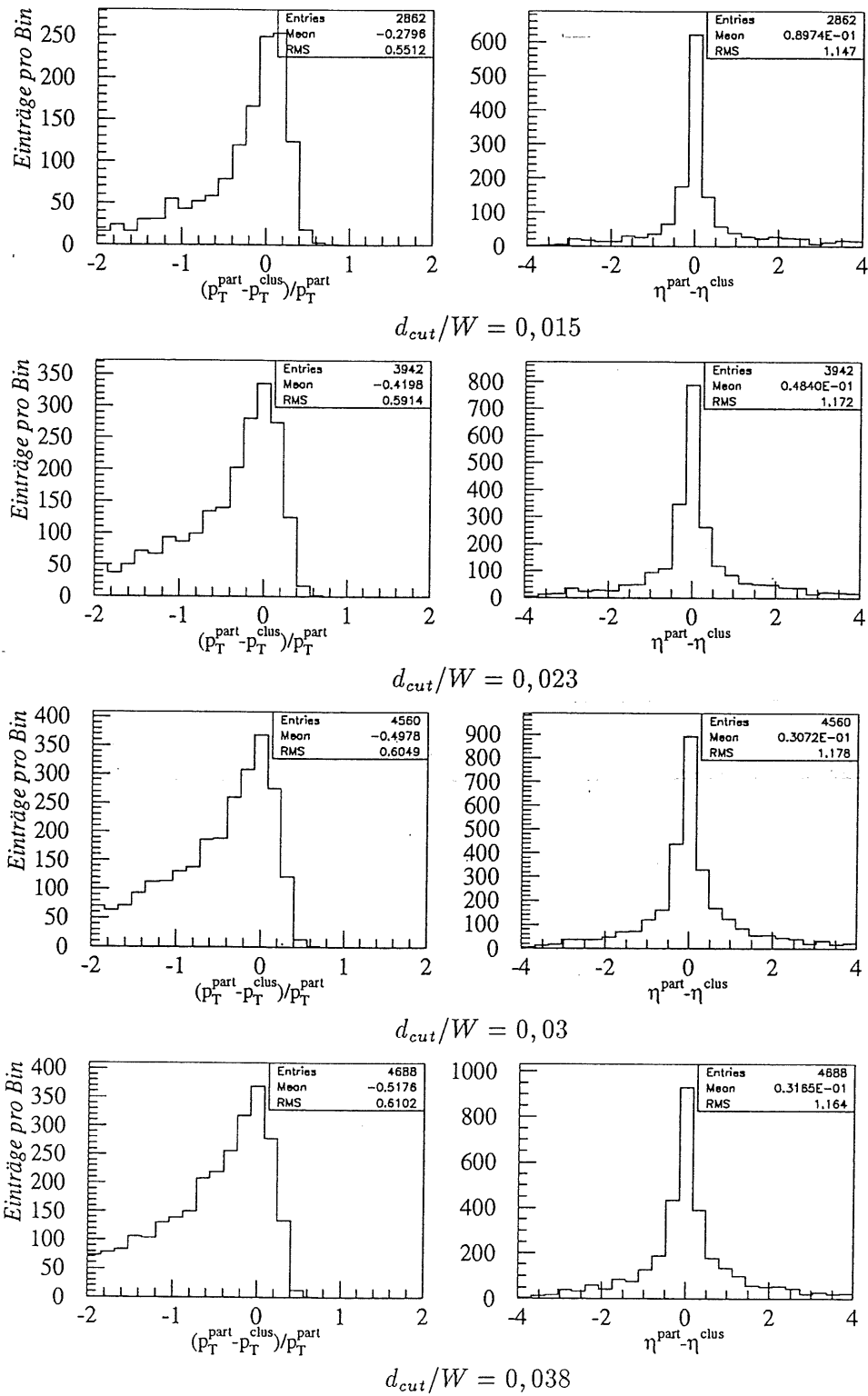


Abbildung 6.10: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für LUCLUS bei vier Parameterwerten d_{cut}/W

6. Analysen

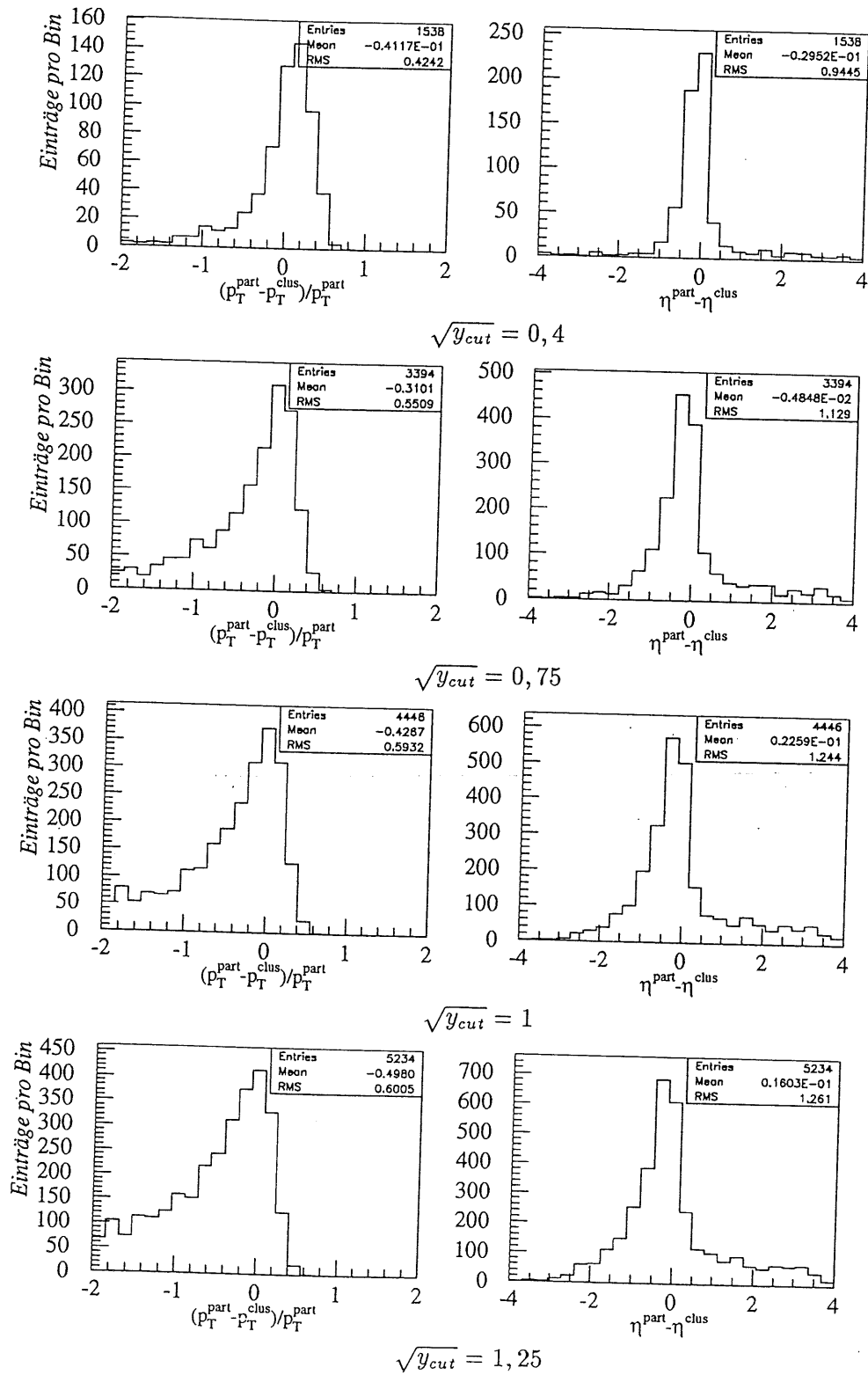


Abbildung 6.11: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für $k_{\perp 1}$ (ep-Version) bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

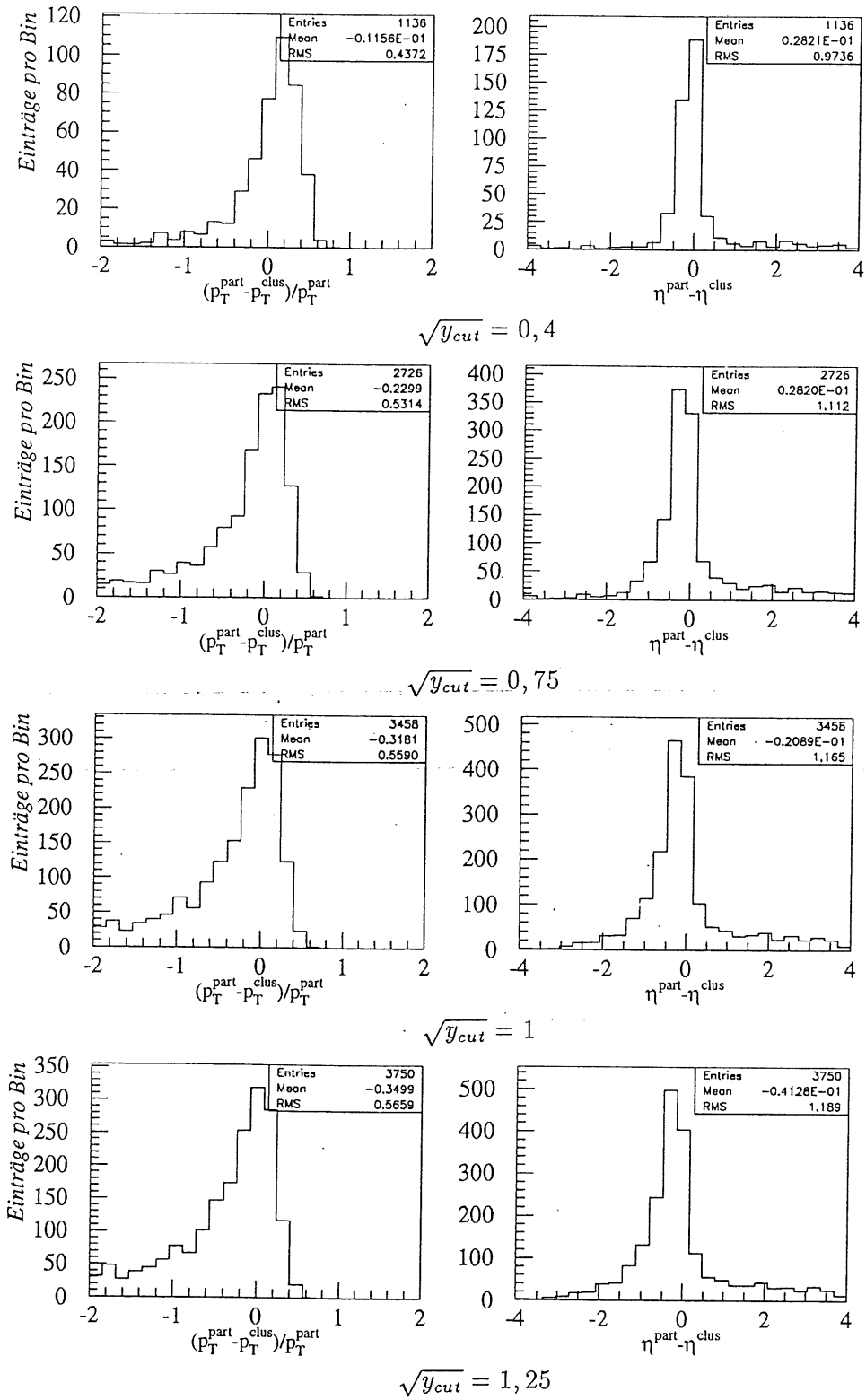


Abbildung 6.12: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version) bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

6. Analysen

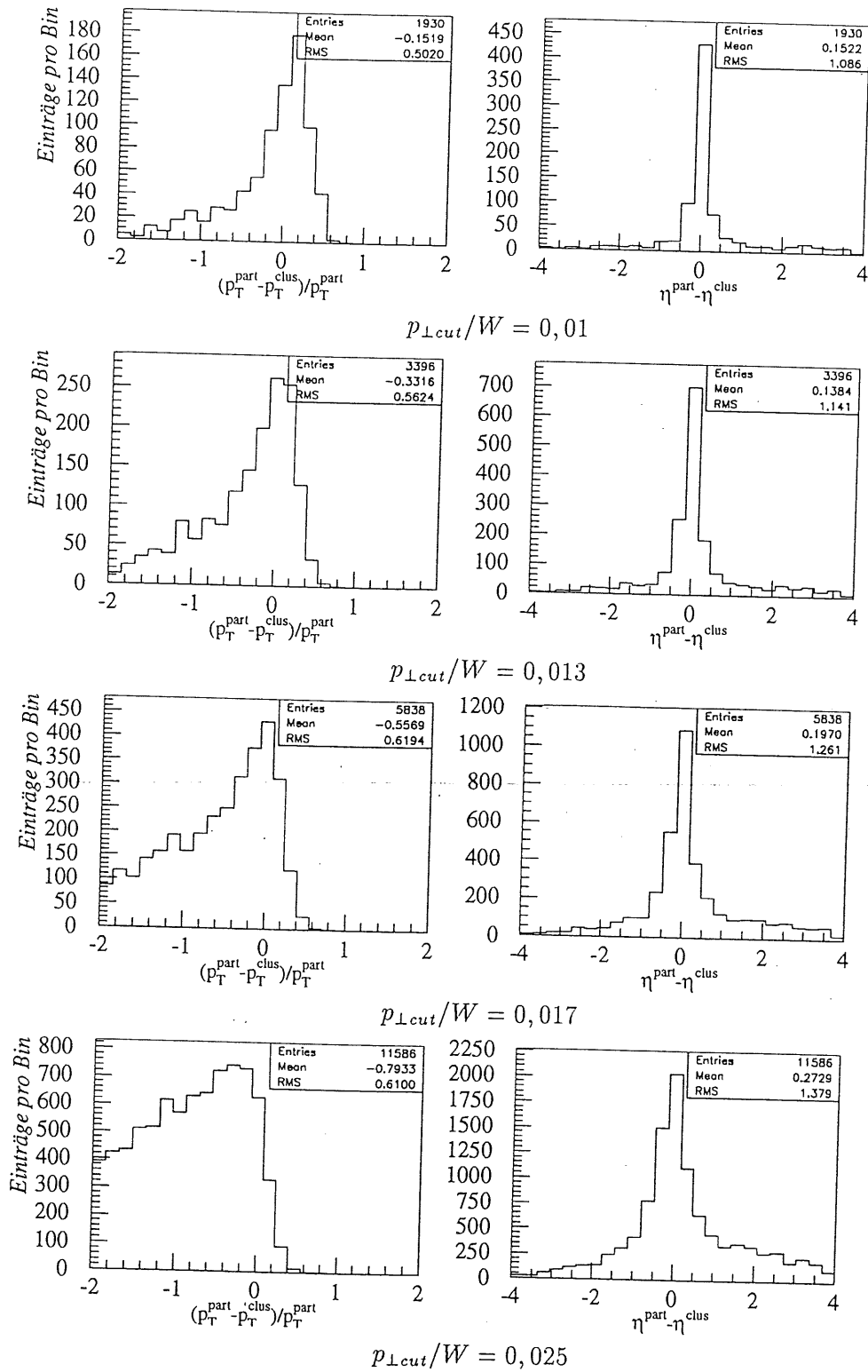


Abbildung 6.13: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für ARCLUS bei vier Parameterwerten $p_{\perp cut}/W$

