Untersuchung des hadronischen Energieflusses in Photon-Proton-Reaktionen mit hohen transversalen Energien bei HERA

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

eingereicht am 17.12.1996

Fachbereich Physik
der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Diplom-Physiker Marcus Gebauer
geboren am 27.01.1967 in Kamen

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin
Prof. Dr. Hans Meyer

Dekanin des Fachbereichs Physik
Prof. Dr. Vlasta Bonacic-Koutecky

Gutachter:
1. Prof. Dr. Hermann Kolanoski
2. Prof. Dr. Paul Söding
3. Dr. Martin Erdmann

Tag der mündlichen Prüfung: 14.02.1997

Kurzfassung:

Die Speicherringanlage HERA bietet die einzigartige Möglichkeit, die Photonstruktur mittels harter Photon-Proton-Reaktionen zu studieren. In diesen harten Reaktionen treten die gestreuten Partonen als Jets im Detektor auf, deren Identifizierung durch zusätzlichen Energiefluß, der die Jet-Strukturen überlagert, erschwert wird. Abstrahlungen aus dem Anfangs- und Endzustand sowie Vielfachwechselwirkungen sind Effekte, die zu einem zusätzlichen Energiefluß führen können.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Photoproduktionsereignissen, die entweder einen hohen transversalen Energiefluß von mehr als 27 GeV oder zwei Jets mit mehr als 8 GeV transversaler Energie aufweisen. Die Ereignisse wurden in der Datennahmeperiode 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet.

Die Ereignisse hohen transversalen Energieflusses werden in Studien der transversalen Energie-Energie-Korrelationen in Azimut- und Pseudorapiditätsrichtung untersucht. In der Pseudorapidität η erstreckt sich der untersuchte Bereich auf $-1.4 < \eta < 3.4$.

Die Ereignisse mit zwei Jets, die in einem Bereich $-0.7 < \eta_{jets} < 2.7$ gemessen werden, werden auf Richtungskorrelationen der Jets und den Energiefluß zwischen den Jets und außerhalb in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$ analysiert.

Die Daten beider Analysen werden mit verschiedenen QCD-Simulationen für Photon-Proton-Reaktionen verglichen. Innerhalb dieser Simulationen wird auch die das Ereignis überlagernde zusätzliche Energie erzeugt. Hierbei gibt es phänomenologische Ansätze für die Fragmentation der auslaufenden Partonen sowie Partonschauermodelle für den Anfangs- und den Endzustand. Zusätzlich ist es möglich, daß mehrere Partonen des Photons mit denen des Protons wechselwirken, Vielfachwechselwirkungen genannt.

Die Analysen zeigen, daß für eine konsistente Beschreibung der Daten nur Simulationen geeignet sind, die neben den Jets aus der harten Parton-Parton-Streuung einen zusätzlichen Energiefluß, wie er durch Vielfachwechselwirkungen und Partonschauer für den Anfangs- und den Endzustand gegeben ist, erzeugen. Die Analyse der transversalen Energie-Energie-Korrelationen zeigt dabei vor allem, daß die Daten mit Vielfachwechselwirkungen wesentlich besser beschrieben werden können als ohne. Bei der Analyse der Jet-Richtungskorrelationen stellt sich heraus, daß die Simulationen mit einem Partonschauermodell für den Anfangszustand eine konsistente Beschreibung der Daten liefern. Gleichzeitig zeigen sich große Unterschiede zu ähnlichen Analysen der Proton-Antiproton-Streuung.

Abstract:

The hadron electron ring accelerator HERA provides the unique possibility to study the photon structure with hard photon-proton collisions in which the scattered partons show up as jets inside the detector. The identification of jets is complicated by additional underlying energy which may be caused by radiation out of the initial and the final state as well as by multiple interactions.

The presented thesis deals with photoproduction events, recorded with the H1 detector in the data taking period 1994, with a high transverse energy flow of more than 27 GeV or two jets with at least 8 GeV transverse energy each.

The high transverse energy events are investigated by studying the transverse energy-energy correlations in the direction of azimuth and pseudorapidity. Using a maximum acceptance for hadronic objects the range of pseudorapidity η is given by $-1.4 < \eta < 3.4$.

The two jet events with the jets in the range $-0.7 < \eta_{jets} < 2.7$ are investigated by studying direction correlations of the jets and the transverse energy flow outside and between jets as a function of $\Delta\eta_{jets}$.

The comparison of the data with different QCD simulations leads to a better understanding of photon-proton scattering. In these simulations the additional underlying energy can be created using a phenomenological ansatz for the fragmentation of the outgoing partons and a model for parton showers in the initial and the final state. Moreover it is possible that more than one parton out of the photon interacts with a parton out of the proton, so called multiple interactions.

To get a consistent description of the data it turns out to be necessary to create additional underlying energy by multiple interactions and parton shower models in the initial state. Transverse energy-energy correlations are much better described using multiple interactions than without them. The jet direction correlation shows that the data are fitted by simulations which use parton shower models. In the two jet analysis remarkable differences to similar investigations at proton-antiproton colliders are observed.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **5**

2. Experimenteller Aufbau **8**

2.1. Speicherringanlage HERA 8

2.2. Der H1-Detektor 11

2.2.1. Koordinatensystem in H1 13

2.2.2. Spurkammern 15

2.2.3. Kalorimeter 17

2.2.4. Supraleitende Spule und Eisenjoch 19

2.2.5. Vorwärts-Myonspektrometer 20

2.2.6. Flugzeitsystem 20

2.2.7. Luminositätssystem 20

2.3. Triggersystem 22

2.3.1. Die erste Triggerstufe 23

2.3.2. Die vierte Triggerstufe 23

2.4. Datenauslese und Rekonstruktion der Ereignisse 24

2.4.1. Spuren im Spurdetektor 24

2.4.2. Vertexbestimmung 25

2.4.3. Teilchenrekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter 25

2.4.4. Teilchenrekonstruktion im Luminositätssystem 26

2.5. Ereignisklassifizierung 26

3. Theoretische Grundlagen **27**

3.1. Elektron-Proton-Streuung 27

3.1.1. Quark-Parton-Modell 29

3.2. Photoproduktion 30

3.2.1. Schwerpunktsenergie der Photon-Proton-Streuung 30

3.2.2. Photonfluß und Wirkungsquerschnitt 31

3.2.3. Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) 32

3.2.4. Harte Photoproduktion und Photonstrukturfunktion 34

3.2.5. Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion 38

3.2.6. Matrixelemente der harten Streuprozesse 39

3.3. Monte-Carlo-Generatoren 41

3.3.1. PYTHIA 41

3.3.2. PHOJET 43

3.3.3. Partonschauer 44

3.3.4. Fragmentationsmodelle 45

3.3.4.1. Lund-String-Fragmentation 45

3.3.4.2. Unabhängige Fragmentation 46

4. Rekonstruktion der Ereigniskinematik 48
4.1. Energie des streuenden Photons ... 48
4.2. Jets ... 49
4.3. Konus-Algorithmus ... 50
4.4. Berechnung der Jet-Kinematik ... 52

5. Selektion der Ereignisse 56
5.1. Trigger ... 56
5.2. Ereignisklassifizierung ... 59
5.3. Hochspannungszustand der Detektorkomponten ... 59
5.4. Untergrundunterdrückung ... 60
5.4.1. Vertex- und Spurschnitt ... 60
5.4.2. Suche nach Halo-Myonen und kosmischen Myonen ... 61
5.4.3. Schnitt auf $E-P_Z$ ... 63
5.5. Akzeptanz des Elektron-Taggers ... 66
5.6. Physikalische Schnitte ... 68
5.7. Zusammenfassung der Datenselektion ... 69

6. Energie-Energie-Korrelationen 71
6.1. Allgemeines über Korrelationen ... 72
6.2. Definition der Energie-Energie-Korrelation ... 73
6.3. Modelle für die Ereignistopologie in Azimut-Richtung ... 75
6.4. Modelle der Energieverteilung in der Pseudorapidität ... 83
6.5. Korrelationsanalyse ... 84
6.5.1. Korrelation in Azimut-Richtung ... 85
6.5.1.1. Korrektur auf das Teilchenniveau ... 89
6.5.1.2. Fehlerabschätzung ... 94
6.5.2. Zentrale Korrelation in Pseudorapiditäts-Richtung ... 95
6.5.2.1. Korrektur auf das Teilchenniveau ... 97
6.5.2.2. Fehlerabschätzung ... 100
6.5.3. Zentrale Korrelation mit Jet-Ereignissen in Pseudorapiditäts-Richtung ... 101
6.5.4. Generelle Korrelation in Pseudorapiditäts-Richtung ... 103
6.6. Zusammenfassung der Korrelationsanalyse ... 104

7. Energiefluß in Zwei-Jet-Ereignissen 105
7.1. Jet-Rekonstruktion ... 106
7.2. Jet-Jet-Richtungs-Korrelation ... 111
7.2.1. Einfluß der Partonschauer ... 113
7.2.2. Migrationen ... 114
7.2.3. Die korrigierte Jet-Jet-Richtungs-Korrelation ... 115
7.3. Monte-Carlo-Studie zur Jet-Energie ... 119
7.4. Energiefluß zwischen und außerhalb von Jets ... 122

7.4.1. Transversaler Energiefluß 124
7.4.2. Korrektur auf Teilchenniveau.....128
7.5. Jet-Exzentrizität.....131
7.6. Zusammenfassung.....135

8. Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt **136**
8.1. Die Korrekturfunktion 136
8.2. Der differentielle Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt.....137

9. Zusammenfassung **139**

Anhang A: Fehlerberechnung im Grenzfall **142**

Literaturverzeichnis **143**

Danksagung **153**

Lebenslauf **154**

1. Einleitung

Ziel der Elementarteilchenphysik ist die Erforschung fundamentaler Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen untereinander. Um mögliche weitere innere Strukturen elementarer Bausteine auflösen zu können, werden Streuexperimente eingesetzt, so "Daß ich erkenne, was die Welt im Innersten zusammenhält" [goe90]. E. Rutherford konnte mit Hilfe der Streuung von Alphateilchen an den Atomen einer Goldfolie [rut11] zeigen, daß das bis dahin angenommene Thomson-Modell des Atoms Streuungen von Alphastrahlen unter großen Winkeln nicht beschreiben kann. Im wesentlichen finden sich seine Ableitungen heute noch im Bild eines positiven Atomkerns und einer die negativen Ladungsträger enthaltenen Atomhülle wieder. So wie Rutherford die Struktur des Atoms bestimmte, untersuchte R. Hofstadter 1956 [hof56] den Aufbau des Protons, und er konnte zeigen, daß dieses ein ausgedehntes Objekt ist. Die fortlaufende Entwicklung der Elementarteilchenphysik führte schließlich zu Versuchsanlagen, in denen hochenergetische Teilchen auf ein Materieziel oder aber auf andere hochenergetische Teilchen geschossen werden, um deren Struktur aufzulösen. Dienten im Streuversuch Rutherfords noch Zinksulfidschirme und Mikroskop als Nachweismedium [gei13] der gestreuten Teilchen, so müssen heute komplexe Detektoren in den Reaktionen gestreute und neu erzeugte Teilchen registrieren. Mit Hilfe dieser Detektoren werden Teilchenenergie und Teilchenimpuls gemessen und die Teilchen identifiziert. Eine Analyse der Reaktionen gibt die Möglichkeit, die theoretischen Vorhersagen der Elementarteilchenphysik zu überprüfen.

Die Elementarteilchentheorie gründet auf dem heute akzeptierten Standardmodell, nach dem alle Materie aus elementaren Fermionen aufgebaut ist [fri73,gla61, sal80,wei67]. Die Fermionen lassen sich in zwei Klassen, Leptonen und Quarks [gel64,zwe64], aufteilen, die wiederum in drei Generationen klassifiziert werden (Abbildung 1.1). Es gibt verschiedene Quarks, die sich durch eine "Flavour" ("Geschmack") genannte Quantenzahl unterscheiden. Das Quarkkonzept wurde unabhängig voneinander von Murray Gell-Mann und George Zweig 1964 entwickelt. Die Bezeichnung 'Quark', von Gell-Mann eingeführt, geht auf ein Wortspiel in einem Roman von James Joyce zurück [joy39] (Zweig hatte als Bezeichnung 'Aces' vorgeschlagen).

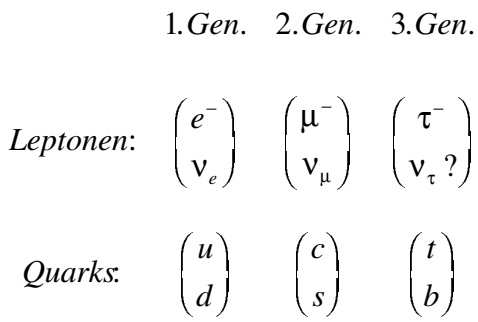


Abb. 1.1: Die derzeit bekannten elementaren Fermionen.

Der erste indirekte Nachweis dieser subnuklearen Bausteine gelang in einem Elektron-Neutron-Streuexperiment am SLAC, dem **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter. Der jüngste Nachweis eines Fermions erfolgte mit der Bestätigung der Existenz des Top-Quarks, in Abbildung 1.1 mit 't' bezeichnet, im Jahre 1994 [abe94]. Die Existenz des ν_τ ist nach dem Standardmodell zwingend erforderlich, konnte bisher allerdings nur indirekt gezeigt werden. Die Teilchen verschiedener Generationen haben sehr unterschiedliche Massen, lediglich für die Neutrinos konnte bisher keine von Null verschiedene Masse nachgewiesen werden.

Die Wechselwirkungen zwischen Fermionen werden durch den Austausch von Eichbosonen übertragen. Leptonen nehmen neben der Gravitation nur noch an der elektroschwachen Wechselwirkung teil, wohingegen Quarks zusätzlich noch der starken Wechselwirkung unterliegen. Die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung sind das Photon, das neutrale Z^0- und die geladenen W-Bosonen, das Eichboson der starken Wechselwirkung ist das Gluon.

Leptonen können als freie Teilchen beobachtet werden, Quarks treten aufgrund der starken Wechselwirkung nur in gebundenen Zuständen, den Hadronen, auf. Zum Aufbau der uns umgebenden Materie sind ausschließlich Quarks und Leptonen der ersten Generation notwendig. Die Fermionen der zweiten und dritten Generation können nur in der kosmischen Höhenstrahlung und an Teilchenbeschleunigern festgestellt werden.

Mit Hilfe tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung kann die innere Struktur des Protons aufgelöst werden. Hierbei dienen die Elektronen als Sonden, die in das Proton 'hineinschauen'. Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage, kurz HERA, am DESY[1] in Hamburg bietet die Möglichkeit, bisher unzugängliche kinematische Bereiche dieser Streuung zu untersuchen.

Mit HERA kann die Struktur des Photons untersucht werden. Ein vom Elektron abgestrahltes, fast reelles Photon kann mit dem Proton wechselwirken. Die Erzeugung hadronischer Endzustände in Photon-Proton-Reaktionen wird Photoproduktion genannt.

---

[1]DESY = **D**eutsches-**E**lektronen-**Sy**nchrotron

Innerhalb der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung gelingt eine gute Beschreibung von Reaktionen des Photons mit Leptonen. Die Erscheinungsformen bei Reaktionen mit Hadronen sind wesentlich vielfältiger und eröffnen viele neue Aspekte der Quantenchromodynamik, der Theorie der starken Wechselwirkung. Es zeigt sich, daß auch dem Photon neben der Möglichkeit der elektromagnetischen Wechselwirkung eine quasi-hadronische Struktur zugeordnet werden kann. Das Verständnis des Photons hat sich stetig weiterentwickelt. So können Reaktionen des Photons mit Nukleonen in einem Modell beschrieben werden, in dem das Photon als Vektormeson dargestellt wird. Zur Beschreibung von Photon-Photon-Reaktionen reicht dieses Modell jedoch nicht aus.

Die Bestimmung der Photonstrukturfunktion, ein wesentliches Ziel der Experimente bei HERA, erfolgt mit der Analyse harter Streuungen, bei denen die gestreuten Partonen im Detektor als Jets sichtbar werden. Die Identifizierung der Jets wird durch zusätzlichen Energiefluß, der die Jet-Strukturen überlagert, erschwert. Ursprung der zusätzlichen Energie können Vielfachwechselwirkungen sein, bei denen mehrere Partonen des Photons und Protons miteinander streuen. Daneben tragen Abstrahlungen aus dem Anfangs- und Endzustand zu diesem zusätzlichen Energiefluß bei. Im Mittelpunkt der Analyse in der vorgelegten Arbeit stehen Photon-Proton-Reaktionen mit hohem transversalen Energiefluß. Der transversale Energiefluß in harten Jets und außerhalb und die Abhängigkeit der Energiedepositionen untereinander werden mit verschiedenen Methoden untersucht. Korrelationen der transversalen Energiedepositionen in Richtung des Azimuts und der Pseudorapidität geben Auskunft über deren Abhängigkeiten untereinander, Richtungskorrelationen der Jets über Abstrahlungen aus dem Anfangs- und Endzustand.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt. Das anschließende Kapitel 2 stellt den experimentellen Aufbau vor. Kapitel 3 gibt eine Einführung in die Physik der Elektron-Proton- und Photon-Proton-Streuung bei HERA. Dort werden auch die verschiedenen Generatoren vorgestellt, die zum Vergleich mit den Daten herangezogen werden. Das Kapitel 4 widmet sich der Rekonstruktion der Ereigniskinematik, und Kapitel 5 beschreibt die Datenselektion. Die sich anschließenden Kapitel 6, 7 und 8 beschäftigen sich mit der Analyse der Photoproduktionsereignisse. Die in Kapitel 6 angewendete Analyse benutzt dabei Energie-Energie-Korrelationen zur Untersuchung des hadronischen Energieflusses. Die Analyse des Kapitels 7 geht speziell auf den Energiefluß in Zwei-Jet-Ereignissen ein. In Kapitel 8 wird die Bestimmung eines differentiellen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnittes vorgestellt. Abschließend gibt das Kapitel 9 eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

2. Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau gliedert sich im wesentlichen in zwei Bereiche, die Beschleunigersysteme und Speicherringe und der als Nachweismedium dienende H1-Detektor. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über diese Strukturen und deren Funktionsweise gegeben.

2.1. Speicherringanlage HERA

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA (Abbildung 2.1) beim **D**eutschen-**E**lektronen-**Sy**nchro-tron in Hamburg, kurz DESY genannt, stellt ein einzigartiges Instrument dar, Strukturen des Protons und des Photons zu untersuchen. HERA bietet als erste Anlage der Welt die Möglichkeit, Streuungen hochenergetischer Protonen und Elektronen in einem Energiebereich von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ zu erforschen. In Abbildung 2.1 sind die im Laufe der letzten Jahrzehnte beim DESY gewachsenen Beschleuniger- und Speicherstrukturen zu erkennen. In der linken Hälfte ist der ehemalige Elektron-Positron-Speicherring PETRA[2] vergrößert dargestellt, aus dem HERA mit Elektronen und Protonen gefüllt wird, und der als Vorbeschleuniger dient.

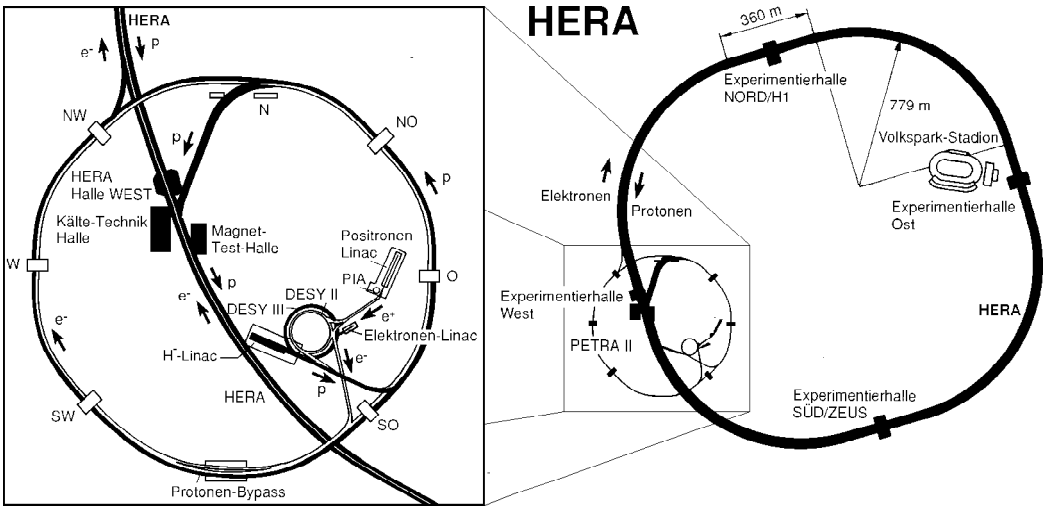


Abb. 2.1: Skizze der Hadron-Elektron-Ringanlage HERA.

Die Erzeugung der Protonen- und Elektronenstrahlen ist in [wii91] genauer erläutert. Nach der Injektion der Teilchen in HERA werden sie auf ihre Endenergie

[2] **P**ositron-**E**lektron-**T**andem-**R**ing-**A**nlage

beschleunigt. Die Sollwerte der Teilchenenergien sind 820 GeV für die Protonen und 30 GeV für die Elektronen. Nur die Protonen hatten 1994 den Sollwert, der Elektronenstrahl wurden mit 27.5 GeV betrieben (Tabelle 2.1). Ab Mitte des Jahres 1994 wurden statt Elektronen Positronen in den Ring injiziert. Dies führte zu einer Verlängerung der Strahllebensdauer. Innerhalb der vorliegenden Arbeit wird weiterhin von Elektronen gesprochen, obwohl nur Daten analysiert werden, bei denen Positronen als Strahlteilchen verwendet wurden. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s und des maximalen Viererimpulsübertrages $Q^2_{\max}$ betrug im Jahre 1994 mit den gegebenen Teilchenenergien $s = Q^2_{\max} = 90200\,\mathrm{GeV}^2$. Dies bedeutet eine Steigerung um zwei Größenordnungen für Experimente in der Elektron-Proton-Streuung. Die Elektronen und Protonen durchlaufen in getrennten Speicherringen in entgegengesetzter Richtung den HERA-Tunnel, der einen Umfang von 6.3 km besitzt. Hierbei werden die Teilchen aufgrund der Beschleunigungsstrukturen nicht in einem kontinuierlichen Strahl, sondern in Teilchenpaketen gespeichert. Bei einer Höchstzahl von 210 Paketen bedeutet dies einen Abstand von ungefähr 30 m. Daraus folgt, daß alle 96 ns eine Elektron-Proton-Kollision stattfinden kann. Diese Teilchenpakete können an vier Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Experimentierhallen Nord, Ost, Süd und West befinden (Abbildung 2.1), zur Kollision gebracht werden. Die Tabelle 2.1 faßt einige technische Daten des Speicherringes HERA zusammen.

	Designwert		Bedingungen 1994	
	e-Ring	P-Ring	e-Ring	P-Ring
Strahlenergie [GeV]	30	820	27.5	820
Schwerpunktsenergie [GeV]	314		300	
Anzahl Teilchenpakete	210	210	154	154
Luminosität $\left[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\right]$	$1.5 \cdot 10^{31}$		$1.4 \cdot 10^{30}$	
integrierte Lumin. pro Jahr $\left[\mathrm{pb}^{-1}\right]$	150		6.2	
Anzahl möglicher Wechselwirkungspunkte	4			
Umfang [m]	6336			
Wechselwirkungsintervall [ns]	96			

Tab. 2.1: Einige technische Daten des Speicherringes HERA.

Seit dem Sommer des Jahres 1992 nehmen in der Experimentierhalle Süd der ZEUS-Detektor und in der Experimentierhalle Nord der H1-Detektor Daten. Die wesentlichen Zielsetzungen der Kollaborationen H1 und ZEUS am Speicherring HERA sind wie folgt zusammengefaßt [her91]:

- Untersuchung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung
- Bestimmung der Protonstrukturfunktion
- Untersuchungen zur hadronischen Struktur des Photons
- Test der starken und der elektroschwachen Wechselwirkung
- Suche nach neuen Wechselwirkungen und neuen Teilchen

In den Experimentierhallen Ost und West befinden sich die Experimente HERA-B (Halle West) und HERMES (Halle Ost). Bei diesen Experimenten wird jeweils nur einer der Teilchenstrahlen genutzt, HERA-B nutzt den Protonenstrahl und HERMES den Elektronenstrahl. Das Experiment HERA-B soll ab dem Jahr 1998 Daten nehmen, HERMES nimmt seit 1995 Daten. Ziel von HERA-B ist die Messung der CP-Verletzung im System der B-Mesonen [loh94]. Neutrale B-Mesonen bieten die Möglichkeit, die CP-Verletzung zu messen. Die Matrixelemente der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix sollen bestimmt werden. HERMES untersucht die sogenannte 'Spinkrise' der Nukleonen [her90]. Dazu wird die Streuung polarisierter Elektronen aus HERA an polarisierten Kernen untersucht.

Der Designwert der Luminosität, das heißt die mit HERA voraussichtlich maximal erreichbare Luminosität, beträgt $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}\ \mathrm{cm^{-2}\ s^{-1}}$ [wii91], als integrierte Luminosität sind $150\ \mathrm{pb^{-1}}$ pro Jahr angestrebt. Diese wurde in der Datennahmeperiode 1994 noch nicht erreicht. Die Abbildung 2.2 zeigt die integrierte Luminosität der Jahre 1992-1995, links die von HERA gelieferte, rechts die von H1 aufgezeichnete. Die Effizienz der Luminositätsausnutzung betrug im Jahr 1994 im Mittel 55 %.

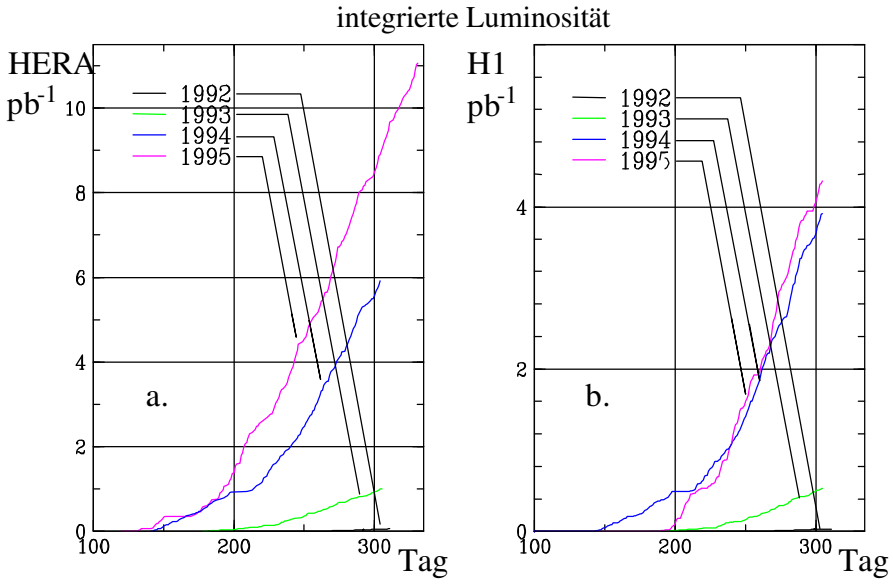


Abb. 2.2: Die integrierte Luminosität der Jahre 1992-1995. Links (a.) ist die von HERA gelieferte und rechts (b.) die von H1 genutzte integrierte Luminosität dargestellt.

2.2. Der H1-Detektor

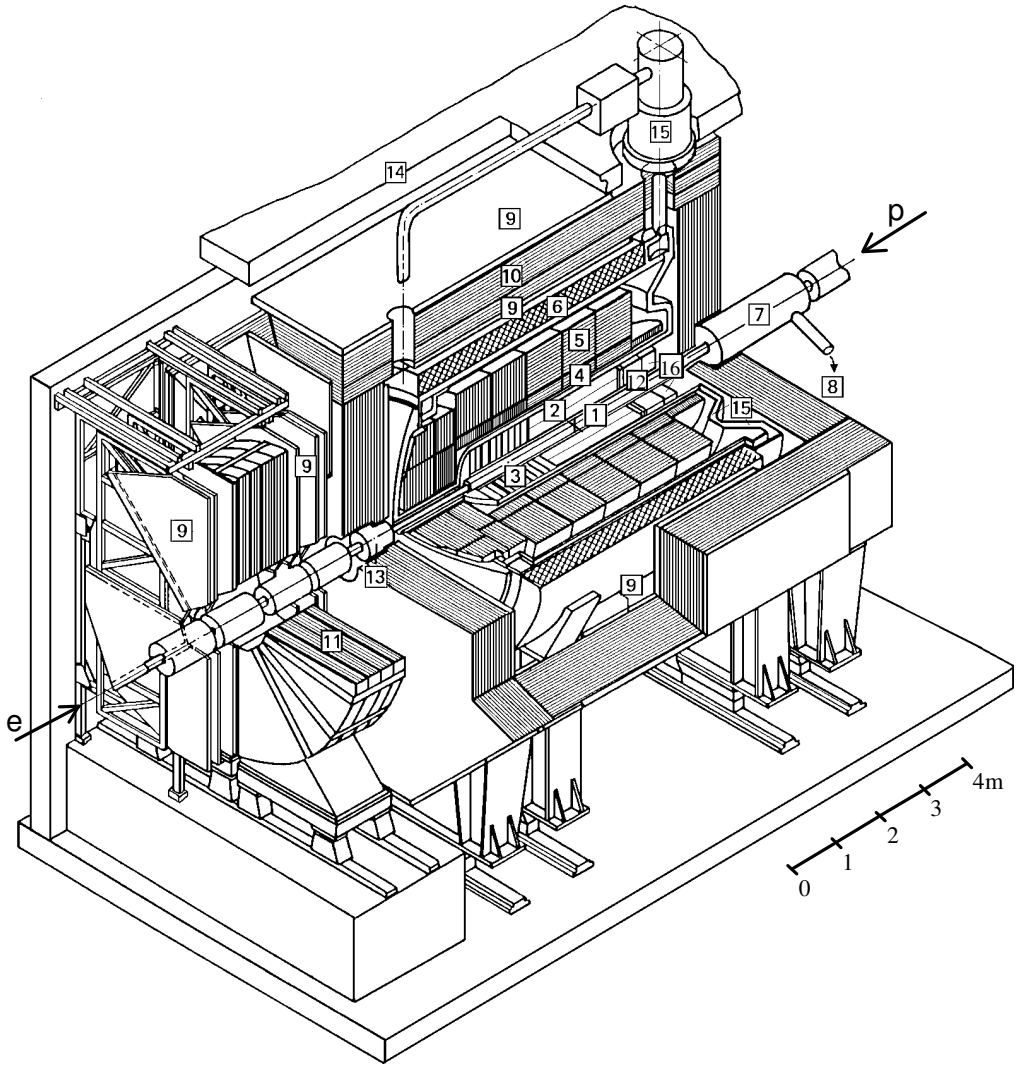
Der H1-Detektor [h1 93a] umgibt in der Experimentierhalle Nord einen der vier möglichen Wechselwirkungspunkte des Speicherringes HERA. Er dient zur Messung der bei der Elektron-Proton-Streuung entstehenden Teilchen, deren Impuls und Energie bestimmt wird. In diesem Abschnitt wird der Aufbau des H1-Detektors, wie er im Jahre 1994 betrieben wurde, beschrieben. Eine ausführliche Erläuterung der einzelnen Subdetektoren wird ab Abschnitt 2.2.2. gegeben.

Die Abbildung 2.3 zeigt den Detektor und seine Komponenten, wobei ein Quadrant in der Skizze herausgenommen wurde und somit der Blick auf den inneren Aufbau freigegeben wird. Im Zentrum ist der mit einem Kreuz gekennzeichnete Wechselwirkungspunkt sichtbar. Der Detektor ist in azimutaler Richtung, das heißt in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, rotationssymmetrisch aufgebaut. Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien ist er in der Richtung der Teilchenstrahlen nicht symmetrisch, da die hohe Protonenergie zu einem größeren Teilchenfluß in Richtung des einkommenden Protons führt. Die Richtung der einlaufenden Protonen wird als Vorwärtsbereich definiert, die der einlaufenden Elektronen dementsprechend als Rückwärtsbereich.

Am Wechselwirkungspunkt ist das Strahlrohr [**1**] von den zentralen Spurkammern [2] umgeben. Das System der Spurkammern, die später genauer betrachtet werden, wird durch Vorwärts-Spurkammern [3] im vorderen Teil des Detektors und durch eine Proportionalkammer [12] im rückwärtigen Bereich ergänzt. Um die Spurkammern schließen sich die Kalorimeter des H1-Detektors an. Im zentralen und vorderen Bereich sind das elektromagnetische [4] und hadronische [5] Flüssig-Argon-Kalorimeter und das rückwärtige warme elektromagnetische Kalorimeter [12], das sich direkt hinter der rückwärtigen Proportionalkammer befindet, zu erkennen. Zum System des Flüssig-Argon-Kalorimeters gehört der mit [15] gekennzeichnete Kryostat. Im Vorwärtsbereich außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters reiht sich das Plug[3]-Kalorimeter [13], das das Strahlrohr umgibt, an. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist in radialer Richtung von einer supraleitenden Spule [6] umgeben, die ein Magnetfeld von 1.16 T erzeugt. Das Eisenjoch [10], das den magnetischen Fluß zurückführt, ist mit Streamerkammern [9] zum Nachweis von Myonen instrumentiert. In Vorwärtsrichtung wird der Detektor durch ein Myonspektrometer ergänzt [9] [11]. Zwischen dem rückwärtigen warmen elektromagnetischen Kalorimeter und dem Eisenjoch befindet sich das Flugzeitsystem [16], das aus mehreren Lagen Szintillationszählern besteht. Der Detektor ist außen von einer Betonabschirmung [14] umgeben. Damit die Teilchenstrahlen sich nach Durchlaufen des Magnetfeldes wei-

[3] engl.: plug = Stopfen

terhin auf ihrer Sollbahn bewegen, ist ein heliumgekühlter (Helium-Kälteanlage 8) Kompensationsmagnet 7 installiert. In Abbildung 2.3 ist das Luminositätssystem des H1-Detektors, das sich in Elektronenflugrichtung hinter dem Detektor befindet, nicht abgebildet. Dieses wird später genauer betrachtet (Abbildung 2.10, Abschnitt 2.2.7.).



1 Strahlrohr und Strahlmagnete
2 zentrale Spurenkammern
3 Vorwärtsspurenkammern
4 elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
5 hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
6 supraleitende Spule
7 Kompensationsmagnet
8 Helium-Kälteanlage
9 Myonkammern
10 instrumentiertes Eisen
11 Myon-Toroid-Magnet
12 rückwärtige Spurenkammer und rückw. warmes elektromagnetisches Kalorimeter
13 Plug-Kalorimeter
14 Betonabschirmung
15 Flüssig-Argon-Kryostat
16 Flugzeitsystem

Abb. 2.3: Skizze des H1-Detektors [h1 89].

2.2.1. Koordinatensystem in H1

Dieser Abschnitt gibt eine Einführung in das in der H1-Kollaboration übliche Koordinatensystem. Desweiteren werden wichtige Variablen der Analyse, wie die Rapidität *y* und die experimentell leichter zugängliche Pseudorapidität η, vorgestellt.

Die Orientierung des benutzten Koordinatensystems ist Abbildung 2.4 zu entnehmen. Die kartesischen Koordinaten sind so gelegt, daß die z-Achse in Richtung des einlaufenden Protons, die x-Achse zum Mittelpunkt von HERA zeigt und mit der y-Achse ein rechtshändiges Koordinatensystem definiert wird.

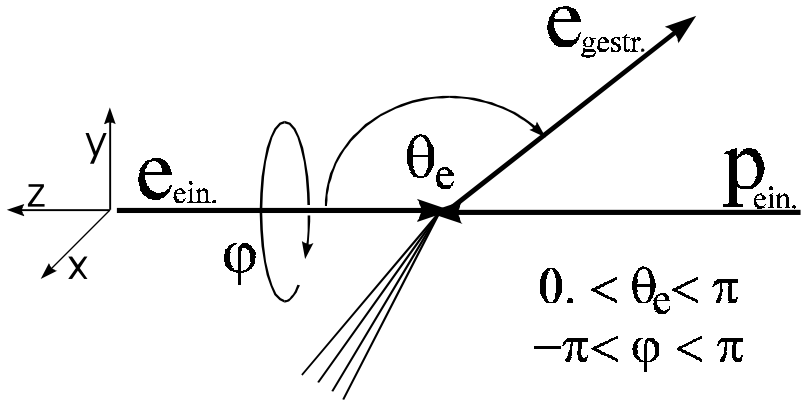


Abb. 2.4: Das in der H1-Kollaboration benutzte Koordinatensystem.

Der Polarwinkel ist definiert als der Winkel zwischen Teilchen und dem Vektor des einlaufenden Protons. Dasselbe gilt auch für den Streuwinkel des Elektrons θ_e, obwohl dies sonst nicht üblich ist. Der Azimutwinkel φ bewegt sich in mathematisch positiver Richtung in der Ebene senkrecht zu den einlaufenden Teilchen und beginnt mit der x-Achse des kartesischen Koordinatensystems.