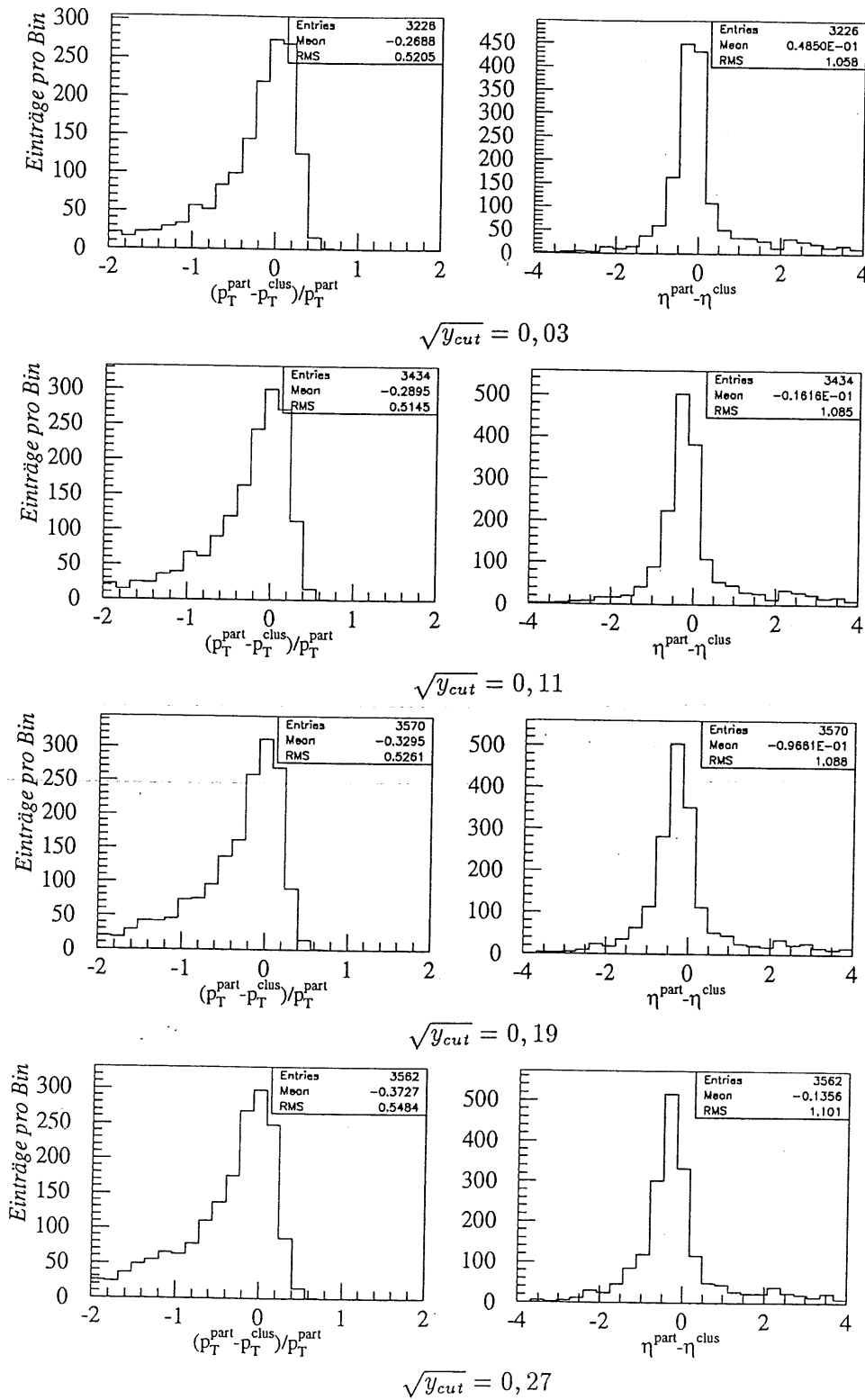


Abbildung 6.14: Differenzen in p_{\perp} (linke Spalte) und η (rechte Spalte) für DECO bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

6. Analysen

gorithmen gute Ergebnisse erzielt.

JADE-Algorithmus Die Abweichungen der Mittelwerte in den p_{\perp} -Differenzen steigen bei JADE mit wachsendem Parameterwert $\sqrt{y_{cut}}$ zunächst an, erreichen um $\sqrt{y_{cut}} = 0,085$ ein Maximum und sinken dann wieder ab. Das gleiche Verhalten zeigen die Standardabweichungen der Verteilungen für beide kinematischen Variablen. Die Mittelwerte der η -Differenzen verhalten sich entgegengesetzt und erreichen eine minimale Abweichung vom Nullpunkt bei etwa $\sqrt{y_{cut}} = 0,085$. Der optimale Parameterwert ist hier also von der zu verwendenden kinematischen Variablen abhängig. Auch die Statistik an 2-Jet-Ereignissen nimmt mit wachsendem $\sqrt{y_{cut}}$ zuerst zu und erreicht ein Maximum um $\sqrt{y_{cut}} = 0,053$.

LUCLUS-Algorithmus Auch bei LUCLUS ist der zu verwendende optimale Parameterwert von der betrachteten kinematischen Größe abhängig. Sowohl Abweichung des Mittelwerts als auch die Standardabweichung der Differenzen wachsen im Fall des transversalen Impulses mit d_{cut}/W . Die Abweichung des Mittelwerts fällt bei den η -Verteilungen zunächst ab, nimmt bei etwa $d_{cut}/W = 0,03$ ein Minimum an und steigt dann wieder an. Die Standardabweichung erreicht aber bei demselben Parameterwert ihr Maximum. Die Beträge von Abweichung des Mittelwerts und Standardabweichung, sowie die Statistik an gefundenen 2-Jet-Ereignissen sind bei allen Parameterwerten hoch im Vergleich zu anderen Algorithmen. LUCLUS faßt also Kalorimeter-Cluster zu häufig zu harten Jets zusammen und scheint für die Anwendung in Photoproduktion weniger geeignet als etwa CONE-, JADE- oder k_{\perp} -Algorithmen.

k_{\perp} -Algorithmus Die beiden Versionen des k_{\perp} -Algorithmus zeigen ebenfalls unterschiedliches Verhalten unter Variationen von $\sqrt{y_{cut}}$ für verschiedene kinematische Variablen. Die Abweichung des Mittelwerts in den p_{\perp} -Verteilungen wächst bei beiden Versionen monoton mit $\sqrt{y_{cut}}$ und weist keinen Nulldurchgang auf. Die Mittelwertabweichung für die η -Verteilungen ist bei der ep -Version monoton steigend mit $\sqrt{y_{cut}}$. Diese Verschiebung in Richtung des Bereichs $\eta^{part} > \eta^{clus}$ läßt sich durch eine zunehmende Einbeziehung des Photonrests in die harten Jets erklären. Im Fall der $p\bar{p}$ -Version, bei der der Photonrest bereits im Zuge des "Pre-Clustering" entfernt worden sein sollte, erfolgt eine Verschiebung in entgegengesetzter Richtung. Ein Nulldurchgang erfolgt in beiden Fällen zwischen $\sqrt{y_{cut}} = 0,75$ und $\sqrt{y_{cut}} = 1$. Standardabweichung und Statistik wachsen bei beiden Versionen und beiden kinematischen Variablen monoton mit $\sqrt{y_{cut}}$, wobei die $p\bar{p}$ -Version abgesehen vom niedrigsten Parameterwert $\sqrt{y_{cut}} = 0,4$ geringere Statistik und kleinere Standardabweichungen aufweist.

ARCLUS-Algorithmus Wie bei den CONE-Algorithmen wachsen bei ARCLUS die Standardabweichungen für beide betrachteten kinematischen Variablen, sowie die Abweichung des Mittelwerts in p_{\perp} monoton mit dem Parameter $p_{\perp cut}/W$. Bei der η -Verteilung liegt minimale Mittelwertabweichung bei $p_{\perp cut}/W = 0,013$ vor. Ein Nulldurchgang der Mittelwerte der Differenzen erfolgt aber in beiden Fällen nicht. ARCLUS findet definitionsgemäß immer zwei oder mehr Jets und weist im Bereich größerer Parameterwerte eine noch höhere Statistik an 2-Jet-Ereignissen auf als LUCLUS. Auch ARCLUS rekonstruiert also zu häufig harte Jets und erscheint nur bei niedrigen Parameterwerten in Photoproduktion anwendbar.

DECO-Algorithmus Von allen betrachteten Algorithmen zeigt DECO die geringste Sensitivität gegenüber Variationen seines Parameters $\sqrt{y_{cut}}$ über den im vorangegangenen Abschnitt ermittelten Bereich. Die Mittelwerte der Differenzplots verhalten sich mit steigendem $\sqrt{y_{cut}}$ monoton. Während sich die p_{\perp} -Verteilungen aber wie bei ARCLUS und den CONE-Algorithmen in Richtung des negativen Bereichs verschieben, weisen die Mittelwerte der η -Differenzen bei DECO als einzigem der untersuchten Algorithmen eine Verschiebung in den Bereich $\eta^{part} < \eta^{clus}$ auf. Dadurch ergibt sich ein Nulldurchgang der η -Differenzen zwischen $\sqrt{y_{cut}} = 0,03$ und $\sqrt{y_{cut}} = 0,11$. Die Differenzen in p_{\perp} weisen innerhalb des getesteten Parameterbereichs keinen Nulldurchgang auf.

Die Standardabweichung ist in den p_{\perp} -Verteilungen mit einem Minimalwert von 0,51 bei $\sqrt{y_{cut}} = 0,11$ hoch, während sie im Fall der η -Verteilungen mit 1,06 bei $\sqrt{y_{cut}} = 0,03$ im Vergleich mit anderen Algorithmen vertretbar ist.

Die Statistik an gefundenen Ereignissen ist im gesamten Parameterbereich vergleichsweise hoch und variiert lediglich zwischen 3226 und 3570.

DECO erscheint damit zweckmäßig bei Untersuchungen in η mit einem Parameterwert im Bereich $0,03 < \sqrt{y_{cut}} < 0,11$. Für Untersuchungen, die auf p_{\perp} -Messungen basieren, scheint DECO weniger geeignet, wobei hier bei kleinen Parameterwerten ($0,03 \approx \sqrt{y_{cut}}$) mit besseren Ergebnissen zu rechnen ist.

Algorithmus (Parameter- bezeichnung)	Minimale Abweichung des Mittelwerts bei p_{\perp}			Minimale Abweichung des Mittelwerts bei η		
	Param.	Abweichung	Ereign. [%]	Param.	Abweichung	Ereign. [%]
CONE I (R)	0,7	-0,029	2,13	0,5	0,023	0,95
CONE II (R)	0,5	0,053	0,98	0,5	0,041	0,98
JADE ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,02	-0,027	1,59	0,085	0,014	3,60
LUCLUS (d_{cut}/W)	0,015	-0,28	3,14	0,03	0,031	4,00
k_{\perp} (ep) ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,4	-0,041	1,70	0,75	-0,005	3,72
k_{\perp} ($p\bar{p}$) ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,4	-0,012	1,24	1	-0,021	3,79
ARCLUS ($p_{\perp cut}/W$)	0,01	-0,152	2,11	0,013	0,138	3,72
DECO ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,03	-0,267	3,53	0,11	-0,016	3,76

Tabelle 6.3: Parameterwerte aller Algorithmen, bei denen die Abweichung der Jet-Kinematik von harten Partonen minimal wird, für p_{\perp} und η

6. Analysen

Algorithmus (Parameter- bezeichnung)	Minimaler Fehler des Mittelwerts bei p_{\perp}			Minimaler Fehler des Mittelwerts bei η		
	Param.	Fehler	Ereign. [%]	Param.	Fehler	Ereign. [%]
CONE I (R)	0,5	0,41	0,95	0,5	0,85	0,95
CONE II (R)	0,5	0,40	0,98	0,5	0,86	0,98
JADE ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,02	0,44	1,59	0,02	0,93	1,59
LUCLUS (d_{cut}/W)	0,015	0,55	3,14	0,015	1,15	3,14
k_{\perp} (ep) ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,4	0,42	1,70	0,4	0,94	1,70
k_{\perp} ($p\bar{p}$) ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,4	0,44	1,24	0,4	0,97	1,24
ARCLUS ($p_{\perp cut}/W$)	0,01	0,50	2,11	0,01	1,09	2,11
DECO ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,11	0,51	3,76	0,03	1,06	3,53

Tabelle 6.4: Parameterwerte aller Algorithmen, bei denen die Standardabweichung zwischen der Kinematik von Jets und harten Partonen minimal wird, für p_{\perp} und η

6.3.2 Spektren kinematischer Größen

Beschreibung der Analysemethode

In diesem Abschnitt werden inklusive Spektren von Partonen und Jets in den kinematischen Variablen η und p_{\perp} miteinander verglichen. Im Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt betrachteten Differenzplots ermöglicht die Betrachtung inklusiver Spektren zwar nur einen qualitativen Vergleich, erlaubt aber andererseits, die kinematischen Bereiche zu erkennen, in denen Abweichungen auftreten. Die in Abbildungen 6.15 bis 6.22 dargestellten Verteilungen wurden mit Monte-Carlo- und Daten-Ereignissen erstellt, die genau zwei harte Jets enthielten. Die Verteilungen der beiden harten Jets und der harten Partonen aus dem Monte-Carlo-Satz, sowie die entsprechende Jet-Verteilung der Daten mit Fehlerbalken sind jeweils in einem Plot zusammengefaßt. Die Fehlerbalken geben ausschließlich die statistischen Fehler an.

Parton- und Jet-Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse enthalten also jeweils dieselben Einträge, wobei zu beachten ist, daß die harten Partonen nicht den Schnitten unterworfen wurden, die harte Jets definieren (siehe Anfang dieses Kapitels). Die Partonspektren können also den dargestellten Bereich überschreiten.