Eine experimentell zu bestimmende Größe ist die Rapidität *y* eines Teilchens, mit der Energie *E* und dem Longitudinalimpuls p_z:

$$y = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{(E+p_z)}{(E-p_z)}\right] \qquad \text{(Gl. 2.1)}$$

Wenn jedoch die Teilchenmassen nicht bestimmt werden, wird stattdessen die Pseudorapidität η benutzt:

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{(E+E_z)}{(E-E_z)}\right] \qquad \text{(Gl. 2.2)}$$

Hierbei geht anstelle des Longitudinalimpulses p_z der longitudinale Energiefluß E_z in die Berechnung ein. Zwischen dem Streuwinkel θ eines Teilchens und der Pseudorapidität η besteht ein einfacher Zusammenhang:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\theta/2\right)\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}\right) \qquad \text{(Gl. 2.3)}$$

Die Werte der Pseudorapidität η für das einlaufende Proton und für das einlaufende Elektron sind $\eta_p = +\infty$ und $\eta_e = -\infty$. Sie treten als Grenzfälle in der $\eta\varphi$-Ebene auf.

Die Pseudorapidität zeichnet sich dadurch aus, daß Abstände im Raum der Pseudorapidität näherungsweise lorentzinvariant sind. Beim Übergang in das Schwerpunktsystem der Photon-Proton-Streuung verschieben sich lediglich die Werte der Pseudorapidität um einen konstanten Betrag $\Delta\eta$. Die Berechnung dieses Betrages erfolgt mittels der relativistischen Größen β und γ:

$$\beta = \frac{E_p - E_\gamma}{E_p + E_\gamma} \qquad \text{(Gl. 2.4)}$$

$$\gamma = \frac{E_p + E_\gamma}{\sqrt{s_{\gamma p}}} \qquad \text{(Gl. 2.5)}$$

$$\Delta\eta = -\ln(2\gamma) \qquad \text{(Gl. 2.6)}$$

In den Gleichungen bedeutet E_p die Protonenergie, E_γ die Photonenergie und $s_{\gamma p}$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems.

Die Abbildung 2.5 illustriert verschiedene Werte der Pseudorapidität η für Teilchen innerhalb des H1-Detektors. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter erstreckt sich im wesentlichen über einen Pseudorapiditätsbereich von $-1 < \eta < 3$. Mit 'p' und 'e' sind wiederum Proton- und Elektronflugrichtung gekennzeichnet.

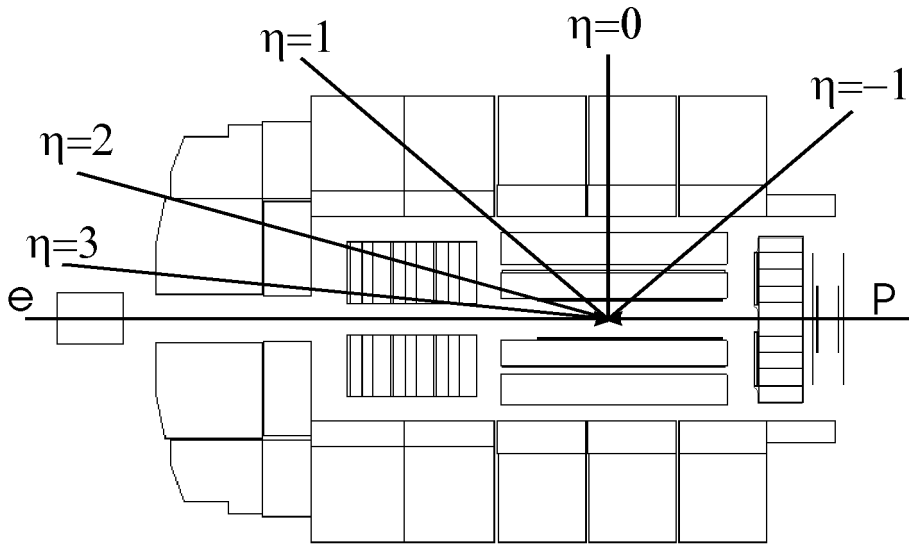


Abb. 2.5: Einige Werte der Pseudorapidität η für Teilchen in der Geometrie des H1-Detektors.

2.2.2. Spurkammern

Die Spurkammern haben die Aufgabe, Spuren geladener Teilchen zu messen und diese über den charakteristischen Energieverlust *dE/dx* zu identifizieren. Hierzu wird durch die supraleitende Spule (Abbildung 2.3; [6]) ein Magnetfeld von 1.16 T Stärke erzeugt, das geladene Teilchen auf eine kreisförmige Bahn zwingt. Die Bahnkrümmung der Teilchen wird mit abnehmendem Teilchenimpuls größer, wodurch kleinere Impulse besser gemessen werden können, wobei sich die Impulsauflösung nach $\sigma_p / p = 0.3\% \cdot p$ berechnen läßt. Eine weitere Aufgabe der Spurkammern ist die Bestimmung der Ursprungsorte der Teilchen, die Vertexbestimmung. Da die Protonpakete eine Ausdehnung mehrerer Dezimeter besitzen, kann der primäre Vertex auch um diese Größenordnung in der *z*-Richtung variieren.

Aufgrund der Asymmetrie zwischen Proton- und Elektronenergie werden die meisten Teilchen in Richtung des einkommenden Protons bei kleinen Streuwinkeln θ erwartet. Um eine gute Effizienz über den ganzen Raumwinkel hinweg zu erhalten, ist das Spurkammersystem in einen mechanisch getrennten vorderen (FTD[4]) und zentralen (CTD[5]) Teil gegliedert.

Die in Abbildung 2.3 mit der Ziffer [2] bezeichneten zentralen Spurkammern bestehen aus mehreren, auf bestimmte Aufgaben spezialisierten, einzelnen Kammern. Insgesamt decken die zentralen Spurkammern einen Polarwinkelbereich von $10^o < \theta < 170^o$ ab, wegen ihrer radialen Ausdehnung ist diese Grenze abhängig von der Entfernung zur Strahlröhre. Es gibt drei verschiedene Kammertypen, die jeweils als Paar vorhanden sind. Die zwei Vieldrahtproportionalkammern (CIP, COP[6]) tragen hauptsächlich zu Triggerentscheidungen bei, und die z-Vertex-Driftkammern (CIZ, COZ[7]) dienen der Bestimmung der *z*-Koordinate des Wechselwirkungspunktes, ihre Auslesedrähte verlaufen zirkular um das Strahlrohr (Abbildung 2.6). Die Jetkammern (CJC1, CJC2[8]) messen die Spuren geladener Teilchen. Die Drähte der CJC sind parallel zum Strahlrohr gespannt, wobei die Driftzellen einen Winkel mit der radialen Richtung bilden, wie es in Abbildung 2.6 zu erkennen ist. Einige Spezifikationen der zentralen Spurkammern können aus der Tabelle 2.2 abgelesen werden. Die Abbildung 2.6 zeigt den radialen Aufbau des zentralen Spurkammersystems.

---

[4]FTD = **F**orward **T**racking **D**etector

[5]CTD = **C**entral **T**racking **D**etector

[6]CIP, COP = **C**entral **I**nner/**O**uter **P**roportional Chamber

[7]CIZ, COZ = **C**entral **I**nner/**O**uter **Z**-Chamber

[8]CJC1, CJC2 = **C**entral **J**et **C**hamber **1/2**

	CJC1	CJC2	CIZ	COZ
Impulsauflösung	$\sigma_p / p^2 = 0.3\,\%\ \mathrm{GeV}^{-1}$			
Ortsauflösung	$\sigma_{r\varphi} = 170\ \mu\mathrm{m}\ \ \sigma_z = 22\ \mathrm{mm}$			
dE/dx-Auflösung	$\sigma_{dE/dx} = 10\,\%$			
Einzelspurauflösung			$\sigma_z = 260\ \mu\mathrm{m}$	$\sigma_z = 200\ \mu\mathrm{m}$
Ladungstrennungs-auflösung			$\sigma_{r\varphi} = 28\ \mathrm{mm}$	$\sigma_{r\varphi} = 58\ \mathrm{mm}$

Tab. 2.2: Auflösung einiger physikalischer Parameter der zentralen Jet- und z-Vertexkammern.

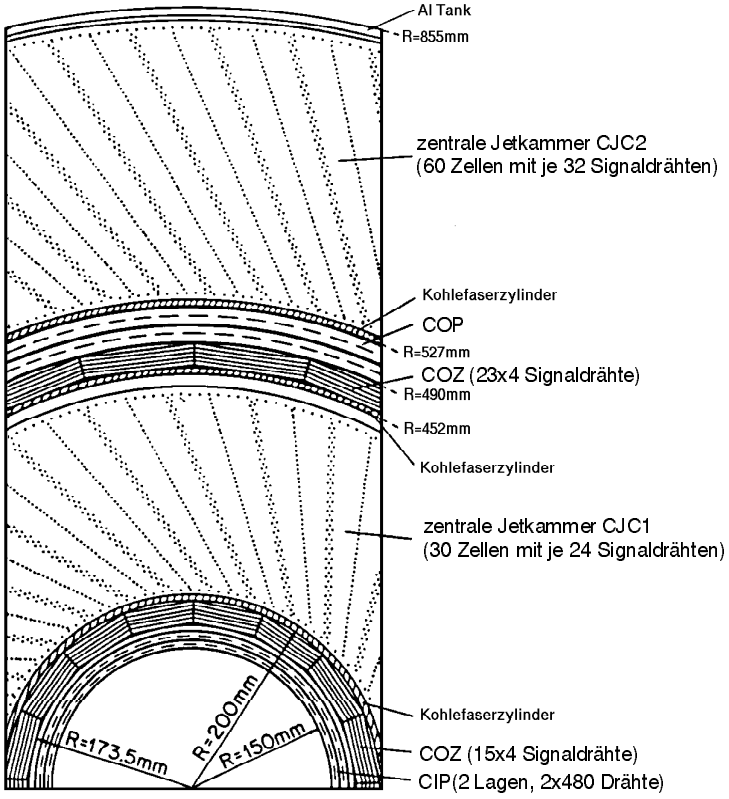


Abb. 2.6: Radialer Schnitt durch die zentralen Spurkammern.

Die Vorwärts-Spurkammern, Abbildung 2.3 [3], bestehen aus drei Supermodulen, die einen Polarwinkelbereich von $7^o < \theta < 25^o$ abdecken. Diese Supermodule setzen sich aus einer planaren Driftkammer (Planar), einer Vieldrahtproportionalkammer (FPC[9]), einem Übergangsstrahlungsmodul und einer radialen Driftkammer (Radial) zusammen. Die FPC dient ebenso wie die CIP und COP hauptsächlich zu Triggerzwecken der ersten Triggerstufe.

---

[9]FPC = **F**orward **P**roportional **C**hamber

Bei Impulsüberträgen bis zu 100 GeV^2 wird das Elektron in den Rückwärtsbereich des Detektors gestreut. Um die Position der Elektronen bestimmen zu können, ist dort die rückwärtige Proportionalkammer (BPC[10]) mit einem Polarwinkelbereich von $155^o < \theta < 175^o$ installiert (Abbildung 2.3, [12]). Die Proportionalkammern des H1-Detektors decken einen Bereich von $7^o < \theta < 175^o$ ab.

2.2.3. Kalorimeter

Außerhalb der Spurkammern schließen sich die Kalorimeter des H1-Detektors an. Mit diesen wird die Energie der in der Elektron-Proton-Kollision gestreuten und erzeugten Teilchen gemessen. In Abbildung 2.7 sind die Kalorimeter des H1-Detektors in einem Längsschnitt des Detektors abgebildet. Die eingetragenen Bezeichnungen leiten sich aus Kalorimeterart und -ort ab. Die auf 'E' endenden Abkürzungen kennzeichnen den elektromagnetischen, die, die auf 'H' enden, den hadronischen Teil des Kalorimeters. Zusätzlich sind einige Winkel zwischen verschiedenen Kalorimeterelementen und der Strahlachse eingetragen. Die Streifen im hadronischen Teil geben die Richtung der Konverter- und Ausleselagen an, die sich mit der Position der Module im Detektor ändert.

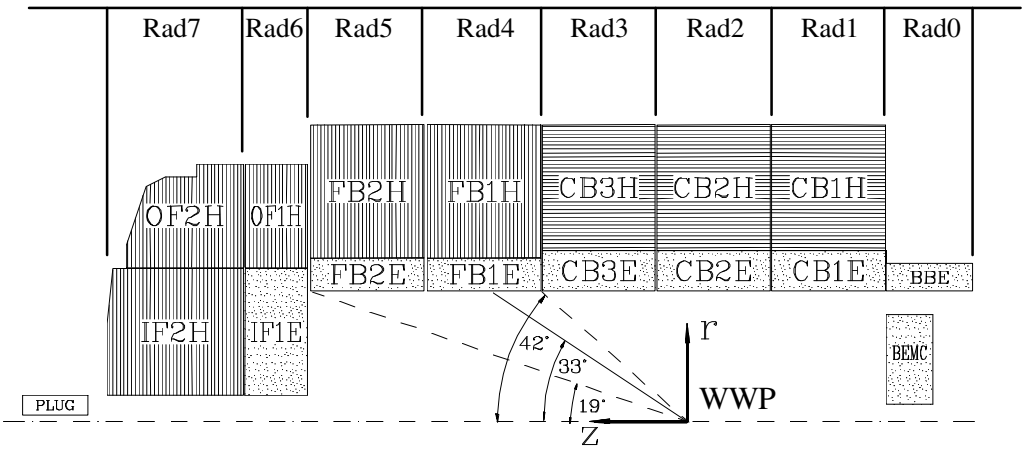


Abb. 2.7: Segmentierung der Kalorimeter des H1-Detektors.

Das den Detektoraufbau dominierende Kalorimeter ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter, das aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil besteht. Es ist in acht sogenannte Räder aufgeteilt (BBE bis OF2H/IF2H), die in azimutaler Richtung in Oktanten gegliedert sind. Beide sind in einer Schichtbauweise hergestellt. Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt als Absorbermaterial Blei und das hadronische Edelstahl. Der Raum zwischen den Absorberplatten ist mit insgesamt 53 m^3 flüssigem Argon gefüllt.

---

[10]BPC = **B**ackward **P**roportional **C**hamber

Im Rückwärtsbereich ist auf ein solches Kalorimeter verzichtet worden, um einen einfachen Zugang zu den Spurkammern zu haben. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter deckt einen Polarwinkelbereich von $4^o \le \theta \le 153^o$ ab, wobei im Bereich $\theta \ge 143^o$ nur ein elektromagnetischer Teil (BBE[11]) vorhanden ist. Der elektromagnetische Teil ist 20 bis 30 Strahlungslängen tief, der hadronische und elektromagnetische Teil besitzen eine Tiefe von 4.5 bis 8 hadronischen Wechselwirkungslängen, was in Abbildung 2.8 gezeigt ist. Auf dieser schematischen Darstellung des Kalorimeters sind Linien gleicher Strahlungs- und Absorptionslängen eingezeichnet. Die Abbildung verdeutlicht, daß die Signal-Korrektur ortsabhängig erfolgen muß.

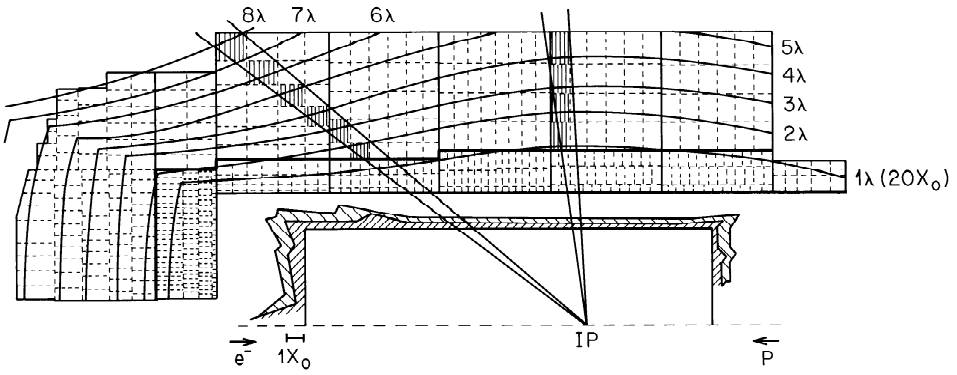


Abb. 2.8: Linien konstanter Strahlungs- und Absorptionslänge innerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Die Energieauflösung σ_{em}/E_{em} für Elektronen und Photonen liegt für verschiedene Kalorimeterbereiche zwischen $10\,\%/\sqrt{E_{em}}$ und $13\,\%/\sqrt{E_{em}}$, wobei die Unsicherheit der absoluten Skala bei 1 % liegt [h1 93c]. Für den hadronischen Teil liegt die Auflösung bei $\sigma_{had}/E_{had} \approx 55\,\%/\sqrt{E_{had}}$ und einer Skalenunsicherheit von 5 % [h1 94]. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist ein sogenanntes nichtkompensierendes Kalorimeter. Das Antwortsignal eines Hadrons ist um ungefähr 30 % niedriger als das eines Elektrons gleicher Energie. Dies macht eine zusätzliche Korrektur bei der Rekonstruktion der gemessenen hadronischen Energien notwendig, die so erfolgt, daß die deponierte elektromagnetische Energie nicht korrigiert werden muß.

Neben diesem kalten Kalorimeter besitzt der H1-Detektor zwei weitere, warme Kalorimeter. Diese sind das Plug, das vordere Kalorimeter, und das BEMC[12], das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter. Das BEMC ist ein sogenanntes Sandwichkalorimeter, das aus sich abwechselnden Lagen Blei und Plexiglasszintillator besteht. Teilchen erzeugen hierin beim Durchgang Licht, das über Wellenlängenschieber mit Photodioden ausgelesen wird. Es besteht aus insgesamt 88, im allgemeinem qua-

---

[11]BBE = **B**ackward **B**arrel **E**lectromagnetic Calorimeter

[12]BEMC = **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

dratischen, Modulen (Abbildung 2.9) und deckt einen Polarwinkelbereich von $151^{o} \leq \theta \leq 177^{o}$ ab. Die Energieauflösung für Elektronen und Photonen liegt bei $\sigma/E \approx 10\,\%/\sqrt{E}$. Insgesamt ist das BEMC ungefähr 22.5 Strahlungslängen und entsprechend etwa eine hadronische Wechselwirkungslänge tief. Aufgrund neuer physikalischer Zielsetzungen ist seit 1995 ein neues, wegen seiner Spaghetti ähnelnden Plexiglasfasern, SpaCal (**Spa**ghettit **Cal**orimeter) genanntes Kalorimeter in Betrieb. Hierbei sind die szintillierenden Fasern in Matrixform in Blei eingelegt [h1 93b].

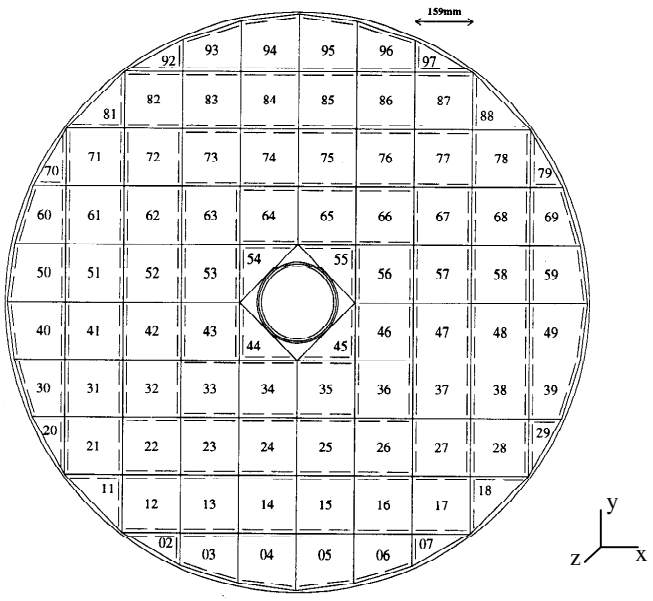


Abb. 2.9: Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC und seine Segmentierung. Die gestrichelten Linien stellen die Wellenlängenschieber dar.

In Polarwinkelbereich $0.7^{o} \leq \theta \leq 3.3^{o}$ kann das Plug-Kalorimeter die Energie der Hadronen messen. Es ist schichtartig und aus zwei Hälften, die einem halben Zylinder entsprechen, konstruiert. Neun Absorberebenen aus Kupfer wechseln sich dabei mit acht Schichten aus Halbleiterdetektoren ab. Jede dieser Absorberebenen hat eine Länge von ~0.53 hadronischen Wechselwirkungslängen und ~5.57 Strahlungslängen und eine Höhe von ~1.7 hadronischen Wechselwirkungslängen [hil94]. Die Halbleiterebenen sind in je 42 Siliziumdetektoren unterteilt. Zum Schutz vor Zerstörung durch Synchrotronstrahlung ist zusätzlich ein Bleikollimator vor dem Plug installiert. Dieses Kalorimeter wird nicht mit in die Analyse einbezogen.

2.2.4. Supraleitende Spule und Eisenjoch

Zur Erzeugung eine Magnetfeldes von 1.16 T am Wechselwirkungspunkt, ist in radialer Richtung außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters eine supraleitende Spule installiert (Abbildung 2.3 [6]). Das Magnetfeld führt zu gekrümmten Teilchenflugbahnen, womit dann die Teilchenimpulse bestimmt werden können. Das zur Rückfüh-

rung des magnetischen Flusses eingebaute Eisenjoch (Abbildung 2.3 [10]) ist zusätzlich mit Streamerröhren bestückt, die im wesentlichen zur Identifizierung von Myonen genutzt werden.

2.2.5. Vorwärts-Myonspektrometer

Die Aufgabe des vorderen Myonspektrometers (Abbildung 2.3 [9]) ist es, hochenergetische Myonen in einem Polarwinkelbereich $3^o \le \theta \le 17^o$ zu messen. Das Spektrometer besteht aus sechs Driftkammern, wobei zwischen der dritten und vierten Kammer ein Magnet zur Erzeugung eines toroidalen Feldes eingebaut ist. Mit dem Spektrometer werden Myonen mit einem Impuls zwischen $5\,\mathrm{GeV/c}$ und $200\,\mathrm{GeV/c}$ gemessen. Die Impulsauflösung für den ersten Wert liegt bei 24 % und für den zweiten bei 36 %. Eine detaillierte Darstellung des Vorwärts-Myonspektrometers wird wieder in [h1 93a] gegeben.

2.2.6. Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem (ToF, **T**ime **o**f **F**light) ist in Elektronenflugrichtung ungefähr zwei Meter vom Wechselwirkungspunkt hinter dem BEMC eingebaut, und ist ein aus zwei Szintillatorwänden, die bei $z = -1.95\,\mathrm{m}$ und $z = -2.25\,\mathrm{m}$ installiert sind, konstruiertes Hodoskop. Die Signale der zwei Ebenen besitzen eine Zeitauflösung von 2 ns. Jede einzelne Wand des ToF, aufgebracht auf einer nicht-magnetischen Stahlplatte, ist schichtartig aus Szintillator und Blei aufgebaut. Es dient vor allem zur Unterdrückung des vom Protonstrahl erzeugten Untergrundes. Hierzu werden zwei Zeitfenster mit einer Länge von 25 ns definiert, das Untergrund- und das Wechselwirkungsfenster. Ein Signal im Wechselwirkungsfenster wird durch Teilchen erzeugt, die das ToF vom Wechselwirkungspunkt kommend erreichen, ein Signal im Untergrundfenster wird durch Teilchen aus Untergrundreaktionen des Protonstrahls erzeugt.

2.2.7. Luminositätssystem

Das Luminositätssystem des H1-Detektors, das in Abbildung 2.10 dargestellt ist, erfüllt mehrere Aufgaben.

- Durch Messung radiativer Prozesse $ep \rightarrow ep\gamma$ wird die von HERA gelieferte Luminosität bestimmt.
- Die Energie der Photonen, die unter einem kleinen Winkel von einlaufenden Elektronen abgestrahlt werden, kann mit einem zum Luminositätssystem gehörenden Photondetektor gemessen werden.
- Die Energie der Elektronen, die mit nahezu reellen Photonen gestreut werden, wird mittels eines Kleinwinkel-Elektrondetektors bestimmt.

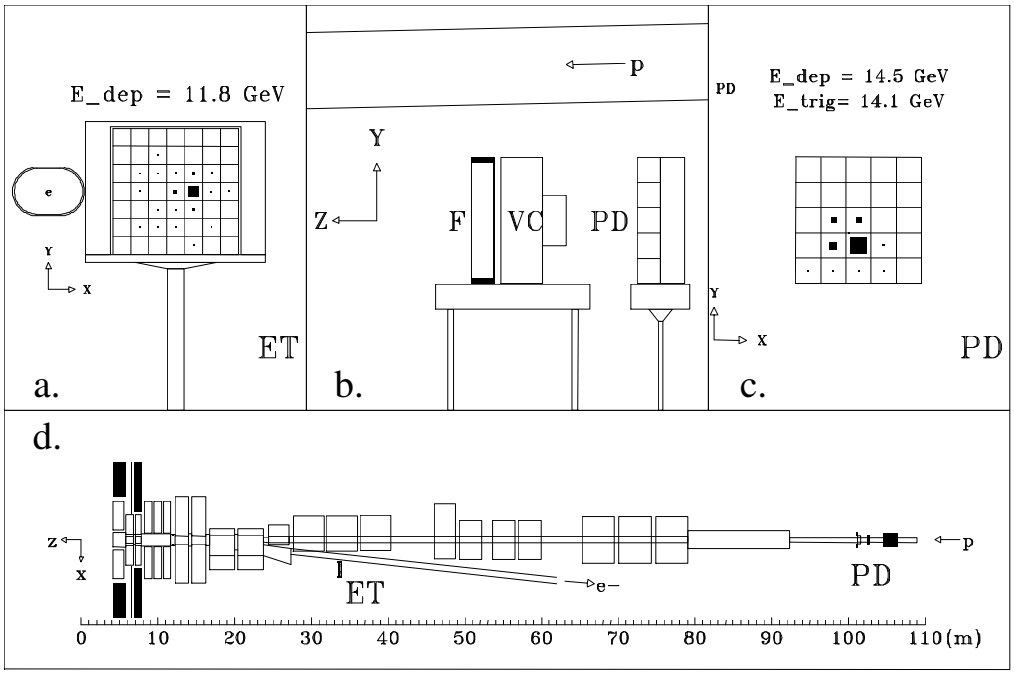


Abb. 2.10: Das Luminositätssystem und seine einzelnen Komponenten.

Die Abbildung 2.10 zeigt die Komponenten des Luminositätssystems und ihre relative Lage zum H1-Detektor (Teilbild d.). In einer Entfernung von ~33 m in Richtung des einlaufenden Elektrons vom Wechselwirkungspunkt befindet sich der Kleinwinkel-Elektrondetektor (Teilbild a.), der im folgenden nur noch Elektron-Tagger[13] genannt wird. Dieser ist aus einer quadratischen Anordnung von 49 Kristallen aufgebaut, die aus Thalliumchlorid und -bromid bestehen und einen Querschnitt von 2x2 cm haben. Jeder Kristall wird einzeln mit einem Photomultiplier ausgelesen. Nur Elektronen mit einem Streuwinkel von weniger als 5 mrad können im Elektron-Tagger nachgewiesen werden. Hierzu werden diese Elektronen durch die Strahlmagnete der Beschleuniger vom Elektronenstrahl getrennt.

Eine weitere Komponente ist der Photondetektor (Teilbild c.), der ~103 m vom Wechselwirkungspunkt in Richtung der einlaufenden Elektronen aufgebaut ist. Er besteht aus 25 Kristallen vom gleichen Typ wie die des Elektron-Taggers. Zur Unterdrückung der auftretenden Synchrotronstrahlung [bar90] besitzt er einen zwei Strahlungslängen dicken Bleifilter (Abbildung 2.10b., 'F'). Um die Energieverluste im Bleifilter berücksichtigen zu können, ist zwischen dem Bleifilter und dem Photondetektor der Veto-Detektor ('VC'), der mittels zweier Photomultiplier ausgelesen wird, aufgebaut. Im wesentlichen dient der Photondetektor in der Selektion der Photoproduktionsereignisse in dieser Analyse als Veto, es wird also verlangt, daß die im Photondetektor deponierte Energie unterhalb einer bestimmten Schwelle liegt.

[13] engl.: Elektron-Ansprecher

Die Detektoren des Luminositätssystems müssen unter dem Einfluß hoher Raten arbeiten, die bei der gesetzten Zielluminosität einige MHz erreichen und um eine Größenordnung während einer Strahlfüllung variieren können. Beide Kalorimeter werden ständig kalibriert, was durch die Forderung nach Energieerhaltung erfolgt: $E_{ET} + E_{PD} = E_{e-Strahl}$. Die sich ändernden Bedingungen führen zu veränderlichen Kalibrationskoeffizienten. Die Unsicherheit der Luminositätsbestimmung der Datennahmeperiode beträgt etwa 5 % [bun95].

Die Luminosität wird über die Rate radiativer Prozesse bestimmt. Streuen Elektronen des Strahles jedoch am Restgas im Strahlrohr, so entstehen Ereignisse mit gleicher experimenteller Signatur. Um diesen Untergrund abzuschätzen, werden Elektronenpakete genutzt, die kein entsprechendes Protonenpaket als Wechselwirkungspartner haben (engl.: electron pilot bunch). Einige Parameter des Luminositätssystems sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt.

	ET	PD
Energieintervall $y = E_\gamma / E_e$	$0.2 < y < 0.8$	$0.004 < y < 1.0$
sichtbarer $ep \rightarrow ep\gamma$ Wirkungsquerschnitt	28 mb	174 mb
Photoproduktionsereignisrate	20 - 30 Hz	—
Polarwinkelakzeptanz	0 - 5 mrad	0 - 0.45 mrad
mittlere Akzeptanz für $ep \rightarrow ep\gamma$	48 %	98 %
mittlere Akzeptanz für Photoproduktion	36 %	—
Energieauflösung $\sigma(E)/E$	$10\,\%/\sqrt{E} \oplus 1\,\%$, $(E\,[\mathrm{GeV}])$	
Ortsauflösung $\sigma_{x,y}$	$0.3 - 1.2$ mm	
Zeitauflösung σ_t	< 3 ns	

Tab. 2.3: Akzeptanzparameter und Auflösung des Luminositätssystems in der Datennahmeperiode des Jahres 1994.

2.3. Triggersystem

Die Aufgabe des Triggersystems ist es, die interessierenden Ereignisse aus den Daten zu extrahieren [els93]. Die Entscheidung, ein Ereignis zu behalten, wird 'triggern' genannt, was im weiteren in diesem Sinne verwendet wird. Wesentliche Quellen von Untergrundereignissen sind die vom Elektronenstrahl emittierte Synchrotronstrahlung, Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse. Zur Unterscheidung dient die Topologie solcher Ereignisse. Bei Erreichen der Designluminosität von

HERA wird die Rate der Untergrundereignisse um einige Größenordnungen, ein Faktor 10^3 bis 10^5 vermutlich, selbst über der der Photoproduktion (Tabelle 2.3), der unter den Physikprozessen dominierenden Wechselwirkung, liegen. Es finden Elektron-Proton-Kollisionen mit einer Frequenz von 10.4 MHz statt. Um möglichst viele interessante Prozesse totzeitfrei aufzuzeichnen, ist es nötig, schnelle Vorentscheidungen bei der Datennahme zu treffen. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, ist das gesamte Triggersystem stufenartig aufgebaut, wodurch jeder folgenden Stufe mehr Zeit zur Entscheidungsfindung bleibt.

Im Jahr 1994 waren von den geplanten vier Triggerstufen nur die erste und die vierte Stufe in das System integriert. Für die zweite Triggerstufe ist im Jahr 1996 ein topologischer und ein auf einem neuronalen Netz basierender Trigger [biz92,kie93, fen95] in Betrieb genommen worden. Auf der dritten Triggerstufe laufen Programme, die ebenfalls die Informationen der zweiten Stufe verarbeiten.

2.3.1. Die erste Triggerstufe

Die Signale einiger Detektorkomponenten, die zur Triggerbildung herangezogen werden, sind erst einige Wechselwirkungsintervalle nach der Streu-Reaktion verfügbar. So ist das Triggersignal des Flüssig-Argon-Kalorimeters erst nach 22 Wechselwirkungsintervallen, das entspricht ungefähr 2.1 µs, parat. Um auch solche Detektorkomponenten für jedes Ereignis verfügbar zu haben, ist die erste Triggerstufe mit einem 24-stufigen Zwischenspeicher, auch Pipeline (engl. für Rohr) genannt, ausgestattet. Somit bleiben ihr 2.3 µs Zeit, die Triggerentscheidung ohne Totzeit zu treffen. Die Entscheidung auf der ersten Triggerstufe wird durch vorgegebene arithmetische und logische Verknüpfungen der Detektorinformationen erzielt. Aufgrund unterschiedlicher Antwortzeiten der Subdetektoren müssen die einzelnen Triggersignale synchronisiert werden, bevor daraus insgesamt 128 Triggerelemente gebildet werden. Die zentrale Triggerlogik setzt daraus wiederum 128 Subtrigger zusammen. Bei einer positiven Triggerentscheidung wird die Datennahme angehalten und der Zwischenspeicher ausgelesen.

2.3.2. Die vierte Triggerstufe

Auf der vierten Triggerstufe, auch 'Level-4 Filter Farm' genannt, dient eine asynchron arbeitende Prozessorfarm [cam91] zur Weiterverarbeitung der von der ersten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse. Bereits zu diesem Zeitpunkt werden die Ereignisse teilweise rekonstruiert, wodurch mehr Informationen zur Triggerentscheidung vorliegen. Dadurch ist es möglich, aufwendigere Algorithmen zu verwenden. Die Triggerentscheidungen sind als sogenannte Filter implementiert, die die auflaufenden Daten sequentiell abarbeiten. Insgesamt stehen der vierten Triggerstufe im Mittel 10 ms zur Verfügung. Um eine Kontrolle der Triggerstufe zu gewährleisten, werden

ungefähr ein Prozent der Ereignisse ungeachtet der Entscheidung der vierten Triggerstufe als Monitorereignisse akzeptiert.

2.4. Datenauslese und Rekonstruktion der Ereignisse

Insgesamt werden im H1-Detektor mehr als eine Viertelmillion analoge Kanäle ausgelesen und digitalisiert, was ungefähr 3 MB digitalisierter Information eines Ereignisses entspricht, deren Aufzeichnung in begrenzten Abschnitten erfolgt. Innerhalb dieser zeitlichen Abschnitte, im folgenden Runs genannt, verändern sich die wesentlichen Betriebsbedingungen des Detektors, wie zum Beispiel die Hochspannungen, nicht. Die Digitalisierung erfolgt mit schnellen Analog-Digital-Konvertern, danach werden die Daten noch komprimiert. Ein Glasfasernetzwerk verbindet über VMEtaxi-Module ringförmig die einzelnen zu den Subsystemen gehörenden VMEbus-Einschübe [pie91]. Die erfaßten Rohdaten werden vor der weiteren Verarbeitung auf Datenbändern gespeichert. Mit dem Programmpaket H1REC werden die Rohdaten für die Analyse im Anschluß rekonstruiert. Die Rekonstruktion erfolgt schrittweise für jeden Subdetektor des H1-Detektors. Da für die vorliegende Arbeit nicht alle Subdetektoren benutzt wurden, wird die Rekonstruktion nur für die verwendeten Subdetektoren in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.4.1. Spuren im Spurdetektor

Die Teilchenspuren werden aus den Signalen der Spurdetektoren rekonstruiert. Aufgrund des magnetischen Feldes bewegen sich die geladenen Teilchen auf Helixbahnen. Daher wird in der Ebene senkrecht zur Strahlachse die Teilchenspur mit einer Kreisgleichung parametrisiert [h1 93a]:

$$\tfrac{1}{2}\kappa(r^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa\, d_{ca}) r \sin(\Phi - \varphi) = 0 \qquad \text{(Gl. 2.7)}$$

Hierin bedeuten:

κ : inverser Kreisradius
d_{ca} : minimaler Abstand zwischen Kreis und Strahlachse
Φ : Azimutaler Winkel der Tangente im d_{ca} – Punkt

Desweiteren wird θ als der Polarwinkel der Spur und z_{dca} als die z-Koordinate des Punktes mit dem minimalen Abstand zur Strahlachse definiert. Der Spurbestimmung folgt eine Bestimmung der xy-Werte des primären Vertex und eine Spuranpassungen für sekundäre Vertices. Die aus der CJC gewonnenen Spuren werden mit Spursegmenten der CIZ und COZ verbunden.

Im Falle der Vorwärts-Spurkammern läuft die Spurerkennung ähnlich ab. Zuerst werden Spursegmente innerhalb der drei Driftkammern der Vorwärts-Spurkammern wie in den zentralen Driftkammern gebildet. Die so gefundenen Spursegmente werden daraufhin verknüpft und eine weitere Spuranpassung durchgeführt.