Die Verteilungen wurden für alle Jet-Algorithmen mit je vier verschiedenen Parameterwerten erzeugt, die innerhalb des in Abschnitt 6.1 bestimmten vernünftigen Bereichs liegen.

Auswertung der Parton-Jet-Korrelation

Allgemeine Ergebnisse Generell ist zu beobachten, daß in allen Verteilungen Abweichungen zwischen Parton- und Jet-Spektren im Vorwärtsbereich $\eta \gtrsim 1,5$ und im Bereich niedriger transversaler Impulse ($p_{\perp} \lesssim 12$ GeV) auftreten. Dabei ist die Stärke der Abweichung vom Algorithmus und dem jeweiligen Parameterwert abhängig. In dem genannten kinematischen Bereich liegen die Partonspektren immer unterhalb der Jet-Spektren, was

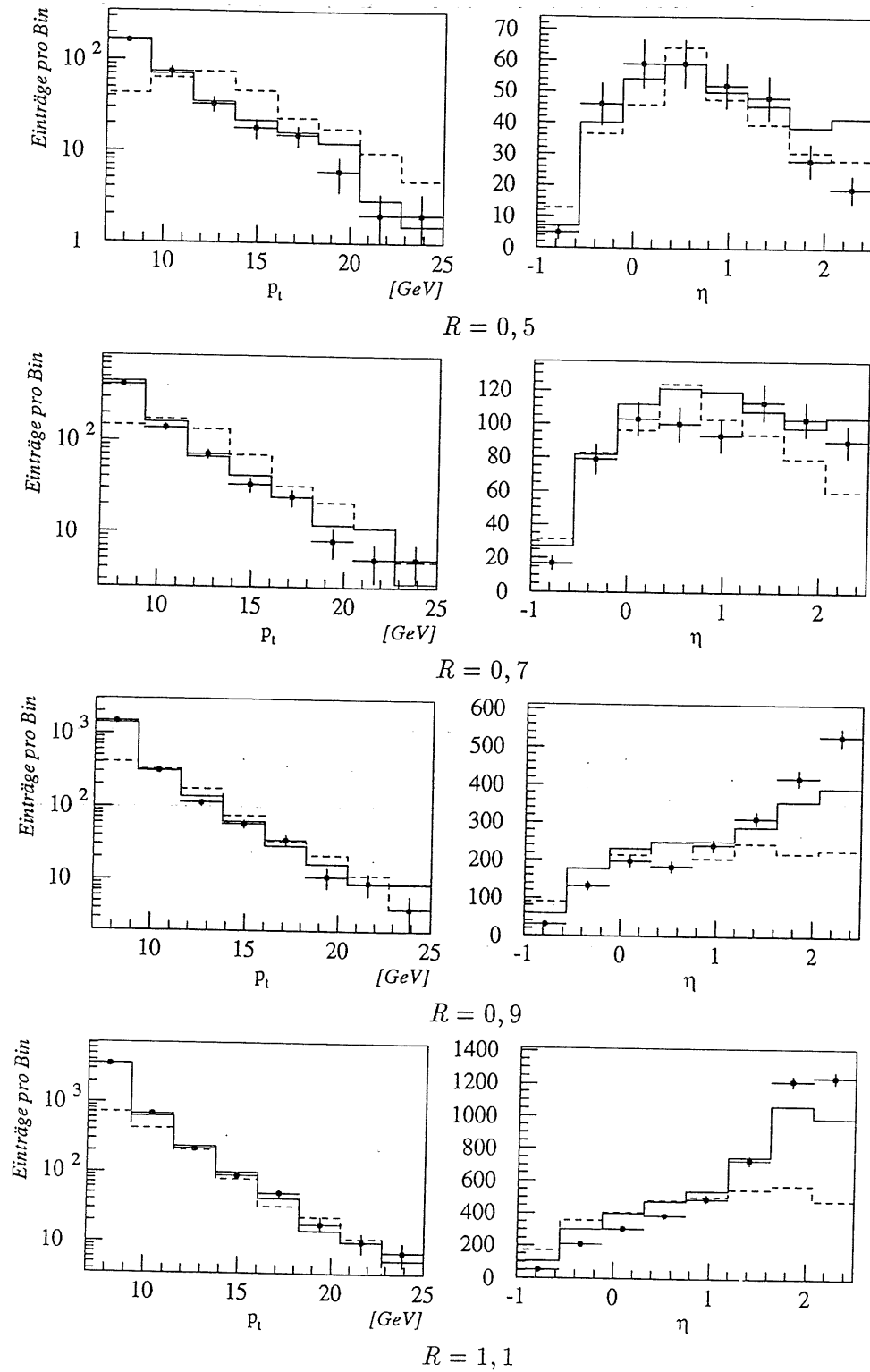


Abbildung 6.15: p_T - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für CONE (Version I) bei vier Kegelradien R

6. Analysen

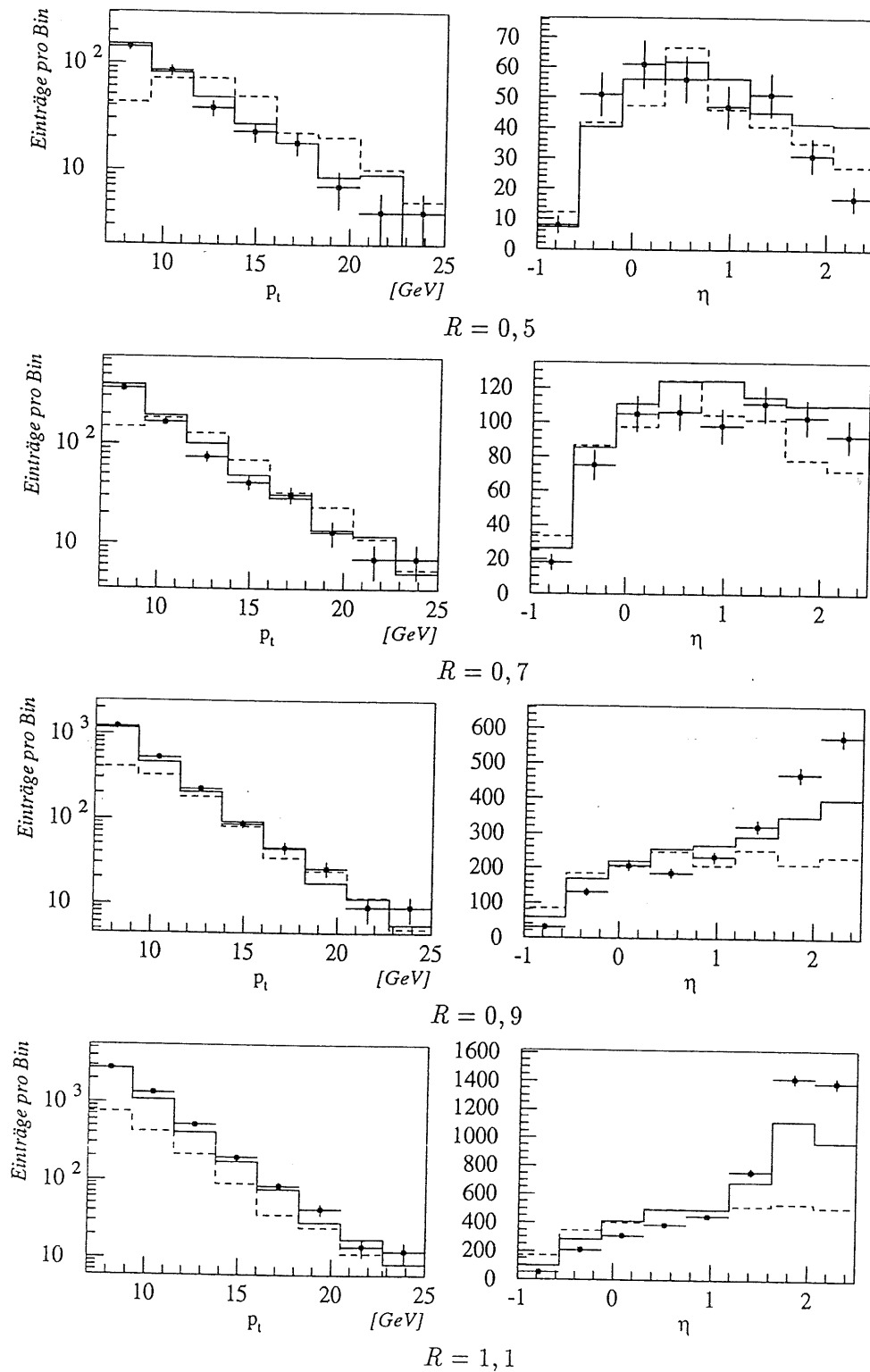


Abbildung 6.16: p_T - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für CONE (Version II) bei vier Kegelradien R

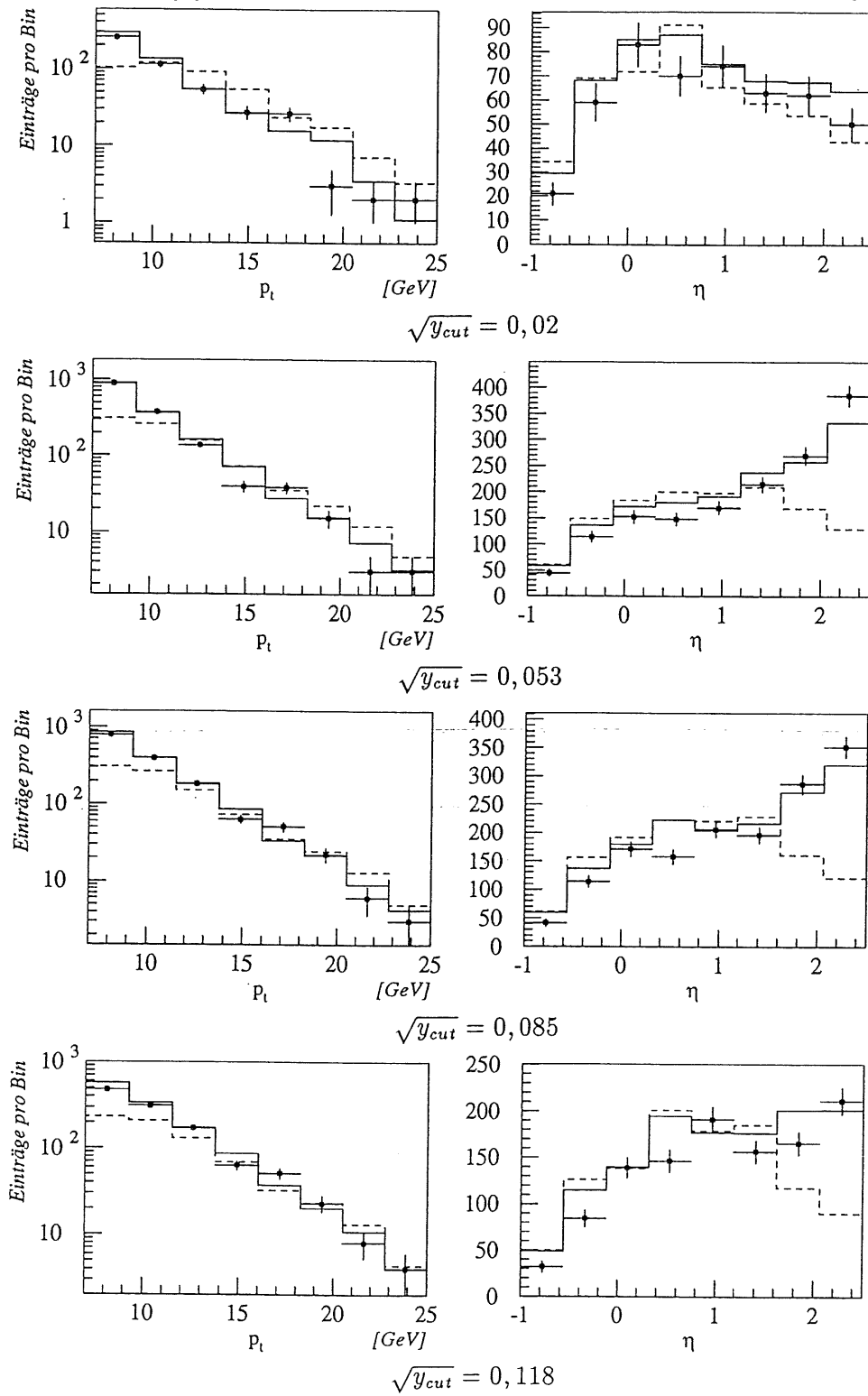


Abbildung 6.17: p_T - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für JADE bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