2.4.2. Vertexbestimmung

In der Region der Elektron-Proton-Wechselwirkung dehnt sich der Bereich des Vertex über einige hundert μm in der *x*- und *y*-Richtung aus. Die mittlere Position ist über viele Runs stabil. Zur Bestimmung der mittleren Vertex-Koordinate (x_{vtx}, y_{vtx}) werden Spuren mit hohem Impuls und kleinem d_{ca}-Wert aus mehreren Ereignissen benutzt. Die Summe der Abstandsquadrate der Spuren wird minimiert, wobei der Abstand b durch

$$b = x_{vtx} \sin\varphi - y_{vtx} \cos\varphi - d_{ca} \qquad \text{(Gl. 2.8)}$$

parametrisiert wird. Einige hundert Spuren reichen im allgemeinen aus, den Vertex zu bestimmen. Mit den so gewonnenen *xy*-Werten des Vertex wird eine Verbesserung der Spuranpassung für Spuren vom primären Vertex durchgeführt:

$$\tfrac{1}{2}\kappa(x_{vtx}^2 + y_{vtx}^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa\, d_{ca})(x_{vtx} \sin\varphi - y_{vtx}^2 \cos\varphi) - d_{ca} = 0. \qquad \text{(Gl. 2.9)}$$

Dabei gehen Annahmen über Vielfachstreuungen im Strahlrohr und den Wänden der CJC vor allem bei Spuren niedrigen Impulses mit ein. Der *z*-Wert des primären Vertex wird aus den Spuren des zentralen Spurkammersystems bestimmt, deren d_{ca}-Werte einen bestimmten Wert nicht überschreiten, und ihrem z_{dca}-Wert entsprechend sortiert. Die Länge aller Spuren im Intervall $[z_0 - 1/2\ \Delta z_{dca}, z_0 + 1/2\ \Delta z_{dca}]$ werden für ein variables z_0 aufsummiert. Es wird das $z_{0,max}$ bestimmt, für das die Summe maximal ist. Der Mittelwert der z_{dca}-Koordinaten aller Spuren des Intervalls $[z_{0,max} - 1/2\ \Delta z_{dca}, z_{0,max} + 1/2\ \Delta z_{dca}]$ ergibt die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes. Mit den Spuren der vorderen Spurenkammern wird die Bestimmung der z-Koordinate ebenfalls durchgeführt. Alle Spuren der vorderen Spurenkammern werden auf ihre d_{ca}-Koordinate $(x_{dca}, y_{dca}, z_{dca})$ extrapoliert. Der Mittelwert aller z_{dca} ergibt die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes z_{vtx}.

Wenn möglich, wird der mit den zentralen Spurkammern erhaltene Wert benutzt, da angenommen wird, daß diese die Spuren besser bestimmen können. In einer weiteren Stufe werden sekundäre Vertices rekonstruiert.

2.4.3. Teilchenrekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die Eingabegrößen für die Rekonstruktion der Energien im Flüssig-Argon-Kalorimeter sind kalibrierte Ladungen jeder einzelnen Kalorimeterzelle, wie sie durch die DSP, die digitalen Signal-Prozessoren, geliefert werden. Das Rekonstruktionsprogramm des Kalorimeters eliminiert elektronisches Rauschen, rechnet Ladungen sowohl hadronischer als auch elektromagnetischer Schauer in Energien um, korrigiert auf Effekte des toten Materials und Verluste durch Energiedeposition in Lücken zwischen den Modulen, und bildet Gruppen von Zellen, die im folgenden Cluster genannt werden. Die Schwelle, mit der Rauschen unterdrückt wird, liegt bei 10 MeV bis 30 MeV und wird für jede Auslesezelle separat bestimmt. Elektronen und Hadronen

gleicher Energie erzeugen unterschiedliche Signale. Die Umrechnung der deponierten Ladungen erfolgt so, daß die elektromagnetische Energie richtig rekonstruiert wird. Das bedeutet, daß die hadronische Energie zusätzlich korrigiert werden muß. Ein Gewichtungsverfahren auf Basis der feinen Kalorimeter-Segmentierung führt diese Korrektur durch [wel94].

2.4.4. Teilchenrekonstruktion im Luminositätssystem

Die Signale des Elektron-Taggers und des Photondetektors des Luminositätssystems werden für jede Zelle getrennt in die deponierten Energien umgerechnet. Ein Algorithmus zur Cluster-Bildung nimmt die Zelle mit der höchsten Energie und addiert die Energien der umliegenden Zellen dazu. Liegt die Gesamtenergie unterhalb von $1\,\mathrm{GeV}$, so wird der Cluster verworfen. Die Energie des Photons wird aus der im Photon- und im Veto-Detektor deponierten Energie rekonstruiert. Hierbei trägt der Vetodetektor nur dann dazu bei, wenn in diesem mehr als $0.3\,\mathrm{GeV}$ deponiert ist. Aus den Schauerschwerpunkten werden die Orte der Teilchen in den Detektoren bestimmt.

2.5. Ereignisklassifizierung

Nach der Rekonstruktion werden die Ereignisse definierten Ereignisklassen zugeteilt. Die Selektionskriterien der einzelnen Klassen sind durch die Ereignistopologien gegeben, und müssen so bestimmt werden, daß verschiedene physikalische Zielsetzungen berücksichtigt werden, jedoch Untergrundereignisse verworfen werden. Aus diesem Grunde werden diese Ereignisse unterschiedlichen Klassen zugeordnet. Ein Ereignis wird in die Ereignisklassen eingeordnet, deren Selektionskriterien es erfüllt. Innerhalb dieser Ereignisklassen gibt es weitere Unterklassen. Klassifizierte Ereignisse werden nach einer weiteren Datenkomprimierung auf ein Speichermedium DST (engl.: **D**ata **S**ummary **T**ape) gespeichert.

3. Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung und der Photoproduktion bei HERA. Um den Zusammenhang zwischen der Photoproduktion und der Elektron-Proton-Streuung zu erläutern, gibt der erste Abschnitt eine kurze Einführung in die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung.

3.1. Elektron-Proton-Streuung

Die Streuung eines Elektrons an einem Proton kann durch Austausch eines Photons γ, des Eichbosons der elektromagnetischen Kraft, oder eines der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, Z^o, W^+ oder W^-, vermittelt werden. Die Abbildung 3.1 zeigt diese Streuung schematisch.

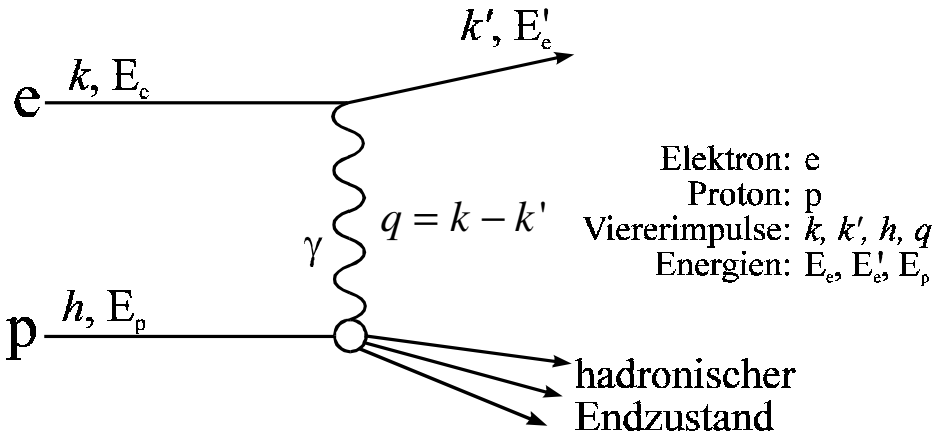


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Elektron-Proton-Streuung.

In den in diesem Kapitel auftretenden Gleichungen geht die in der H1-Kollaboration gebräuchliche Definition des Streuwinkels θ ein, wie sie schon in Abbildung 2.4 benannt wurde. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie, mit s abgekürzt, berechnet sich bei der Kollision eines Elektrons mit Viererimpuls k und eines Protons mit Viererimpuls h gemäß:

$$s_{ep} = (h+k)^2 \approx 4E_eE_p \qquad \text{(Gl. 3.1)}$$

Für hochenergetische Teilchen sind die Massen vernachlässigbar. Im Falle des Speicherringes HERA betrug im Jahre 1994 die Schwerpunktsenergie bei Strahlenergien von $27.5\,\text{GeV}$ für Elektronen und $820\,\text{GeV}$ für Protonen $\sqrt{s} \approx 300\,\text{GeV}$.

Bei gegebener Schwerpunktsenergie kann die Kinematik der ep-Streuung vollständig durch die Angabe zweier unabhängiger Variablen Q^2 und y bestimmt werden:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k-k')^2 = 4E_e E_e' \cos^2\frac{\theta}{2} \qquad \text{(Gl. 3.2)}$$

$$y = \frac{hq}{hk} = 1 - \frac{E_e'}{E_e}\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad \text{(Gl. 3.3)}$$

Q^2 ist dabei das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages und y ein Inelastizitätsparameter. Im Ruhesystems des Protons ist y allein durch die Energien des einlaufenden und des gestreuten Elektrons, E_e^* und $E_e^{*'}$, beschreibbar:

$$y = \frac{E_e^* - E_e^{*'}}{E_e^*} \qquad \text{(Gl. 3.4)}$$

Die Größe x_B, die Bjorken-Skalenvariable, kann innerhalb des naiven Quark-Parton-Modells (Abschnitt 3.1.1.) als der Bruchteil des Protonimpulses angesehen werden, den das gestreute Quark vor dem Streuprozeß getragen hat. Ihr Wertebereich erstreckt sich über $0 \le x_B \le 1$.

$$x_B = \frac{Q^2}{2hq} \qquad \text{(Gl. 3.5)}$$

Die genannten lorentzinvarianten Größen Q^2, s, y und x_B sind nicht unabhängig voneinander, sondern sind unter Vernachlässigung der Teilchenmassen über

$$Q^2 = x_B \cdot y \cdot s \qquad \text{(Gl. 3.6)}$$

miteinander verknüpft.

Der in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA mögliche Q^2-Bereich erstreckt sich von einem minimalen Q^2, $Q^2_{min}(y) = m_e^2 y^2/(1-y)$ bis zu $Q^2_{max} = s$. Bei Ereignissen mit großem Viererimpulsübertrag ($Q^2 > 4\ \mathrm{GeV}^2$) kann das gestreute Elektron im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC) oder im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters nachgewiesen werden. Bei Werten von $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ kann das Elektron auf den Elektron-Tagger (Abbildung 2.10) treffen. In dem dazwischenliegenden Wertebereich kann das Elektron nicht direkt nachgewiesen werden. Ereignisse mit $Q^2 >> 1\,\mathrm{GeV}^2$ werden allgemein als tiefinelastische Streuung (**DIS**: **D**eep-**I**nelastic-**S**cattering), Ereignisse mit $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$ als Photoproduktion bezeichnet, da das ausgetauschte Photon mit kleiner werdendem Q^2 immer reeller wird. Solche Photonen werden auch als quasi-reell bezeichnet.

3.1.1. Quark-Parton-Modell

Im Jahre 1964 schlug Murray Gell-Mann vor, daß Hadronen aus Quarks zusammengesetzt sind [gel64], wobei die Wechselwirkung der Quarks untereinander vernachlässigt wird. Ladung, Spin und magnetische Momente der Hadronen lassen sich damit gut beschreiben [gas81]. Das Proton setzt sich demnach aus zwei u-Quarks, die die Ladung $+\frac{2}{3}e$ besitzen, und einem d-Quark mit der Ladung $-\frac{1}{3}e$ zusammen, wobei *e* die Elementarladung ist.

Besitzt das bei der Elektron-Proton-Streuung ausgetauschte Photon ein genügend großes Q^2, so sollte es die von Gell-Mann vorhergesagte Zusammensetzung des Protons auflösen können. Dieser Bereich von Q^2 ist die tiefinelastische Streuung. Ist das Proton ein ausgedehntes Objekt, so müssen Faktoren eingeführt werden, die die Struktur des Protons beschreiben – die Protonstrukturfunktionen. Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung ist dann durch

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4}\left\{(1-y)F_2^P(x_B,Q^2) + x_B y^2 F_1^P(x_B,Q^2)\right\} \qquad \text{(Gl. 3.7)}$$

gegeben. Hier ist α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante, und $F_2^P(x_B,Q^2)$ und $F_1^P(x_B,Q^2)$ sind die Strukturfunktionen des Protons.

Auf der Basis von Gell-Manns Ideen entwickelten J.D. Bjorken und E.A. Paschos ein Modell zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung, das sogenannte 'Quark-Parton-Modell' (QPM) [bjo69]. Eine wesentliche Grundannahme des Modells ist, daß sich das Proton aus Partonen, die als Quarks identifiziert werden, zusammensetzt. Das Elektron streut in diesem Modell an lediglich einem Quark, das bei großen transversalen Impulsen als freies Teilchen behandelt wird. Die Voraussetzung hierfür ist, daß die Zeit für die Elektron-Quark-Wechselwirkung wesentlich kürzer als für die Quark-Quark-Wechselwirkung innerhalb des Protons ist [gri83]. Der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung setzt sich demnach aus der inkohärenten Summe der einzelnen Beiträge der elastischen Streuung eines Elektrons am einzelnen Quark zusammen. Bei Vernachlässigung der Quarkmassen, bei großem Proton-Impuls, folgt mit der Impulserhaltung, daß die Bjorken-Skalenvariable x_B dem Bruchteil des Protonimpulses entspricht, den das gestreute Quark vor dem Streuprozeß hatte.

Die Strukturfunktionen des Protons können im Rahmen des QPM in Abhängigkeit von den Dichteverteilungen der Quarks, aus denen das Proton besteht, dargestellt werden [bjo69]:

$$F_1(x_B,Q^2) = \frac{1}{2x_B}\sum_i^{N_{Partonen}} e_i^2 x_B f_i(x_B) = F_1(x_B) \qquad \text{(Gl. 3.8)}$$

$$F_2(x_B,Q^2) = \sum_i^{N_{Partonen}} e_i^2 x_B f_i(x_B) = F_2(x_B) \qquad \text{(Gl. 3.9)}$$

In den Gleichungen bedeuten e_i die Quarkladungen in Einheiten der Elementarladung und $f_i(x_B)\,dx_B$ die Wahrscheinlichkeit, das Quark i im Impulsintervall $[x_B, x_B + dx_B]$ zu finden. Aus den Gleichungen folgt, daß die Strukturfunktionen nicht mehr von Q^2 abhängig sind. Dies ist die sogenannte Skaleninvarianz, die bei $x_B \approx 0.25$ beobachtet wurde [fri72], was als experimenteller Nachweis für Partonen interpretiert wird. Aus den Gleichungen 3.8 und 3.9 ist direkt die Callan-Gross-Relation [cal69] abzuleiten. In dieser geht die Annahme ein, daß Quarks einen Spin $\frac{1}{2}$ besitzen, und bietet somit die Möglichkeit, den Quarkspin zu messen:

$$2x_B F_1(x_B, Q^2) = F_2(x_B, Q^2) \qquad \text{(Gl. 3.10)}$$

Korrekturen zum QPM aufgrund der starken Wechselwirkung, die mit der QCD[14] behandelt wird, führen wieder zu einer Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktionen, was als Skalenverletzung bezeichnet wird. Die QCD beschreibt im wesentlichen die Wechselwirkung der Partonen, zu denen auch das Gluon als das die Wechselwirkung tragende Boson gehört. Im Rahmen der störungstheoretischen QCD kann ein Quark sowohl reelle als auch virtuelle Gluonen abstrahlen. Gluonabstrahlungen von Quarks oder anderen Gluonen werden durch Splittingfunktionen (splitting, engl. für Aufspaltung) beschrieben, die vom Impuls abhängige Verzweigungswahrscheinlichkeiten sind.

3.2. Photoproduktion

Im Falle $Q^2 \to 0$ ist das ausgetauschte Photon nahezu reell. In diesem Fall wird im allgemeinen von Photoproduktion gesprochen. Die hohe Schwerpunktsenergie im Speicherring HERA bietet eine nahezu einmalige Möglichkeit, Photoproduktionsereignisse über einen großen Energiebereich zu untersuchen. Neben $p\bar{p}$-Wechselwirkungen ist die γp-Streuung die einzige hadronische bzw. quasi-hadronische Reaktion, die zur Zeit bei einer Schwerpunktsenergie oberhalb von 100 GeV gemessen werden kann. HERA erlaubt die Beobachtung von Photoproduktionsereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 200\ \text{GeV}$.

3.2.1. Schwerpunktsenergie der Photon-Proton-Streuung

Wird das Elektron wenig abgelenkt, gilt also $\theta_e \approx 180°$, so vereinfacht sich der relative Energieübertrag y auf das Photon zu:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \qquad \text{(Gl. 3.11)}$$

$$E_\gamma = E_e y \qquad \text{(Gl. 3.12)}$$

---

[14] QCD = **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik

Der Inelastizitätsparameter ist in der Photoproduktion die Energie des Photons, als Bruchteil der Elektronenergie ausgedrückt. Hierin bedeuten E_e und E'_e die Energie des Elektrons im Anfangszustand und im Endzustand.

Wird das Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt, so läßt sich die Schwerpunktsenergie der Photon-Proton-Streuung leicht berechnen. Die Vierervektoren des Photons P_γ^μ und des Protons P_p^μ sind unter Vernachlässigung der Masse gegeben durch:

$$P_\gamma^\mu = (E_\gamma, 0, 0, -E_\gamma) \qquad \text{(Gl. 3.13)}$$

$$P_p^\mu = (E_p, 0, 0, E_p) \qquad \text{(Gl. 3.14)}$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie $s_{\gamma p}$ ist dann mit den Gleichungen 3.13 und 3.14 berechenbar über:

$$\begin{aligned} s_{\gamma p} &= (P_p^\mu + P_\gamma^\mu)^2 \\ &= (E_p + E_\gamma)^2 - (E_p - E_\gamma)^2 \\ &= 4E_p E_\gamma \end{aligned} \qquad \text{(Gl. 3.15)}$$

Über y (Gleichung 3.11) ist Gleichung 3.15 mit der Schwerpunktsenergie der Elektron-Proton-Streuung (Gleichung 3.1) verknüpft.

$$s_{\gamma p} = 4E_p E_\gamma = 4yE_p E_e = y s_{ep} \qquad \text{(Gl. 3.16)}$$

3.2.2. Photonfluß und Wirkungsquerschnitt

Der differentielle ep-Wirkungsquerschnitt folgt für fast reelle Photonen aus dem Produkt des Photonflusses f_γ und des γp-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}$. Im allgemeinen gibt es auch Beiträge longitudinal polarisierter Photonen zum Wirkungsquerschnitt. Werden zwei verschiedene Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma p,T}$ und $\sigma_{\gamma p,L}$ für transversal und longitudinal polarisierte Photonen angenommen, so ergibt sich für den differentiellen ep-Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = f_{\gamma,T}\sigma_{\gamma p,T} + f_{\gamma,L}\sigma_{\gamma p,L} \qquad \text{(Gl. 3.17)}$$

Der Photonfluß ist dabei gegeben durch [abt92,smi92,smi94]:

$$f_{\gamma,T} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\sqrt{\frac{(qh)^2 + Q^2M_p^2}{(kh)^2 - m_e^2M_p^2}}\,\frac{\left(2(1-y) + \left(y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2}\right)^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2}\right)}{\left(\left(y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2}\right)^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2}\right)} \qquad \text{(Gl. 3.18)}$$

$$f_{\gamma,L} = \frac{\alpha}{\pi Q^2}\sqrt{\frac{(qh)^2 + Q^2M_p^2}{(kh)^2 - m_e^2M_p^2}}\,\frac{1-y}{\left(\left(y - \frac{Q^2+2ym_e^2}{4E_e^2}\right)^2 + \frac{Q^2}{4E_e^2}\right)} \qquad \text{(Gl. 3.19)}$$

Hierbei sind q, h und k die entsprechenden Vierervektoren von Photon, Proton und Elektron, m_e und M_p sind die Massen von Elektron und Proton und α ist die Feinstrukturkonstante. Im Grenzfall $Q^2 \to 0$ verschwindet jedoch der Wirkungsquerschnitt

longitudinal polarisierter Photonen, und der differentielle Wirkungsquerschnitt vereinfacht sich zu:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = f_{\gamma,T}\sigma_{\gamma p,T} \qquad \text{(Gl. 3.20)}$$

Bei zusätzlicher Vernachlässigung der Elektronenmasse ist der Photonfluß durch die sogenannte Weizsäcker-Williams-Näherung gegeben:

$$f_{\gamma,T} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2}\frac{1+(1-y)^2}{y} \qquad \text{(Gl. 3.21)}$$

Im durch HERA zugänglichen Bereich hoher Schwerpunktsenergien, ist es möglich, harte Streuprozesse zu untersuchen, die sich innerhalb der QCD störungstheoretisch beschreiben lassen. Neben diesen harten Prozessen gibt es die den γp-Wirkungsquerschnitt dominierenden weichen nicht-diffraktiven und diffraktiven Prozesse. Die grobe Einteilung der Photoproduktionsereignisse, wie sie in Abbildung 3.2 vorgenommen wird, sei im folgenden erläutert.

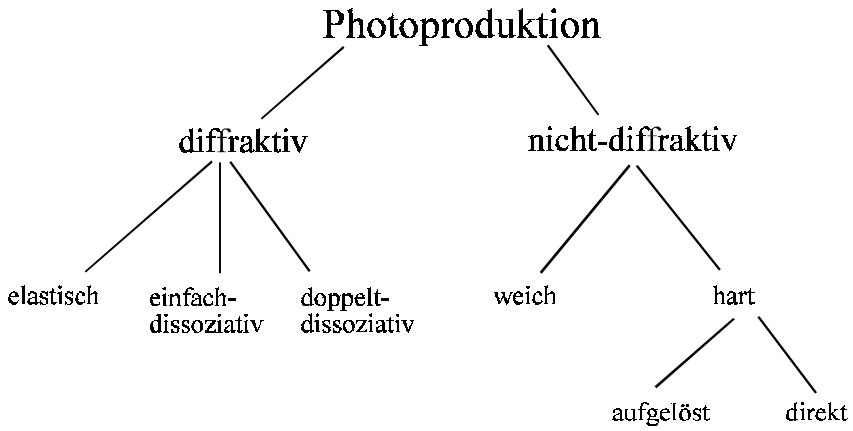


Abb. 3.2: Einteilung der Photoproduktionsereignisse.

3.2.3. Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM)

Schon in den sechziger Jahren zeigten Untersuchungen von Photon-Kern-Reaktionen [sto69], daß dem Photon hadronische Eigenschaften zugeordnet werden müssen. Im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM) kann ein Photon in ein Vektormeson V, welches die Quantenzahlen des Photon besitzt, fluktuieren, das dann seinerseits mit dem Proton wechselwirken kann. In Frage kommen vor allem Vektormesonen niedriger Masse wie das ρ°-, ω- oder das ϕ-Meson. Dies ist in Reaktionen wie $\gamma p \to Vp$ sichtbar. Die γp-Streuung kann dementsprechend als eine Wechselwirkung des Vektormesons mit dem Proton dargestellt werden. Ebenso wie in reinen hadronischen Reaktionen werden Reaktionen aufgrund peripherer Prozesse erwartet (Abbildung 3.3a.-c.). Zusätzlich gibt es eine harte Komponente (Abbildung 3.3d.), die aus einer Streuung eines Partons des Vektormesons und eines des Protons entsteht.

Das einfachste Modell einer Streuung ist das einer totalabsorbierenden schwarzen Scheibe in einem optischen Modell, das die Eigenschaften einer elastischen Hadronstreuung qualitativ beschreiben kann. Wird eine ebene Welle von einem vollständig absorbierenden Hindernis unterbrochen, so wird in der Optik von Diffraktionsbeugung gesprochen. Die Fouriertransformierte des Hindernisses ist die Winkelverteilung der elastischen Streuung.

Die elastischen und diffraktiven Prozesse tauschen ein farbneutrales Teilchen aus. Das Austauschteilchen ist dabei ein Objekt, das die Quantenzahlen des Vakuums besitzt und zumeist als Pomeron bezeichnet wird.

Die Abbildung 3.3 zeigt die Graphen für Photoproduktionsereignisse nach dem VDM für eine elastische (a.), einen einfach-dissozitiven (b.), einen nicht-diffraktiven weichen Prozeß (c.) und eine harte Streuung (d.).

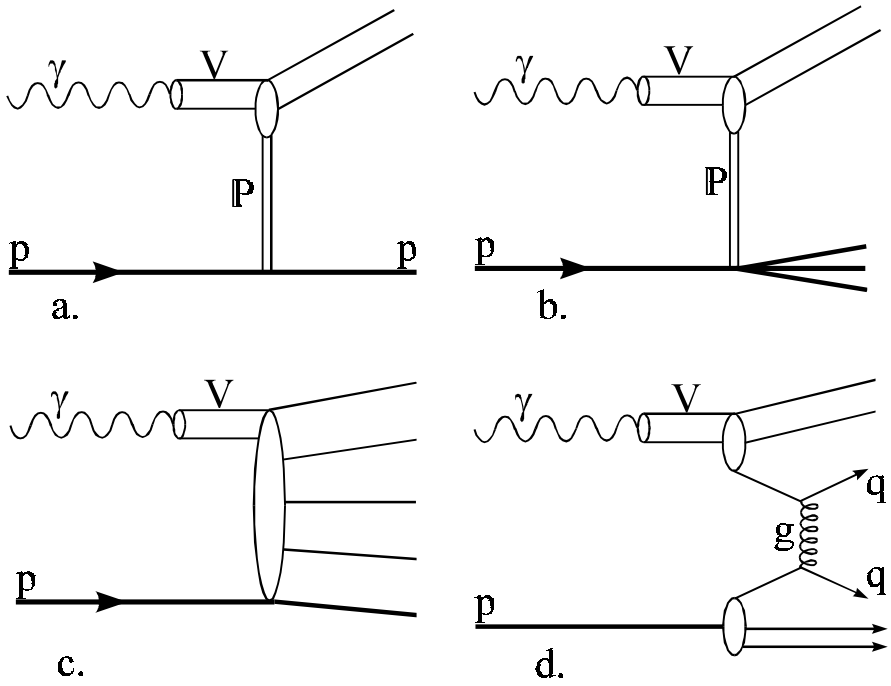


Abb. 3.3: Graphen für Prozesse nach dem Vektormeson-Dominanz-Modell. Erläuterungen sind im Text gegeben.

Der Anteil der nicht-diffraktiven Prozesse wird durch weiche Streuungen bestimmt, die sich im Rahmen des VDM beschreiben lassen. Der γp-Wirkungsquerschnitt ergibt sich im VDM aus der Summe der einzelnen Vektormeson-Proton-Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{\gamma p}^{VDM} = \sum_{\rho,\omega,\phi,..} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \sigma_{Vp} \qquad \text{(Gl. 3.22)}$$

Die auftretende Konstante vor dem Vektormeson-Proton-Wirkungsquerschnitt ist die Wahrscheinlichkeit, ein Vektormeson V im Photon zu finden.

3.2.4. Harte Photoproduktion und Photonstrukturfunktion

In der harten Photoproduktion streuen die Partonen aus dem Photon direkt an den Partonen aus dem Proton [erd96,huf94b,kol95]. Es ist also, ebenso wie für das Proton, möglich, dem Photon eine Strukturfunktion zuzuordnen. Diese Photonstrukturfunktion wurde bisher hauptsächlich in der Elektron-Photon-Streuung an Elektron-Positron-Beschleunigern untersucht [cel83,plu84,tas86]. Streut eines der beiden einkommenden Elektronen unter einem kleinen Winkel, so ist das abgestrahlte Photon nahezu reell. Das stark virtuelle Photon, das vom zweiten Elektron abgestrahlt wird, testet die Struktur des reellen Photons. Die Photonstrukturfunktion läßt sich als Summe der Beiträge aller Quarks und Antiquarks darstellen:

$$F_2^{\gamma}\left(x_{\gamma},Q^2\right)=2\sum_{n_c,n_f}e_q^2 x_{\gamma} q\left(x_{\gamma},Q^2\right) \qquad \text{(Gl. 3.23)}$$

Hierbei ist $q\left(x_{\gamma}Q^2\right)$ die Wahrscheinlichkeit, ein Quark im Photon zu finden, n_c und n_f die Anzahl der möglichen Farbladungen und der Flavour und e_q die Ladung des entsprechenden Quarks.

Im Gegensatz zur Protonstrukturfunktion ist die Photonstrukturfunktion schon im QPM Q^2-abhängig. Dies wird durch die elektromagnetische Kopplung des Photons an ein Quark-Antiquark-Paar verursacht, was als anomales Verhalten bezeichnet wird. Der Anstieg der Photonstrukturfunktion bei großen x und mit zunehmendem Q^2 ist der typische Unterschied zu hadronischen Strukturfunktionen. Die Beschreibung mit Hilfe der harten Streuung innerhalb des VDM (Abbildung 3.3d.), in dem das Photon als Vektormeson betrachtet wird, reicht also nicht aus.

Korrekturen des QPM durch die QCD werden durch die DGLAP-Entwicklungsgleichungen berechnet. Diese Entwicklungsgleichungen sind für die Quarkverteilungen des Photons inhomogen, was der elektromagnetischen Kopplung des Photons an ein Quark-Antiquark-Paar Rechnung trägt. Dieser inhomogene Teil erzeugt bei großen x_{γ} für mittlere und große Werte von Q^2 ein Maximum in der Strukturfunktion.

Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt der harten Streuung ergibt sich mit den von den Impulsbruchteilen x_{γ} und x_p abhängigen Partondichten des Photons $a_{\gamma}(x_{\gamma})$ und des Protons $b_p(x_p)$. Hierbei werden auch Gluonen berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses $\sigma_{ab\to cd}$ ergibt sich zu:

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma p}}{dx_{\gamma}dx_p}=\sum_a\sum_b a_{\gamma}(x_{\gamma})b_p(x_p)\sigma_{ab\to cd} \qquad \text{(Gl. 3.24)}$$

Bei diesen 2→2-Streureaktionen sind *a* und *b* Gluonen oder Quarks aus Photon und Proton, *c* und *d* die Partonen des Endzustandes. Im Rahmen dieser Ordnung gibt es verschiedene Beiträge zu harten Photon-Proton-Reaktionen:

- direkte Prozesse: Das Photon koppelt punktförmig an ein geladenes Parton.
- aufgelöste Prozesse: Hierin wird die Struktur des Photons sichtbar.

Prozesse direkter Photonen

Neben den hadronischen Eigenschaften zeichnet sich das Photon vor allem dadurch aus, daß es punktförmig an Quarks koppeln kann. Diese Prozesse sind nicht in Hadron-Hadron-Reaktionen vorhanden, und werden durch Ereignisse sogenannter direkter Photonen (engl.: direct) wiedergegeben. Diese Prozesse können in niedrigster Ordnung durch zwei Graphen dargestellt werden (Abbildung 3.4). Der linke Graph (a.) zeigt die Photon-Gluon-Fusion, auch Boson-Gluon-Fusion (BGF) genannt, die zur Bildung eines Quark-Antiquark-Paares führt, und der rechte (b.) stellt den QCD-Compton-Prozeß dar. Dabei streut das Photon an einem Quark aus dem Proton. Das Quark emittiert ein Gluon vor oder nach der Photon-Quark-Wechselwirkung.

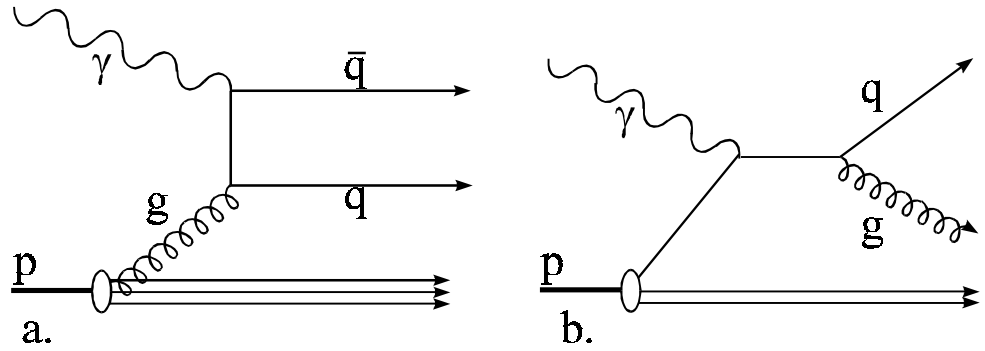


Abb. 3.4: Die Graphen der Prozesse direkter Photonen. a. zeigt die Boson-Gluon-Fusion, b. den QCD-Compton-Prozeß.

In harten Streuungen führen die Prozesse aus Abbildung 3.4a. und b. zu zwei ausgeprägten Jets, die im Detektor gut beobachtbar sind, wobei der Energiefluß in den rückwärtigen Teil des Detektors wenig ausgeprägt ist. Da das Photon annähernd keinen Transversalimpuls besitzt, und es keinen hadronischen Rest (Photonrest) gibt, der transversalen Impuls haben kann, müssen die Jets einen azimutalen Abstand $\Delta\varphi_{jets}$ von ungefähr 180° besitzen. In Abbildung 3.5 ist ein Ereignis dargestellt, das als direkter Photon-Prozeß klassifiziert wird. Deutlich zu erkennen sind die in Vorwärtsrichtung gehenden Jets, die zu einer Energiedeposition im vorderen Kalorimeterteil führen, und das nach hinten leere Kalorimeter. Der Schnitt durch den Detektor in azimutaler Richtung (Teilbild b.) zeigt, daß die Jets einen Winkelabstand im Azimut von ~180° haben. Im Teilbild c. ist die transversale Energie E_T innerhalb der $\eta\varphi$-Ebene dargestellt. Das gestreute Elektron ist im Elektron-Tagger (Teilbild d.) nachgewiesen worden. Der Photondetektor (Teilbild e.) hat, wie durch einen Schnitt gegen Untergrundereignisse gefordert, keine Energie gemessen.

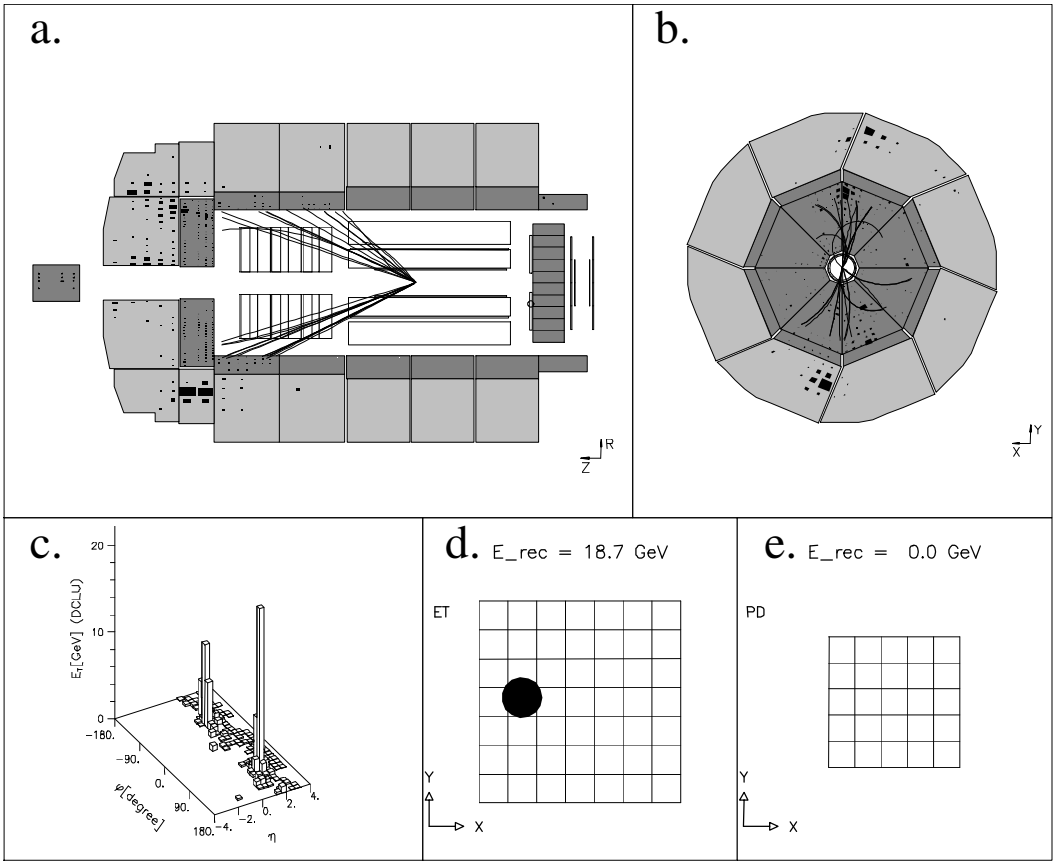


Abb.3.5: Ein im H1-Detektor gemessenes Ereignis, welches aufgrund seiner Kinematik als ein Kandidat für ein Ereignis eines direkten Photons eingeordnet wird.

Prozesse aufgelöster Photonen

In Abbildung 3.6a.-f. sind einige mögliche Graphen der Prozesse aufgelöster Photonen (engl.: resolved) dargestellt. Ein wichtiger Unterschied zu den direkten Prozessen ist dadurch gegeben, daß bei Prozessen aufgelöster Photonen nur ein Teil des Photonimpulses in den Streuprozeß eingeht. Der restliche Teil wird von den sogenannten Zuschauer-Partonen getragen. Diese nehmen dabei nicht an der harten Parton-Parton-Wechselwirkung teil. Die Zuschauer-Partonen fragmentieren zu einem hadronischen Photonrest, der bevorzugt in Rückwärtsrichtung auftritt. Die bei harten Photoproduktionsereignissen erzeugten Jets sind hauptsächlich in Vorwärtsrichtung zu finden. Der durch den Photonrest erzeugte Energiefluß in die rückwärtige Richtung des Detektors dient im wesentlichen zur Unterscheidung der Prozesse direkter und aufgelöster Photonen. Ebenso entsteht ein Protonrest, der zum größten Teil im Strahlrohr verschwindet. Ein Teil der Energie kann in dem Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters nachgewiesen werden, der sich direkt um das Strahlrohr herum befindet. Teilchen die unter einem kleinen Polarwinkel erzeugt werden, können durch das Strahlrohr in den Detektor gestreut werden, so daß sie dort bei größeren Polarwinkeln Energie deponieren.

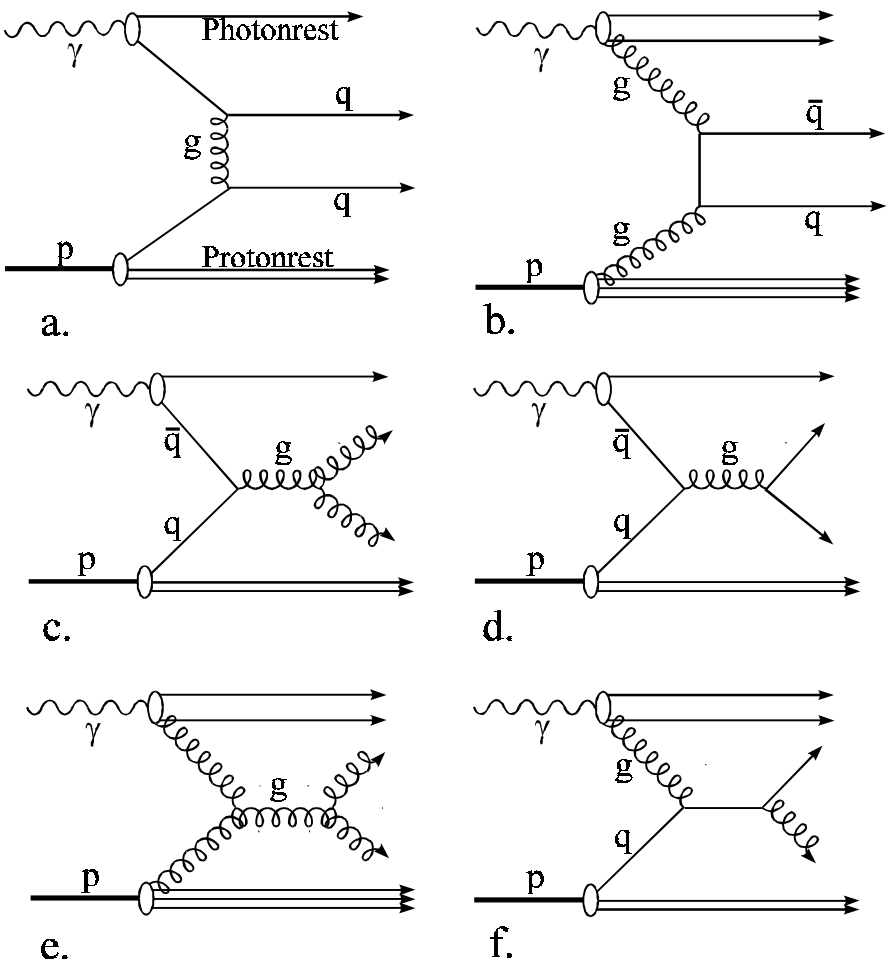


Abb. 3.6: Einige mögliche Graphen der Prozesse aufgelöster Photonen.

Die Abbildung 3.7 zeigt ein im H1-Detektor gemessenes Ereignis, das aufgrund der Analyse der kinematischen Variablen als Streuung eines aufgelösten Photons identifiziert wird. Zu erkennen sind zwei nach vorne, in Richtung des einkommenden Protons, gerichtete Jets und in Richtung des einkommenden Elektrons gehende Teilchenspuren. Charakteristisch für einen Prozeß eines aufgelösten Photons ist die hohe Teilchenmultiplizität, die ungefähr einen Faktor zwei höher ist als in Prozessen direkter Photonen.

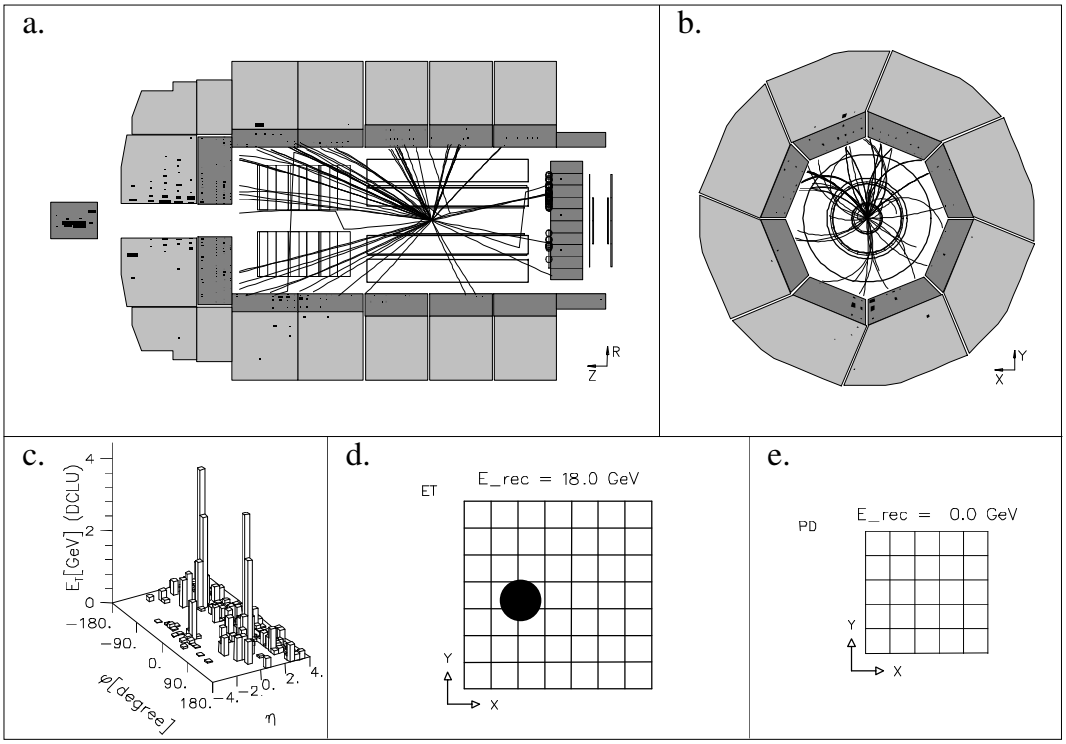


Abb. 3.7: Ein im H1-Detektor gemessenes Ereignis, welches aufgrund seiner Kinematik als ein Kandidat für ein Ereignis eines 'aufgelösten' Photons eingeordnet wird.

Der gesamte Wirkungsquerschnitt der harten Photon-Proton-Wechselwirkung ist aus aufgelöstem und direktem Anteil zusammengesetzt:

$$\sigma_{\gamma p} = \sigma_{\gamma p,aufgelöst} + \sigma_{\gamma p,direkt} \qquad \text{(Gl. 3.25)}$$

In dem für die HERA-Experimente zugänglichen kinematischen Bereich dominieren die Prozesse aufgelöster Photonen [h1 92]. Aber auch die Trennung der Photoproduktionsereignisse in Prozesse aufgelöster und Prozesse direkter Photonen verwischt bei der Betrachtung höherer Ordnungen, da dann die Zuordnung der Partonen zum Streuprozeß nicht mehr eindeutig ist.

3.2.5. Parametrisierungen der Photonstrukturfunktion

Die Parametrisierung der Photonstrukturfunktion wird unterschiedlich durchgeführt. Die hadronische Struktur des Photons wird mit Altarelli-Parisi-Gleichungen entwickelt, die als Inhomogenität die punktförmige elektromagnetische Kopplung des Photons an Quarks enthält. Die erste Parametrisierung dieser Art (DG) [dre85] setzt einen Wert von $Q_0^2 = 1\,\mathrm{GeV}^2$ voraus, wobei die Entwicklungsgleichungen führender Ordnung benutzt werden. Die Skala Λ_{QCD} wird dabei zu 0.4 GeV angenommen. Beim Startwert beginnt die Parametrisierung mit den drei leichtesten Quarks und bei der Entwicklung zu höheren Q^2 werden das vierte und fünfte Quark hinzugenommen. Als Basis dieser Parametrisierung dienten Analysen des PLUTO-Experimentes.

Neuere Parametrisierungen, die einen ähnlichen Ansatz benutzen, sind die von Abramowicz, Charchula und Levy (LAC1-3) [abr91], die sich auf Daten von PETRA,

PEP und TRISTAN stützen. Der Startwert der Entwicklung, die für vier Quarks mit $\Lambda_{QCD} = 0.2\,\text{GeV}$ durchgeführt wird, ist $Q_0^2 = 4\,\text{GeV}^2$ für LAC1 und LAC2 und beträgt $Q_0^2 = 1\,\text{GeV}^2$ für LAC3. Die Parametrisierungen LAC1 und LAC2 sind nahezu identisch für $x_\gamma > 0.02$. Für kleine Werte von x_γ hat LAC3 einen kleineren Gluonbeitrag als LAC1 und LAC2, für höhere Werte jedoch einen deutlich größeren (Abbildung 3.8).

Im Gegensatz zu DG und LAC benutzen Glück, Reya und Vogt (GRV) theoretische Annahmen, um die Form der Eingangsverteilung festzuhalten. Dies führt zu einer Verringerung der Anzahl der freien Parameter [glü92b]. Die Unterschiede der verschiedenen Parametrisierungen der Gluonverteilung und der Photonstrukturfunktion bei einer Skala von $Q^2 = 50\,\text{GeV}^2$ als Funktion von x_γ macht Abbildung 3.8 deutlich. Der Verlauf der Gluondichte und der Photonstrukturfunktion mit der GRV-Parametrisierung in führender Ordnung QCD (GRV-LO, LO aus dem engl.: **L**eading **O**rder) und in der nächst höheren Ordnung (NLO aus dem engl.: **N**ext to **L**eading **O**rder) ist dargestellt. Bei einer Skala von $Q_0^2 = 0.25\,\text{GeV}^2$ für LO und $Q_0^2 = 0.30\,\text{GeV}^2$ für NLO wird ein reiner VDM-Ansatz angenommen.

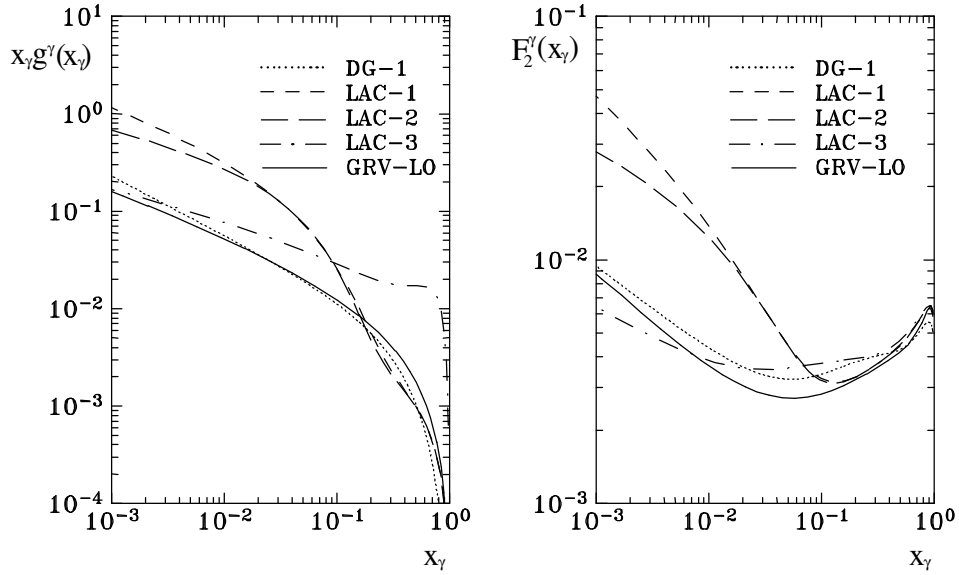


Abb. 3.8: Die Gluonverteilung $x_\gamma g^\gamma$ und die Strukturfunktion F_2^γ des Photons bei $Q^2 = 50\,\text{GeV}^2$ für verschiedene Parametrisierungen (Grafiken aus [bun95]).

3.2.6. Matrixelemente der harten Streuprozesse

In den Abbildungen 3.4 und 3.6 sind die Graphen für harte 2→2-Parton-Parton-Streuprozesse dargestellt. Die Matrixelemente dieser Streuprozesse können leicht durch die Mandelstam-Variablen $\hat{s}$, $\hat{t}$ und $\hat{u}$ berechnet werden (Tabelle 3.1).

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ \hat{t} &= (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \\ \hat{u} &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \end{aligned} \qquad \text{(Gl. 3.26)}$$

Die Abbildung 3.9 veranschaulicht die Zuordnung der zur Berechnung der Mandelstam-Variablen benutzten Viererimpulse.

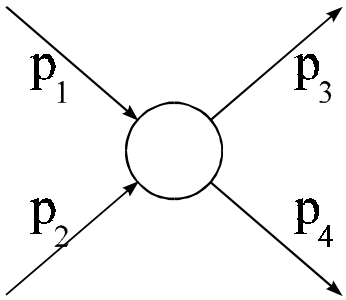


Abb. 3.9: Die schematische Darstellung einer 2→2-Parton-Parton-Streuung. Hierin bedeuten p_1 bis p_4 die Viererimpulse der ein- und auslaufenden Teilchen.

Subprozeß	$\lvert M\rvert^2$
$qq' \to qq'$	$\frac{64}{9}\pi^2\alpha_s^2\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$qq \to qq$	$\frac{64}{9}\pi^2\alpha_s^2\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}-\frac{2}{3}\frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}\right)$
$q\bar{q} \to q'\bar{q}'$	$\frac{64}{9}\pi^2\alpha_s^2\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$q\bar{q} \to q\bar{q}$	$\frac{64}{9}\pi^2\alpha_s^2\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}-\frac{2}{3}\frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}\right)$
$q\bar{q} \to gg$	$\frac{128}{3}\pi^2\alpha_s^2\left(\frac{4}{9}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}\right)$
$gg \to q\bar{q}$	$\frac{8}{3}\pi^2\alpha_s^2\left(\frac{1}{3}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{3}{4}\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}\right)$
$qg \to qg$	$16\pi^2\alpha_s^2\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}-\frac{4}{9}\frac{\hat{u}^2+\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}}\right)$
$gg \to gg$	$72\pi^2\alpha_s^2\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}+3\right)$
$\gamma g \to q\bar{q}$	$16\pi^2\alpha_s\alpha e_q\left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}}+\frac{\hat{t}}{\hat{u}}\right)$
$\gamma q \to gq$	$\frac{128}{3}\pi^2\alpha_s\alpha e_q\left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}}-\frac{\hat{s}}{\hat{u}}\right)$

Tab. 3.1: Die Quadrate der Matrixelemente der Parton-Parton-Streuprozesse.

Einige der Matrixelemente sind in Abbildung 3.10 in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ^*, dem Streuwinkel im Parton-Parton-Schwerpunktsystem, bei $\cos\theta^* = 0$ dargestellt.

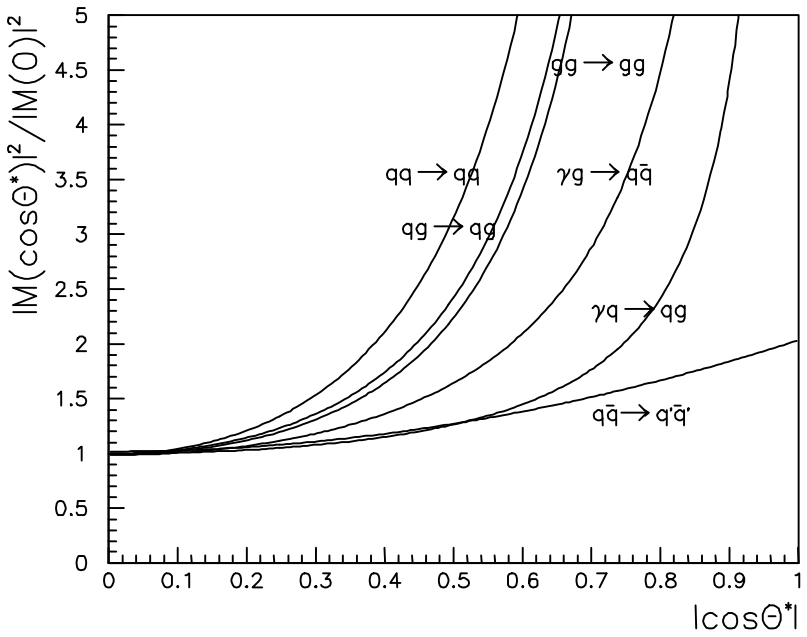


Abb. 3.10: Die Quadrate der Matrixelemente als Funktion des Kosinus des Streuwinkels θ^* im Schwerpunktsystem des Streuprozesses [huf94b].

Der t-Kanal dominiert bei kleinen Streuwinkeln θ^*, wodurch der Wirkungsquerschnitt durch die Winkelabhängigkeit der Rutherford-Streuung beherrscht wird:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta^*}{2}} \qquad \text{(Gl. 3.27)}$$

3.3. Monte-Carlo-Generatoren

Um theoretische Vorhersagen mit den Daten vergleichen zu können, werden γp-Wechselwirkungen mit sogenannten Monte-Carlo-Generatoren[15] simuliert. Desweiteren dienen diese künstlichen Ereignisse zur Korrektur von Detektoreffekten. In den Generatoren werden unterschiedliche Annahmen über die γp-Wechselwirkungen umgesetzt. In dieser Arbeit werden die Generatoren PYTHIA und PHOJET genutzt, die in den folgenden Abschnitten kurz beschrieben werden. Die so erhaltenen Ereignisse werden mit der Detektorsimulation H1SIM simuliert. Die detaillierte Beschreibung des Detektors basiert dabei auf dem Programm GEANT [bru87]. Um Daten und Monte-Carlo direkt vergleichen zu können, durchlaufen die Monte-Carlo-Ereignisse nach der Simulation die gleiche Rekonstruktion und Analyse wie die Daten.

3.3.1. PYTHIA

In der vorliegenden Arbeit wird der Generator PYTHIA [sjö92,sjö93,sjö94], von dem die Version 5.7 genutzt wird, mit der Option der Photon-Proton-Wechselwirkung benutzt. Ursprünglich ist er zur Simulation von Proton-Antiproton-Streuungen

[15] auch im Falle der Generatoren werden, wie in Monte Carlo, Zahlen per Zufall erzeugt

konzipiert worden. Die Beiträge direkter und aufgelöster Photonen werden getrennt generiert und simuliert und danach, mit der Luminosität gewichtet, aufsummiert. Die Abstrahlung des quasi-reellen Photons vom Elektron wird mit dem Generator IJRAY [abt92,abt93] berechnet. Für die Partonverteilungen im Proton und im Photon wird die jeweils entsprechende Parametrisierung nach GRV-LO [glü92a,glü92b] gewählt.

Bei der Generierung kann ein Satz kinematischer Variablen vorgegeben werden. So sind für die erfolgte Analyse Schnitte gewählt worden, die durch die Detektorakzeptanzen gegeben sind, zum Beispiel ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages auf $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ und die relative Photonenergie auf $0.2 < y < 0.7$ eingeschränkt.

Innerhalb des Generators PYTHIA wird die Photon-Proton-Wechselwirkung durch Streuung von Partonen aus dem Photon und dem Proton mittels Matrixelement-Berechnung in führender Ordnung QCD realisiert (Tab. 3.1). PYTHIA besitzt in Ergänzung ein Partonschauer-Modell (Abschnitt 3.3.3.), das berücksichtigt, daß zum Beispiel ein Quark ein Gluon abstrahlen kann.

Die Kopplungs-Konstante der starken Wechselwirkung $\alpha_S(Q^2)$ wird in führender Ordnung QCD mit $\Lambda_{QCD} = 200\,\mathrm{MeV}$ berechnet. Als Skala wird hier das Quadrat des Transversalimpulses $\hat{p}_T$, der in der Parton-Parton-Streuung erzeugt wird, gewählt. Für den Übergang $\hat{p}_T \to 0$ divergieren die perturbativen QCD-Rechnungen, weshalb in der Version 5.6 des PYTHIA-Generators ein Abschneideparameter $\hat{p}_{T,cut}$ gewählt wird. In der Version 5.7 kann dieser Schnitt durch einen funktionalen Zusammenhang ersetzt werden [sjö93], was auch in dieser Arbeit zur Generierung der Monte-Carlo-Ereignisse genutzt wird. Der $\hat{p}_{T,cut}$-Parameter wird so gewählt, daß er auf die Verteilungen der selektierten Ereignisse keinen Einfluß hat.

Für die Hadronisierung dient das 'Lund-String'-Fragmentationsschema oder die sogenannte 'unabhängige Fragmentation', die beide im JETSET-Programm implementiert sind [and80,and83,sjö87]. Hier läuft JETSET kombiniert mit dem PYTHIA-Generator innerhalb eines Programmablaufs. Die Fragmentationsschemata werden ausführlich in Abschnitt 3.3.4. behandelt.

Der Generator PYTHIA enthält eine Option, die es während einer Hadron-Hadron-Wechselwirkung mehreren Partonpaaren erlaubt, zu streuen (Abbildung 3.11). Dies erzeugt einen zusätzlichen Energiefluß im Ereignis. Im wesentlichen handelt es sich dabei um weiche Prozesse ohne jetartige Strukturen.

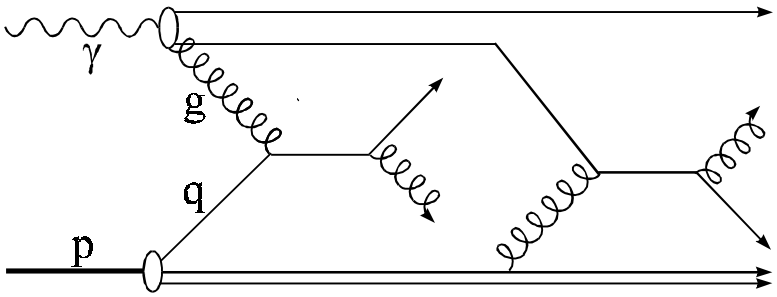


Abb. 3.11: Vielfachwechselwirkung in PYTHIA.

Es wird angenommen, daß die Vielfachwechselwirkungen unabhängig voneinander stattfinden. Der Transversalimpuls der weiteren Wechselwirkung ist per definitionem kleiner als der des Haupt-Prozesses. Die Notwendigkeit dieser zusätzlichen Wechselwirkungen geht auf die Untersuchung von Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen zurück [ua5 89]. Aus der Analyse von Photoproduktionsereignissen mit hohem transversalen Energiefluß [h1 95a] folgte die Annahme des minimalen $\hat{p}_T$ der Vielfachwechselwirkungen zu 1.2 GeV. Bei Verwendung der Strukturfunktion nach GRV ergibt sich mit diesem minimalen $\hat{p}_T$ die beste Übereinstimmung mit den Daten. In den Analysekapiteln wird für PYTHIA mit Vielfachwechselwirkungen die Abkürzung '*mia*'[16] angehängt, fehlen in der PYTHIA-Simulation die Vielfachwechselwirkungen, so wird die Abkürzung '*nomia*' benutzt.

3.3.2. PHOJET

Der Generator PHOJET [eng95a] simuliert sowohl harte als auch weiche Wechselwirkungen. Er basiert dabei auf dem 'Dual-Parton-Model' [cap93], kurz DPM, wobei die weichen hadronischen Prozesse durch das 'superkritische' Pomeron, und die harten Prozesse durch Streuung der Konstituenten beschrieben werden. Das DPM ist eine phänomenologische Realisierung der Ausdehnung der QCD zu großen N_c und N_f, der Anzahl der Farben und der Flavour. Es ist möglich, elastische und inelastische Prozesse zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes und der Vielteilchenproduktion in einer schlüssigen Weise zu berechnen. Die Trennung in harte und weiche Photoproduktion ist rein künstlich, physikalisch sind sie nicht getrennt. Die gemeinsame Behandlung der harten und weichen Subprozesse erlaubt einen kontinuierlichen Übergang zwischen ihnen. Vorausgegangene Analysen [eng95b] haben gezeigt, daß das DPM erfolgreich hochenergetische hadronische Reaktionen beschreiben kann. Die freien Parameter des Modells sind mit Hilfe von Analysen der Proton-Antiproton-Streuung angepaßt worden.

Auch für den Generator PHOJET erfolgt die Erzeugung der Photonabstrahlung mit Hilfe von IJRAY [abt92,abt93]. Um den harten Prozeß zu berechnen, werden Standard-Partonverteilungen mit Matrixelementen in LO QCD benutzt. Für diesen Prozeß wird der Farbfluß entsprechend den Wirkungsquerschnitten der Farbkombinationen, zu denen das entsprechende Matrixelement gehört, berechnet. Als Schnitt für den minimalen transversalen Impuls gilt hier $\hat{p}_T \geq 3\,\mathrm{GeV}$. Neben der Parton-Parton-Streuung sind die Matrixelemente für Photon-Gluon- und Photon-Quark-Wechselwirkungen implementiert. Um Doppelzählungen zu vermeiden, werden Partonschauer im Eingangszustand (ISR) in der vorliegenden PHOJET-Version nicht generiert, Abstrahlungen aus dem Endzustand werden durch JETSET erzeugt [eng95a].

---

[16] mia: englische Abkürzung für '**m**ultiple **i**nter**a**ction' = Vielfachwechselwirkung

Den Hauptbeitrag zu den weichen Wechselwirkungen liefern zwei Strings (engl. für: Bänder; Gluonenband zwischen farbgeladenen Teilchen), die zwischen einem Valenzquark des Protons und einem Antiquark aus dem aufgelösten hadronischen Zustand des Photons und zwischen dem übriggebliebenen Quark des Photons und dem Diquark-Rest des Protons aufgespannt werden. Zusätzlich sind die weichen Vielfachwechselwirkungen durch weitere Bänder zwischen den See-Quarks des Photons und des Protons realisiert.

Details zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Konfigurationen des Endzustandes können in [eng95b,aur92] nachgelesen werden. Die LO-GRV-Parametrisierungen [glü92a,glü92b] für die Photon- und Protonstrukturfunktionen werden auch hier benutzt. Der Fragmentationsprozeß wird wiederum mittels des JETSET-Programms simuliert [sjö87,sjö92].

3.3.3. Partonschauer

Um höhere Ordnungen in α_s, für die die entsprechenden Berechnungen fehlen, zu berücksichtigen, verwenden die Generatoren sogenannte Partonschauer-Modelle (Abbildung 3.12). Diese basieren auf den Partonverzweigungen $g \to gg$, $g \to q\bar{q}$ und $q \to qg$ der QCD, die durch Splittingfunktionen beschrieben werden.

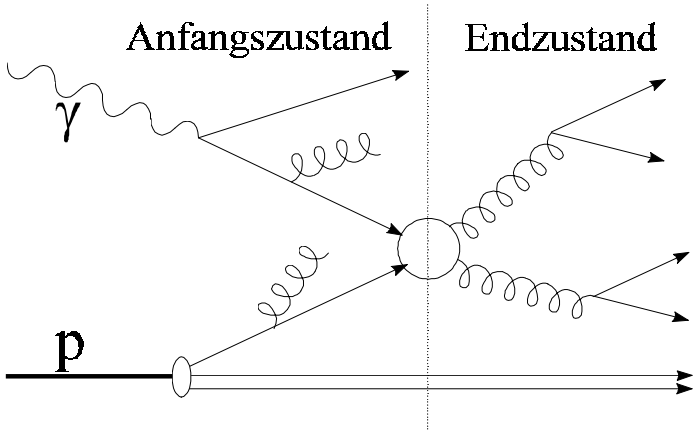


Abb. 3.12: Skizze der Partonschauer im Anfangs- und im Endzustand.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen PYTHIA und PHOJET besteht darin, daß PHOJET mittels JETSET diese Partonschauer nur im Endzustand (FSR = **F**inal **S**tate **R**adiation) benutzt, während PYTHIA diese zusätzlich im Anfangszustand (ISR = **I**nitial **S**tate **R**adiation) berechnet. Dadurch sind die in die harte Streuung eingehenden Partonen stärker im Transversalimpuls balanciert, als dies für PYTHIA der Fall ist. Geschieht diese Abstrahlung im Anfangszustand, so erhält der Schwerpunkt des harten Subprozesses einen zusätzlichen Transversalimpuls. ISR kann auf der Proton- und der Photonseite geschehen. FSR führt zwar nicht zu einer Störung der Balance, jedoch kann sie zu eine Verbreiterung der Jets bewirken.

Aber auch der intrinsische Impuls k_T der Partonen der einlaufenden Hadronen steuert einen zusätzlichen Transversalimpuls bei. Dieser Impuls ist in bezug zur Hadronrichtung definiert. Die Verteilung dieses Impulse ist experimentell motiviert und wird für das Photon durch eine Potenzfunktion beschrieben.

Im Partonschauer-Modell spaltet ein Photon in ein Quark-Antiquark-Paar auf, wobei das eine den Photonrest bildet und somit zeitartig ist ($m^2 \geq 0$). Das in die Streuung eingehende Quark ist im Gegensatz dazu raumartig ($m^2 < 0$). Dieses ist der Initiator des Partonschauers von der Photonseite aus. Es kann dabei immer weiter verzweigen. Ganz analog entwickelt sich ein Partonschauer auf der Protonseite. Die auf der Seite des Endzustandes auslaufenden Partonen sind zeitartig. Die Partonschauer des Endzustandes werden sowohl für PYTHIA als auch für PHOJET durch das Programm JETSET [sjö87,sjö92] erzeugt. Ab $\left|m^2\right| \approx 1\,\mathrm{GeV}^2$ ist die Behandlung störungstheoretisch nicht mehr möglich. Im weiteren Verlauf werden die Partonen dann innerhalb sogenannter Fragmentationsmodelle behandelt.

Im Generator wird zuerst die Kinematik der Streuung berechnet, dann die Schauerentwicklung in Richtung Photon und Proton erzeugt. Die Anzahl der abgestrahlten Partonen ist wesentlich vom m^2 der Partonen vor und nach der Streuung abhängig. Diese ist durch die Härte $\hat{p}_T^2$ der Streuung bestimmt, die größer als der im Partonschauer auftretende maximale Impulsübertrag ist.

3.3.4. Fragmentationsmodelle

Da aufgrund der Farbladung keine freien Partonen beobachtet werden können, müssen die Generatoren den Übergang von farbgeladenen Partonen zu farbneutralen Hadronen berücksichtigen. Die kleinen Impulsüberträge machen dabei eine phänomenologische Beschreibung notwendig. Dieser Übergang wird durch sogenannte Fragmentationsmodelle vorgenommen. Das in PYTHIA und PHOJET implementierte JETSET-Programm benutzt unter anderem die Lund-String-Fragmentation[17] oder die unabhängige Fragmentation. Diese sollen im folgenden kurz erläutert werden.

3.3.4.1. Lund-String-Fragmentation

Zwischen den Quarks bildet sich ein durch Gluonen getragenes Farbladungsfeld aus. Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen entsteht dabei ein sogenannter String (Abbildung 3.13). Die auslaufenden Quarks ziehen den String auseinander, wobei die Energie im Feld linear mit dem Abstand anwächst.

[17] das Modell wurde von einer Gruppe der Universität Lund entwickelt

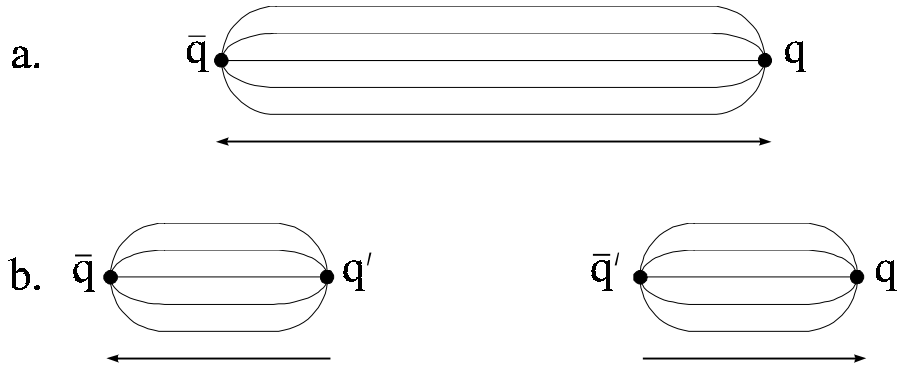


Abb. 3.13: Aufspaltung eines Farb-Strings zwischen zwei Quarks.

Bei einer ausreichend hohen Energie spaltet der String auf und an den Enden wird ein Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum erzeugt. Die String-Anzahl hat sich also verdoppelt, und jeder String kann im folgenden bei genügend hoher Energie weiter aufspalten. Dieser Prozeß wird als Fragmentation bezeichnet. Reicht die Energie im String zur Aufspaltung nicht mehr aus, so ist die Fragmentation zu Mesonen beendet. Lagert sich aus dem Vakuum ein Diquark-Antidiquark-Paar an, so entstehen bei der Fragmentation Baryonen. Die so gebildeten Hadronen sind im Detektor sichtbar.

Die Wahrscheinlichkeit ein Quark-Antiquark-Paar mit den Massen m_q und den Transversalimpulsen p_T zu erzeugen ist gegeben durch:

$$\exp\left(-\frac{\pi m_q^2}{\kappa}\right)\exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}\right) \qquad \text{(Gl. 3.28)}$$

mit der String-Konstanten κ.

Die Faktorisierung in Terme des Transversalimpulses und der Masse führt zu einer flavour-unabhängigen gaußischen Verteilung der p_x- und p_y-Komponente des Quark-Antiquark-Paares. Die Gleichung impliziert zudem die Unterdrückung der Produktion schwerer Quarks, wobei die Quarks im Verhältnis $u{:}d{:}s{:}c \approx 1{:}1{:}0.3{:}10^{-11}$ erzeugt werden. Die Unterdrückung der $s\bar{s}$-Produktion ist im Programm als freier Parameter einstellbar. Gluonen sind innerhalb des String-Modells als Anregungen vorhanden, die in den Strings 'Knicke' hervorrufen. Die Aufspaltung der Strings geschieht nun entlang der Verbindung des Gluons zum Quark und zum Antiquark.

3.3.4.2. Unabhängige Fragmentation

Die Fragmentation eines Systems von Partonen wird in der unabhängigen Fragmentation (IF = **I**ndependent **F**ragmentation) für jedes Parton getrennt berechnet. Dieses Fragmentationsmodell geht auf einen Ansatz aus den frühen siebziger Jahren zurück [krz72]. Die IF bietet jedoch keine konsistente Alternative zur Lund-String-Fragmentation, sie dient nur als Vergleichsmöglichkeit zu diesem [sjö93]. JETSET bietet die Möglichkeit, verschiedene IF-Algorithmen zu nutzen. An dieser Stelle seien nur die Grundlagen des benutzten erläutert.

Unter der Annahme, daß ein Quark durch eine harte Streuung aus einem Hadron geschlagen wird, eine wohldefinierte Energie und Impuls tragend, entsteht ein Quark-Jet. Dieser Quark-Jet spaltet in ein Hadron und einen Rest-Jet auf. Die Aufspaltung von Energie und Impuls wird durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(z)$ gegeben, wobei z den durch das Hadron getragenen Bruchteil angibt. Die Abspaltung eines Hadrons ist dann wieder ein iterativer Prozeß, was zu einer Sequenz von Hadronen führt. Die Bemerkungen zur Meson- und Baryonproduktion, sowie über die Verteilung der transversalen Impulse, im Abschnitt über die Lund-String-Fragmentation haben ebenso ihre Gültigkeit im Modell der IF. Die Funktion $f(z)$ ist dabei unabhängig von der übrigbleibenden Energie. Für eine große Anfangsenergie führt dies zu einer flachen Verteilung im zentralen Pseudorapiditätsbereich.

In einem System mehrerer Jets fragmentiert jeder Jet unabhängig. Da selbst in den einzelnen Jets Flavour, Energie und Impuls nicht erhalten sind, ist dies natürlich auch für ein System von Jets nicht der Fall. Am Ende der Generierung sorgen spezielle Algorithmen dafür, daß dies wieder ausgeglichen wird. Diese Algorithmen haben große Auswirkungen auf die Topologie der Ereignisse [sjö84,sjö86].