6. Analysen

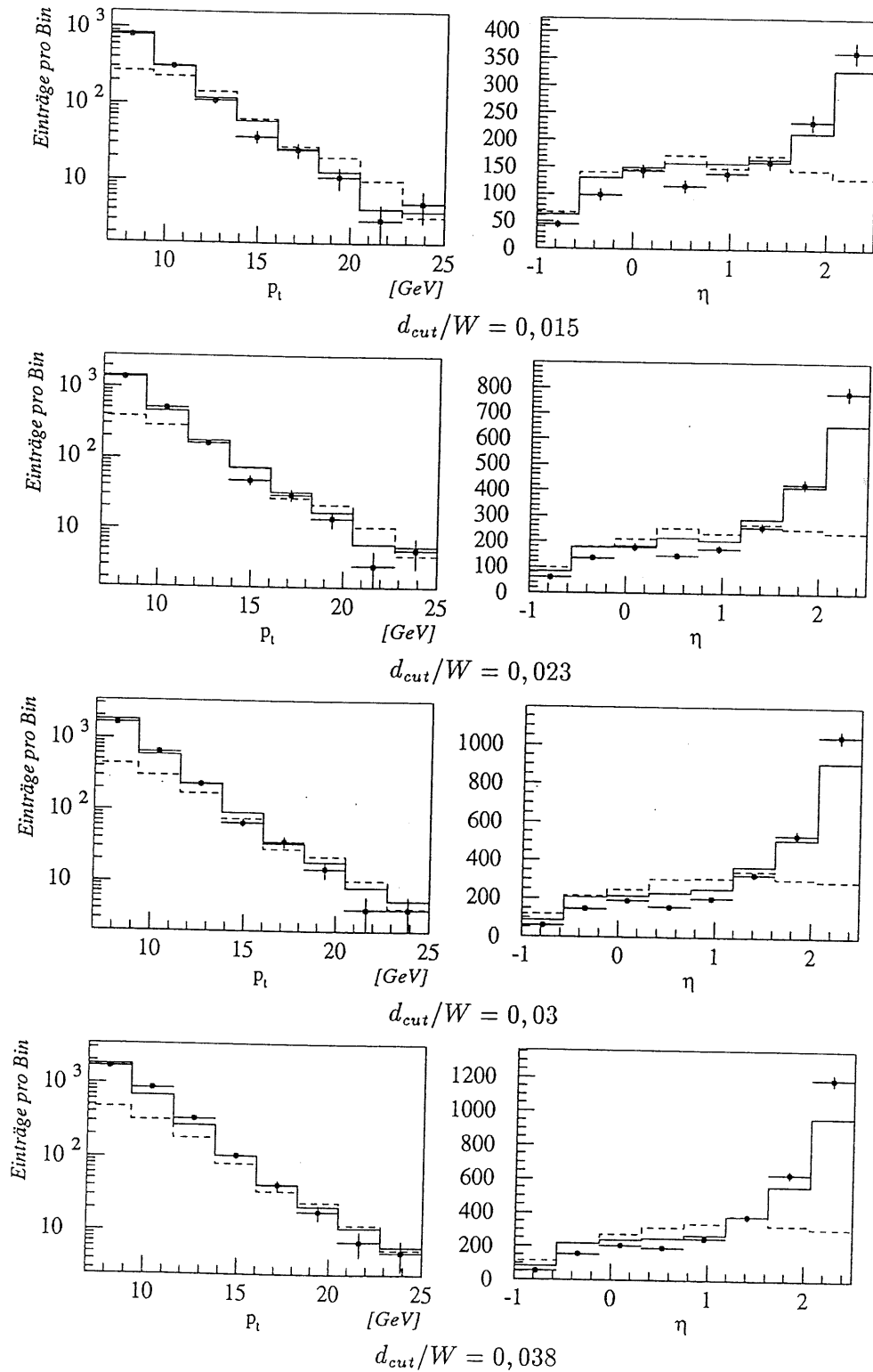


Abbildung 6.18: p_t - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für LUCLES bei vier Parameterwerten d_{cut}/W

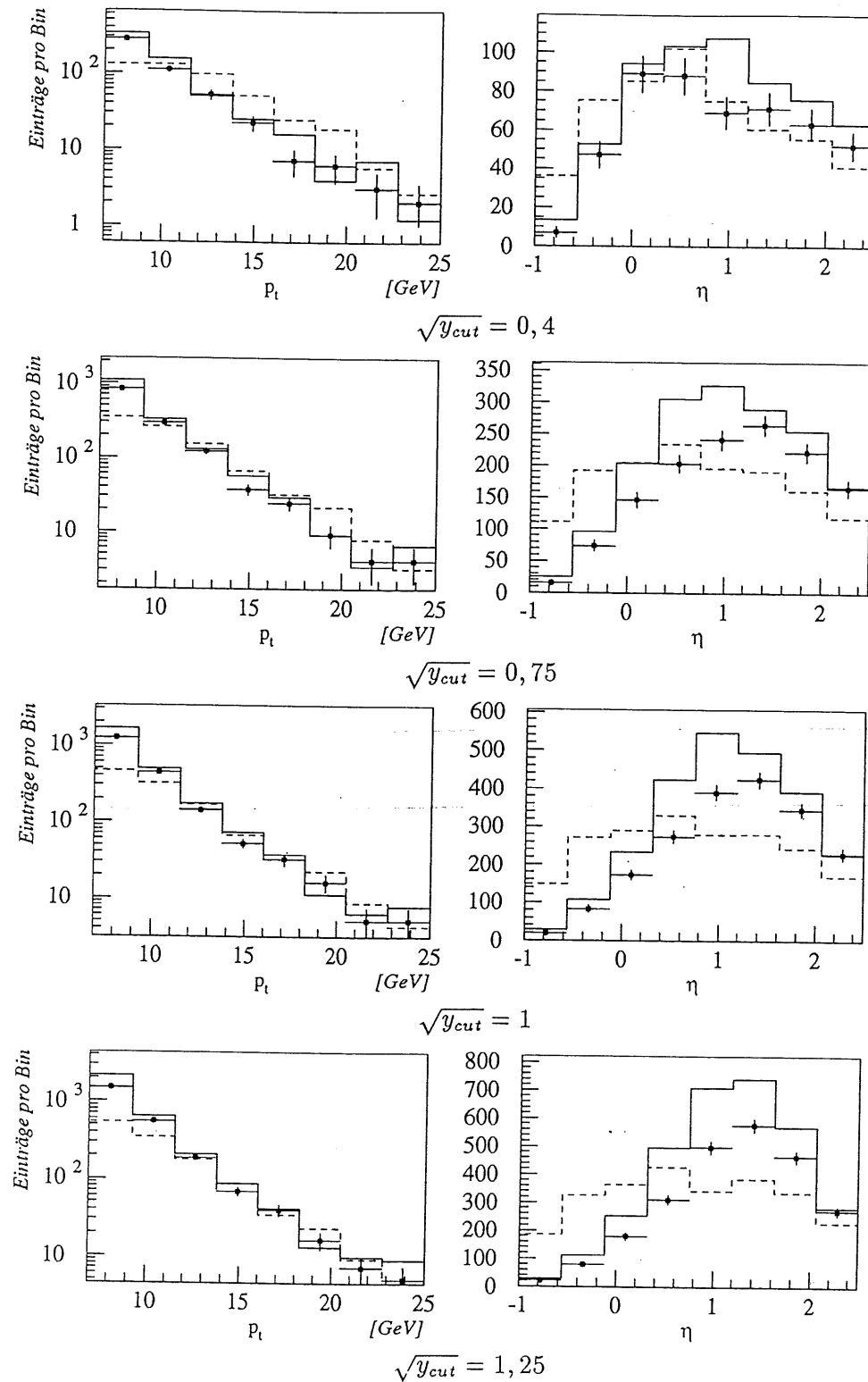


Abbildung 6.19: p_T - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für k_{\perp} (ep -Version) bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

6. Analysen

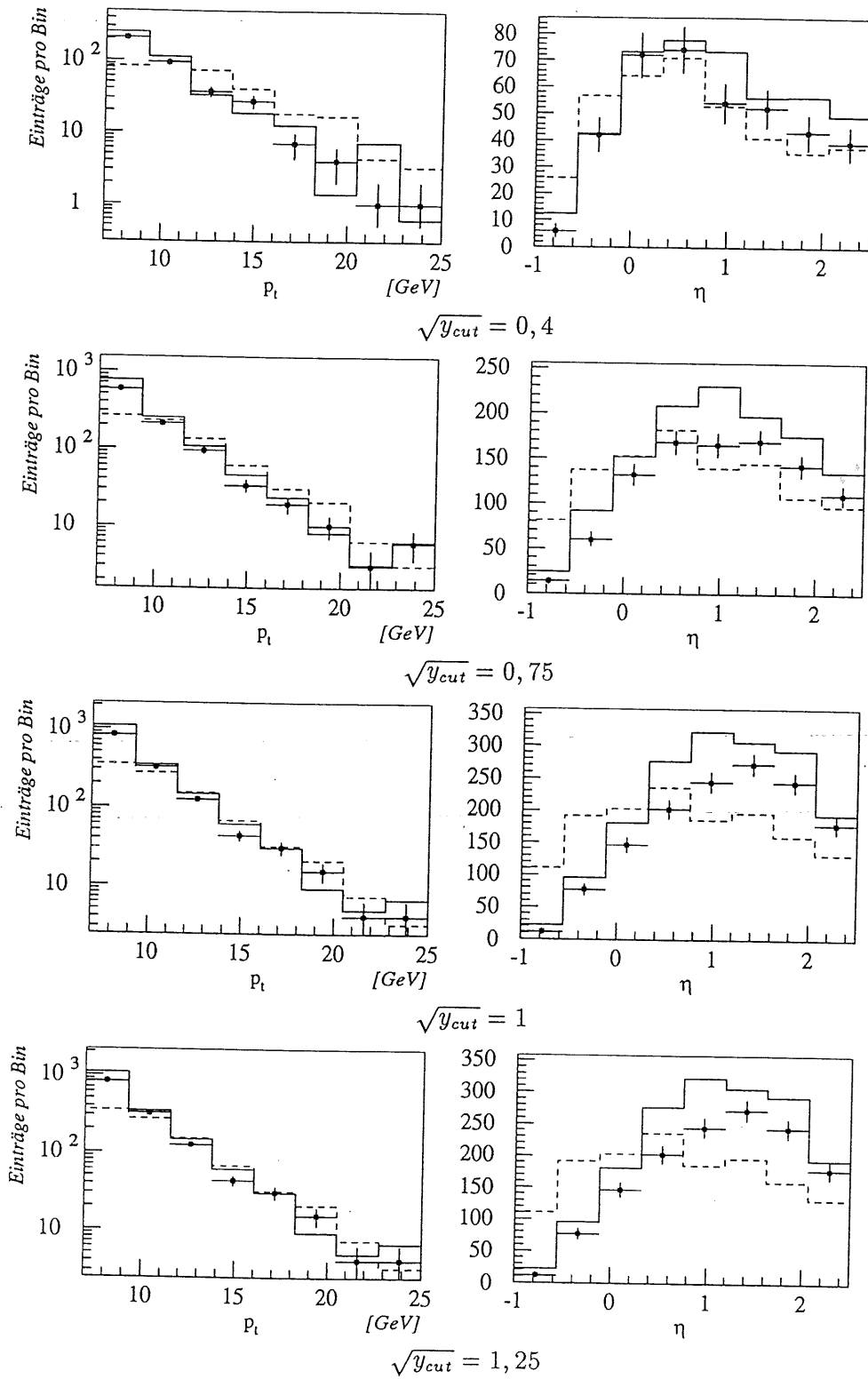


Abbildung 6.20: p_{\perp} - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version) bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

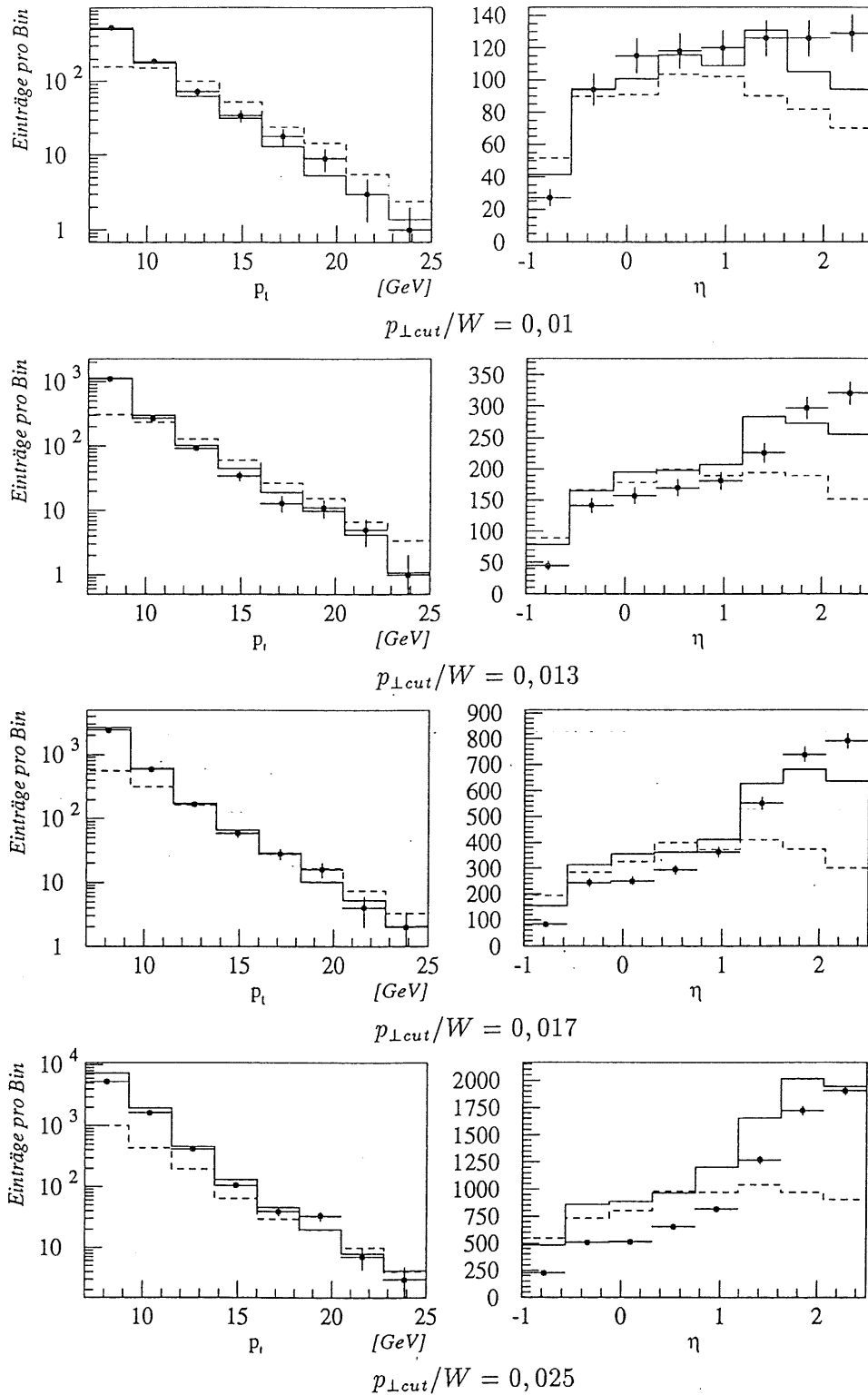


Abbildung 6.21: p_{\perp} - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für ARCLUS bei vier Parameterwerten $p_{\perp cut}/W$

6. Analysen

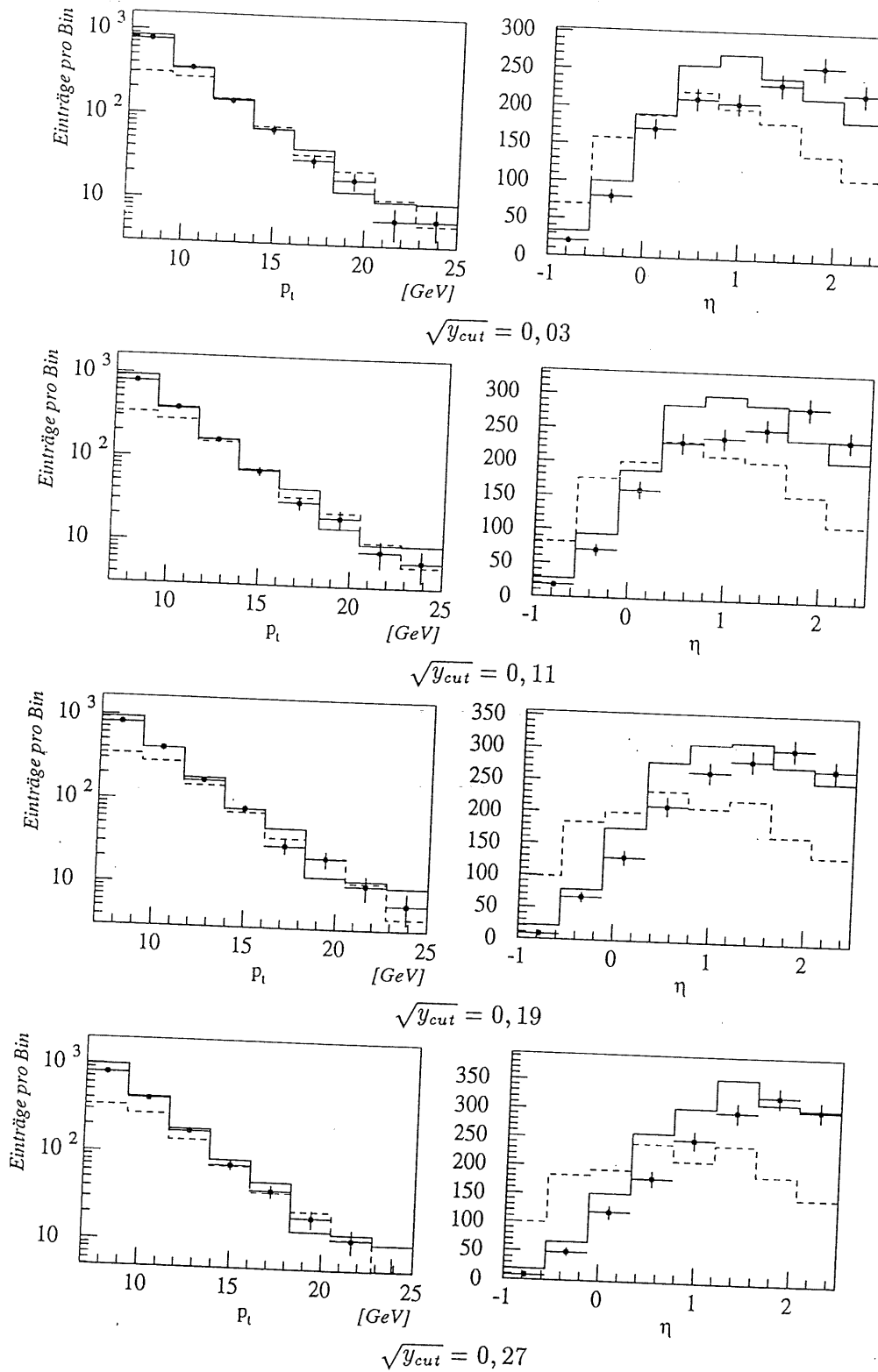


Abbildung 6.22: p_T - und η -Spektren von Jets in Monte-Carlo-Ereignissen (durchgezogene Linie) und Daten (Fehlerbalken), sowie von harten Partonen (gestrichelte Linie) für DECO bei vier Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}}$

sich dadurch erklären läßt, daß Teile des Protonrests fälschlich harten Jets zugeordnet werden.

Insbesondere im vorderen η -Bereich ist auch die qualitative Form der Jet-Spektren stark von Algorithmus und Parameter abhängig. Es wird sowohl ein Abfall (etwa bei den k_{\perp} -Algorithmen) als auch ein starker Anstieg (z.B. bei LUCLUS) beobachtet.

Die im vorangehenden Abschnitt gefundenen Parameterbereiche mit geringer Abweichung zwischen Partonen und Jets werden insgesamt durch die dargestellten Spektren bestätigt.

Wie sich die Übereinstimmung von Parton- und Jet-Spektren bei den getesteten Algorithmen in Abhängigkeit vom Parameter verhält, wird nun im einzelnen beschrieben.

CONE-Algorithmen Die p_{\perp} -Spektren zeigen die stärkste Abweichung zwischen Partonen und Jets im Bereich $p_{\perp} < 10$ GeV. Bei kleineren Kegelradien ($R \approx 0,5$) tritt auch eine Abweichung im Bereich $p_{\perp} > 10$ GeV auf, wobei das Partonspektrum hier über dem der Jets liegt. Insgesamt ist die Differenz zwischen beiden Kurven bei $R = 0,5$ geringer als bei höheren Kegelradien. Beim Übergang zu größeren Radien wird der Unterschied im Bereich $p_{\perp} > 10$ GeV kleiner, während die Diskrepanz in $p_{\perp} < 10$ GeV deutlich zunimmt. Die beste Übereinstimmung beider Kurven im Bereich $p_{\perp} > 10$ GeV wird etwa bei $R = 0,9$ erreicht. Eine weitere Erhöhung des Kegelradius führt dazu, daß das Partonspektrum vollständig unterhalb des Jet-Spektrums liegt ($R = 1,1$).

In den η -Spektren ist deutlich zu erkennen, daß die Jet-Kurven bei niedrigen Kegelradien zunächst im vorderen Bereich ($\eta \gtrsim 1,3$) gemeinsam mit den Partonkurven abfallen, bei Vergrößerung des Radius aber einen Anstieg in Vorwärtsrichtung entwickeln und stark von den Partonkurven abweichen, die im Vorwärtsbereich weitgehend konstant sind. Etwa im Bereich $R > 0,7$ werden also zunehmend Teile des Protonrests zu harten Jets gerechnet. Der Übergang von Abfall zu Anstieg des Jet-Spektrums erfolgt zwischen $R = 0,7$ und $R = 0,9$. Im Bereich $\eta < 1$ sind Parton- und Jet-Spektren weitgehend identisch, wobei die Übereinstimmung bei hohen Kegelradien ($R = 1,1$) und hoher Statistik besonders deutlich wird.

Ein wesentlicher Unterschied im Verhalten zwischen den beiden Versionen des CONE-Algorithmus ist aus den dargestellten Spektren nicht zu erkennen.

JADE-Algorithmus Die dargestellten Spektren für JADE variieren in Abhängigkeit des Parameters $\sqrt{y_{cut}}$ in ähnlicher Weise wie die Spektren der CONE-Algorithmen in Abhängigkeit von R . Bei niedrigem Parameterwert ($\sqrt{y_{cut}} = 0,02$) ist die Abweichung zwischen Parton- und Jet-Spektren gering, aber über den gesamten p_{\perp} -Bereich vorhanden, wobei die Partonkurve im Bereich $p_{\perp} > 12$ GeV oberhalb der Jet-Kurve verläuft. Vergrößerung von $\sqrt{y_{cut}}$ bewirkt eine Annäherung der Kurven im Bereich $p_{\perp} > 12$ GeV. Gute Übereinstimmung beider Spektren in diesem kinematischen Bereich ist bei Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}} > 0,085$ gegeben. Wie bei CONE-Algorithmen stimmen die η -Spektren bei kleinem $\sqrt{y_{cut}}$ weitgehend überein. Bei Erhöhung von $\sqrt{y_{cut}}$ unterscheiden sich Parto-

6. Analysen

nen und Jets im Bereich $\eta \gtrsim 1,5$ deutlich voneinander. Anders als bei CONE-Algorithmen stimmen Parton- und Jet-Spektren bei höheren Parametern ($\sqrt{y_{cut}} > 0,085$) aber bis zu einer Pseudorapidität von etwa 1,5 gut überein.

LUCLUS-Algorithmus Die mit LUCLUS erzeugten Spektren weisen keine so deutliche qualitative Veränderung in Abhängigkeit von dem Parameter d_{cut}/W auf wie CONE und JADE. Auch hier treten die Abweichungen zwischen Partonen und Jets in dem oben genannten kinematischen Bereich ($p_{\perp} \lesssim 12$ GeV und $\eta \gtrsim 1,5$) besonders zu Tage. Insbesondere die Abweichung im vorderen η -Bereich ist aber hier bei allen Parameterwerten von der Größenordnung, mit der sie bei CONE-Algorithmen bei hohen Kegelradien ($R \approx 1,1$) auftritt. LUCLUS scheint also generell den Protonrest falsch zu behandeln. Darüberhinaus ist die Übereinstimmung der η -Spektren auch im übrigen Pseudorapiditätsbereich schlechter als bei CONE und JADE.

Die beste Übereinstimmung der Spektren im Bereich $p_{\perp} > 12$ GeV wird bei etwa $d_{cut}/W = 0,023$, die beste Übereinstimmung im Bereich $\eta < 1,2$ bei etwa $d_{cut}/W = 0,015$ erreicht.

k_{\perp} -Algorithmus Die p_{\perp} -Spektren Verhalten sich bei beiden Versionen des k_{\perp} -Algorithmus wie bei CONE und JADE. Parton- und Jet-Spektren überschneiden sich bei etwa $p_{\perp} = 12$ GeV. Im Bereich $p_{\perp} \lesssim 12$ GeV liegen die Partonen bei allen Parametern $\sqrt{y_{cut}}$ deutlich unter den Jets, wobei die Abweichung mit dem Parameterwert zunimmt. Die η -Spektren unterscheiden sich aber qualitativ von denen anderer Algorithmen, was durch die Transformation des gesamten hadronischen Systems in das γp -Ruhe-system vor der eigentlichen Anwendung des Algorithmus erklärt werden kann. Ein Anstieg der Jet-Spektren in Vorwärtsrichtung wird bei keinem Parameterwert beobachtet. Die Abweichung zwischen Partonen und Jets in den η -Spektren ist bei beiden Versionen und allen Parameterwerten deutlicher als etwa bei CONE und JADE. Generell erscheint das Maximum der Parton-Kurven (bei etwa $\eta = 0,5$) gegenüber dem Maximum der Jet-Kurven (bei $\eta \approx 1$) verschoben. Der Bereich größter Abweichung ist $\eta \approx 1$. Die Abweichung wächst in diesem Bereich deutlich mit dem Parameterwert. Ursache für die Abweichung kann auch hier der Einfluß von Teilen des Protonrests sein, die beim "Pre-Clustering" nicht korrekt erkannt wurden, wobei der Bereich der stärksten Abweichung durch die Koordinatentransformation in Richtung des zentralen Bereichs verschoben ist.

Den p_{\perp} -Spektren ist kein eindeutiger qualitativer Unterschied zwischen ep - und $p\bar{p}$ -Version anzusehen. Die η -Spektren lassen aber verhältnismäßig deutlich eine bessere Übereinstimmung zwischen Parton- und Jet-Kurven bei der $p\bar{p}$ -Version erkennen.

Die Übereinstimmung der p_{\perp} -Kurven im Bereich $p_{\perp} \gtrsim 12$ GeV wird bei beiden Versionen bei $\sqrt{y_{cut}} = 1$, die der η -Kurven im gesamten Pseudorapiditätsbereich bei niedrigeren Parameterwerten $\sqrt{y_{cut}} \approx 0,4$ am größten.

ARCLUS-Algorithmus Auch bei ARCLUS wiederholt sich das von CONE und JADE bekannte Schema, nach dem sich Parton- und Jet-Spektren mit dem Parameter $p_{\perp cut}/W$ ändern. Bei einem niedrigen Wert von $p_{\perp cut}/W = 0,01$ weichen beide p_{\perp} -Kurven über den gesamten dargestellten Bereich voneinander ab, wobei die Partonen die Jets im Bereich $p_{\perp} \gtrsim 12$ GeV übersteigen. Eine Erhöhung des Parameters führt bei etwa $p_{\perp cut}/W = 0,017$ zu einer guten Übereinstimmung zwischen Partonen und Jets in dem genannten p_{\perp} -Bereich, während in $p_{\perp} < 12$ GeV eine zunehmende Abweichung auftritt. Wird ein noch höherer Parameterwert $p_{\perp cut}/W = 0,025$ gewählt, liegt das partonische p_{\perp} -Spektrum fast vollständig unterhalb des Jet-Spektrums, und die Abweichung ist im gesamten Bereich $p_{\perp} \lesssim 16$ GeV groß.

Die η -Spektren stimmen im niedrigen Parameterbereich $p_{\perp cut}/W \approx 0,01$ grob überein. Übergang zu höheren Parameterwerten bewirkt wie bei CONE und JADE einen starken Anstieg der Jet-Spektren im Vorwärtsbereich, dem die Partonen nicht folgen. Die Diskrepanz ist im Bereich $\eta \gtrsim 1,2$ deutlich. Im zentralen η -Bereich ist verhältnismäßig gute Übereinstimmung zu erkennen.

Maximale Übereinstimmung der p_{\perp} -Spektren liegt im Bereich $p_{\perp} > 12$ GeV bei dem hohen Parameterwert von $p_{\perp cut}/W = 0,017$ vor, maximale Übereinstimmung der η -Spektren im Bereich $\eta < 1$ bei $p_{\perp cut}/W = 0,01$.

DECO-Algorithmus Eine deutliche qualitative Änderung der dargestellten Spektren mit dem Parameter $\sqrt{y_{cut}}$ ist bei DECO nicht zu erkennen. Die p_{\perp} -Spektren weisen die übliche Abweichung im Bereich $p_{\perp} \lesssim 12$ GeV auf. Im oberen p_{\perp} -Bereich ist, insbesondere im Parameterbereich $\sqrt{y_{cut}} < 0,11$, weitgehende Übereinstimmung gegeben.

Der Verlauf der η -Spektren unterscheidet sich dagegen qualitativ von dem bei anderen Algorithmen beobachteten Verlauf. Die Jet-Spektren fallen bei allen Parameterwerten in Vorwärtsrichtung ab. Sie nehmen ein Maximum zwischen $\eta = 1$ (bei $\sqrt{y_{cut}} = 0,03$) und $\eta = 1,5$ (bei $\sqrt{y_{cut}} = 0,27$) an und verschwinden nahezu für $\eta \rightarrow -1$. Die η -Spektren von Partonen und Jets weichen bei allen Parameterwerten deutlich voneinander ab. Eine beträchtliche Anzahl an histogrammierten Partonen liegt außerhalb des dargestellten η -Bereichs. Außerdem ist das Maximum der Jet-Kurven gegenüber dem der Parton-Kurven in Vorwärtsrichtung verschoben, was auch hier einen Einfluß des Protonrests vermuten läßt, der aber nicht wie etwa bei CONE, JADE, LUCLUS usw. zu einem Anstieg der Jet-Spektren in Vorwärtsrichtung, sondern zu einer Verzerrung des gesamten Spektrums in Richtung höherer η -Werte bewirkt. Am geringsten erscheint die Abweichung der Pseudorapiditätsspektren bei $\sqrt{y_{cut}} = 0,03$.