Nachdem die Fragmentation aller Jets durchgeführt ist, wird die Flavourzusammensetzung des Endzustandes mit der des Anfangszustandes verglichen. Ist dies unausgeglichen, so werden die Flavours der Hadronen mit dem niedrigsten Dreierimpuls entfernt. Kann die verbliebene Unausgeglichenheit durch eine geeignete Wahl von Flavour kompensiert werden, wird die Energie so neu berechnet, daß der Impuls des ursprünglichen Hadrons erhalten ist. Ist die Entfernung von Flavours aus dem Hadron mit dem niedrigsten Impuls nicht ausreichend, so wird diese Prozedur für das Hadron mit dem nächstniedrigen Impuls durchgeführt.

Es sind verschiedene Ansätze für Energie- und Impulserhaltung möglich. In dieser Arbeit wird ein Ansatz verwendet, bei dem der transversale Impuls lokal in jedem Jet erhalten ist, so daß der endgültige Impuls des Jets immer parallel zu dem des dazugehörigen generierten Partons ist. Danach werden die longitudinalen Impulse innerhalb der Jets neu berechnet, so daß das Verhältnis aus korrigiertem und unkorrigiertem Impuls für jeden Jet gleich ist. Die Skalierungsfaktoren werden so gewählt, daß auch die Energie richtig erhalten bleibt.

4. Rekonstruktion der Ereigniskinematik

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die gemessenen kinematischen Größen gegeben. Im Falle der Monte-Carlo-Simulationen werden diese Größen immer im Vergleich zwischen Detektorniveau und dem Niveau stabiler Teilchen, im folgenden Teilchenniveau genannt, gezeigt. Detektorniveau bedeutet, daß die Größe gezeigt wird, wie sie mit dem Detektor gemessen wird. Das Teilchenniveau betrachtet nur Teilchen, die die Detektorkomponenten aufgrund ihrer langen Lebensdauer von mehr als 8 ns (e, p, π^+, γ...) erreichen können. Zusätzlich werden noch K_s^0, Σ^+, Σ^-, Ξ^0, Ξ^-, Λ und Ω^-, die eine Lebensdauer von ungefähr 10^{-10} s haben, berücksichtigt. Aufgrund der Vielzahl der Teilchen ist es oftmals schwierig, auf die Kinematik der streuenden Partonen zurückzuschließen. Einfacher gestaltet sich die Rekonstruktion, wenn Partonen mit hohem transversalem Impuls und Energie erzeugt werden. Im hadronischen Endzustand entstehen dann Bündel von Teilchen, sogenannte Jets, die im Detektor nachgewiesen werden. Ihre Gesamtenergie ist mit der der Partonen eng verknüpft. Ein zur Jet-Identifizierung geeigneter Algorithmus wird in diesem Kapitel vorgestellt. In der vorliegenden Arbeit wird nur zwischen Detektor- und Teilchenniveau verglichen und, wenn möglich, auf die Verschmierung der Meßgrößen durch den Detektor korrigiert.

4.1. Energie des streuenden Photons

Die Energie des in die Streuung eingehenden Photons kann über verschiedene Methoden bestimmt werden. Da das Photon nicht als primäres Teilchen in die Streureaktion eingeht, muß seine Energie aus dem Endzustand abgeleitet werden. Die einfachere und auch direktere Methode nutzt die Messung der Energie des gestreuten Elektrons $E_{e'}$ im Elektron-Tagger (Abbildung 2.10):

$$E_\gamma = E_e - E_{e'} \qquad \text{(Gl. 4.1)}$$

In dieser Gleichung bedeutet E_γ die gesuchte Photonenergie und E_e die Energie des Elektrons aus dem Anfangszustand.

Wenn das Elektron nicht direkt meßbar ist, kann die Photonenergie E_γ aus dem Endzustand rekonstruiert werden [jac79]. Als Voraussetzung gilt, daß Proton und Photon sich vor der Streuung auf der z-Achse aufeinander zubewegen. Gemessen wird für jedes Teilchen Energie E_i und longitudinaler Impuls $P_{z,i}$:

$$E_\gamma = \frac{1}{2}\sum_i (E_i - P_{z,i}) \qquad \text{(Gl. 4.2)}$$

Die Summe wird über alle Teilchen des Endzustandes ohne das Elektron gebildet.

In der vorliegenden Arbeit werden nur Ereignisse betrachtet, bei denen das gestreute Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen wird. Somit wird die Methode nach Gleichung 4.1 benutzt. Meist wird nicht direkt die Photonenergie angegeben, sondern der relative Anteil der Photonenergie an der Energie des Elektrons aus dem Anfangszustand. Durch Division durch E_e geht Gleichung 4.1 in

$$y_{etag} = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \qquad \text{(Gl. 4.3)}$$

über, wobei *y* den relativen Energieanteil wiedergibt. Da *y* aus der Energiedeposition des Elektrons im Elektron-Tagger bestimmt wird, erhält es den Index 'etag'.

Der Vergleich zwischen rekonstruiertem y_{etag} und generiertem y_{gen} ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Zu erkennen ist die gute Korrelation zwischen den beiden Größen.

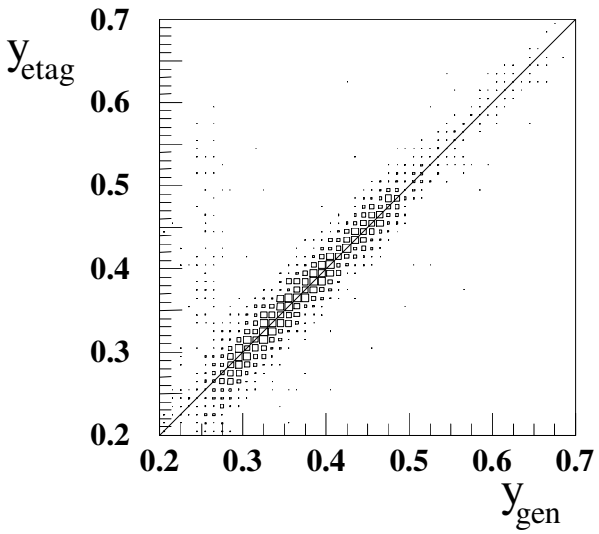


Abb. 4.1: Vergleich zwischen rekonstruiertem y_{etag} und generiertem y_{gen}. Die Gerade bedeutet Gleichheit der aufgetragenen Variablen.

4.2. Jets

Quarks und Gluonen sind im Detektor nicht als freie Teilchen zu beobachten, sondern fragmentieren zu Hadronen. Diese Hadronen deponieren im Kalorimeter des Detektors ihre Energie. Entstehen diese Hadronen aus einem hochenergetischen Parton, so bilden sie eine Gruppe von Teilchen, die als Jet bezeichnet wird. Die von ihnen deponierte Energie ist im Idealfall lokal begrenzt, und kann somit in einem isolierten Bereich gemessen werden. Zur Bestimmung dieses Bereiches stehen verschiedene Algorithmen zur Verfügung. Jeder Algorithmus stellt eine andere Definition des Begriffes Jet dar. Als Eingabegrößen dienen Vierervektoren von Energiedepositionen im Kalorimeter, Spuren in den Spurkammern oder die Vierervektoren der Hadronen, wie sie von einem Monte-Carlo-Generator geliefert werden. Zusätzlich müssen für ver-

schiedene Algorithmen weitere spezifische Parameter angegeben werden. Die Ausgabegrößen sind der Energiefluß im Jet in transversaler Richtung zur Strahlachse, die Azimutwinkel- und Pseudorapiditätsposition der Jets.

An dieser Stelle wird nur der in der H1-Kollaboration übliche, hier benutzte Konus-Algorithmus vorgestellt. Für sogenannte Cluster-Algorithmen sei auf die entsprechende Literatur [bet88,cat92,cat93,lön92,web93] verwiesen.

4.3. Konus-Algorithmus

Die Konus-Algorithmen gehen davon aus, daß sich Jets in der $\eta\varphi-$Ebene kreisförmig ausbilden. In der vorliegenden Analyse wird der im H1PHAN-Programm [h1 95b] implementierte QJCONE-Algorithmus [kur94] benutzt, der dabei der Snowmass[18]-Konvention [hut90] folgt. Ursprünglich ist dieser Algorithmus-Typ für die Analyse von $p\bar{p}$-Ereignissen durch die UA1-Kollaboration [ua1 a,ua1 b] entwickelt worden. Der QJCONE-Algorithmus arbeitet auf einem Gitter, das in der durch Azimutwinkel φ und Pseudorapidität η aufgespannten Ebene eingerichtet wird. Die Unterteilung des Gitters ist in beiden Richtungen variierbar. Die einzelnen Gitterzellen enthalten die summierten transversalen Energien der in sie fallenden Vierervektoren, seien es Kalorimeter-, Spurkammerinformationen oder Hadronen, die der Generator liefert. Im folgenden wird die Arbeitsweise des Algorithmus mit Hilfe der Abbildung 4.2 erläutert.

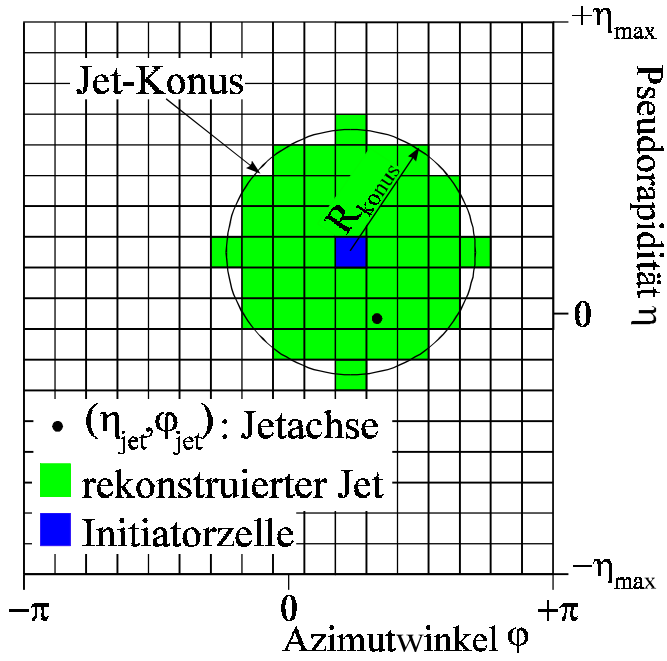


Abb. 4.2: Skizze eines Jets im Gitter des Azimutwinkels φ und der Pseudorapidität η.

[18]nach dem Ort Snowmass, USA

Innerhalb des Gitters werden Zellen gesucht, die eine bestimmte Schwellenenergie überschreiten, die Initiatorzellen. Um die Initiatorzellen wird innerhalb eines Kreises, des Konus-Querschnitts, mit dem Radius R_{konus} die transversale Energie der Gitterzellen aufsummiert, deren Mittelpunkte innerhalb des Kreises liegen.

$$R_{konus} \geq \sqrt{(\eta_{Zelle} - \eta_{Initiatorzelle})^2 + (\varphi_{Zelle} - \varphi_{Initiatorzelle})^2} \qquad \text{(Gl. 4.4)}$$

Innerhalb der Snowmass-Konvention wird ein Radius von $R_{konus} = 0.7$ empfohlen. Die Form des rekonstruierten Jets ist also nicht kreisförmig, er kann bei einer ungünstigen Wahl von R_{konus} und der Gitterzellendimension sogar quadratisch werden. Um dies zu vermeiden, könnten andere Objekte anstatt der Gitterzellen, so zum Beispiel die im Kalorimeter rekonstruierten Cluster, als Füllobjekte für den Algorithmus dienen. Dies hat sich in der Analyse jedoch als nachteilig erwiesen [con96a].

Es gibt also genausoviele mögliche Jets wie Initiatorzellen. Die transversalen Energieinhalte aller innerhalb des Kreises befindlichen Zellen wird aufsummiert und als transversale Energie des Jets bezeichnet.

$$E_{T,jet} = \sum_{Zellen} E_{T,Zelle} \qquad \text{(Gl. 4.5)}$$

Der Konus, der die meiste transversale Energie enthält, wird der größte Jet, und die Gitterzellen, die er beinhaltet, werden für die weiteren Schritte gesperrt. Der Benutzer des Algorithmus gibt noch einen Grenzwert für die transversale Energie vor, ab dem der gefundene Konus als Jet gilt. Die Bezeichnung 'groß' bezieht sich hier wieder auf die deponierte transversale Energie. Die Jet-Achse $(\eta_{jet}, \varphi_{jet})$ wird durch die mit ihrer transversalen Energie gewichteten Orte der Gitterzellen des Konus bestimmt:

$$\eta_{jet} = \frac{1}{E_{T,jet}} \sum_{Zellen} E_{T,Zelle} \eta_{Zelle} \qquad \text{(Gl. 4.6)}$$

$$\varphi_{jet} = \frac{1}{E_{T,jet}} \sum_{Zellen} E_{T,Zelle} \varphi_{Zelle} \qquad \text{(Gl. 4.7)}$$

Mit den übriggebliebenen, nicht gesperrten Gitterzellen wird die Prozedur solange wiederholt, bis kein weiterer Jet oberhalb des Energiegrenzwertes mehr gebildet werden kann. Desweiteren bedeutet dies, daß nicht alle Kalorimeterzellen bzw. im Falle der Generatoren die Hadronen einem Jet zugeordnet sein müssen. Jets, die nicht weiter als zwei Konus-Radien auseinanderliegen, können zwar existieren, sind dann jedoch nicht beide gleichzeitig kreisförmig. Am Ende des Algorithmus steht die Ausgabe der Anzahl gefundener Jets, die Positionen dieser Jets im $\eta\varphi$-Gitter, die Energie und die Impulse in *x*-, *y*- und *z*-Richtung.

4.4. Berechnung der Jet-Kinematik

Die Impulse der streuenden Partonen aus dem Photon x_γ und dem Proton x_p lassen sich, wie die Photonenergie, aus dem hadronischen Endzustand nach Jacquet-Blondel berechnen. Auch hierbei werden wieder Massen und ein möglicher Transversalimpuls im Anfangszustand vernachlässigt. Die Energien der streuenden Partonen sind dann durch $x_\gamma E_\gamma$ und $x_p E_p$ gegeben. Da die Partonen nicht direkt beobachtet werden können, müssen die rekonstruierten Jets an ihrer Stelle genutzt werden. x_γ ist mit Hilfe der Teilchenenergien E_i und -impulse $P_{z,i}$ berechenbar:

$$x_\gamma = \frac{\sum_{Jets}(E_i - P_{z,i})}{2E_\gamma} \qquad \text{(Gl. 4.8)}$$

Die Photonenergie E_γ kann hierin durch Gleichung 4.1 oder Gleichung 4.2 ersetzt werden. Es ergeben sich somit wieder zwei Möglichkeiten, x_γ zu berechnen:

$$x_\gamma = \frac{\sum_{Jets}(E_i - P_{z,i})}{\sum_{alle\ Teilchen}(E_i - P_{z,i})} \qquad \text{(Gl. 4.9)}$$

$$x_\gamma = \frac{\sum_{Jets}(E_i - P_{z,i})}{2(E_e - E_{e'})} \qquad \text{(Gl. 4.10)}$$

Die Berechnung $E - P_z$ in den Jets kann auch direkt aus ihrer Energie und ihrer Positionierung in der Pseudorapidität η erfolgen:

$$\sum_{Jets}(E_i - P_{z,i}) = E_{T,jet1}e^{-\eta_{jet1}} + E_{T,jet2}e^{-\eta_{jet2}} \qquad \text{(Gl. 4.11)}$$

Wie bei der Berechnung der Photonenergie wird bei der Summe im Nenner der Gleichung 4.9 über alle Teilchen des Endzustandes ohne das Elektron summiert. Koppelt das streuende Photon direkt an ein anderes Parton, so geht es mit seinem gesamten Impuls in die Streureaktion ein. Der in der Reaktion wirksame Impulsbruchteil für Prozesse direkter Photonen ist folglich $x_\gamma = 1$.

An dieser Stelle sei ein Vergleich der verschiedenen Niveaus gegeben. Für das Generatorniveau wird das von der Monte-Carlo gelieferte $x_{\gamma,gen}$ genutzt, das $x_{\gamma,det}$ auf Detektorniveau und das $x_{\gamma,teil}$ auf Teilchenniveau werden nach Gleichung 4.9 berechnet. Für das Detektorniveau gehen dabei die transversalen Energieeinträge der Kalorimeterzellen und Spuren mit einem Transversalimpuls von bis zu 210 MeV/c ein, was im folgenden als 'kombinierte Spur- und Kalorimeterinformation' bezeichnet wird. Das Teilchenniveau benutzt alle vom Monte-Carlo-Generator erzeugten Teilchen, die innerhalb ihrer Verweildauer im Detektor stabil sind. Die Pseudorapidität der benutzten Größen ist auf $|\eta| < 3.4$ eingeschränkt. Die Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich der verschiedenen Niveaus für Prozesse aufgelöster Photonen.

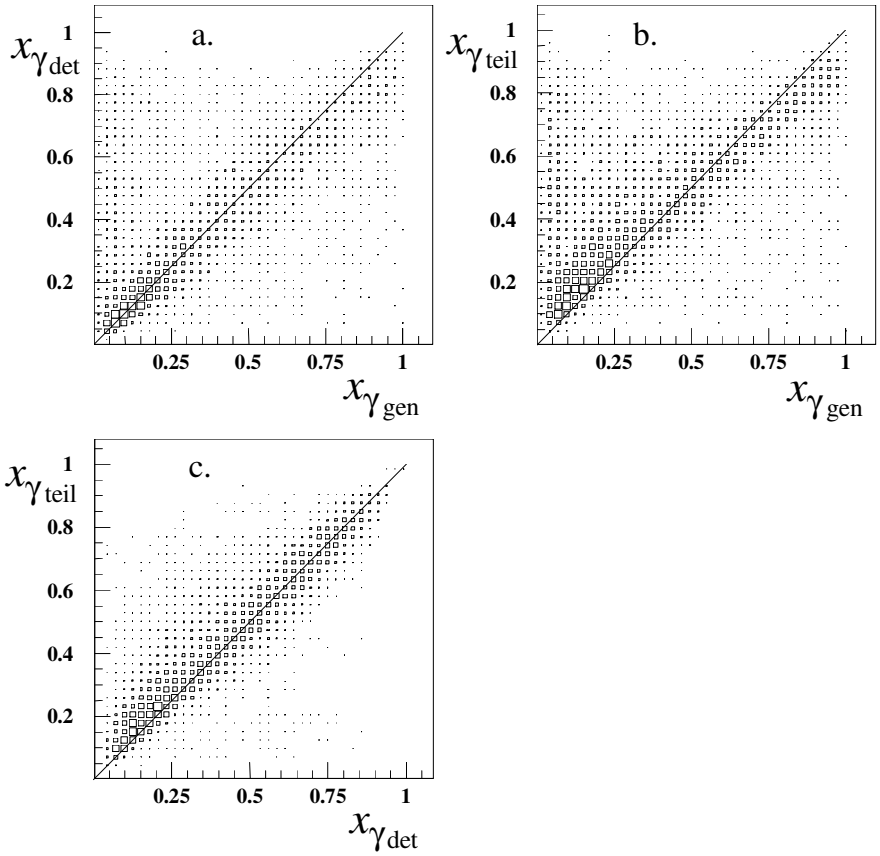


Abb. 4.3: Vergleich der verschiedenen Niveaus der x_γ-Analyse für Ereignisse aufgelöster Photonen. Hierin steht $x_{\gamma,gen}$ für das x_γ, das vom Monte-Carlo-Generator erzeugt wird, $x_{\gamma,teil}$ für das x_γ, das auf Teilchenniveau bestimmt wird, und $x_{\gamma,det}$ für das x_γ, das mit den Detektordaten rekonstruiert wird.

Die zur Bestimmung der Impulsbruchteile werden Ereignisse selektiert, die auf Teilchen- und auf Detektorniveau Jets besitzen für die $E_{T,jet} > 8\,\mathrm{GeV}$ und $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$ gilt. Die Abbildung belegt, daß eine Rekonstruktion der Kinematik auch mit dem Detektorniveau noch möglich ist, da die Korrelationen zwischen allen Niveaus deutlich ausgeprägt sind. Die Beschränkung der Pseudorapidität der im Jet-Algorithmus benutzten Größen auf $|\eta| < 3.4$ führt dazu, daß $\eta_{jet,teil}$ kleiner als nötig rekonstruiert wird. Dadurch wird eine Verschiebung der Korrelation in Teilbild b. bei kleinen x_γ erzeugt. Ein ähnlicher Effekt ist in Teilbild c. erkennbar. Im Vergleich zum Teilchenniveau wird auf Detektorniveau die Jet-Energie im vorderen Bereich zu niedrig bestimmt. Daraus folgt die dort zu erkennende Verschiebung der Korrelation bei kleinen x_γ.

Die Abbildung 4.4 zeigt den Vergleich für Prozesse direkter Photonen, für die $x_\gamma = 1$ gilt. Die Verteilungen $x_{\gamma,det}$ und $x_{\gamma,teil}$ (Teilbild a. und b.) belegen jedoch, daß auch dieser Wert gut rekonstruiert wird. Die Werte für x_γ dieser Niveaus sind auch hier wieder korreliert (c.).

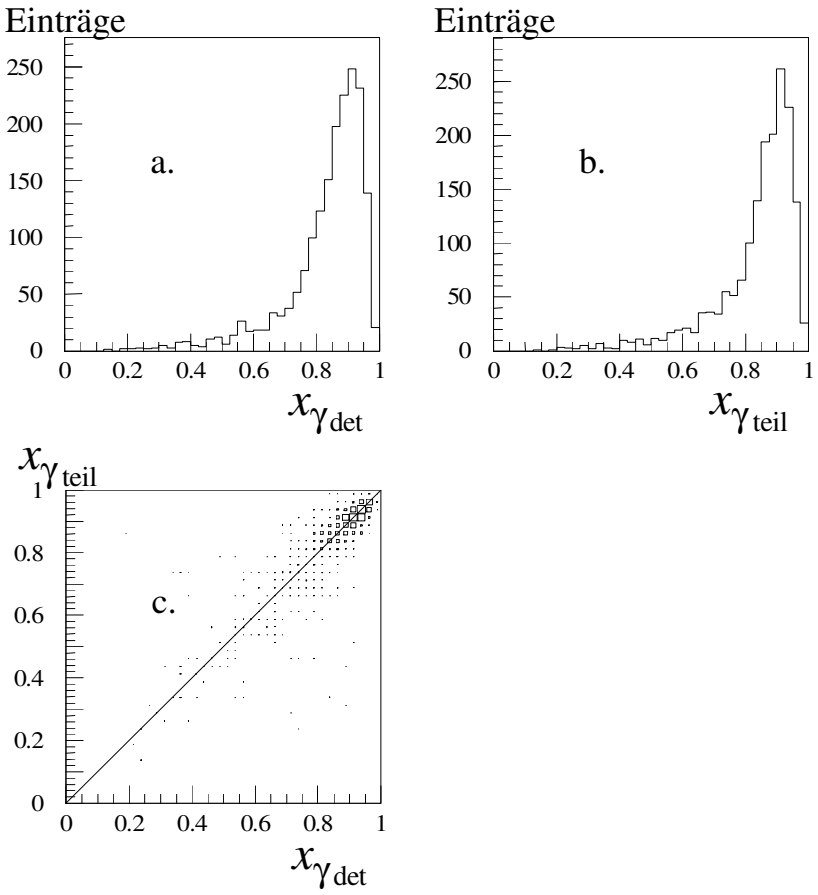


Abb. 4.4: Vergleich der verschiedenen Niveaus der x_γ-Analyse für Ereignisse direkter Photonen. Teilbild a. zeigt die Verteilung $x_{\gamma,det}$ des Detektorniveaus, b. die Verteilung $x_{\gamma,teil}$ des Teilchenniveaus und c. die Korrelation zwischen diesen beiden Niveaus.

Die Korrelation der Jet-Koordinaten $(\eta_{jet}, \varphi_{jet})$ ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Hierzu werden Ereignisse des Generators PYTHIA mit Vielfachwechselwirkung auf Generator- und Teilchenniveau analysiert. Die Seitenbänder in Abbildung 4.5a. werden durch Ereignisse erzeugt, bei denen die Jets in der Reihenfolge der transversalen Jet-Energie vertauscht sind. Beim Übergang vom Teilchen- zum Detektorniveau geschieht dies weniger häufig (Abbildung 4.5c.). In den Teilbildern b. und d. wird durch die Forderung nach Übereinstimmung der $\varphi-$Koordinaten der Jets der verschiedenen Niveaus innerhalb eines Toleranzintervalls von $\Delta\varphi = \pm 0.3$ auf diese Vertauschung korrigiert. Dadurch verschwindet die sonst auftretende zusätzliche gleichmäßige Verteilung um die Korrelation herum. Insgesamt zeigt sich, daß der verwendete Algorithmus zur Jetbestimmung Jets sowohl auf Teilchen- als auch auf Detektorniveau findet, die mit den Partonen des harten Subprozesses übereinstimmen.

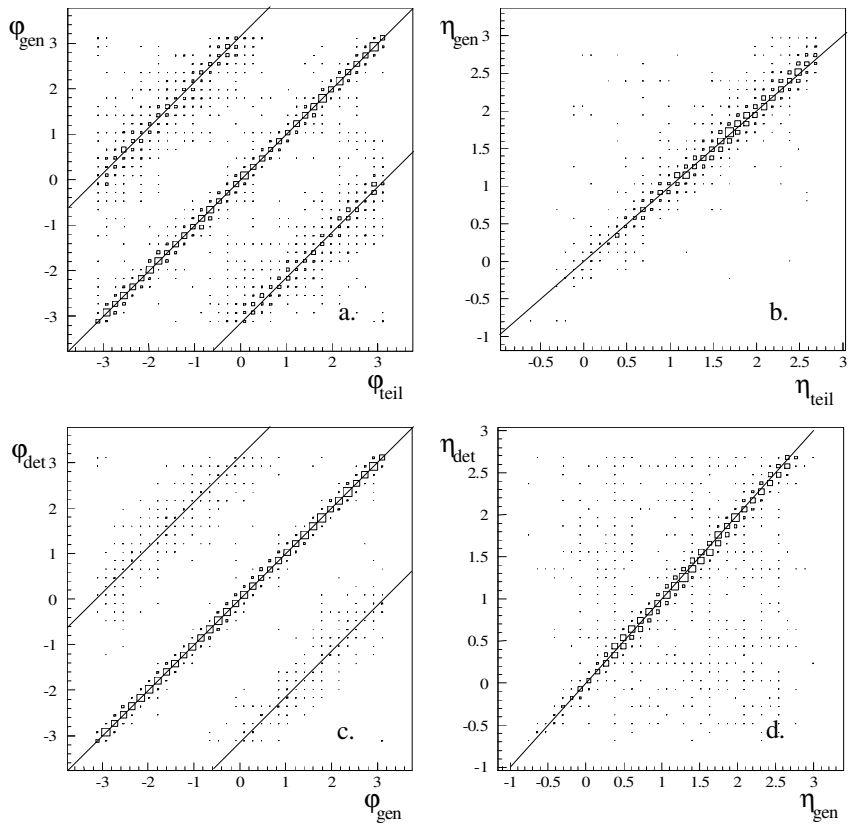


Abb. 4.5: Korrelation der Orte φ_{gen} und η_{gen} der aus dem harten Subprozeß auslaufenden Partonen mit den auf Teilchenniveau gemessenen Jet-Orten φ_{teil} und η_{teil} und die Korrelation des Teilchenniveaus mit dem Detektorniveau φ_{det} und η_{det}. Die Teilbilder a. und c. zeigen die Korrelation in der azimutalen Richtung und die Teilbilder b. und d. die in der Pseudorapidität.

Mit Hilfe der Größe $E + P_z$ wird der in die Streureaktion eingehende Impulsbruchteil des Protons x_p berechnet:

$$x_p = \frac{\sum_{Jets} (E_i + P_{z,i})}{2E_p} \qquad \text{(Gl. 4.12)}$$

5. Selektion der Ereignisse

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Schnitte, die zur Selektion der Physikereignisse und zur Unterdrückung von Untergrundereignissen auf die Gesamtheit der Ereignisse angewendet werden. Die analysierten Photoproduktionsereignisse stammen aus der Datennahmeperiode des Jahres 1994. In der Analyse werden zwei verschieden selektierte Datensätze genutzt. Der erste Datensatz, im folgenden 'High-E_T-Datensatz' genannt, enthält Ereignisse der Photoproduktion mit hohem transversalen Energiefluß im Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Für den zweiten Datensatz, im folgenden 'Jet-Datensatz' genannt, werden Ereignisse mit zwei Jets mit hohem Transversalimpuls selektiert. Die Tabelle 5.1 am Ende des Kapitels gibt Auskunft über die Auswirkung der Schnitte auf die Ereigniszahlen der Datensätze.

5.1. Trigger

Für beide Datensätze wird der Subtrigger s83 verlangt, der sich aus den folgenden Triggerelementen zusammensetzt:

a. ETag-Trigger:

Die Signale der Detektorkomponenten des Luminositätssystems haben folgende Energieschwellen zu erfüllen. Für den Elektron-Tagger gilt $E_{etag} > 4\,\mathrm{GeV}$, der Veto-Detektor darf kein Signal liefern und für den Photondetektor gilt $E_{\gamma-Det} < 2\,\mathrm{GeV}$. Die Ineffizienz von ungefähr 1% geht mit in den systematischen Fehler der Luminositätsmessung ein.

b. DC-rϕ-Trigger:

Auf der ersten Triggerstufe liefert der DC-rϕ-Trigger (DC: **D**rift **C**hamber = Driftkammer) bereits eine grobe Spurerkennung und Impulsmessung für Spuren geladener Teilchen mit Hilfe der zentralen Spurkammern. Zur Spurerkennung werden zehn, auf beide Driftkammern verteilte Signaldrahtlagen genutzt. Die Signale dieser Drähte werden digitalisiert und mit definierten Mustern verglichen. Für die positive Erkennung eines Spurkandidaten wird eine Schwelle für den Transversalimpuls von $p_T > 400\,\mathrm{MeV/c}$ gesetzt. Der DC-rϕ-Trigger erkennt nur Spuren, deren minimaler Abstand zum Vertex kleiner als 2 cm ist. Dadurch werden effektiv Strahl-Wand-Ereignisse unterdrückt.

c. z-vertex-t0-Trigger:

Die Signale der Proportionalkammern werden zur Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes (Ereignis-t_0) genutzt. Ein solches t_0-Signal wird durch einen

Eintrag im z_{vtx}-Histogramm erzeugt. Dieses Histogramm wird mit den Proportionalkammern des Vorwärts- und Zentralbereichs erzeugt. Mit den Auslesekanälen der Proportionalkammern werden Geraden bis zur z-Achse extrapoliert. Die Verteilung der z-Koordinate ergibt das z_{vtx}-Histogramm.

d. Flugzeitsystem:

Das Veto des Flugzeitsystems unterdrückt Ereignisse, die durch Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen entstehen. Liefern die Szintillatorebenen Signale, die in das zeitliche Untergrundfenster fallen, so wird das Ereignis bei einer Koinzidenz der so erhaltenen Untergrund-Signale verworfen. Teilchen, die aus einer Wechselwirkung vor dem Detektor stammen, werden etwa 10 ns vor Teilchen einer ep-Streuung registriert.

Triggereffizienz

Der ETag-Trigger spricht mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 99 % an [ste96]. Er löst aus, wenn ein Signal im Elektron-Tagger registriert wird. Da er von Ereignissen der Elektron-Gas-Streuung dominiert wird, wird eine Koinzidenz mit dem DC-rϕ-Trigger verlangt. In der gleichen Größenordnung liegt die Ansprechwahrscheinlichkeit der Trigger des Flugzeitsystems und der Untergrundtrigger. Im folgenden wird die Berechnung der Effizienzen für den z-vertex-t0- und den DC-rϕ-Trigger in Abhängigkeit von der Anzahl der gefundenen zentralen Spuren vorgestellt. Die beiden Triggerelemente werden mit Hilfe von Subtriggern oder Triggerelementen getestet, bei denen zumindest das durch den Elektron-Tagger gebildete ETag-Triggerelement gesetzt ist. Die Abbildung 5.1 zeigt die Effizienz für das z-vertex-t0-Element, direkt getestet gegen die Subtrigger s81 (a.), s85 (b.) und s88 (c.). Diese Subtrigger verlangen keinen z-vertex-t0-Trigger. Die weiteren verlangten Triggerelemente sind unabhängig vom getesteten z-vertex-t0-Triggerelement.

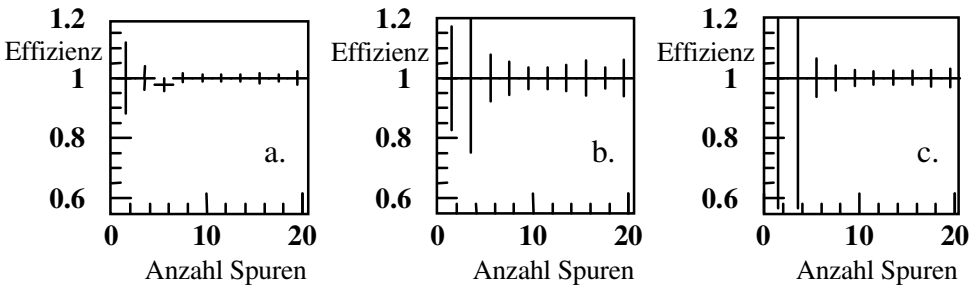


Abb. 5.1: Die Effizienz des z-vertex-t0-Elementes in Abhängigkeit von der Anzahl der zentral detektierten Spuren. Zur Kontrolle wird die Effizienz auf drei verschiedene Weisen, die im Text erläutert werden, bestimmt.

Wie zu erkennen ist, kann die Effizienz des z-vertex-t0-Elements zu 100 % angenommen werden. Lediglich in der in Abb. 5.1 a. gezeigten Analyse wird ein Ereignis

nicht getriggert. Die Berechnung des Fehlers der Effizienzen in den Grenzfällen $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon = 1$ ist in Anhang A dargestellt.

Die Effizienz $\varepsilon_{DC-r\phi}$ des DC-rϕ-Triggerelementes wird ebenfalls in Abhängigkeit von der Anzahl zentral detektierter Spuren bestimmt. Die Abbildung 5.2 zeigt die Effizienz, wobei das Triggerelement gegen den Subtrigger s81 (Teilbild a.) und gegen den Subtrigger s80 (Teilbild b.) getestet wird. Bei der in Teilbild c. dargestellten Effizienzbestimmung wird der Subtrigger s83 gegen den Subtrigger s80 getestet. Der Subtrigger s80 hat bis auf das DC-rϕ-Triggerelement die gleichen Bedingungen wie der zu testende Subtrigger s83, und bietet somit die Möglichkeit, sowohl im Vergleich von s83 mit s80 als auch durch Testen des Triggerelementes gegen s80, die Effizienz des DC-rϕ-Triggerelementes zu bestimmen. Das Ergebnis sollte das gleiche sein, da sich s80 und s83 nur im DC-rϕ-Triggerelement unterscheiden. Es ergibt sich eine gute Kontrolle der Effizienzbestimmung mit Hilfe des Subtriggers. Der Subtrigger s81 verlangt im Gegensatz zu s80 kein z-vertex-t0-Element, jedoch ein Triggersignal des Flugzeitsystems (ToF_IA) und des vorwärtigen inneren Bereiches des Flüssig-Argon-Kalorimeters (LAr_IF). Das Testen der Subtrigger gegeneinander ergibt ebenso die gesuchte Effizienz, da die benutzten Triggerelemente dieser Subtrigger unabhängig voneinander sind.

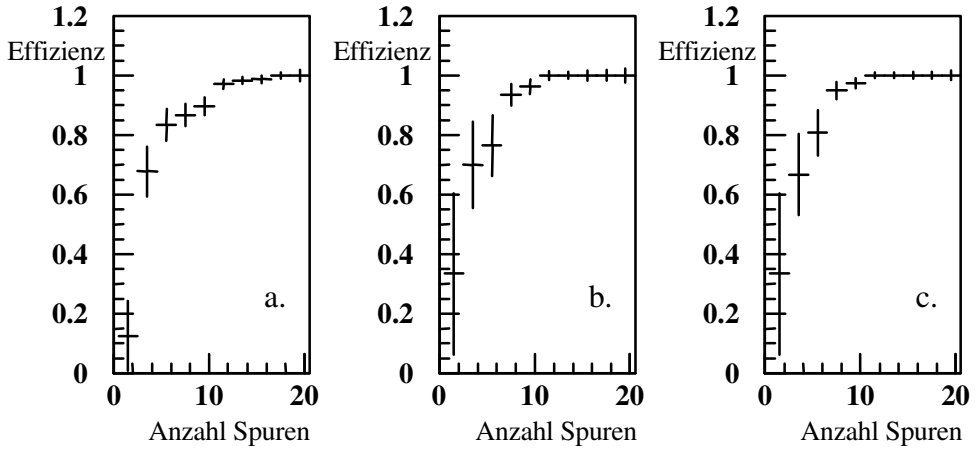


Abb. 5.2: Die Effizienz des DC-rϕ-Elements in Abhängigkeit von der Anzahl der zentral detektierten Spuren. Zur Kontrolle wird die Effizienz auf drei verschiedene Weisen bestimmt.

Die Anpassung einer Exponentialfunktion an alle drei Effizienzverläufe ergibt innerhalb der Fehlergrenzen keine signifikanten Unterschiede. Die Effizienz $\varepsilon_{DC-r\phi}$ des Triggerelements DC-rϕ ist über die Spuren gemittelt:

$$\varepsilon_{DC-r\phi} = (94 \pm 1)\% \qquad \text{(Gl. 5.1)}$$

5.2. Ereignisklassifizierung

Der erste Selektionsschritt nutzt die Klassifizierung der Ereignisse, die innerhalb des Rekonstruktionsprogramms erfolgt, aus. Die in der Analyse betrachteten Ereignisse erhalten dabei die Klassifizierungsnummern 19 und 20. Die aufgeführten Bedingungen sind die, die für die Ereignisse der Datennahmeperiode 1994 gefordert werden.

Der High-E_T-Datensatz nutzt eine Untergruppe der Klasse 19, dies sind sogenannte 'minimum bias etag (MBETAG)' Ereignisse, was bedeutet, daß möglichst wenig Kriterien angelegt werden, aber das Elektron im Elektron-Tagger nachgewiesen wurde. Die angewendeten Kriterien sind:

- Es ist eine Spur vorwärts oder zentral vorhanden, und
- im E-Tagger ist mehr als 4 GeV deponiert worden, und
- es gibt einen primären Vertex.

Die Ereignisse des Jet-Datensatzes müssen einer Untergruppe der Klasse 20, JJTAG genannt, zugeordnet sein. Die Abkürzung JJTAG bedeutet, daß das Ereignis ein Elektron im Elektron-Tagger und bestimmten Kriterien unterworfene Jets aufweist. Diese Kriterien sind folgendermaßen definiert:

- Für die totale transversale Energie gilt $E_{T,total} > 13\,\mathrm{GeV}$, und
- im E-Tagger ist mehr als 4 GeV deponiert worden, und
- für die Jets gilt: $E_{T,Jet1} > 8\,\mathrm{GeV}$ oder $E_{T,Jet2} > 5\,\mathrm{GeV}$ (Konus-Algorithmus mit $R_{Konus} = 1.0$), und
- es gibt mindestens eine rekonstruierte Spur.

5.3. Hochspannungszustand der Detektorkomponten

Nicht zu jedem Zeitpunkt der Datennahme sind alle Subdetektoren in Betrieb. Daher wird der Hochspannungszustand jedes Subdetektors ständig ausgelesen. Ein Ereignis wird verworfen, wenn nicht alle zur Analyse notwendigen Subdetektoren die nominelle Spannung besitzen. Es wird verlangt, daß die Hochspannung der zentralen und der vorwärtigen Kammern, des Flüssig-Argon-Kalorimeters, des BEMC, des Eisen-Kalorimeters und des Luminositätssystems eingeschaltet sind. Da nicht jederzeit für die benötigten Baugruppen Hochspannung zur Verfügung steht, reduziert dies die effektiv nutzbare Luminosität.

Die Ereignisse, die bis zu diesen Schritten noch nicht verworfen wurden, werden im weiteren Verlauf als Grunddatensatz bezeichnet, in dem neben den gesuchten Photoproduktionsereignissen noch Untergrundereignisse enthalten sind.

5.4. Untergrundunterdrückung

Die folgenden Abschnitte behandeln Auswahlkriterien, die vornehmlich der Unterdrückung von Untergrundereignissen oder Ereignissen, die nicht zur Photoproduktion gehören, dienen. Dies sind zum Beispiel Strahl-Wand-, Strahl-Gas-Ereignisse oder Ereignisse mit Myonen aus dem Halo des Protonstrahls.

5.4.1. Vertex- und Spurschnitt

Der Vertex (Abschnitt 2.4.2.) der Elektron-Proton-Ereignisse ist mit einer Standardabweichung von ungefähr 10 cm um einen Mittelwert von $z_{vtx} \approx 3\,\text{cm}$ in der z-Koordinate gaußisch verteilt. Die Breite ist eine Folge der Paketstruktur der Teilchenstrahlen. Zur Selektion wird daher endgültig auf $-27\,\text{cm} \le z_{vtx} \le 33\,\text{cm}$ geschnitten. Strahl-Wand-Ereignisse werden an dieser Stelle der Selektion nicht beobachtet, weshalb die *x*- und *y*-Koordinaten des Vertex nur unwesentlich variieren. Die Anzahl der analysierten Ereignisse dividiert durch die Anzahl der Ereignisse ohne den z-Vertex-Schnitt ergibt eine untere Abschätzung für dessen Effizienz: $\varepsilon_{zvtx-Schnitt}$. Die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung für die z-Vertex-Effizienz verschiedener Run-Bereiche ergibt eine Abschätzung des Fehlers.

$$\varepsilon_{zvtx-Schnitt} \ge (99.0 \pm 0.4)\% \qquad \text{(Gl. 5.2)}$$

Bei einer Vielzahl von Spuren können Strahl-Gas-Ereignisse, die nicht am nominellen Vertex stattfinden, einen Schnitt auf die Vertex-Position überstehen, da das Rekonstruktionsprogramm einen Vertex bevorzugt an der nominellen Position bestimmt. Ebenso kann ein erwünschtes Ereignis von einem Untergrundereignis überlagert sein, so daß dieses 'doppelte Ereignis' aufgrund eines Vertex in der Nähe des nominellen Wechselwirkungsbereiches in die Analyse gelangt. Um die nicht erwünschten Ereignisse identifizieren zu können, wird weitere Information aus den Spurkammern, die auf Untergrundereignisse schließen läßt, benötigt (Abbildung 5.3).

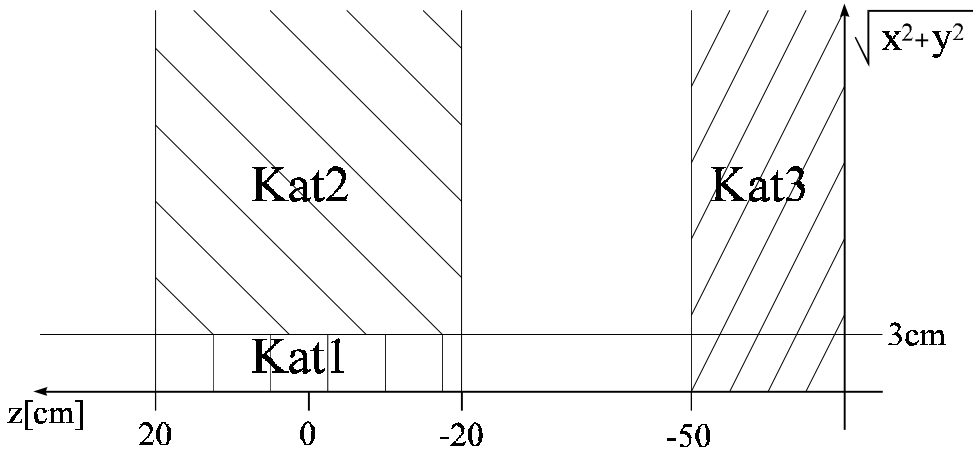


Abb. 5.3: Bereiche in der transversalen und in der z-Koordinate, die die Spurkategorien Kat1, Kat2 und Kat3 definieren.

Die Abbildung macht deutlich, welche Kriterien Spuren erfüllen müssen, um in die verschiedenen, dort dargestellten Kategorien Kat1, Kat2 und Kat3 eingeordnet zu werden. Ereignisse fallen in eine bestimmte Kategorie, wenn der Punkt der kürzesten Entfernung vom Vertex, der mit P_{DCA} bezeichnet wird, in die definierten Bereiche fällt. Liegt der P_{DCA} in z-Richtung zwischen -20 cm und 20 cm und radial nicht weiter als 3 cm vom Vertex entfernt, so wird die Spur in die Kategorie Kat1 eingeordnet. Bei gleicher z-Bedingung, jedoch in radialer Richtung weiter als 3 cm entfernt, fällt die Spur in die Kategorie Kat2. Die Kategorie Kat3 beinhaltet alle Spuren, deren P_{DCA} eine z-Koordinate unterhalb von -50 cm hat. Diese Gruppe wird vor allem durch Untergrundereignisse aufgefüllt. Die Anzahl der Spuren pro Ereignis, die die entsprechenden Kriterien erfüllen, werden mit N_{Kat1}, N_{Kat2} und N_{Kat3} bezeichnet. Ereignisse werden nur dann nicht verworfen, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

$$\left\{N_{Kat3}/(N_{Kat1}+N_{Kat2})<0.7\right\}\wedge\left\{N_{Kat1}>N_{Kat2}\right\}\wedge\left\{N_{Kat3}<5\right\} \qquad \text{(Gl. 5.3)}$$

Die Auswirkung des Spurschnittes auf die Verteilung der z_{vtx}-Koordinate eines Teils des Datensatzes zeigt Abbildung 5.4.

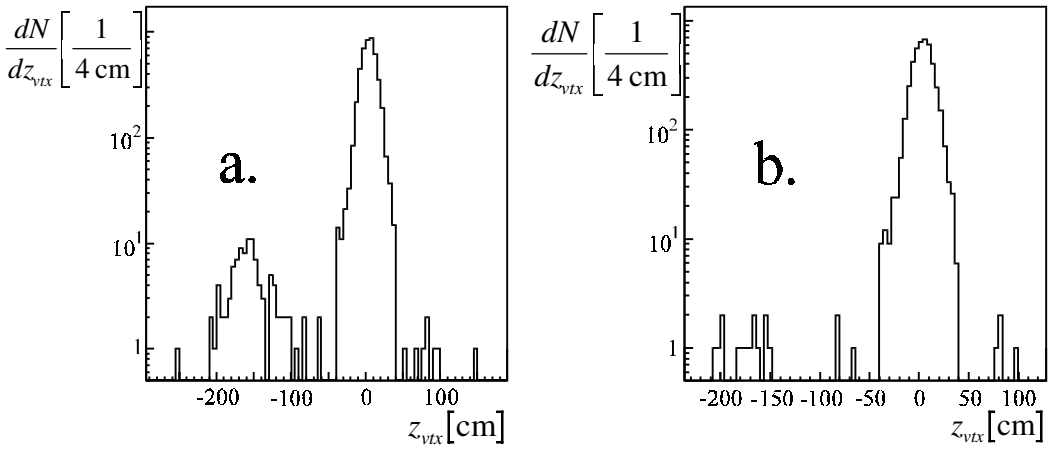


Abb. 5.4: Verteilung der z_{vtx}-Koordinate vor (a.) und nach dem Spur-Schnitt (b.) für einen Teil des Datensatzes.

In Teilbild a. ist die Verteilung für Ereignisse gezeigt, die nur die Bedingung 'JJTAG' der Ereignisklassifizierung erfüllen. Zu erkennen sind viele durch Untergrundereignisse erzeugte z_{vtx}-Einträge um $z_{vtx}\approx -180\,\text{cm}$. Diese z-Koordinate liegt vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen noch vor dem Flugzeitsystem im hinteren Bereich des BEMC. Eine zweite Häufung ist bei der nominellen Vertex-Position $z_{vtx}\approx 0\,\text{cm}$ zu erkennen. Teilbild b. zeigt die Wirksamkeit des Spur-Schnittes gegen Untergrundereignisse.

5.4.2. Suche nach Halo-Myonen und kosmischen Myonen

In einigen Fällen sind gesuchte Ereignisse mit Halo- oder kosmischen Myonen im Detektor überlagert. Dadurch kann eine Zugehörigkeit zum gewünschten Datensatz

vorgetäuscht werden. Halo-Myonen entstehen durch Wechselwirkung der Strahlprotonen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder Atomen des Strahlrohrs. Kosmische Myonen entstehen, wenn hochenergetische Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung auf die Erdatmosphäre treffen. Zur Reduktion dienen Schnitte, die die besondere Topologie dieser Ereignisse berücksichtigen.

Halo-Myonen, die aus dem Protonenstrahl stammen, durchfliegen in z-Richtung den Detektor und deponieren entlang einer Geraden im Flüssig-Argon-Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen Energie (Abbildung 5.5). Zur Identifizierung dieser Ereignisse wird ein zylindrischer Schlauch, der einen Durchmesser von 1.0 m Durchmesser hat, parallel zum Strahlrohr durch die Kalorimeter gelegt, in dem Halo-Myonen die Energie E_{Halo} deponieren. Als Startpunkt dieses Schlauches dienen Cluster hoher Energie im instrumentierten Eisen. Ein Schnitt von $E_{Halo} < 7\,\mathrm{GeV}$ unterdrückt Ereignisse mit Halo-Myonen.

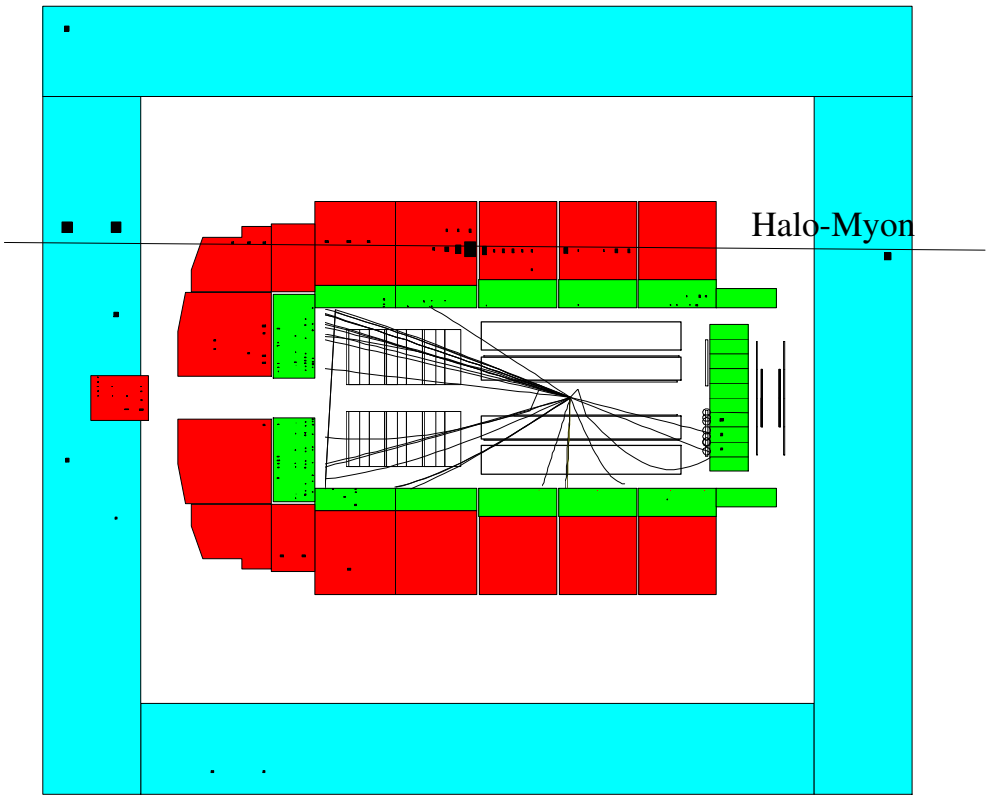


Abb. 5.5: Ein gemessenes Ereignis, in dem ein Halomyon nahezu parallel zur Strahlachse das instrumentierte Eisen und das Flüssig-Argon-Kalorimeter durchfliegt. Neben dem Durchgang eines Halo-Myons ist gleichzeitig ein Ereignis detektiert worden.

Kosmische Myonen durchqueren den Detektor aufgrund ihrer Entstehung in der oberen Erdatmosphäre meist von oben. Zur Reduktion von Ereignissen, die von kosmischen Myonen überlagert sind, werden Schläuche in der *xy*-Ebene durch den Detektor gelegt, deren Energieinhalt berechnet wird. Die meisten Ereignisse mit kosmischen Myonen werden schon durch die Ereignisklassifikation erkannt und verworfen, da sie häufig nur wenige Spuren im Detektor hinterlassen. Treten dennoch

mehrere Spuren auf, so kann mit Hilfe der zumeist ungleichen Anzahl negativ oder positiv gekrümmter Spuren selektiert werden. Gibt es nur Spuren positiv oder negativ geladener Teilchen, wird das Ereignis verworfen.

Ein wirksamer Schnitt ist schon durch die Forderung nach mindestens einer zum Vertex laufenden Spur gegeben. Abbildung 5.6 ist ein Beispiel für ein kosmisches Myon im Detektor. Deutlich zu erkennen sind die Energiedepositionen im instrumentierten Eisen und das Aufschauern des Myons in der Kammerwand der CJC2. Ereignisse werden verworfen, wenn die aufsummierte Energie in den Schläuchen für kosmische Myonen die Schwelle von $E_{kosmisch} = 9\ \text{GeV}$ überschreitet.

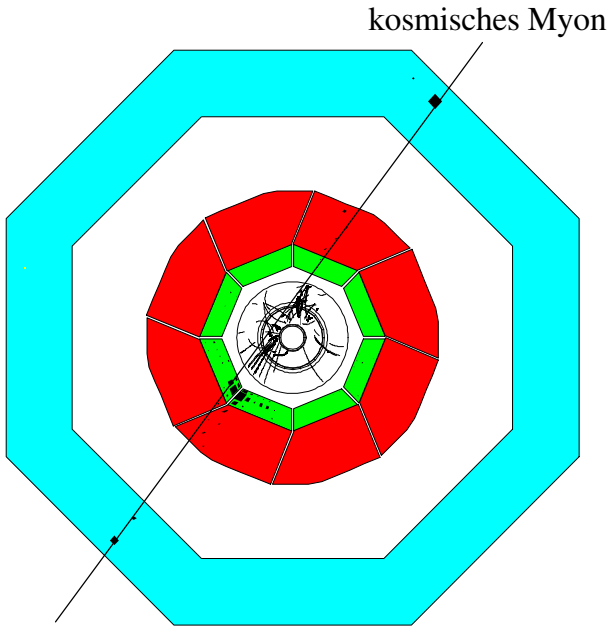


Abb. 5.6: Ein kosmisches Myon, das den Detektor durchquert.

5.4.3. Schnitt auf E–P_z

Bei diesem Schnitt wird über die Differenz zwischen Gesamtenergie E und longitudinalem Impuls P_z der kombinierten Spur- und Kalorimeterinformationen summiert:

$$E_{jb,Ende} = \sum_i (E - P_z)_i \qquad \text{(Gl. 5.4)}$$

Die Größe ist für den Anfangs- und Endzustand gleich und muß, wie aus Gleichung 5.5 zu ersehen ist, gleich der doppelten Elektronenergie des Anfangszustandes sein, wenn die Teilchenmassen vernachlässigt werden. Der Longitudinalimpuls P_z hat durch die Wahl des Koordinatensystem im H1-Detektor für das Elektron ein negatives Vorzeichen.

$$\begin{aligned} E_{jb,Anfang} &= E_p + E_e - P_{z,p} - P_{z,e} \\ &= 55.5\ \text{GeV} \end{aligned} \qquad \text{(Gl. 5.5)}$$

Die Abbildung 5.7 zeigt ein aufgezeichnetes Photoproduktionsereignis, das simultan von einem Ereignis der tiefinelastischen Streuung überlagert ist. Die Analyse des Ereignisses ergibt, daß $E_{jb,Ende} = 77.3\,\text{GeV}$ ist. In Vorwärtsrichtung sind zwei Jets und weitere Aktivität erkennbar. Ein Elektron wird im Elektron-Tagger nachgewiesen, ein weiteres ist im BEMC erkennbar. Zudem weist das Ereignis einen primären Vertex innerhalb der Schnittgrenzen auf. Mit einem Schnitt von $40\,\text{GeV} < E_{jb,Ende} < 70\,\text{GeV}$ werden doppelte Ereignisse vollständig unterdrückt. Im Gegensatz dazu werden keine erwünschten Ereignisse verworfen, da der Hauptbeitrag zu der Größe $E_{jb,Ende}$ das gestreute Elektron, das im Elektron-Tagger nachgewiesen wird, liefert.

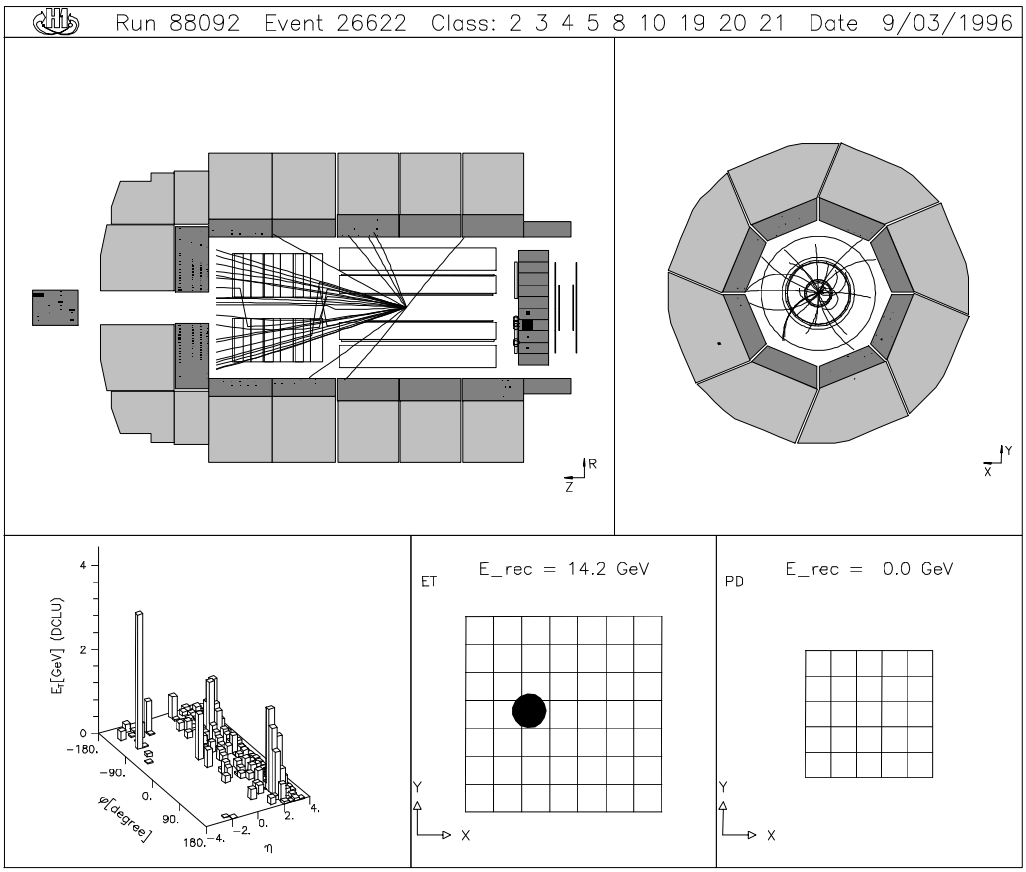


Abb. 5.7: Ein gemessenes Ereignis, in dem ein Photoproduktionsereignis von einem Ereignis der tiefinelastischen Streuung überlagert ist.

Die Verteilung von E_{jb} ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Teilbild a. zeigt die Verteilung von E_{jb} für den Grunddatensatz und b. die Verteilung für die endgültigen analysierten Ereignisse aus dem Endzustand. Die Pfeile deuten den durchgeführten Schnitt $40\,\text{GeV} \le E_{jb} \le 70\,\text{GeV}$ an.

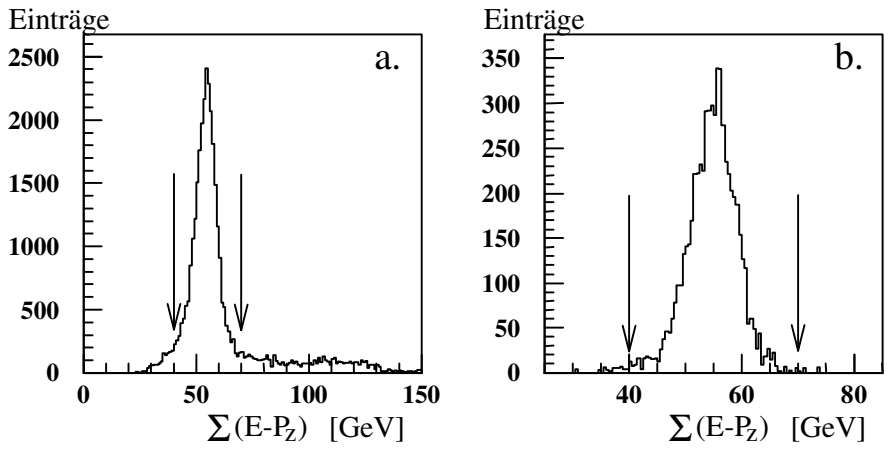


Abb. 5.8: Die Verteilung der Größe E_{jb} für den Grunddatensatz (a.) und für die analysierten Ereignisse (b.). Die Pfeile deuten den Schnitt auf E_{jb} an.

Der Mittelwert der Verteilung in Teilbild b. beträgt $\langle E_{jb} \rangle = (54.4 \pm 5.2)\,\text{GeV}$, wobei $\pm 5.2\,\text{GeV}$ die Standardabweichung der Verteilung ist. Die Schnittgrenzen liegen somit drei Standardabweichungen vom Mittelwert entfernt, der innerhalb der Fehlergrenzen verträglich mit dem Wert des Anfangszustandes (Gleichung 5.5) ist. Deutlich ist der Beitrag doppelter Ereignisse in Abbildung 5.8a. zu erkennen, die Einträge bei ungefähr $110\,\text{GeV}$ erzeugen. Diese werden durch den Schnitt effektiv entfernt. Nach Anwendung aller Schnitte außer dem E_{jb}-Schnitt werden durch die Bedingung $40\,\text{GeV} \le E_{jb} \le 70\,\text{GeV}$ nur noch geringe Bruchteile der gesuchten Ereignisse, wie in Abbildung 5.8b zu erkennen, weggeschnitten.

Ähnlich wie für den z-Vertex-Schnitt wird auch für den E_{jb}-Schnitt die Effizienz durch Analyse verschiedener Run-Bereiche erhalten. Die Anzahl der analysierten Ereignisse dividiert durch die Anzahl der Ereignisse ohne den E_{jb}-Schnitt ergibt eine Abschätzung für die untere Grenze für dessen Effizienz ε_{Ejb}:

$$\varepsilon_{Ejb} \ge (99.0 \pm 0.3)\% \qquad \text{(Gl. 5.6)}$$

Die Auswirkung des Myonen- und E_{jb}-Schnittes auf die Verteilung aus Abbildung 5.4b. zeigt Abbildung 5.9. Einige Ereignisse bei $z_{vtx} \approx -180\,\text{cm}$ werden entfernt, aber vor allem bei $z_{vtx} \approx 0\,\text{cm}$ werden Ereignisse verworfen, bei denen der E_{jb}-Schnitt greift.

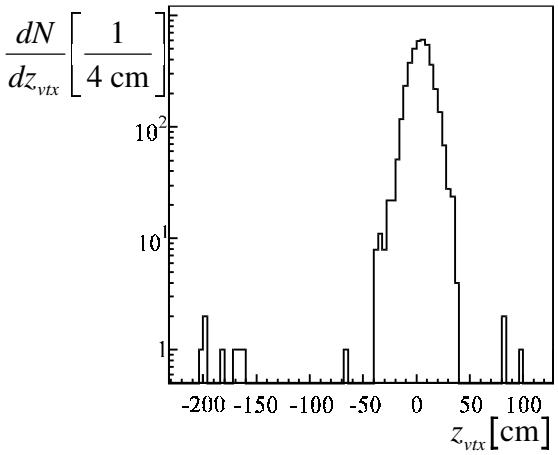


Abb. 5.9: Die Verteilung der z_{vtx}-Verteilung nach zusätzlicher Anwendung des Myon- und E_{jb}-Schnittes auf die Verteilung aus Abbildung 5.4b..

5.5. Akzeptanz des Elektron-Taggers

Am Rande des Elektron-Taggers ist die Rekonstruktion der Elektronenergie unzureichend, da nicht die gesamte Energie in den Kristallen deponiert wird. Um dies auszuschließen, muß die x-Koordinate x_e des Auftreffpunktes des Elektrons auf dem Elektron-Tagger den Geometrie-Schnitt $|x_e| \leq 6.5\,\text{cm}$ erfüllen, wodurch Ereignisse verworfen werden, bei denen das Elektron einen der äußeren Kristalle des Elektron-Taggers trifft. Die geometrischen Grenzen des Elektron-Taggers liegen bei $x_{e,grenze} = \pm 7.7\,\text{cm}$. Die Abbildung 5.10 zeigt die im Mittel deponierte Energie $E_{e'}$ im Elektron-Tagger in Abhängigkeit von der Elektron-Koordinate x_e für den Jet-Datensatz. Deutlich zu erkennen ist der Einbruch der rekonstruierten Energie bei $x_e < -6.5\,\text{cm}$. Auf der gegenüberliegenden Seite bei $x_e > 6.5\,\text{cm}$ sind die Leckverluste nicht zu erkennen.

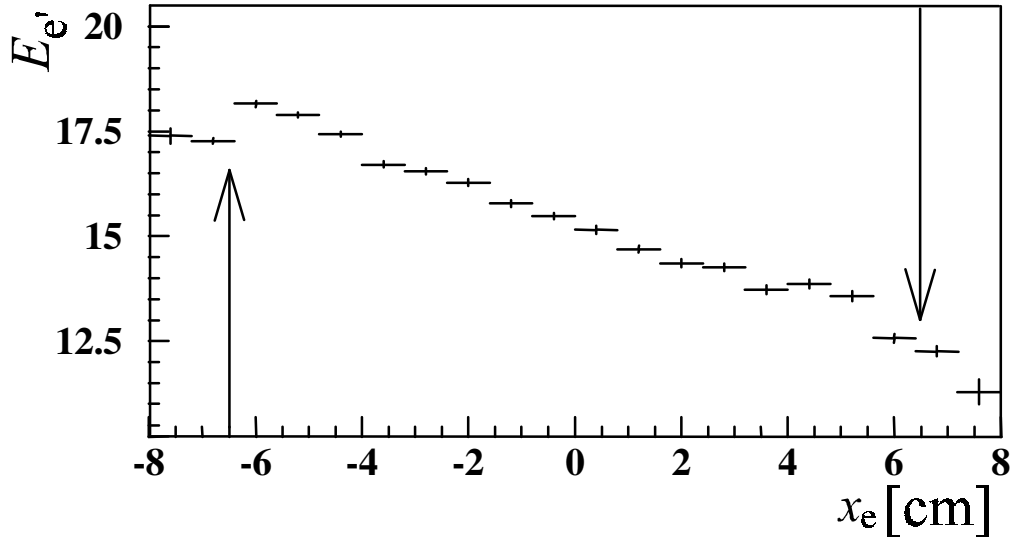


Abb. 5.10: Die im Mittel deponierte Energie im Elektron-Tagger in Abhängigkeit von der x-Koordinate des Elektrons. Die Pfeile deuten den Geometrie-Schnitt an.

Die Akzeptanz des Elektron-Taggers ist primär von der Energie des detektierten Elektrons abhängig. Sie ist in Abbildung 5.11 in Abhängigkeit von y_{etag}, dem relativen Energieanteil des Photons an der Elektronenergie, dargestellt [h1 95b].

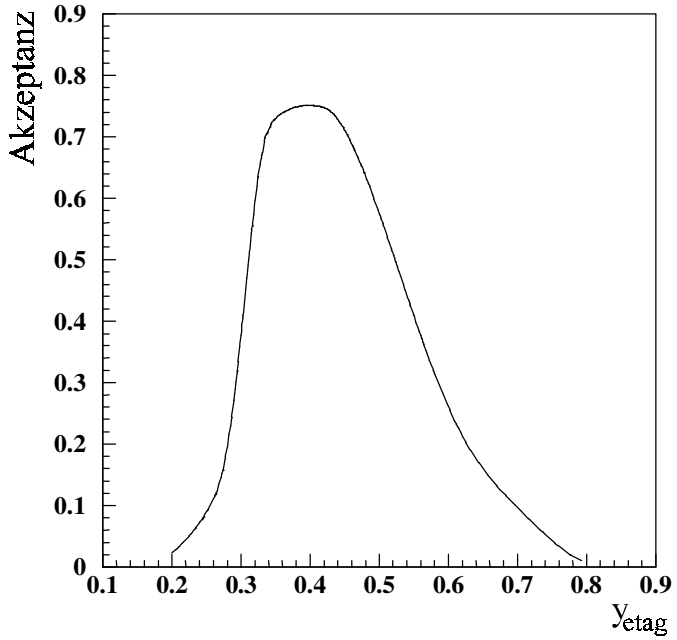


Abb. 5.11: Die Akzeptanz des Elektron-Taggers in Abhängigkeit von y_{etag}.

Für beide Datensätze wird auf die relative Photonenergie y_{etag} geschnitten: $0.25 \le y_{etag} \le 0.65$. Die Geometrie des Elektron-Taggers bedingt eine Akzeptanz nur für Ereignisse mit $Q^2 \le 0.01\,\mathrm{GeV}^2$. Die Akzeptanz des Elektron-Taggers für diese Ereignisse ist für verschiedene Run-Bereiche bestimmt worden [lev95], wovon jedoch nur eine dargestellt ist. Die Invertierung der *y*-abhängigen Akzeptanzkurve ergibt eine Korrekturfunktion, mit der die Daten korrigiert werden, um sie mit den Monte-Carlo-Simulationen vergleichen zu können. Die Simulation des Elektron-Taggers, die bei den Monte-Carlo-Ereignissen verwendet wird, beruht auf der Datennahmeperiode des Jahres 1992 und ist daher für die Simulation von Ereignissen des Jahres 1994 nicht geeignet. Stattdessen wird auf den generierten Wert y_{gen} mit $0.25 < y_{gen} < 0.65$ geschnitten. Beim Vergleich mit den Daten dürfen die Simulationen dann allerdings nicht mit der Akzeptanz des Elektron-Taggers korrigiert werden.

Eine Abschätzung des durch radiative Prozesse verursachten Untergrundes ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Diese zeigt die Verteilung der im Elektron-Tagger deponierte Energie durch Ereignisse des Jet-Datensatzes und durch Ereignisse radiativer Prozesse. Die Verteilungen sind oberhalb des Energie-Schnittes im Verlauf angepaßt. Der Schnitt $y_{etag} > 0.25$, der einem Energie-Schnitt von $E_{etag} < 20.6\,\mathrm{GeV}$ entspricht, trägt deutlich zur Reduzierung des Untergrundes bei. Die Anpassung der Verteilungen oberhalb des Energie-Schnittes geht davon aus, daß alle Ereignisse mit $E_{etag} > 20.6\,\mathrm{GeV}$ radiative Prozesse sind. Daher ist diese Abschätzung des Untergrundanteils als oberer Wert anzusehen. Unterhalb des Schnittes beträgt der Anteil

radiativer Prozesse $\leq 4\,\%$ vom Jet-Datensatz. Genauere Untersuchungen zeigen, daß die meisten Ereignisse mit $E_{etag} > 20.6\,\mathrm{GeV}$ von Photon-Proton-Reaktionen stammen, und nur ungefähr 30 % von radiativen Prozessen. Der so korrigierte Untergrundanteil beträgt demnach noch ungefähr (1.3±0.3) % [lev96].

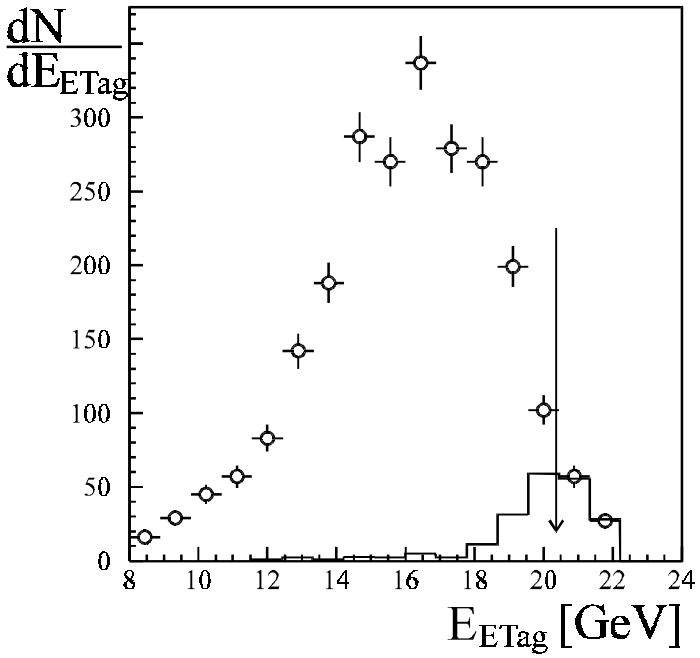


Abb. 5.12: Der Einfluß radiativer Prozesse (durchgezogene Linie) auf die im Elektron-Tagger deponierte Energie von Ereignissen des Jet-Datensatzes (Punkte). Der Pfeil deutet den unteren Schnitt auf y_{etag} an.

5.6. Physikalische Schnitte

Dieser Abschnitt gibt die letzten auf die Datensätze angewendeten Kriterien wieder. Durch diese Kriterien werden der High-E_T- und der Jet-Datensatz im wesentlichen bestimmt.