Auswertung der Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen

Allgemeine Ergebnisse In den meisten der dargestellten Spektren liegen die Daten leicht unterhalb der Monte-Carlo-Ereignisse. Deutlich wird dies etwa bei DECO, sowie bei ARCLUS im Bereich $\eta < 1$. Mögliche Erklärungen für diese generelle Abweichung sind etwa die Verwendung einer zu großen Gluondichtefunktion für Proton und Photon

im Generatorprogramm.

Im Bereich $\eta > 1,5$ treten teilweise stärkere Abweichungen zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen auf. Insbesondere übertreffen die Daten Monte-Carlo-Ereignisse oft bei solchen Algorithmen und Parameterwerten deutlich, bei denen auch die oben beschriebenen Abweichungen zwischen Jet- und Parton-Spektren im Vorwärtsbereich auftreten. Diese Diskrepanz ließ sich mit dem Einfluß des Protonrests bei den betreffenden Parameterwerten erklären. Der Überschuß an Daten in denselben η -Bereichen läßt dementsprechend auf eine fehlerhafte Beschreibung des Protonrests und seiner Wechselwirkungen mit den harten Partonen schließen, die auch durch die berücksichtigten "multiple interactions" nicht vollständig behoben wird.

Die η -Spektren von Daten weisen in vielen der dargestellten Verteilungen ein schwach ausgeprägtes lokales Minimum oder einen Sattelpunkt zwischen $\eta = 0$ und $\eta = 2$ auf, das von den Monte-Carlo-Kurven nicht beschrieben wird (siehe insbesondere alle Spektren zu LUCLUS, das Spektrum von JADE bei $\sqrt{y_{cut}} = 0,085$ und die Spektren beider CONE-Algorithmen bei $R = 0,7$ und $R = 0,9$).

Die Qualität der Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen ist in den p_{\perp} -Spektren bei allen Algorithmen nur wenig vom jeweiligen Parameterwert abhängig.

In Tabelle 6.5 sind diejenigen Parameter der einzelnen Algorithmen angegeben, bei denen die qualitativ geringste Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen auftritt. Dabei wurde bei JADE und ARCLUS ein Parameterwert zwischen zwei der getesteten Werte extrapoliert.

Algorithmus	Parameterwert
CONE I	$R = 0,7$
CONE II	$R = 0,7$
JADE	$\sqrt{y_{cut}} \approx 0,04$
LUCLUS	$d_{cut}/W = 0,015$
k_{\perp} (ep -Version)	$\sqrt{y_{cut}} = 0,4$
k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version)	$\sqrt{y_{cut}} = 0,4$
ARCLUS	$p_{\perp cut}/W = 0,012$
DECO	$\sqrt{y_{cut}} \approx 0,27$

Tabelle 6.5: Parameterwerte, bei denen gute qualitative Übereinstimmung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Spektren beobachtet wird

CONE-Algorithmen Die Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen wird bei beiden CONE-Algorithmen bei Radien $R \geq 0,9$ größer als bei allen anderen Algorithmen. Die Übereinstimmung ist im übrigen η -Bereich und in den p_{\perp} -Spektren mäßig.

JADE-Algorithmus Im Gegensatz zu den CONE-Algorithmen ist die Übereinstimmung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen auch im vorderen Bereich ($\eta > 1,5$) gut

und kaum vom Wert des Parameters $\sqrt{y_{cut}}$ abhängig.

Die Differenz zwischen den p_{\perp} -Spektren von Daten und generierten Ereignissen ist bei JADE größer als bei anderen Algorithmen. Darüberhinaus weisen die Daten-Spektren um $p_{\perp} = 15$ GeV einen leichten Sattelpunkt auf, der in den Monte-Carlo-Verteilungen nicht auftritt.

LUCLUS-Algorithmus Bei LUCLUS tritt eine ähnliche Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen im Vorwärtsbereich auf wie bei höheren Kegelecken der CONE-Algorithmen, ist aber insgesamt weniger stark und beginnt erst etwa bei einer Pseudorapidität von 2.

Das oben erwähnte Minimum der Datenkurve im zentralen η -Bereich ist bei $d_{cut}/W = 0,015$ besonders deutlich ausgeprägt und liegt um $\eta = 0,5$. Die Abweichung beider Spektren ist an diesem Punkt lokal hoch, während ansonsten im Bereich $\eta < 1,5$ gute Übereinstimmung vorliegt.

k_{\perp} -Algorithmus Die beiden Versionen des k_{\perp} -Algorithmus zeigen unter allen Algorithmen die stärkste Abweichung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen. Zwischen beiden Kurven besteht sowohl bei p_{\perp} - als auch bei η -Spektren qualitative Übereinstimmung, jedoch liegen die Daten-Kurven immer deutlich unterhalb der Kurven der Monte-Carlo-Ereignisse. Die Maxima der Monte-Carlo- η -Spektren sind außerdem noch weiter in Richtung des Vorwärtsbereichs verschoben. Insbesondere bei höheren Parameterwerten (im Fall der ep -Version ab etwa $\sqrt{y_{cut}} = 0,75$, bei der $p\bar{p}$ -Version erst ab etwa $\sqrt{y_{cut}} = 1$) bildet sich bei beiden Versionen ein Maximum bei $\eta \approx 1,5$ aus.

Sowohl die qualitative Abweichung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Spektren in η , als auch die Differenz in der Statistik erscheint bei der $p\bar{p}$ -Version geringer als bei der ep -Version. Die Abweichung der jeweiligen p_{\perp} -Spektren läßt keinen eindeutigen Unterschied zwischen ep - und $p\bar{p}$ -Version erkennen.

ARCLUS-Algorithmus ARCLUS zeigt bei allen Parametern eine ähnliche Abweichung der Daten von Monte-Carlo-Ereignissen im Vorwärtsbereich wie LUCLUS. Auch hier beschränkt sich die wesentliche Diskrepanz auf den Bereich $\eta > 2$. Bei $p_{\perp cut}/W = 0,01$ ist gute Übereinstimmung im Bereich $\eta < 1,5$ gegeben. Höhere Parameterwerte bewirken, daß Daten-Spektren im zentralen Bereich unter die Monte-Carlo-Spektren sinken. Bei $p_{\perp cut}/W = 0,025$ liegt das gesamte Daten-Spektrum in η deutlich unterhalb des Monte-Carlo-Spektrums.

DECO-Algorithmus Daten- und Monte-Carlo-Spektren sind bei DECO qualitativ vergleichbar, jedoch sind die Daten-Kurven gegenüber den Kurven von generierten Ereignissen noch weiter in Vorwärtsrichtung verschoben, was erneut mit einer falschen Beschreibung des Protonrests erklärt werden kann. Wie bei ARCLUS liegen auch hier

die η -Spektren von Daten im Bereich $\eta < 1,7$ unabhängig vom Parameterwert deutlich unter denen der Monte-Carlo-Ereignisse.

6.3.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der ideale Parameterwert eines Algorithmus wird von der Statistik an gefundenen Ereignissen mit zwei harten Jets, der Größe der Abweichung zwischen Parton- und Jet-Kinematik, sowie von der Größe des kinematischen Bereichs, über den die Abweichung auftritt, bestimmt. In vielen Fällen werden die drei genannten Kriterien bei verschiedenen Parameterwerten am besten erfüllt, so daß ein Kompromiß gefunden werden muß. Darüberhinaus ist der optimale Parameterwert bei einigen Algorithmen von der betrachteten kinematischen Größe abhängig.

Die Ergebnisse für die einzelnen Algorithmen werden im folgenden zusammengefaßt:

Übereinstimmung zwischen Parton- und Jet-Kinematik

CONE-Algorithmen Ein Kegelradius von $R = 0,7$ erscheint bei beiden CONE-Algorithmen vorteilhaft. Bei niedrigeren Radien erstrecken sich die Abweichungen zwischen Partonen und Jets über einen größeren kinematischen Bereich, und die gefundene Statistik ist gering, während bei höheren Werten die Abweichung insgesamt zu groß wird.

JADE-Algorithmus Für den JADE-Algorithmus ergibt sich ein ähnlicher Kompromiß zwischen niedriger Statistik und zu starker Abweichung zwischen Partonen und Jets bei einem Parameterwert zwischen $\sqrt{y_{cut}} = 0,02$ und $\sqrt{y_{cut}} = 0,053$.

LUCLUS-Algorithmus LUCLUS weist generell hohe Statistik auf. Die Übereinstimmung zwischen Partonen und Jets ist für p_{\perp} -Spektren bei $d_{cut}/W = 0,015$, für η -Spektren bei $d_{cut}/W = 0,023$ maximal.

k_{\perp} -Algorithmus Bei beiden Versionen des k_{\perp} -Algorithmus liegt die Verwendung eines Parameterwerts von $\sqrt{y_{cut}} = 0,75$ nahe. Kleinere Parameterwerte führen zu einer Abweichung der p_{\perp} -Spektren über einen größeren kinematischen Bereich und insbesondere bei der $p\bar{p}$ -Version zu niedriger Statistik an 2-Jet-Ereignissen, höhere Werte haben bei beiden kinematischen Variablen große Standardabweichungen in den Differenzplots zur Folge. Gleichzeitig liegt der Wert $\sqrt{y_{cut}} = 0,75$ nahe am Nulldurchgang der η -Differenzplots.

ARCLUS-Algorithmus Eine akzeptable globale Übereinstimmung zwischen Partonen und Jets ist bei ARCLUS nur bei dem niedrigen Parameterwert von $p_{\perp cut} = 0,01$ vorhanden.

DECO-Algorithmus Auch bei DECO ist die Anzahl an Zwei-Jet-Ereignissen unabhängig vom Parameterwert hoch. Außerdem variiert die Qualität Parton-Jet-Korrelation nur geringfügig mit dem Parameterwert. Beste Übereinstimmung wird bei einem Parameterwert zwischen $\sqrt{y_{cut}} = 0,03$ und $\sqrt{y_{cut}} = 0,11$ erreicht.

Allgemeiner Vergleich der Algorithmen Insgesamt erscheinen CONE- und JADE-Algorithmen bei der Anwendung auf Photoproduktionsereignisse am besten geeignet. ARCLUS, k_{\perp} und DECO fallen etwas hinter den genannten Algorithmen zurück, wobei bei ARCLUS nur kleine Parameterwerte in Frage kommen. LUCLUS weist von den getesteten Algorithmen die schlechteste Parton-Jet-Korrelation auf.

Übereinstimmung zwischen Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen Spektren von Daten-Ereignissen liegen generell meist unterhalb von Monte-Carlo-Ereignissen. Deutliche Abweichungen zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen treten im Vorwärtsbereich und bei niedrigen transversalen Impulsen auf, was auf eine fehlerhafte Beschreibung des Protonrests in dem generierten Satz schließen läßt. Eine stärkere Diskrepanz der beiden Spektren über den gesamten kinematischen Bereich ist bei ARCLUS, DECO und insbesondere k_{\perp} festzustellen, wobei auch hier die Daten generell meist unterhalb der Monte-Carlo-Ereignisse liegen.

6.4 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Die vorgestellten Jet-Algorithmen sollen in diesem Abschnitt zur Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte von harter Photoproduktion aus dem Datensatz von 1993 verwendet werden. Für jeden Algorithmus wird jeweils die Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach den Variablen p_{\perp} und η bei einem Parameterwert durchgeführt, der sich im vorangehenden Abschnitt als geeignet erwiesen hat. Die verwendeten Parameterwerte sind in Tabelle 6.6 zusammengefaßt.

Bei der Ermittlung der Wirkungsquerschnitte wird von den differentiellen Wirkungsquerschnitten nach p_{\perp} und η der generierten Ereignisse ausgegangen, wobei die zu den Verteilungen beitragenden harten Partonen den kinematischen Schnitten für harte Jets ($p_{\perp} > 7$ GeV und $-1 < \eta < 2,5$) unterworfen werden. Außerdem werden nur solche Ereignisse verwendet, die mit $0,3 < y < 0,7$ generiert wurden, was etwa dem Akzeptanzbereich des "Elektron-Taggers" (siehe Abschnitt 2.4) entspricht. In Abbildung 6.23 sind beide Wirkungsquerschnitte gegen die jeweilige kinematische Variable abgetragen.

6. Analysen

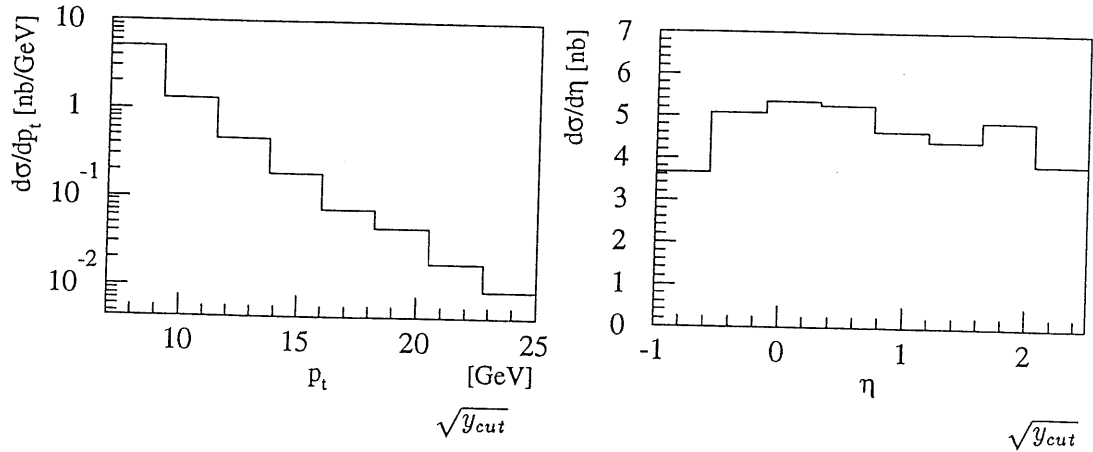


Abbildung 6.23: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für harte Photoproduktionsereignisse aus dem Monte-Carlo-Satz im Bereich $7 \text{ GeV} < p_{\perp} < 25 \text{ GeV}$, $-1 < \eta < 2,5$ und $0,3 < y < 0,7$

Dem transversalen Impuls wurde dabei eine zusätzliche obere Grenze von 25 GeV gesetzt.

Die im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Jet-Spektren werden zur Korrektur der Monte-Carlo-Wirkungsquerschnitte auf die tatsächlichen differentiellen Wirkungsquerschnitte herangezogen. Der tatsächliche differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\text{wahr}}$ wird dabei aus dem generierten Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\text{gen}}$ für jedes der dargestellten acht Bins nach folgender Formel berechnet:

$$d\sigma_{\text{wahr}} = d\sigma_{\text{gen}} \frac{N_{\text{Daten}}}{N_{\text{Moca}}}$$

Dabei sind N_{Daten} und N_{Moca} die Anzahl an Einträgen des betreffenden Bins für Jets aus Daten-, bzw. aus Monte-Carlo-Ereignissen. Die Zahlenwerte sind den entsprechenden Spektren aus Abschnitt 6.1.2 entnommen. Die generierten Querschnitte werden also binweise mit dem Faktor $N_{\text{Daten}}/N_{\text{Moca}}$ korrigiert. Auf eine zweidimensionale Entfaltung der im Detektor gemessenen Spektren nach den Variablen p_{\perp} und η wird verzichtet. Auch sollen mögliche Migrationen zwischen Bins nicht berücksichtigt werden.

Abbildungen 6.24 bis 6.31 zeigen die sich mit dieser Methode ergebenden differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle Algorithmen. Die dargestellten Fehlerbalken beziehen sich wieder lediglich auf den statistischen Fehler, der sich über Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Fehlern von N_{Daten} und N_{Moca} ergibt.

Die p_{\perp} -Wirkungsquerschnitte weisen bei allen Algorithmen das gleiche qualitative Verhalten auf. Bei JADE, DECO und der $p\bar{p}$ -Version des k_{\perp} -Algorithmus besitzen die Verteilungen einen Sattelpunkt bei $p_{\perp} \approx 18 \text{ GeV}$, der bei den übrigen Algorithmen nicht auftritt.

6.4 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Algorithmus (Parameterbezeichnung)	p_{\perp} -Spektren	η -Spektren
CONE I (R)	0,7	0,7
CONE II (R)	0,7	0,7
JADE ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,053	0,053
LUCLUS (d_{cut}/W)	0,015	0,023
k_{\perp} , ep -Version ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,75	0,75
	($E_t = 5,5$ GeV)	($E_t = 5,5$ GeV)
k_{\perp} , $p\bar{p}$ -Version ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,75	0,75
	($E_t = 4,5$ GeV)	($E_t = 4,5$ GeV)
ARCLUS ($p_{\perp cut}/W$)	0,01	0,01
DECO ($\sqrt{y_{cut}}$)	0,03	0,03

Tabelle 6.6: Parameter der einzelnen Algorithmen, die bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte verwendet wurden, getrennt für die Variablen p_{\perp} und η

Die Wirkungsquerschnitte nach η besitzen bei allen Algorithmen zwei deutliche lokale Maxima bei etwa $\eta = 0$ und $\eta = 2$.

Da bei beiden k_{\perp} -Algorithmen die Jet-Spektren der Daten besonders deutlich unterhalb der der Monte-Carlo-Ereignisse lagen, ergibt sich ein insgesamt geringerer Wirkungsquerschnitt als bei anderen Algorithmen.

6. Analysen

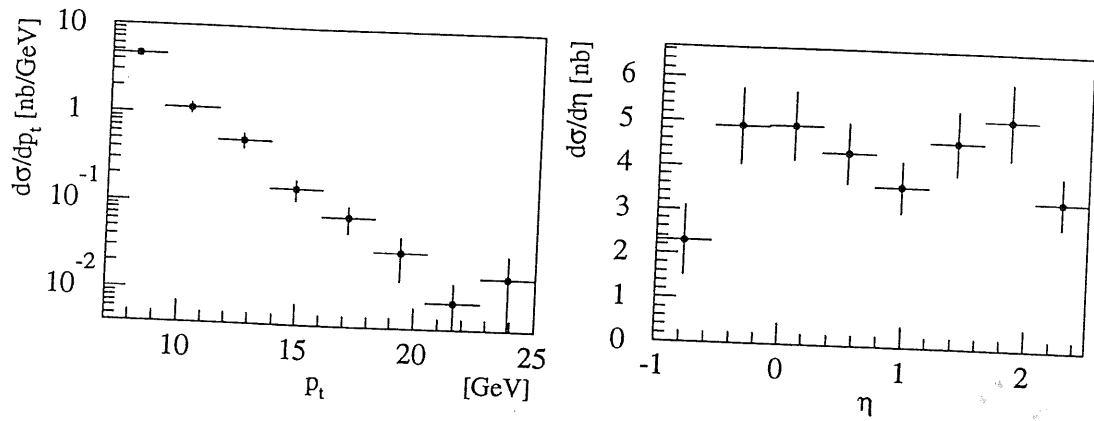


Abbildung 6.24: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für CONE (Version I, $R = 0,7$)

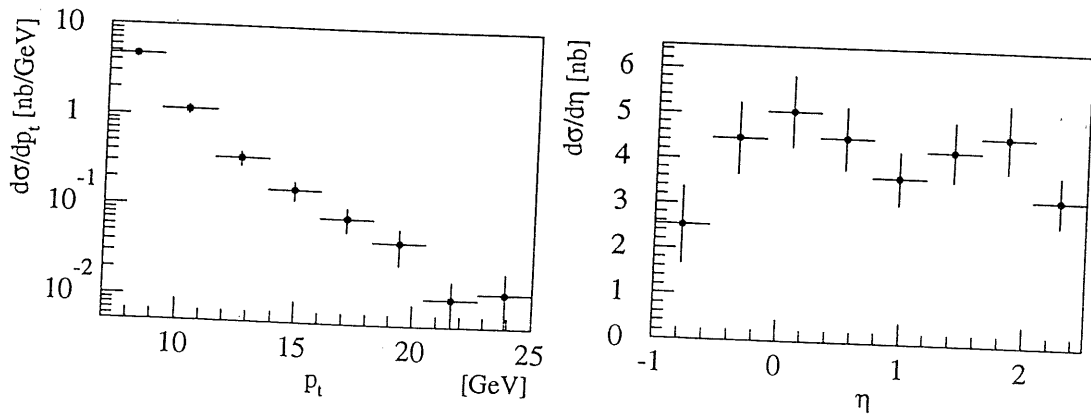


Abbildung 6.25: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für CONE (Version II, $R = 0,7$)

6.4 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

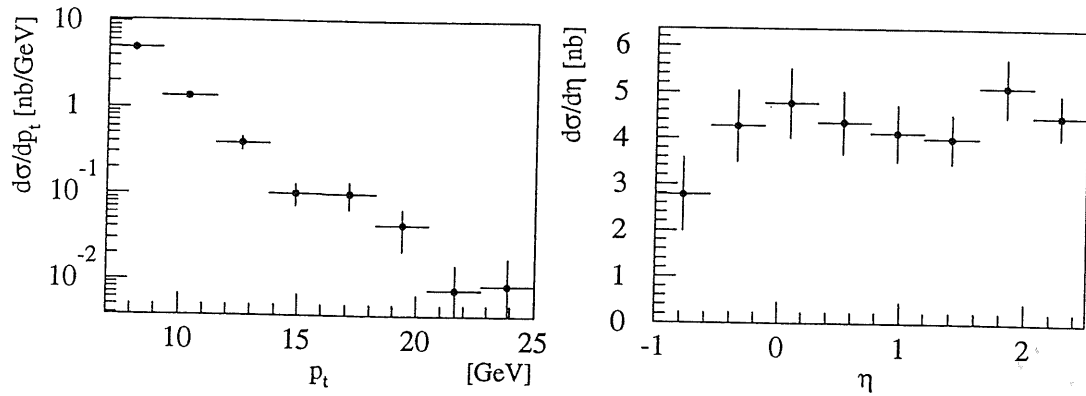


Abbildung 6.26: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für JADE ($\sqrt{y_{cut}} = 0,053$)

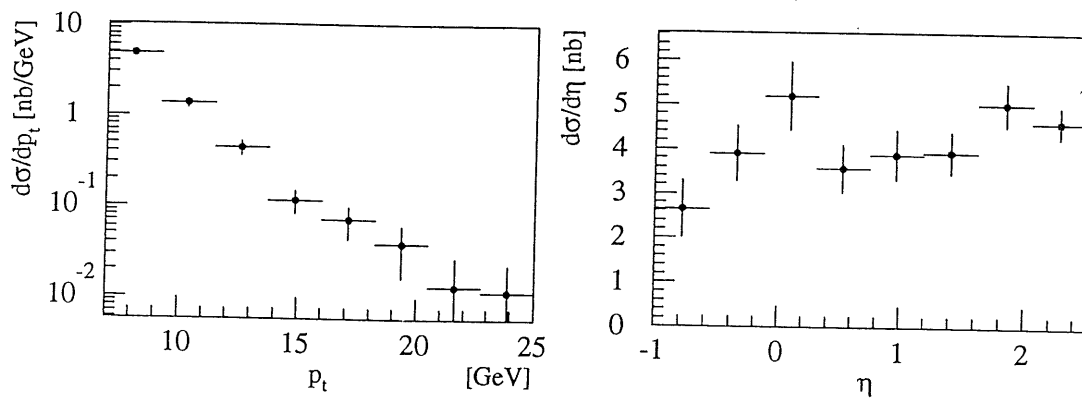


Abbildung 6.27: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für LUCLES ($d_{cut}/W = 0,015$, bzw. $d_{cut}/W = 0,023$)

6. Analysen

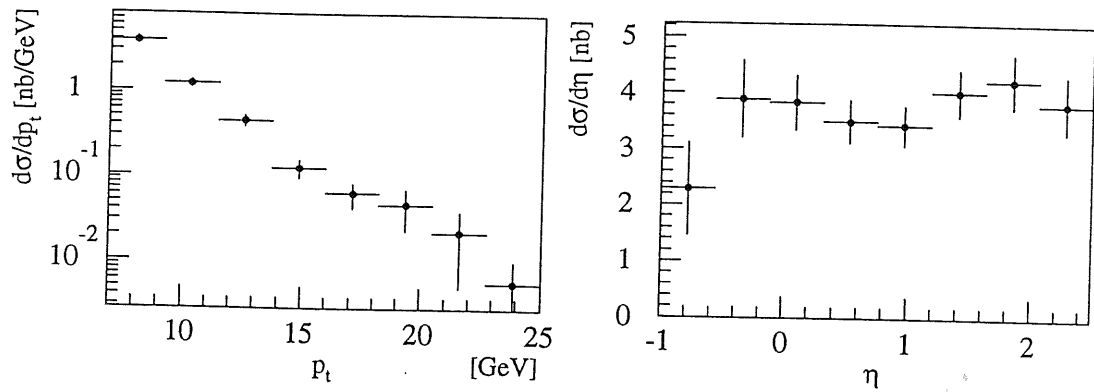


Abbildung 6.28: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für k_{\perp} (ep -Version, $\sqrt{y_{cut}} = 0,75$, $E_t = 5,5$ GeV)

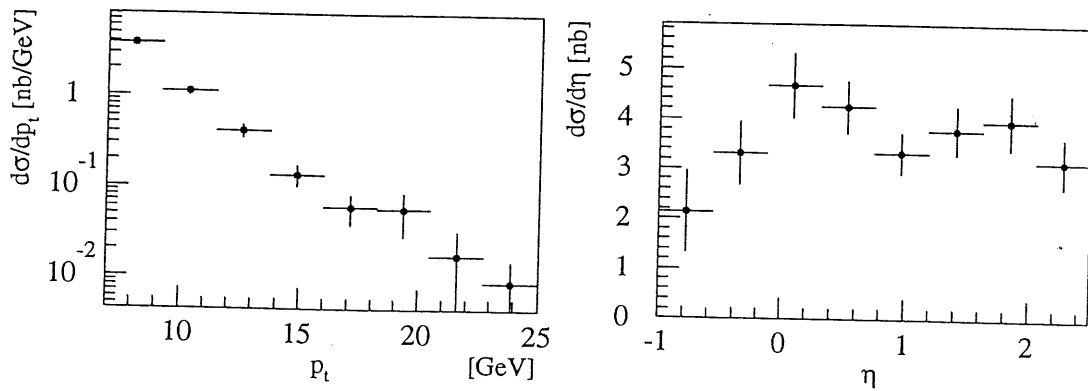


Abbildung 6.29: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version, $\sqrt{y_{cut}} = 0,75$, $E_t = 4,5$ GeV)

6.4 Berechnung von Wirkungsquerschnitten

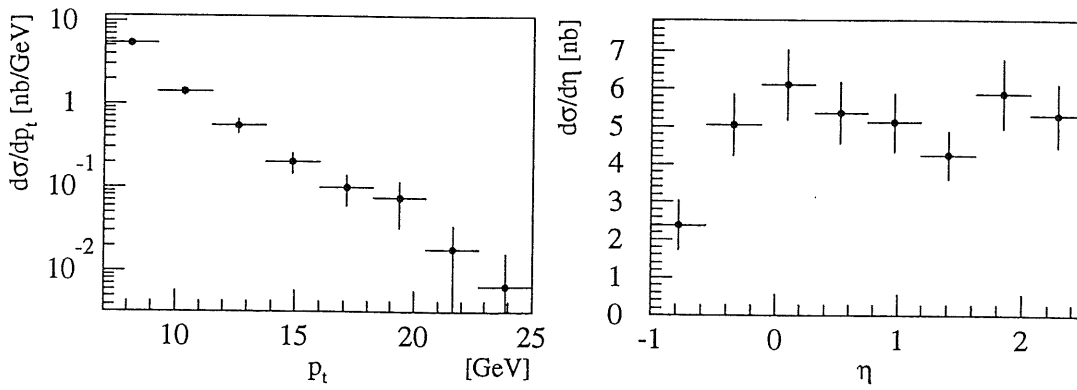


Abbildung 6.30: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für ARCLUS ($p_{\perp cut} = 0,01$)

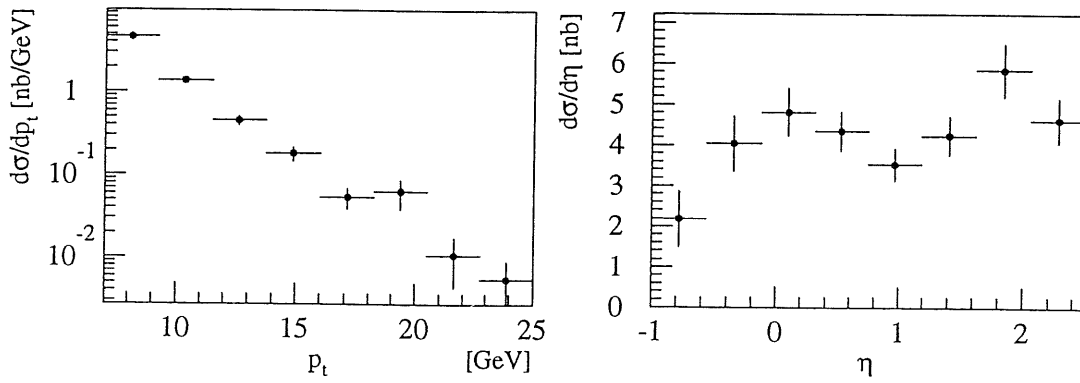


Abbildung 6.31: Differentieller Wirkungsquerschnitt nach p_{\perp} (links) und η (rechts) für DECO ($\sqrt{y_{cut}} = 0,03$)

6. *Analysen*

7. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befaßte sich mit Jets in harten Photoproduktionsereignissen (d.h. Ereignissen mit Jets oberhalb einem p_{\perp} von 7 GeV), die einen wichtigen Bestandteil der am Speicherring HERA beobachtbaren Physik darstellen.