Der High-E_T-Datensatz wird durch folgende Schnitte definiert, die zusätzlich zu den bisher diskutierten angewendet werden:

- Für die gesamte im Flüssig-Argon- und Eisen-Kalorimeter deponierte transversale Energie E_T im Pseudorapiditätsbereich $-1.4 \leq \eta \leq 3.4$ gilt $E_T \geq 27\,\mathrm{GeV}$.
- Für diesen Datensatz wird keine weitere spezielle Topologie verlangt.
- Zur Unterscheidung zwischen Prozessen aufgelöster und direkter Photonen wird zusätzlich die Rekonstruktion zweier Jets verlangt, die innerhalb des Pseudorapiditätsbereiches $-1.4 \leq \eta \leq 3.4$ detektiert werden. Hierbei wird eine Jet-Energie von $E_{T,Jet} \geq 7\,\mathrm{GeV}$ verlangt, bei einem Konus-Radius von $R_{Konus} = 0.7$. Es ergibt sich somit eine Untermenge im High-E_T-Datensatz, die ungefähr 10 % des High-E_T-Datensatzes ausmachen.

Der Jet-Datensatz wird durch folgende Schnitte definiert, wobei die Schnitte des High-E_T-Datensatzes nicht benutzt werden:

- Es werden zwei Jets mit $E_{T,Jet} \geq 8\,\mathrm{GeV}$ gefunden, mit $R_{Konus} = 0.7$. Der Jet mit der höchsten transversalen Energie wird 'großer Jet', der mit der nächstgrößeren 'kleiner Jet' genannt.
- Die Pseudorapiditäten der Jets, η_{Jet}, liegen innerhalb des Bereiches des Flüssig-Argon-Kalorimeters: $-0.7 \leq \eta_{Jet} \leq 2.7$. Dadurch liegen die Jets vollständig im Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters.
- Als Eingabegrößen des innerhalb des Jet-Datensatzes zur Jet-Findung benutzten Konus-Algorithmus wird die im Flüssig-Argon- und Eisen-Kalorimeter deponierte transversale Energie E_T sowie der transversale Impuls p_T von Spuren bis zu maximal 210 MeV/c genutzt.

Es sei daraufhingewiesen, daß im Falle des High-E_T-Datensatzes nur die im Flüssig-Argon- und Eisen-Kalorimeter deponierte transversale Energie verwendet wird. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Korrekturfunktionen für den transversalen Energiefluß in den beiden analysierten Datensätzen.

5.7. Zusammenfassung der Datenselektion

Die Abbildung 5.13 zeigt die Verteilung der z_{vtx}-Koordinate für alle Ereignisse (a.), die die Klassifizierung erfüllen. Werden alle bisher vorgestellten Schnitte außer dem Vertex-Schnitt angewendet, so ergibt sich die Verteilung aus Teilbild b..

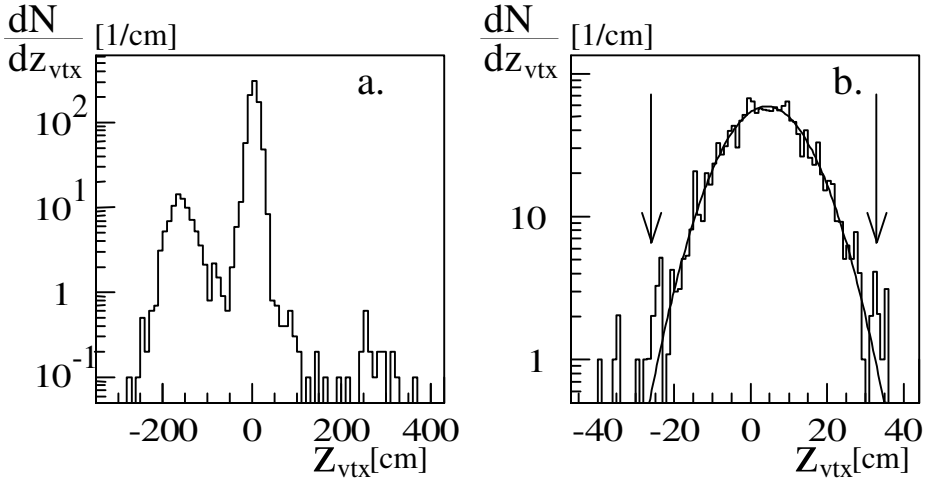


Abb. 5.13: Die Verteilung der z_{vtx}-Position für Ereignisse (a.), die nur die Ereignisklassifizierung erfüllen, und für die endgültige Selektion (b.) ohne z_{vtx}-Schnitt. Der drei Standardabweichungen breite Schnitt auf die Vertexposition ist mit zwei Pfeilen gekennzeichnet. Zusätzlich ist in b. eine an die Verteilung angepaßte Gauß-Kurve eingezeichnet.

Alle in den Kapiteln 6 bis 8, den Analysekapiteln, gezeigten Verteilungen sind mit den hier gezeigten Trigger-Effizienzen und der y-abhängigen Elektron-Tagger-Akzeptanz korrigiert.

In der folgenden Tabelle 5.1 wird ein Überblick über die verschiedenen Selektionsschnitte und ihre Auswirkungen auf die Ereigniszahlen der Datensätze gegeben. Ausgehend von der Gesamtzahl registrierter Ereignisse zeigt die Tabelle 5.1 die Reduktion der Ereigniszahlen bis zu den analysierten Datensätzen, deren Ereigniszahlen in den doppelt umrahmten Tabellenfeldern angegeben sind.

	Anzahl der Ereignisse im Datensatz:	
Schnitt	High-E_T	Jet
ursprüngliche Ereigniszahl	ca. 9'000'000	
s83, Klasse 19, 'MBETAG'	ca. 3'800'000	
s83, Klasse 20, 'JJTAG'		ca. 560'000
HV-Schnitt	ca. 3'400'000	ca. 500'000
z_{vtx}, Myonen, Spuren, $(E - P_z)$	ca. 170'000	ca. 21'000
y_{etag}, $\lvert x_e \rvert \leq 6.5$ cm	ca. 83'000	ca. 5100
$E_{T,jet} \geq 8$ GeV, $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$		2672
$E_{T,ges,korr} > 27$ GeV	30387	

Tab. 5.1: Die Reduktion der Ereigniszahlen bis hin zu den analysierten Datensätzen (doppelt umrahmte Tabellenfelder). Alle Ereigniszahlen bis auf die der endgültigen Datensätze sind auf die ersten zwei Ziffern gerundet.

Die für die analysierten Run-Bereiche der Datennahmeperiode 1994 nutzbare totale integrierte Luminosität beträgt

$$\int L\,dt \approx 2627\ \text{nb}^{-1}, \qquad \text{(Gl. 5.7)}$$

mit einer systematischen Unsicherheit von etwa 5% [bun95].

6. Energie-Energie-Korrelationen

Zur Bestimmung der Photonstrukturfunktion werden harte Streuungen, bei denen die streuenden Partonen im Detektor als Jets sichtbar werden, untersucht. Die Identifizierung der Jets wird durch zusätzliche Energie, die die Jet-Strukturen überlagert, erschwert. Ursprung zusätzlicher Energie können Vielfachwechselwirkungen sein, bei denen mehrere Partonen des Photons und Protons miteinander wechselwirken. Diese sind in Untersuchungen von Proton-Antiproton-Kollisionen als Modell entwickelt worden [ua5 89]. Da das Photon auch hadronisch in die Reaktion mit dem Proton eingehen kann, ist die Möglichkeit zu Vielfachwechselwirkungen gegeben. Untersuchungen des transversalen Energieflusses zeigen, daß Simulation mit Vielfachwechselwirkungen die Daten gut beschreiben [pro94,ste96]. Die Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung des transversalen Energieflusses in einem Pseudorapiditätsbereich $-1.4 < \eta < 3.4$ für Daten und für Simulationen verschiedener Generatoren.

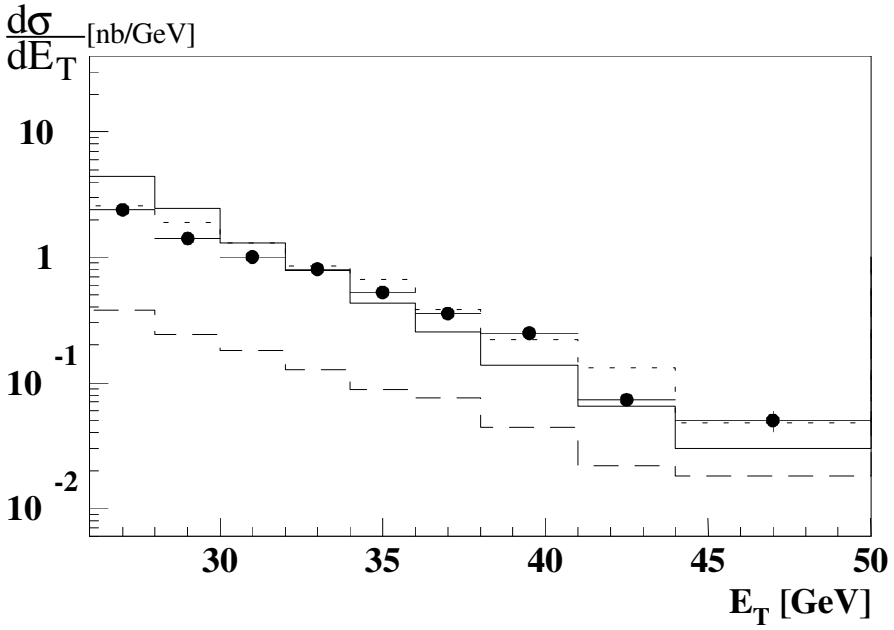


Abb. 6.1: Verteilung des transversalen Energieflusses, wie er in den Daten (Punkte), PYTHIA-mia (durchgezogene Linie), PYTHIA-nomia (lang-gestrichelte Linie) und PHOJET (kurz-gestrichelte Linie) auf Detektorniveau gemessen wird. Die statistischen Fehler sind kleiner als die eingezeichneten Punkte.

Ein Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Abhängigkeiten der transversalen Energiedepositionen untereinander mittels einer Energie-Energie-Korrelation und ob verschiedene Modelle sensitiv darauf sind. Der erste Abschnitt dieses Kapitels gibt eine allgemeine Einführung in die Korrelationsuntersuchung zweier Meßgrößen. Ziel

ist die Bestimmung eines Korrelationsmaßes Ω zweier Detektorabschnitte in Richtung des Azimuts und der Pseudrorapidität des H1-Detektors, in denen Energie deponiert wird.

6.1. Allgemeines über Korrelationen

Die Abbildung 6.2 zeigt beispielhaft die Korrelation zweier Meßgrößen *x* und *y*. In a. sind *x* und *y* positiv korreliert, d.h. wenn *x* wächst, wächst im Mittel *y* auch. In b. ist der Fall der negativen Korrelation gezeigt. Die Stärke einer Korrelation wird für einen Datensatz durch einen Korrelationskoeffizienten Ω angegeben.

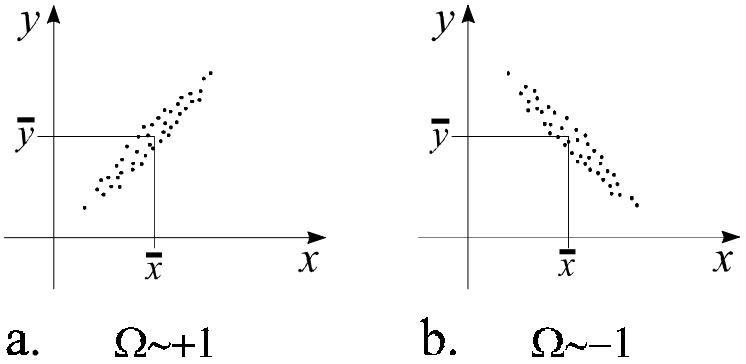


Abb. 6.2: Veranschaulichung der Korrelationsgröße Ω.

Die Standard-Definition eines Korrelationskoeffizienten Ω ist gegeben durch:

$$\Omega = \frac{\sum_i \left\{ (\bar{x} - x_i)(\bar{y} - y_i) \right\}}{\left\{ \left(\sum_i (\bar{x} - x_i)^2 \right) \left(\sum_i (\bar{y} - y_i)^2 \right) \right\}^{\frac{1}{2}}} \qquad \text{(Gl. 6.1)}$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_i \,, \quad \bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} y_i$$

Für beide Meßgrößen werden jeweils die Mittelwerte $\bar{x}$ und $\bar{y}$ bestimmt und der Abstand jedes einzelnen Meßwertes x_i und y_i vom Mittelwert errechnet und miteinander multipliziert. Die Anzahl der Meßwertpaare ist durch *n* gegeben. Die Summierung erfolgt über alle Meßwertpaare *i*. Die im Nenner stehende Normierung führt dazu, daß die Korrelation identischer Meßwertpaare oder die Eigenkorrelation eines Meßwertes den Wert '1' annimmt. Prinzipiell ist die Wahl der Normierung frei, solange die Korrelationsfunktion sensitiv auf die Beziehung der Meßgrößen ist.

Sind die Meßgrößen *x* und *y* vollständig korreliert, so ergibt sich $\Omega = +1$, bei vollständiger Antikorrelation $\Omega = -1$. Unkorrelierte Meßgrößen haben einen Korrelationskoeffizienten $\Omega = 0$ zur Folge.

6.2. Definition der Energie-Energie-Korrelation

In diesem Abschnitt werden die benutzten Korrelationsfunktionen und Meßgrößen vorgestellt. Die $\eta\varphi$-Ebene wird in φ-Richtung in 36 Gitterintervalle geteilt (Abbildung 6.3) und die darin jeweils deponierte transversale Energie $E_{T,\varphi}$ bestimmt. Diese Intervalle einer Achse werden im allgemeinen als Bins (engl. für Kästchen) bezeichnet, und dieser Begriff wird in der vorliegenden Arbeit weiterhin verwendet. Für die Berechnung der η-Korrelationen wird ein Gitter in η-Richtung mit insgesamt 19 Bins gewählt. Die Meßgrößen für die φ-Richtung sind durch $E_{T,\varphi}$ und $E_{T,\varphi+\Delta\varphi}$ und für die η-Richtung durch $E_{T,\eta}$ und $E_{T,\eta+\Delta\eta}$ gegeben.

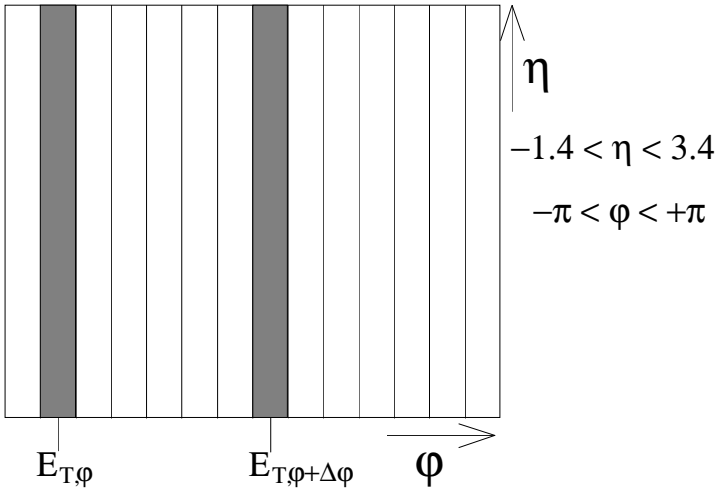


Abb. 6.3: Das für die φ-Richtung benutze Gitter, auf dem die Berechnung der Korrelationen stattfindet.

Die Energie-Energie-Korrelation in der φ-Richtung wird als Funktion des Abstand $\Delta\varphi$ im Azimut bestimmt:

$$\Omega(\Delta\varphi) = \frac{1}{N}\sum_i \frac{\sum_{\varphi}\left\{\left(\left\langle E_{T,\varphi}\right\rangle - E_{T,\varphi}\right)_i\left(\left\langle E_{T,\varphi}\right\rangle - E_{T,\varphi+\Delta\varphi}\right)_i\right\}}{\sqrt{\sum_{\varphi}\left(\left\langle E_{T,\varphi}\right\rangle - E_{T,\varphi}\right)_i^2 \sum_{\varphi}\left(\left\langle E_{T,\varphi}\right\rangle - E_{T,\varphi+\Delta\varphi}\right)_i^2}} \qquad \text{(Gl. 6.2)}$$

In der Gleichung bedeuten N die Anzahl der Ereignisse, i der Index, über die die Ereignis-Summation läuft. Da die Summe über die Ereignisse i außerhalb der eigentlichen Korrelationsfunktion durchgeführt wird, erfolgt die Berechnung der Korrelation Ereignis für Ereignis. Die Mittelwerte der Energiedepositionen $\left\langle E_{T,\varphi}\right\rangle$ der Meßgrößen $E_{T,\varphi}$ und $E_{T,\varphi+\Delta\varphi}$ werden über alle Bins der azimutalen Richtung innerhalb eines Ereignisses gebildet.

Innerhalb eines Ereignisses wird der Korrelationskoeffizient für alle Bin-Paare bestimmt, die einen Abstand $\Delta\varphi$ zueinander haben, wobei Doppelzählungen vermieden werden. Die Bestimmung der Energie-Energie-Korrelation erfolgt von jedem Bin zu jedem anderen Bin. Aus 36 Bins leiten sich so für jedes Ereignis 'i' 19

Korrelationskoeffizienten $\Omega_i(\Delta\varphi)$ ab. Die Mittelung über alle Ereignisse ergibt dann die 19 Korrelationskoeffizienten $\Omega(\Delta\varphi)$. Die Korrelation eines Bins mit sich selbst wird im folgenden Eigenkorrelation genannt und beträgt für diese Funktion $\Omega(\Delta\varphi = 0) = 1$.

Für die Pseudorapidität η^*, die in bezug zum Schwerpunkt der Photon-Proton-Streuung gemessene Pseudorapidität, ist eine entsprechende Korrelationsfunktion denkbar:

$$\Omega(\Delta\eta^*) = \frac{1}{N}\sum_i \frac{\sum_{\eta^*}\left\{\left(\left\langle E_{T,\eta^*}\right\rangle - E_{T,\eta^*}\right)_i\left(\left\langle E_{T,\eta^*}\right\rangle - E_{T,\eta^*+\Delta\eta^*}\right)_i\right\}}{\sqrt{\sum_{\eta^*}\left(\left\langle E_{T,\eta^*}\right\rangle - E_{T,\eta^*}\right)_i^2 \sum_{\eta^*}\left(\left\langle E_{T,\eta^*}\right\rangle - E_{T,\eta^*+\Delta\eta^*}\right)_i^2}} \quad \text{(Gl. 6.3)}$$

Die Korrelation wird wie im Falle der φ-Richtung von jedem Bin zu jedem anderen berechnet, und die Bestimmung der Mittelwerte erfolgt ebenso wie dort. Der wesentliche Unterschied besteht jedoch darin, daß in dieser Richtung aufgrund der fehlenden Symmetrie nicht für jedes Bin in einer Entfernung $\Delta\eta^*$ ein weiteres Bin existiert. Dies bedeutet, daß die Korrelationsfunktion $\Omega(\Delta\eta^*)$ pro Bin nicht die gleiche Anzahl Einträge erhält. Auch für diese Funktion gilt, daß die Eigenkorrelation den Wert $\Omega(\Delta\eta = 0) = 1$ annimmt.

Im Schwerpunktsystem ist das Bin $\eta^* = 0$ durch den Schwerpunkt ausgezeichnet. Daher bietet es sich an, dieses Bin als Referenzbin der Korrelationsanalyse zu verwenden:

$$\Omega(\Delta\eta^*) = \frac{1}{N}\sum_i^N \frac{\left\{\left(\left\langle E_{T,\Delta\eta^*=0}\right\rangle - E_{T,\Delta\eta^*=0,i}\right)\left(\left\langle E_{T,\Delta\eta^*}\right\rangle - E_{T,\Delta\eta^*,i}\right)\right\}}{\left(E_{T,\mathrm{tot},i}\right)^2} \quad \text{(Gl. 6.4)}$$

Die Mittelwerte $\left\langle E_{T,\Delta\eta^*}\right\rangle$ und $\left\langle E_{T,\Delta\eta^*=0}\right\rangle$ werden für jedes Bin getrennt über alle Ereignisse berechnet. Somit ist die Korrelationsfunktion für jedes einzelne Ereignis abhängig vom gesamten Datensatz. Es wird jeweils die Korrelation des Energieeintrages im zentralen Bin bei $\eta^* = 0$ zu allen anderen Energieeinträgen berechnet. Durch die Wahl des speziellen Referenzbins gilt $\eta^* = \Delta\eta^*$. Das Produkt der Differenzen der Energieeinträge, wie sie bei $\Delta\eta^* = 0$ und bei $\Delta\eta^*$ bestimmt werden, wird mit dem Quadrat des totalen transversalen Energieflusses $E_{T,tot}$ normiert. Diese Normierung führt dazu, daß Ereignisse mit hohem transversalen Energiefluß nicht überbewertet werden. Die Mittelung dieses für jedes Ereignis und jeden Abstand $\Delta\eta^*$ einzeln ausgerechneten Korrelationswertes über alle Ereignisse ergibt den Korrelationskoeffizienten $\Omega(\Delta\eta^*)$.

Die Interpretation der Korrelationsfunktionen ist nicht ohne weiteres offensichtlich. Daher werden ihre Eigenschaften im weiteren anhand von einfachen Modellen der Ereignistopologie erläutert.

6.3. Modelle für die Ereignistopologie in Azimut-Richtung

In diesem Abschnitt demonstrieren einfache Modelle verschiedener Ereignistopologien die Arbeitsweise der Korrelationsfunktion aus Gleichung 6.2. Es werden Modelle zur Topologie von Jet-Ereignissen und von zusätzlicher im Ereignis vorhandener Energie.

Topologien von Jet-Ereignissen

Die Abbildung 6.4 zeigt Formen des Energieflusses im Gitter des Azimutwinkels für modellierte Einzelereignisse (linke Spalte), jeweils 1000 Ereignisse (mittlere Spalte) und den daraus resultierenden Korrelationsverlauf $\Omega(\Delta\varphi)$ (rechte Spalte).

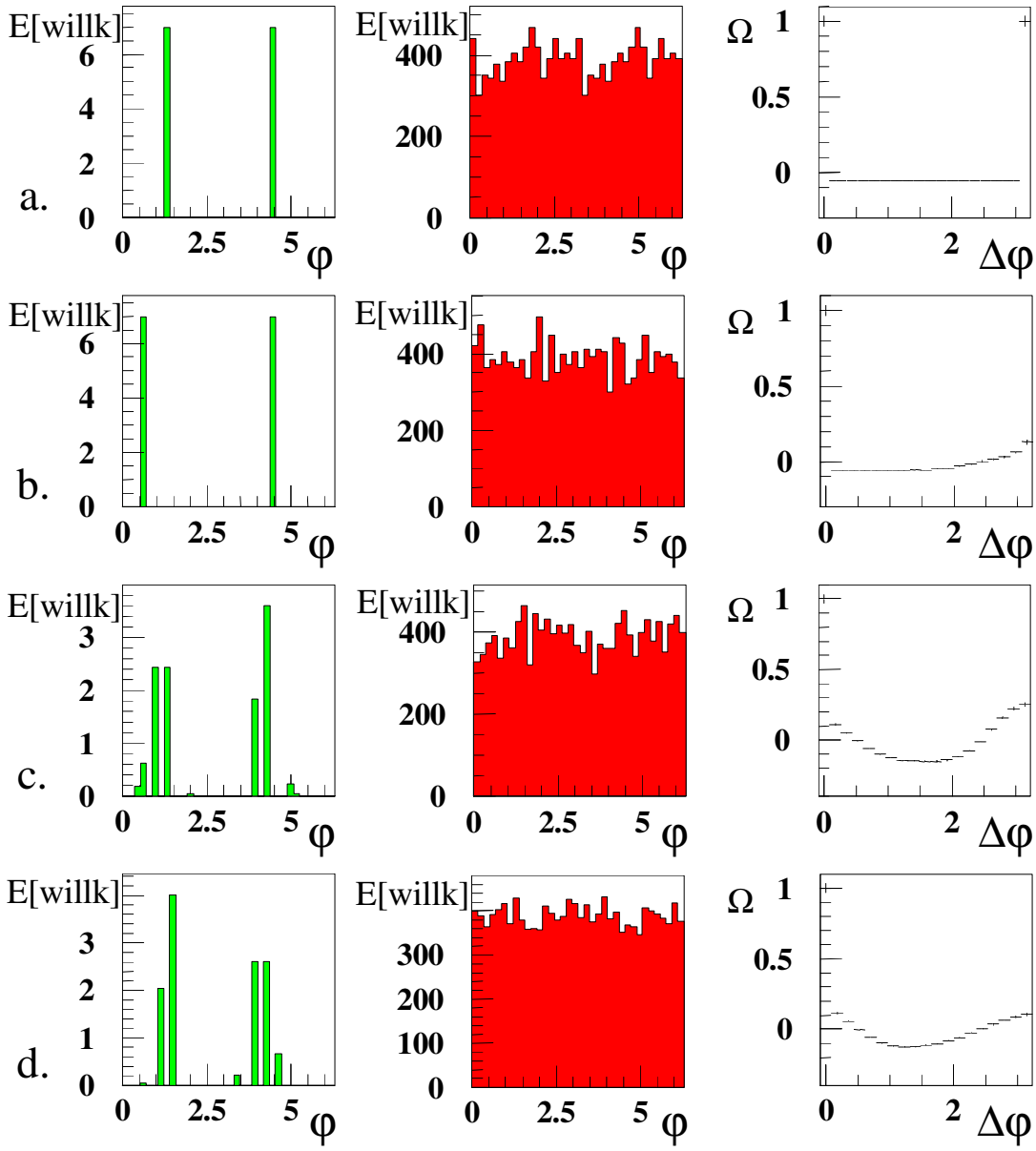


Abb. 6.4: Der Energiefluß in φ-Richtung für die Modelle für ein Einzelereignis (linke Spalte), für 1000 Ereignisse (mittlere Spalte) und der daraus folgende Korrelationsverlauf $\Omega(\Delta\varphi)$ (rechte Spalte). Die verschiedenen Ereignistopologien werden im Text erläutert.

Die Modellereignisse stellen Zwei-Jet-Ereignisse dar. Zwar wird in der Datenselektion nicht explizit die Rekonstruktion von Jets verlangt, die Forderung nach hohem E_T bewirkt jedoch, daß die dabei selektierten Ereignisse von Jet-Strukturen dominiert sind. Teilbild a. zeigt zwei einzelne Partonen mit einem azimutalen Abstand $\Delta\varphi = \pi$. In Teilbild b. ist dieser Abstand gaußisch um π mit einer Breite von 0.73, wie sie etwa in den Daten auch gefunden wird.

In den nächsten Beispielen werden aus Partonen Jets (Teilbild c. und d.) gebildet. Diese haben jeweils eine gaußische Einhüllende mit einer Breite von 0.3 rad. Die Bins unter der Einhüllenden werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 40 % mit Energie gefüllt, da Jets auch in einem Ereignis nicht als vollständig gaußisch erscheinen. Im Falle der Ereignisse aus Teilbild c. werden die Jet-Schwerpunkte so zurückgewichtet, daß die beiden Jets einen Abstand von $\Delta\varphi = \pi$ zueinander haben, in d. gilt wiederum $\Delta\varphi = \pi \pm 0.73$, wobei die Verschmierung wieder gaußisch mit einer Breite von 0.73 rad erfolgt. In der mittleren Spalte der Abbildung 6.4 ist zu erkennen, daß ohne einen Bezugspunkt, wie zum Beispiel eine Jetachse, der mittlere Energiefluß zwischen diesen verschiedenen Modellen nicht zu unterscheiden ist. Im weiteren Verlauf wird gezeigt, daß Korrelationen in der Lage sind, verschiedene Topologien zu diskriminieren.

Der Verlauf der Korrelationskoeffizienten, der in der rechten Spalte von Abbildung 6.4 dargestellt ist, zeigt wie die Korrelationsfunktion auf die verschiedenen Ereignistopologien reagiert. Im Falle der einzelnen Partonen (a.), die einen Abstand von π zueinander haben, folgt aus dieser Symmetrie ebenso ein symmetrischer Verlauf der Korrelationsfunktion, d.h. es gilt: $\Omega(\Delta\varphi) = \Omega(\pi - \Delta\varphi)$. Die Eigenkorrelation ist nach der Definition immer '1', daher gilt in diesem Fall auch für die Korrelation bei $\Delta\varphi = \pi$: $\Omega(\Delta\varphi = \pi) = 1$. Aufgrund der speziellen Form der gewählten Korrelationsfunktion ist im Raum zwischen den Extremwerten $0 < \Delta\varphi < \pi$ der Funktionswert negativ und wegen des festen Abstandes der Partonen konstant. Sobald der Abstand der Partonen variiert wird, verschwindet die Symmetrie der Korrelationsfunktion (Abbildung 6.4b. rechte Spalte). Da nun auch auf kürzeren Abständen Partonen auftreten, geht mit dieser Änderung eine Anhebung der Korrelationswerte bei $\Delta\varphi > 1.9$ einher. Die Anhebung wächst mit der Wahrscheinlichkeit auf ein Parton zu treffen. Daher steigt die Korrelation zu $\Delta\varphi = \pi$ hin an.

Der Schritt zu Jets (Abbildung 6.4c. und d.) zeigt bei $\Delta\varphi = \pi$ eine Abnahme der Korrelation, im Vergleich zwischen Abbildung 6.4a. und c. sowie Abbildung 6.4b. und d.. Dies folgt daraus, daß nur die erzeugten Jet-Schwerpunkte einen Abstand $\Delta\varphi = \pi$ besitzen. Wird die Jet-Richtung mit einer Breite von 0.73 gaußisch um $\Delta\varphi = \pi$ variiert (Abbildung 6.4d.), so führt das zu einer Abnahme der Korrelation, wie der Vergleich von Abbildung 6.4c. mit d. (rechte Spalte) zeigt. Da die Form der Jets erhalten geblieben ist, ist in der kurzreichweitigen Korrelation, die durch den glei-

chen Jet selbst dominiert wird, keine Änderung bei der Variation der relativen Jet-Richtungen festzustellen.

Variation der Topologie für Jet-Ereignisse

Als nächstes wird eine Variation der Modelle der Ereignistopologie für Jets durchgeführt. Zuerst wird diese Variation im Modell, in dem die Jets einen Abstand von $\Delta\varphi = \pi$ haben, erzeugt. Die Abbildung 6.5 zeigt in der oberen Zeile den Energiefluß und Korrelationsverlauf für die unveränderte Ereignistopologie, wie dies in Abbildung 6.4c. dargestellt ist. In der unteren Zeile ist die variierte Topologie wiedergegeben. Im Falle des variierten Modells liegt die Wahrscheinlichkeit ein Bin unter der gaußischen Einhüllenden zu füllen bei 70 %. Dies hat zur Folge, daß die Einhüllende der Jets nun stärker mit Energie gefüllt wird (Teilbild a., untere Zeile). Dadurch wird ein Anstieg der kurzreichweitigen Korrelation beim Übergang zum variierten Modell (Abbildung 6.5c.) erzeugt. Die Variation hat auch Einfluß auf die langreichweitigen Korrelationen, da es nun wahrscheinlicher ist, in einem Abstand von $\Delta\varphi = \pi$ einen ähnlichen Energieeintrag zu finden.

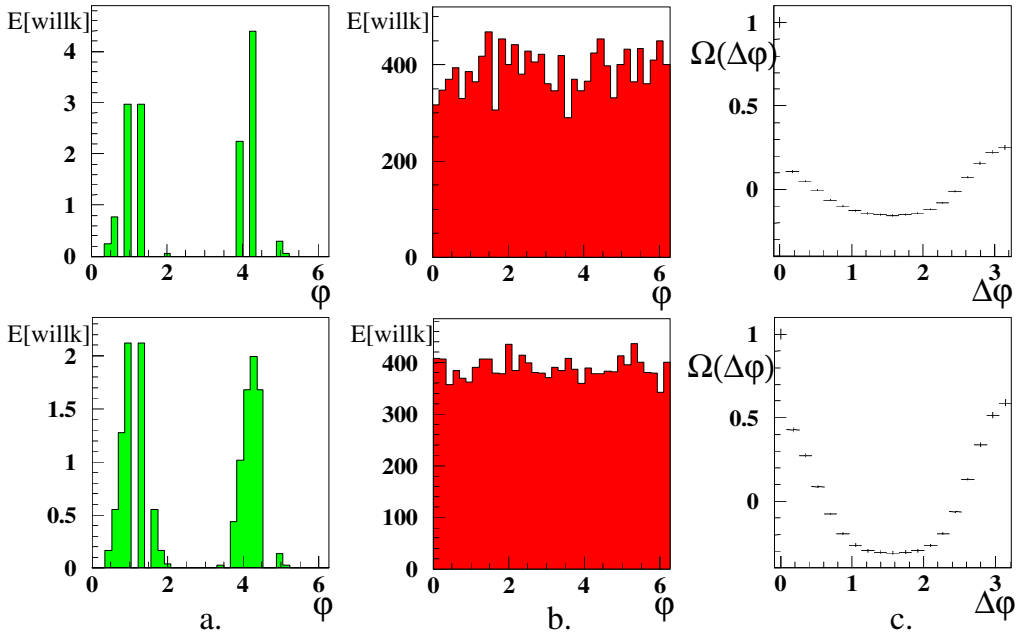


Abb. 6.5: Variation der modellierten Jetereignisse für Jets mit $\Delta\varphi = \pi$. Von a. nach c. sind der Energiefluß eines einzelnen Ereignisses, für 1000 Ereignisse und die sich ergebenden Korrelationskurven zu sehen. Die obere Zeile zeigt das unvariierte, die untere Zeile das variierte Topologiemodell.

Die gleiche Variation der Jetform wird für die Ereignistopologie aus Abbildung 6.4d. durchgeführt. Die modellierten Jets haben in diesem Fall einen Abstand von $\Delta\varphi = \pi \pm 0.73$. Der Einfluß der Variation ist wie im vorherigen Beispiel wiederum deutlich in der Abbildung 6.6 sichtbar. Die Korrelation um $\Delta\varphi = \pi$ ist aufgrund der Verschmierung im Abstand der Jets kleiner. Es fällt auf, daß die Lage des Mini-

mums der Korrelationskurve nicht von der Variation beeinflußt wird (Abbildung 6.6c.). Dies liegt daran, daß die modellierten Jets trotz der Variation des Jet-Ortes nur in wenigen Ereignissen überlappen.

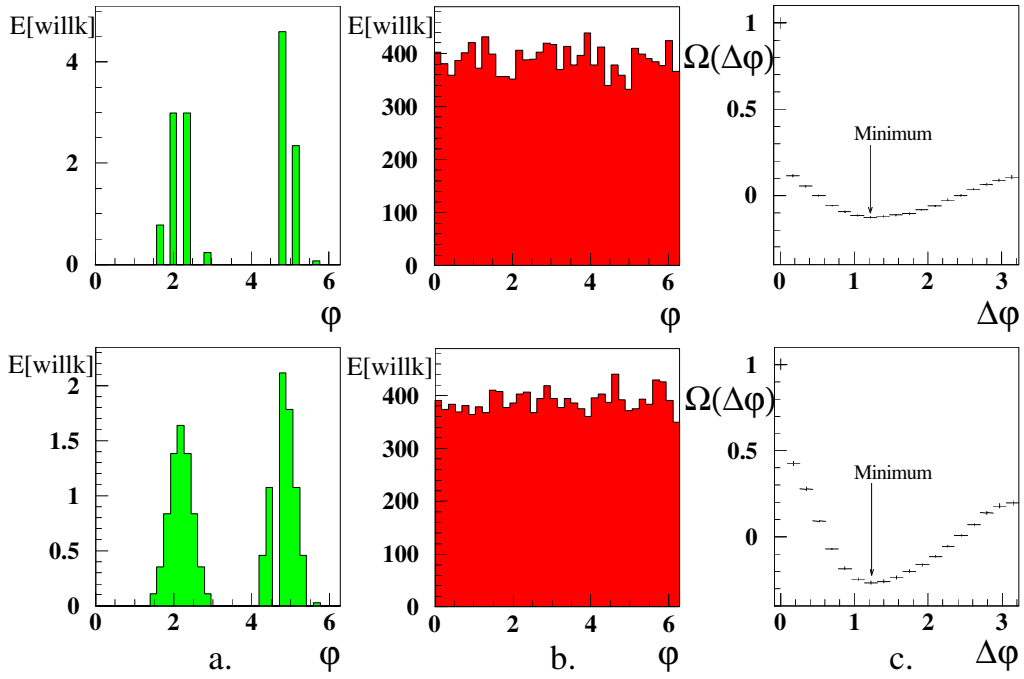


Abb. 6.6: Variation der modellierten Jetereignisse für Jets mit $\Delta\varphi = \pi \pm 0.73$. Von a. nach c. sind der Energiefluß eines einzelnen Ereignisses, für 1000 Ereignisse und die sich ergebenden Korrelationskurven zu sehen.