Es wurde die Funktionsweise einer Reihe verschiedener Jet-Algorithmen vom CONE- und vom Cluster-Typ, sowie eines seit einiger Zeit bei der H1-Kollaboration verwendeten Algorithmus, DECO, beschrieben. Die einzelnen Algorithmen wurden auf ihre Anwendbarkeit auf harte Photoproduktionsereignisse bei verschiedenen Werten ihrer jeweiligen Parameter geprüft, wobei die Übereinstimmung der Kinematik der Partonen aus dem zugrundeliegenden harten Prozeß mit der Jet-Kinematik als wichtigstes Qualitätskriterium betrachtet wurde.

Die durchgeführten Untersuchungen bestätigen, daß CONE-Algorithmen gut für die Anwendung in Photoproduktion geeignet sind. Ein Kegelradius von 0,7 erscheint dabei am geeignetsten. Mit Algorithmen vom Cluster-Typ wurden in der Regel etwas schlechtere Ergebnisse erzielt. Lediglich JADE wies bei einem Parameterwert zwischen $\sqrt{y_{cut}} = 0,02$ und $\sqrt{y_{cut}} = 0,053$ eine ähnlich gute Parton-Jet-Korrelation auf. ARCLUS, k_{\perp} und DECO fielen in dem genannten Kriterium hinter JADE zurück, und LUCLUS zeigte von den getesteten Algorithmen die schlechteste Übereinstimmung zwischen Partonen und Jets.

In einem Vergleich von Monte-Carlo-Ereignissen, die mit PYTHIA 5.6 unter Berücksichtigung von "multiple interactions" des Protonrests mit den harten Jets und dem Photonrest erzeugt wurden, mit H1-Daten von 1993 lagen die Spektren kinematischer Größen von Daten meist unterhalb von Monte-Carlo-Spektren. Genauere Untersuchungen der Abweichungen wiesen darauf hin, daß der Protonrest und seine Wechselwirkungen mit den harten Jets von dem benutzten Generatorprogramm nicht korrekt beschrieben werden. Eine weitere mögliche Erklärung für die Abweichung wäre die Verwendung einer fehlerhaften Photon-Strukturfunktion. Die vorgestellten Analysen sollten eine Einschätzung der systematischen Fehler bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten erlauben, die sich aus der Verwendung verschiedener Algorithmen ergeben.

Zukünftige Untersuchungen könnten weitere, hier nicht betrachtete Algorithmen zum Gegenstand haben. Zu einigen allgemein verwendeten Algorithmen stehen noch systematische Untersuchungen im Hinblick auf Photoproduktion aus. So ist bereits eine weitere Version des CONE-Algorithmus, RJCALO, in H1PHAN implementiert. Darüberhinaus wurde versucht, das Zwei-Stufen-Verfahren des k_{\perp} -Algorithmus bei anderen Cluster-

7. Zusammenfassung und Ausblick

Algorithmen anzuwenden. Auch wäre ein Vergleich der mit DECO erzielten Ergebnisse unter Verwendung anderer topologischer Funktionen interessant. In der Runperiode 1994 wurde nahezu die achtfache Luminosität von 1993 am H1-Experiment aufgezeichnet. Das hier angeführte Kriterium der Statistik an gefundenen Zwei-Jet-Ereignissen sollte damit in Zukunft an Bedeutung verlieren, und es sollte insbesondere möglich sein, die Definition des Begriffs eines "harten Jets" strenger zu fassen. Die vorgestellten Untersuchungen könnten dann etwa mit einem höheren minimalen p_{\perp} der gefundenen Jets wiederholt werden, was zu einem reineren Satz an harten Photo-produktionsereignissen führen würde.

A. Topologische Funktionen

Es existiert eine Reihe verschiedener topologischer Funktionen für den Grad der "Jetartigkeit" eines Ereignisses. Diese Größen sind in erster Linie im Hinblick auf Zwei-Jet-Ereignisse in e^+e^- -Kollisionen definiert. Ihre Definition beinhaltet meist die Festlegung einer "Jet-Achse" und die Berechnung von Projektionen der ausgehenden Teilchen auf diese Achse. Der Wert solcher Funktionen ist damit nicht nur von der Schärfe der einzelnen Jets, sondern auch von ihrer Lage relativ zueinander abhängig. Maximale "Jetartigkeit" wird bei zwei "back-to-back"-Jets erreicht. In Experimenten mit geboostetem Schwerpunktsystem, bei denen keine "back-to-back"-Jets erwartet werden, sind so definierte Funktionen nicht notwendig ein sinnvolles Maß für "Jetartigkeit". Die am häufigsten verwendeten solcher topologischer Funktionen sind [15, 16]:

- Thrust

$$T \equiv \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$$

Die Summation erfolgt über alle Teilchen des gegebenen Ereignisses. Der Vektor \vec{n} , für den das Maximum auf der rechten Seite angenommen wird, definiert die Jet-Achse des Ereignisses. Wenn alle Impulse p_i parallel zu \vec{n} sind, gilt $T = 1$, und das Ereignis ist maximal jetartig. Für vollkommen kugelförmige Ereignisse ist $T = 1/2$.

- Sphärizität

$$S \equiv \min_{\vec{n}} \frac{3 \sum_i \vec{p}_{i\perp}^2}{2 \sum_i \vec{p}_i^2}$$

\vec{p}_i ist der Impuls des i -ten ausgehenden Teilchens und $\vec{p}_{i\perp}^2$ der transversale Anteil des i -ten Impulses bezüglich \vec{n} . Die Jet-Achse ist hier durch den Vektor \vec{n} gegeben, bei dem das Minimum auf der rechten Seite der Gleichung angenommen wird. Die Werte dieser Größe liegen zwischen 0 (vollkommen kugelförmig) und 1 (maximal jetartig).

Verschiedene Verallgemeinerungen der erwähnten Größen auf mehrere Jet-Achsen wurden vorgeschlagen [17]. Eine solche verallgemeinerte Funktion, deren Wert nicht nur von den einzelnen Vektoren, sondern auch von ihrer Zusammenfassung zu L Jets abhängig ist, ist der L -dimensionale kovariante Thrust [30]:

A. *Topologische Funktionen*

$$F \equiv 1 - T_L$$

mit

$$T_L = \frac{1}{M} \sum_J \sqrt{\frac{(p_J^\mu p_\mu)}{M^2} - p_J^2}$$

Dabei sind M und p Masse und Viererimpuls des gesamten Systems von ausgehenden Teilchen und p_J der Viererimpuls des J -ten Jets.

Abbildungsverzeichnis

1.1	DESY	10
1.2	Tiefinelastische Prozesse	11
1.3	H1-Detektor	13
2.1	“direct” Photoproduktion	23
2.2	“resolved” Photoproduktion	23
2.3	Parametrisierungen von F_2'	27
2.4	Elektron-Tagger-Akzeptanz	28
2.5	“direct” Ereignis	29
2.6	“resolved” Ereignis	29
3.1	Ereignisphasen	32
3.2	Colour Dipole Model	33
6.1	Optimierung des E_t -Parameters im k_{\perp} -Algorithmus	51
6.2	Jet-Raten: JADE	54
6.3	Jet-Raten: LUCLUS	54
6.4	Jet-Raten: k_{\perp}	55
6.5	Jet-Raten: ARCLUS	56
6.6	Jet-Raten: DECO	56
6.7	Differenzen kinematischer Größen: CONE (Version I)	60
6.8	Differenzen kinematischer Größen: CONE (Version II)	61
6.9	Differenzen kinematischer Größen: JADE	62
6.10	Differenzen kinematischer Größen: LUCLUS	63
6.11	Differenzen kinematischer Größen: k_{\perp} (ep -Version)	64
6.12	Differenzen kinematischer Größen: k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version)	65
6.13	Differenzen kinematischer Größen: ARCLUS	66
6.14	Differenzen kinematischer Größen: DECO	67
6.15	Spektren kinematischer Größen: CONE (Version I)	71
6.16	Spektren kinematischer Größen: CONE (Version II)	72
6.17	Spektren kinematischer Größen: JADE	73
6.18	Spektren kinematischer Größen: LUCLUS	74
6.19	Spektren kinematischer Größen: k_{\perp} (ep -Version)	75
6.20	Spektren kinematischer Größen: k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version)	76

6.21	Spektren kinematischer Größen: ARCLUS	77
6.22	Spektren kinematischer Größen: DECO	78
6.23	Generierte differentielle Wirkungsquerschnitte	86
6.24	Differentielle Wirkungsquerschnitte: CONE (Version I)	88
6.25	Differentielle Wirkungsquerschnitte: CONE (Version II)	88
6.26	Differentielle Wirkungsquerschnitte: JADE	89
6.27	Differentielle Wirkungsquerschnitte: LUCLUS	89
6.28	Differentielle Wirkungsquerschnitte: k_{\perp} (ep -Version)	90
6.29	Differentielle Wirkungsquerschnitte: k_{\perp} ($p\bar{p}$ -Version)	90
6.30	Differentielle Wirkungsquerschnitte: ARCLUS	91
6.31	Differentielle Wirkungsquerschnitte: DECO	91

Tabellenverzeichnis

0.1	Experimente zur Messung der Photonstruktur	8
1.1	HERA-Parameter	9
1.2	Daten zu Spurkammern	14
1.3	Kalorimeter-Daten	15
1.4	Energieauflösung des Kalorimeters	16
5.1	Statistik der Monte-Carlo-Ereignisse	46
6.1	H1PHAN-Implementierungen der Algorithmen	49
6.2	Sinnvolle Parameterbereiche	57
6.3	Minimale Differenzen kinematischer Größen	69
6.4	Minimale Streuung der Differenzen kinematischer Größen	70
6.5	Parameterwerte für gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlos	82
6.6	Parameter zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten	87

Literaturverzeichnis

- [1] G. Wolf, DESY 94-022
- [2] P.J. Bussey, DESY 93-071
- [3] A. Blondel und R. Jacquet in U. Amaldi *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe* (1979) 391
- [4] M. Drees und K. Grassie *Z. Phys.* **C28** (1985) 451
- [5] H. Abramowicz, K. Charchula und A. Levy *Phys. Lett.* **B269** (1991) 458
- [6] M. Glück, E. Reya und A. Vogt *Phys. Rev.* **D46** (1992) 1973
- [7] L.E. Gordon und J.K. Storrow, *Z. Phys.* **C56** (1992) 307
- [8] M. Drees und R.M. Godbole *Pramana Journ. Phys.* **41** (1993) 83
- [9] Ch. Berger et al., *Phys. Lett.* **B142** (1984) 111
- [10] T. Sjöstrand, CERN-TH 5902/90
- [11] P. Uelkes, Diplomarbeit, 1993
- [12] H1-Kollaboration, I. Abt et al., DESY 93-103
- [13] F.W. Brasse, H1-10/92-245
- [14] G. D'Agostini und D. Monaldi in W. Buchmüller und G. Ingelman, *Physics at HERA* (1992) 527
- [15] E. Farhi, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1587
- [16] J.D. Bjorken und S.J. Brodsky, *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1416
- [17] S. Brandt und H.D. Dahmen, *Z. Phys.* **C1** (1979) 61
- [18] UA1-Kollaboration, G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **B122** (1983) 103
- [19] UA1-Kollaboration, G. Arnison et al., *Phys. Lett.* **B123** (1983) 115
- [20] J. Kurzhöfer, H1-08/94-375

Literaturverzeichnis

- [21] J.E. Huth et al. in E.L. Berger *Research Directions for the Decade - Snowmass 1990* (1990) 134
- [22] D. Graudenz und N. Magnussen in W. Buchmüller und G. Ingelman *Physics at HERA, Vol. 1* (1991) 261
- [23] JADE-Kollaboration, W. Bartel et al., *Z. Phys. C33* (1986) 23
- [24] JADE-Kollaboration, S. Bethke et al., *Phys. Lett. B213* (1988) 235
- [25] S. Catani et al., *Phys. Lett. B269* (1991) 432
- [26] S. Catani, Y.L. Dokshitzer und B.R. Webber, *Phys. Lett. B285* (1992) 291
- [27] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm. 28* (1983) 229
- [28] T. Sjöstrand, CERN-TH 6488/92
- [29] L. Lönnblad, DESY 92-181
- [30] A. Valkarova und G. Knies, H1-12/92-257
- [31] A. Valkarova und G. Knies, DESY 94-047
- [32] UA2-Kollaboration, J. Alitti et al., *Z. Phys. C49* (1991) 17
- [33] W.J. Stirling und Z. Kunszt in R.D. Peccei *Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1* (1987) 331
- [34] H.-U. Bengtsson und T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm. 46* (1987) 43

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit zur Erstellung der vorliegenden Arbeit danken.

Darüberhinaus danke ich allen, die mir im Verlauf der vergangenen 15 Monate mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben. An erster Stelle sei dabei mein Betreuer Richard Kaschowitz erwähnt, der sich jederzeit hilfsbereit gezeigt hat, mir das nötige physikalische Hintergrundwissen vermittelte und mir insbesondere dabei half, die zahlreichen auftretenden technischen Probleme zu lösen. Dank gebührt in diesem Zusammenhang außerdem Herrn Dr. Herbert Gräßler, Dr. Gerhard Knies, Dr. Richard Nisius, Heiko Itterbeck, Christian Jacobsson, Dirk Krücker, Maren Steenbock, Helmut Hufnagel, Joachim Kurzhöfer und Peer-Oliver Meyer.

Vielen Dank auch an Christine und Heidi für die willkommene Zerstreuung.

Schließlich möchte ich herzlich meinen Eltern für ihre fortwährende Unterstützung während meines Physik-Studiums danken, ohne die die Fertigstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.