Ein Vergleich der Korrelationskurven der Abbildungen 6.5c. und 6.6c. zeigt, daß die Korrelationskurven vor und nach der Variation der ursprünglichen und der variierten Topologie für jeweils eine Energieverteilung in der kurzreichweitigen Korrelation übereinstimmen. Dies zeigt die Fähigkeit der Korrelationsmethode, trotz Variation die Abhängigkeiten der Energiedepositionen innerhalb der modellierten Jets und der zusätzlichen Energie zu erkennen.

Verteilungen zusätzlicher Energie

Neben den Jets, die aus der harten Streuung stammen, wird außerdem der Energiefluß, der diesen überlagert ist, untersucht. Dieser Energiefluß wird von weichen Prozessen erzeugt und im weiteren mit 'zusätzliche Energie' bezeichnet. Auch für diese zusätzliche Energie werden verschiedene Modelle von Energieverteilungen generiert (Abbildung 6.7a.-e.).

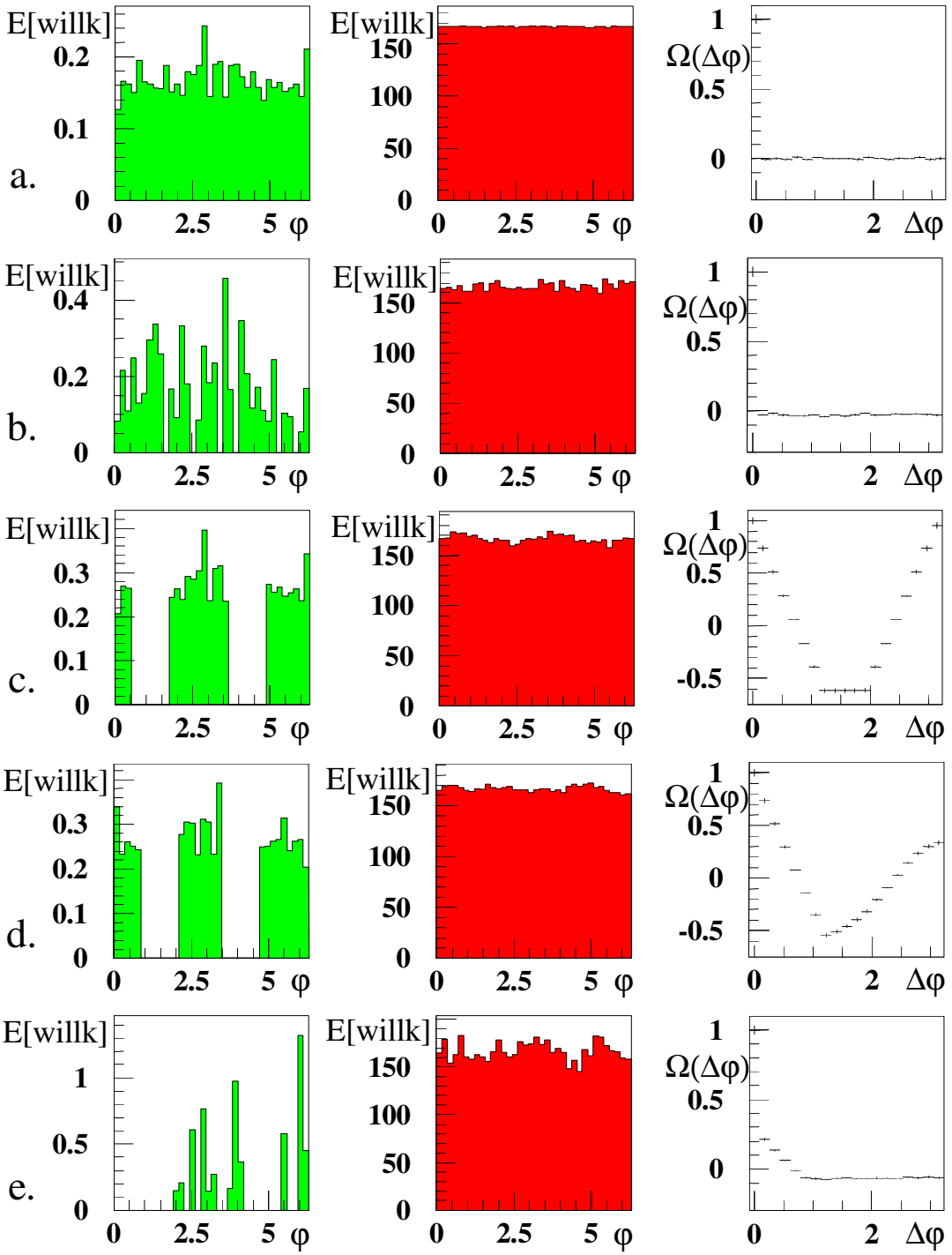


Abb. 6.7: Die Modelle des Flusses zusätzlicher Energie, die für einzelne Ereignisse (linke Spalte) und für 1000 Ereignisse (mittlere Spalte) generiert werden und die daraus folgenden Korrelationskoeffizienten $\Omega(\Delta\varphi)$ (rechte Spalte). Die verschiedenen Topologien werden im Text erläutert.

Die Abbildung 6.7a. zeigt eine über das φ-Gitter gleichverteilte Energie. Jedes Bin wird mit einem gaußisch mit $\sigma_{rel} = \pm 12\ \%$ verschmierten mittleren Energiebetrag gefüllt, wobei die Größe des Energiebetrages willkürlich gewählt werden kann. Die Gesamtenergie ist für jedes Ereignis jedoch gleich. Die Korrelation, Abbildung 6.7a. rechte Spalte, zeigt den erwarteten Verlauf. Da der Energieeintrag für jedes Bin

unabhängig erzeugt wird, verschwindet die Korrelation der Energieeinträge innerhalb der statistischen Fehler. Im Falle b. werden die Bins zufällig mit Energie gefüllt, die wiederum gaußisch um einen Mittelwert verteilt ist. Hierbei kann es vorkommen, daß ein Bin beim Füllen mehrfach berücksichtigt wird. Der Energiefluß (mittlere Spalte) und der Verlauf der Korrelationskoeffizienten (rechte Spalte) können nicht zwischen den Topologien aus a. und b. unterscheiden. Die Korrelationskoeffizienten für $\Delta\varphi \neq 0$ sind leicht negativ, was durch die Forderung nach einer Mindestenergie im Ereignis erzwungen wird. Steigt die Energie in einem Bin, so muß sie im Mittel in einem anderen sinken.

Die Teilbilder c. und d. zeigen speziell für die Jetereignisse modellierte Verteilungen zusätzlicher Energie. Es wird eine gleichverteilte Energie nur zwischen den Jets erzeugt. Wie bei den Ereignistopologien für Jets gilt auch hier, daß die kurzreichweitigen Korrelationen für die Modelle aus c. und d. identisch sind. Die Variation des Jet-Ortes, und damit der dazwischen liegenden zusätzlichen Energie, führt zu einer Verschmierung der Korrelation bei $\Delta\varphi > 1$.

Für die letzte Topologie (e.) wird angenommen, daß die deponierte Energie in Gruppen auftritt. Es werden vier Gruppen aus je fünf benachbarten Bins, die zufällig mit Energie gefüllt werden, gebildet. Diese können einander auch überlappen. Ein Bin wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 60 % gefüllt. Sind alle Gruppen gebildet, so werden die Energien der einzelnen Bins so gewichtet, daß die Gesamtenergie für jedes Ereignis gleich ist. Im Korrelationsverlauf (rechte Spalte) ist deutlich der kurzreichweitige Einfluß der einzelnen Gruppen zu erkennen. Die Forderung nach einer Mindestenergie im Ereignis erzeugt in der Langreichweite negative Korrelationskoeffizienten. Dies ist darin begründet, daß die Orte der einzelnen Gruppen unabhängig voneinander gewählt werden.

Wie schon für die Ereignistopologien gilt auch für die Verteilungen der zusätzlichen Energie, daß sie anhand des mittleren Energieflusses nicht voneinander zu unterscheiden sind. Im folgenden wird anhand einiger Beispiele für Topologien von Ereignissen und zusätzlicher Energie gezeigt, daß die Korrelationsfunktion im Gegensatz zum Energiefluß in der Lage ist, unter verschiedenen Topologie-Variationen zu unterscheiden.

Variation der Verteilungen zusätzlicher Energie

Die Abbildung 6.8 stellt eine Variation des Modells der zusätzlichen Energie aus Abbildung 6.7e. dar. Sie zeigt den Energiefluß und die Korrelation für das Modell der in Gruppen aufgeteilten zusätzlichen Energie (obere Zeile, wie in Abbildung 6.7e.) und deren Variation. Im Falle der unteren Zeile wird die Energie anstatt in fünf nun in neun Bins verteilt, wobei die Wahrscheinlichkeit ein Bin zu füllen mit 60 % gleich bleibt. Die Korrelationsfunktion hebt diese Änderung deutlich hervor. Die kurz-

reichweitige Korrelation wird wie erwartet breiter. Innerhalb des Energieflusses ist hingegen keine Veränderung sichtbar (Abbildung 6.8b). Die Korrelationsmethode bietet somit die Möglichkeit, topologische Besonderheiten des hadronischen Energieflusses zu untersuchen und zu unterscheiden.

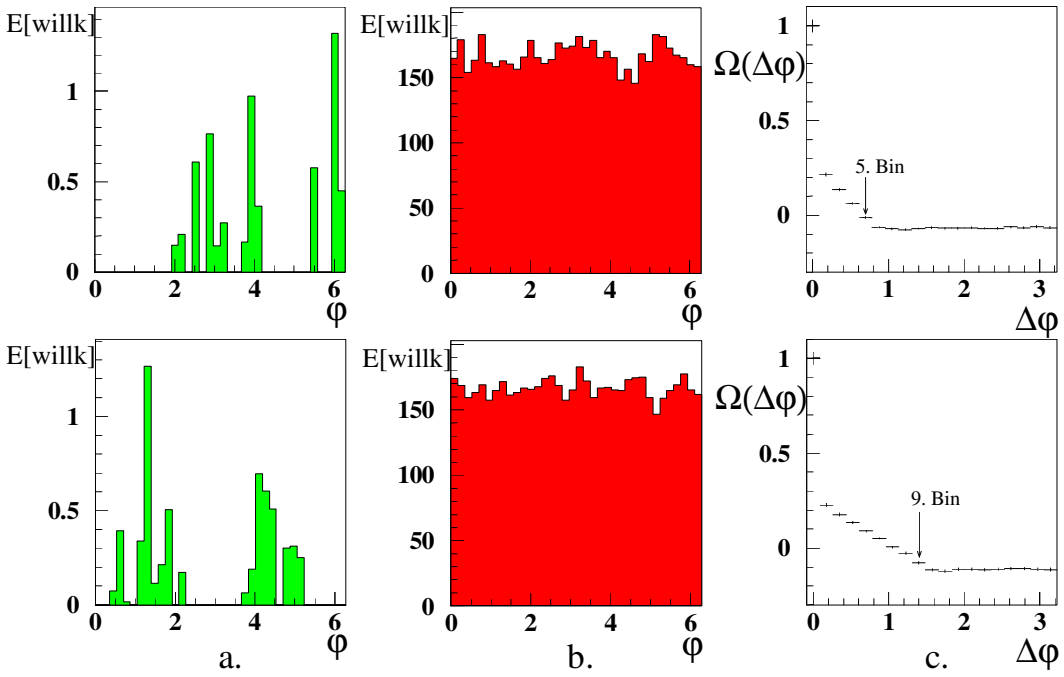


Abb. 6.8: Variation der in Gruppen aufgeteilten zusätzlichen Energie. Von a. nach c. sind der Energiefluß eines einzelnen Ereignisses, für 1000 Ereignisse und die sich ergebende Korrelationskurve zu sehen. Für die obere Zeile werden vier Gruppen von je fünf Bins Breite generiert, die untere Zeile zeigt das variierte Modell, in dem ebenfalls vier Gruppen jedoch mit je neun Bins Breite generiert werden.

Mischung von Topologien für Jet-Ereignisse und zusätzlicher Energie

Da die gemessenen Jet-Ereignisse stets von zusätzlicher Energie überlagert sind, widmet sich dieser Abschnitt Mischungen der Modelle der Jet-Ereignisse mit einigen Modellen zusätzlicher Energie. Die zur Mischung benutzten Ereignistopologien für Jet-Ereignisse sind die aus Abbildung 6.4d. Die Jets, die einen azimutalen Abstand von $\Delta\varphi = \pi \pm 0.73$ zueinander haben, werden mit den Topologien zusätzlicher Energie aus Abbildung 6.7b., d., und e. im Verhältnis 4:1 in der Energie gemischt. Die damit erzeugten φ-Korrelationen (Gleichung 6.2) sind in Abbildung 6.9 dargestellt. In den Mischungen für a., b. und d. ist jedes Jet-Ereignis mit zusätzlicher Energie überlagert worden, im Fall c. geschieht dies nur in jedem zweiten Ereignis. Die Gesamtenergie ist für jedes Ereignis gleich groß.

Für die Mischung mit der in Gruppen aufgeteilten Energie (Abbildung 6.9a.) ergibt sich eine geringe Änderung der Korrelation gegenüber den reinen Jet-Ereignissen (Abbildung 6.4d.). Es ist eine leichte Anhebung der Korrelation in der Kurzreichweite zu erkennen, dagegen nimmt die Korrelation in der Langreichweite für $\Delta\varphi > 2.2$ leicht

ab. In der Korrelation der Mischung mit der zufällig verteilten Energie (Abbildung 6.9b.) ist nahezu keine Veränderung festzustellen. Werden die Jet-Ereignisse mit zusätzlicher Energie zwischen den Jets überlagert (Abbildung 6.9c. und d.), so ergeben sich größere Unterschiede. Die Überlagerung bei fester Gesamtenergie führt zu einer Abnahme der Jet-Energie. Der Energiebetrag jedes einzelnen Bins liegt nun näher am Mittelwert, der über alle Bins gebildet wird. Dies hat eine generelle Abnahme der Korrelationen zur Folge. Erfolgt die Überlagerung nur in jedem zweiten Ereignis (Abbildung 6.9c.), so nähern sich die Korrelationen der Mischung und der reinen Jet-Ereignisse, wie zu erwarten war, wieder an.

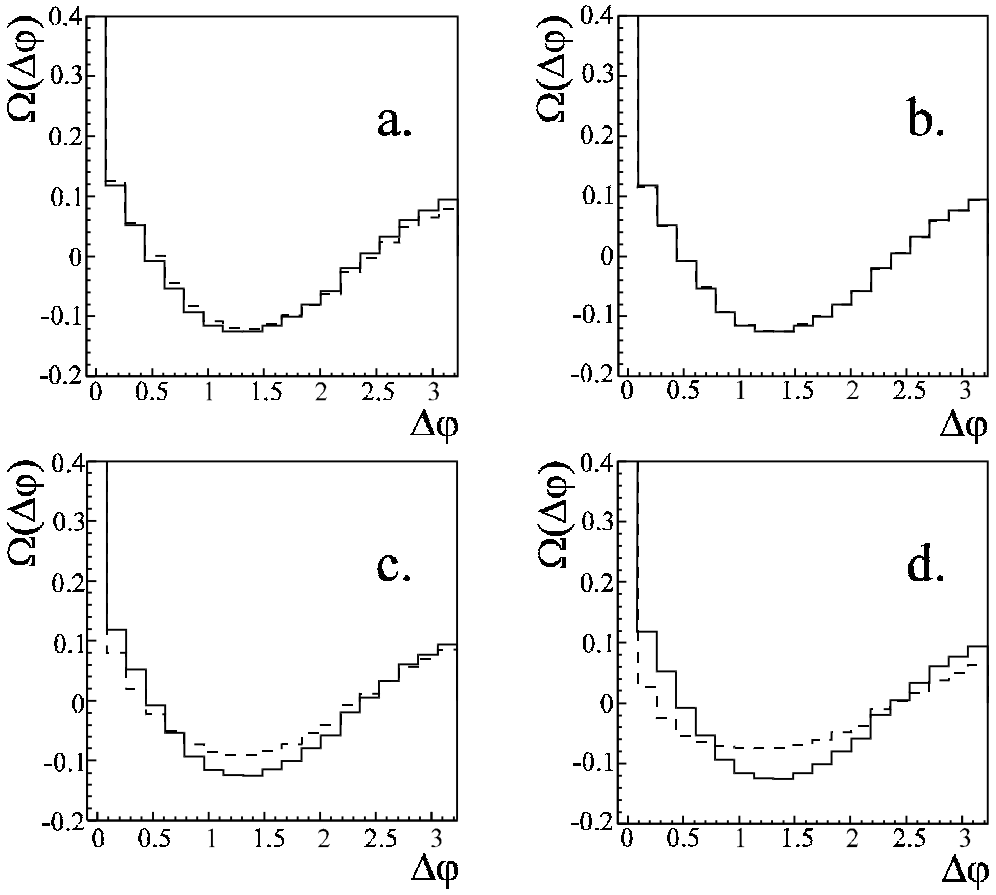


Abb. 6.9: Die φ-Korrelationen der Ereignistopologien für Jets (durchgezogene Linie), die einen azimutalen Abstand von $\Delta\varphi = \pi \pm 0.73$ zueinander haben, und Mischungen mit zusätzlicher Energie (gestrichelte Linien). In a. werden die Jets mit der in Gruppen aufgeteilten Energie aus Abbildung 6.7e., in b. mit der zufällig verteilten Energie aus Abbildung 6.7b. und in c. und d. Verhältnissen mit der zwischen Jets generierten zusätzlichen Energie aus Abbildung 6.7d. gemischt. In c. wird jedes zweite Ereignis mit zusätzlicher Energie gemischt, in d. jedes Ereignis.

6.4. Modelle der Energieverteilung in der Pseudorapidität

Im folgenden werden Modelle zur Energieflußtopologie in Abhängigkeit von der η-Richtung vorgestellt. Es werden Ereignistopologien für Jets und für zusätzliche Energie erzeugt. Der dabei erzeugte Energiefluß ist in Abbildung 6.10a.-e. zu sehen.

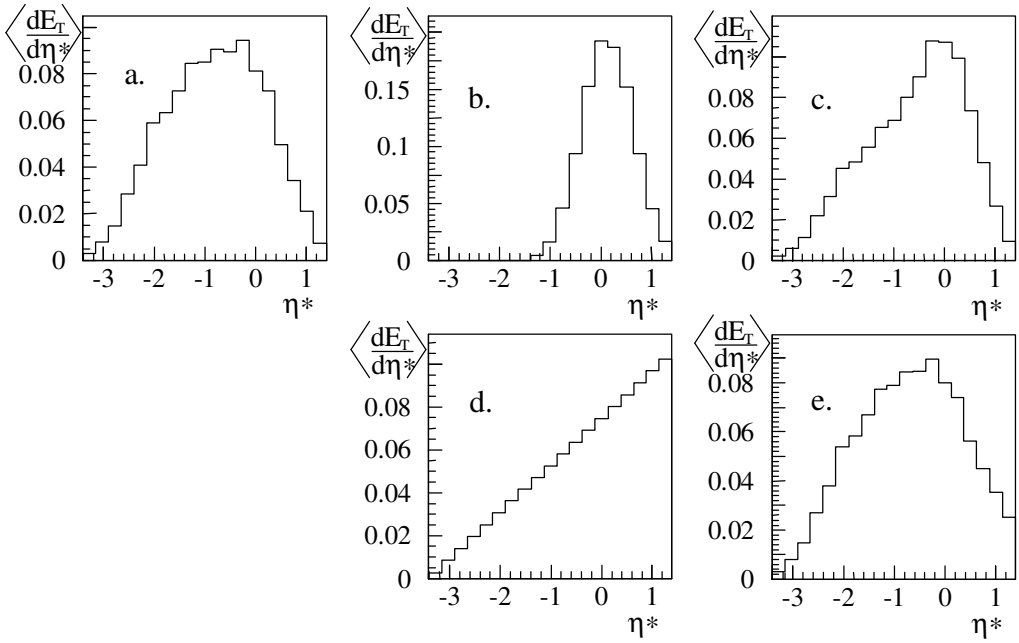


Abb. 6.10: Modelle des Energieflusses in η^*-Richtung für Ereignisse mit zwei Jets (a.), für zusätzlich im zentralen Bereich deponierte Energie (b.), für die 4:1-Mischung aus a. und b. (c.), für nach vorne hin ansteigende zusätzliche Energie (d.) und für die 4:1-Mischung aus a. und d. (e.).

Für das einfachste Modell der Jet-Ereignisse werden zwei Jets mit der Pseudorapidität η^*_{jets} und der Energie $E_{T,jet}$ erzeugt. Die Erzeugung erfolgt wie im Falle der φ-Richtung, wobei die gaußförmige Einhüllende eine Breite von $\sigma = \pm 0.32$ in Einheiten der Pseudorapidität hat. In Teilbild b. ist eine im zentralen Pseudorapiditätsbereich der Photon-Proton-Streuung zusätzlich deponierte transversale Energie illustriert, das Teilbild c. zeigt die Mischung der Energieflüsse aus a. und b., die im Verhältnis 4:1 für die Energie erfolgt. Die zentral deponierte transversale Energie wird um das Bin $\eta^* = 0$ herum gaußisch mit mit einer Breite von zwei Bins erzeugt. Sie soll den zusätzlichen Energiefluß durch Vielfachwechselwirkungen modellieren, die ihre Energie im wesentlichen im zentralen Bereich des Photon-Proton-Systems deponieren [eng95c]. Hierbei werden die Bins unterhalb der einhüllenden Gaußkurve mit einer Wahrscheinlichkeit von 60 % gefüllt. Der Funktionswert der Einhüllenden ergibt, gaußisch mit einer Breite von 2 % verschmiert, den Energiebetrag der in das Bin gefüllt wird. Die Gesamtenergie wird in allen Modellen konstant gehalten. Das Teilbild d. illustriert eine mit der Pseudorapidität steigende zusätzliche Energie, und in e. ist der Energiefluß der 4:1-Mischung von a. und d. dargestellt.

Die η^*-Korrelation wird mit der Gleichung 6.4 mit einer Normierung auf die erzeugte totale transversale Energie eines Ereignisses berechnet.

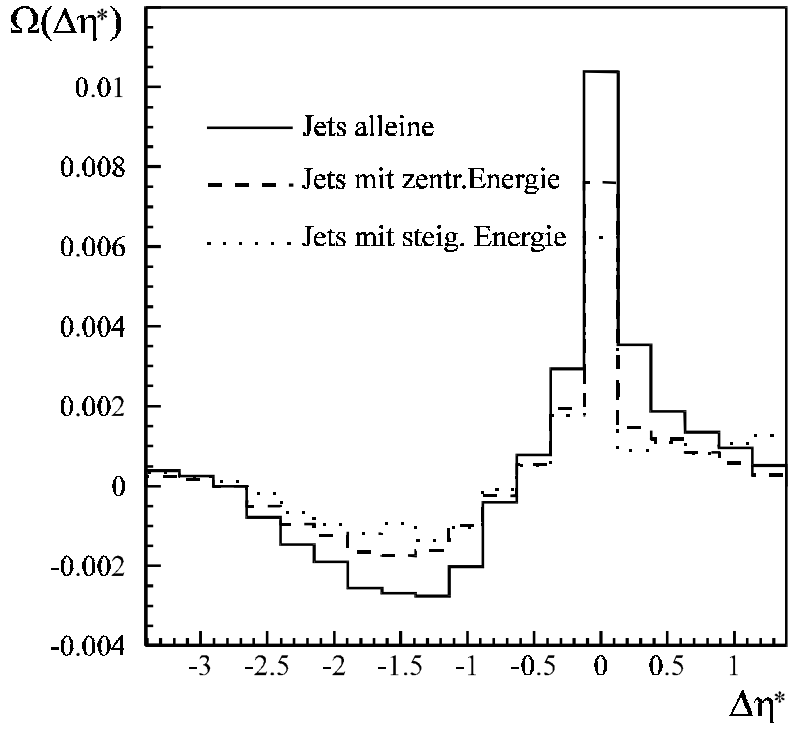


Abb. 6.11: Die Korrelationsverläufe der gemischten Modelle der Ereignistopologien in der η^*-Richtung. Die durchgezogene Linie zeigt den Korrelationsverlauf für die reinen Jet-Ereignisse in Abb. 6.10a., die gestrichelte den der Mischung aus Jet-Ereignis und zentral verteilter Energie in Abb. 6.10c. und die gepunktete den der Mischung aus Jet-Ereignis und ansteigender zusätzlicher Energie in Abb. 6.10e..

Wird im zentralen Bereich zusätzlich Energie deponiert, die unabhängig von der gefundenen restlichen Energie des Ereignisses ist, so sinken die Korrelationswerte im gesamten Bereich. Im Falle der stetig steigenden zusätzlichen Energie steigt zumindest in Vorwärtsrichtung bei $\Delta\eta^* > 0.8$ die Korrelation über die der reinen Jet-Ereignisse.

6.5. Korrelationsanalyse

Die Korrelationsanalyse wird für die Richtungen in φ und η, wie vorher beschrieben, getrennt durchgeführt. Sie basiert dabei auf dem High-E_T-Datensatz, wie er in Kapitel 5 definiert wurde. Im ersten Abschnitt werden die φ-Korrelationen nach Gleichung 6.2 für die verschiedenen Monte-Carlo-Simulationen und die Daten vorgestellt und interpretiert. Später werden die Daten auf das Teilchenniveau korrigiert. Danach wird die Bestimmung der Korrelationen in der Pseudorapiditäts-Richtung vorgestellt. Für diese werden die Korrelationsverläufe der zwei vorgestellten Korrelationsfunktionen (Gleichung 6.3 und 6.4) wiedergegeben.

6.5.1. Korrelation in Azimut-Richtung

Die Berechnung der Korrelation in φ-Richtung erfolgt mittels Gleichung 6.2. In den Korrelationsverläufen wird die Eigenkorrelation im weiteren Verlauf nicht gezeigt. Die Abbildung 6.12 zeigt die φ-Korrelation der Daten im Vergleich zu den Monte-Carlo-Ereignissen auf Detektorniveau (a.). Für die Simulationen sind in b. zudem die Korrelationen auf Teilchenniveau dargestellt.

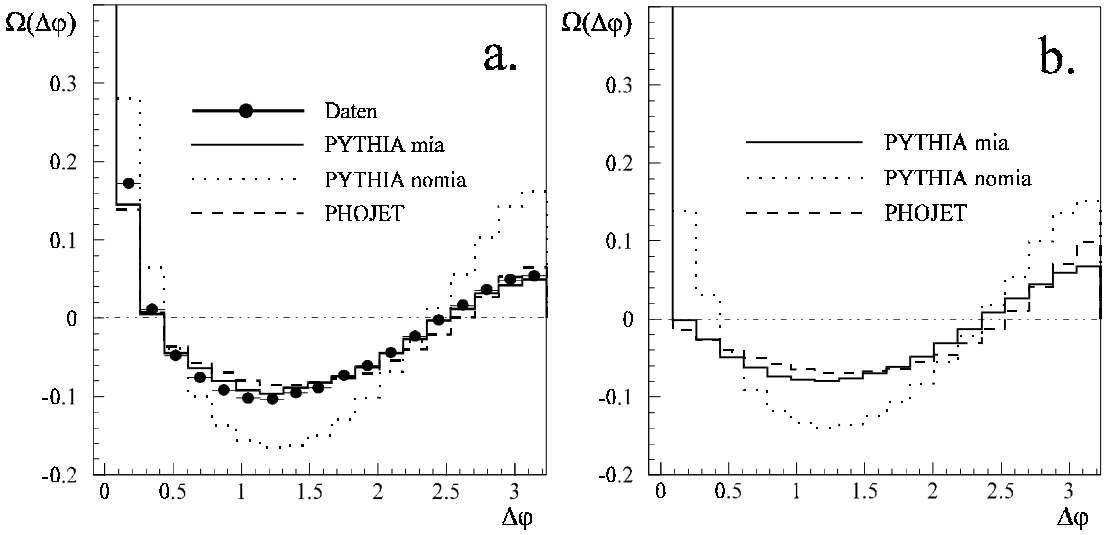


Abb. 6.12: Die Korrelation in φ-Richtung für Daten (Punkte), PYTHIA mit Vielfachwechselwirkung (mia, durchgezogene Linie), PYTHIA ohne Vielfachwechselwirkung (nomia, gepunktete Linie) und PHOJET (gestrichelte Linie) auf Detektorniveau (a.) und für die Simulationen auf Teilchenniveau (b.). Zusätzlich ist die Null-Linie eingezeichnet (strichpunktierte Linie). Der statistische Fehler der Daten ist kleiner als die eingezeichneten Punkte.

Für beide Niveaus wird ein totaler transversaler Energiefluß von $E_T \geq 27\,\mathrm{GeV}$ im Bereich $-1.4 < \eta < 3.4$ verlangt, im Falle des Detektorniveaus innerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters und im Falle des Teilchenniveaus wird die transversale Energie aller in diesem Winkelbereich befindlichen stabilen Teilchen aufsummiert.

Die φ-Korrelation der Daten werden mit denen der PYTHIA- und PHOJET-Simulationen auf Detektorniveau (a.) verglichen. Nur bei kleinen ($\Delta\varphi < 0.5$) und großen Abständen ($\Delta\varphi > 2.5$) ist eine positive Korrelation zu erkennen. Die Überhöhung bei $\Delta\varphi = \pi$ wird hauptsächlich durch die Erhaltung des transversalen Impulses erzwungen. Durch den Schnitt auf die gesamte transversale Energie E_T innerhalb des Bereiches des Flüssig-Argon-Kalorimeters wird durch eine positive Korrelation zu $\Delta\varphi = \pi$ hin eine negative Korrelation im Zwischenbereich erzeugt. Im Falle des PYTHIA-Generators wird ein mit Vielfachwechselwirkungen (mia) erzeugter Ereignissatz und einer ohne Vielfachwechselwirkungen (nomia) analysiert. Die Daten werden durch PYTHIA-mia und PHOJET beschrieben, etwas besser durch PYTHIA-mia, die Beschreibung durch PYTHIA-nomia mißlingt. Die Daten sind nur mit einem zu-

sätzlich auftretenden unabhängigen Energiefluß, wie der durch Vielfachwechselwirkungen erzeugte, erklärbar. Ohne Vielfachwechselwirkungen (PYTHIA-nomia) zeigen die positiven und negativen Korrelationen im gesamten Bereich eine zu starke Ausprägung. Wird innerhalb eines Ereignisses zusätzlich Energie erzeugt, die wie die Vielfachwechselwirkungen unabhängigen von der restlichen deponierten Energie ist, so gehen die Korrelationen zurück, wie es schon in den Mischungen der einfachen Modelle (Abbildung 6.9c. und d.) zu sehen war. Ein Vergleich mit diesen Mischungen zeigt gute Übereinstimmung mit den erhaltenen φ-Korrelationen auf Detektorniveau.

Beim Übergang vom Detektor- zum Teilchenniveau (Teilbild b.) gehen die Korrelationen im Bereich $0 < \Delta\varphi < 2.5$ zurück, was durch den Wegfall der Energieverschmierung durch den Detektor bedingt ist. Auf Detektorniveau kann das Aufschauern eines Teilchens im Kalorimeter dazu führen, daß seine Energie auf mehrere Bins verteilt wird. Dieser Effekt ist vor allem im Bereich sehr kleiner $\Delta\varphi$ der Fall. Auf dem Detektorniveau gibt es nur eine kleine kurzreichweitige Korrelation im zweiten Bin ($\Delta\varphi \approx 0.175$), die beim Übergang zum Teilchenniveau (b.) der Monte-Carlo-Ereignisse vollständig verschwindet. Im Bereich $\Delta\varphi \approx \pi$ ist beim Übergang zum Teilchenniveau eine Erhöhung der Korrelation zu beobachten, da die aus der Streuung auslaufenden Partonen, und damit die entsprechenden Jets, in diesem Niveau stärker in φ-Richtung korreliert sind.

Die Datensätze der Simulationen sind auf Teilchen- und Detektorniveau in den dargestellten Korrelationen unterschiedlich, da auf beiden Niveaus jeweils auf $E_T \geq 27\,\mathrm{GeV}$ geschnitten wird. Auf Detektorniveau wird im Mittel weniger Energie gefunden als auf Teilchenniveau erzeugt wird, wodurch einige Ereignisse beim Übergang verlorengehen.

Jets erzeugen kurz- und in langreichweitig eine höhere Korrelation und im mittleren Bereich eine größere negative Korrelation, was in Abbildung 6.13 zu erkennen ist. Die Daten werden durch die PYTHIA-mia-Simulation sehr gut beschrieben (Teilbild a.). In dem dort dargestellten Ereignissatz wurde zusätzlich zu den Schnitten des High-E_T-Datensatzes die Rekonstruktion mindestens zweier Jets mit $E_{T,jet} \geq 7\,\mathrm{GeV}$ gefordert. Ungefähr 11 % der Ereignisse erfüllen diesen Schnitt. Auf einen Vergleich der Daten mit der PYTHIA-nomia-Simulation wird in diesem Fall verzichtet, da diese die Daten nicht beschreiben kann (Abbildung 6.12).

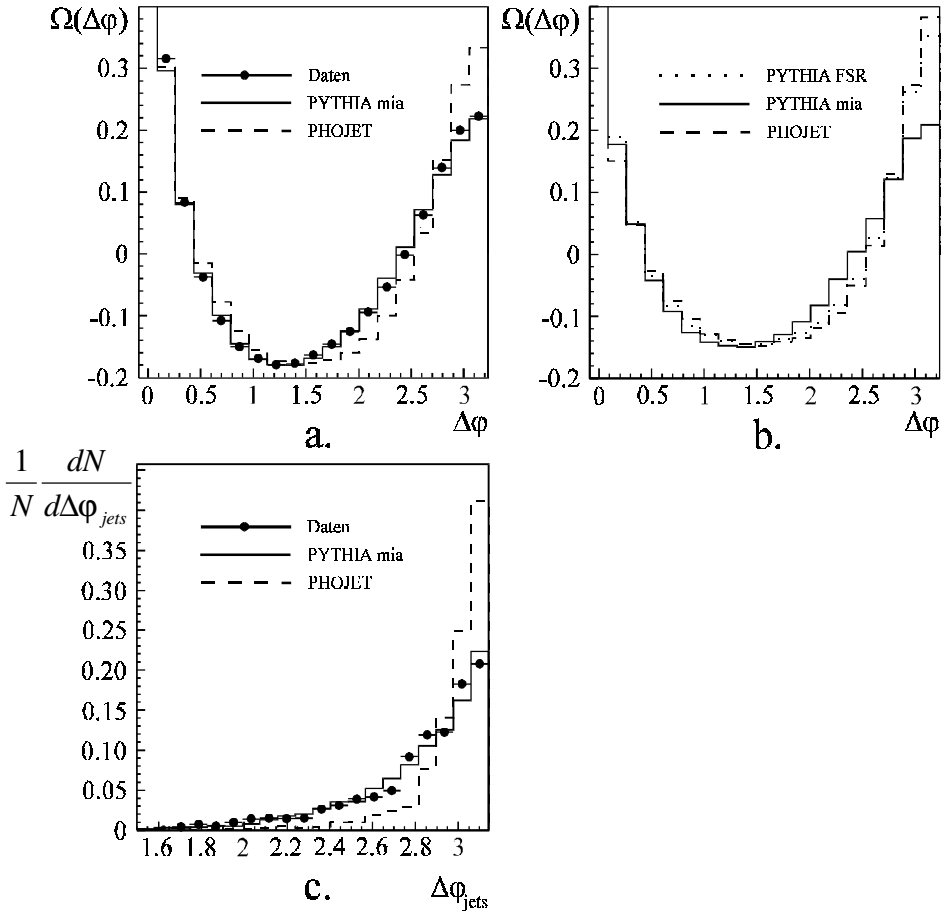


Abb. 6.13: Der Verlauf der φ-Korrelation für den High-E_T-Datensatz mit der zusätzlichen Forderung nach zwei Jets auf Detektorniveau (a.) und für die Simulationen auf Teilchenniveau (b.). Die Daten (Punkte) werden verglichen mit PHOJET (gestrichelte Linie) und PYTHIA-mia (durchgezogene Linie). Die gepunktete Linie in b. gibt den Verlauf für die PYTHIA-mia-Simulation mit Partonschauern nur im Endzustand (FSR) wieder. Das Teilbild c. zeigt den azimutalen Abstand der Jets für Daten und Simulationen auf Detektorniveau. Die statistischen Fehler sind kleiner als die dargestellten Punkte.

In Abbildung 6.13a.-c. ist auch der wesentliche Unterschied der Monte-Carlo-Generatoren PYTHIA und PHOJET erkennbar. Im Gegensatz zu PYTHIA verfügt PHOJET nicht über Abstrahlungen durch Partonschauer im Anfangszustand (Abschnitt 3.3.3.). Dies hat zur Folge, daß die Verteilung des Jet-Abstandes in der Azimut-Richtung um den Wert $\Delta\varphi_{jets} = \pi$ schmaler ist (Abbildung 6.13c.). Dadurch ist bei PHOJET die Korrelation um $\Delta\varphi_{jets} = \pi$ stärker ausgeprägt. Beim Übergang vom Detektor- zum Teilchenniveau zeigen die Simulationen qualitativ die gleichen Veränderungen wie in Abbildung 6.12. Wird in der PYTHIA-Simulation die Erzeugung der Partonschauer im Anfangszustand abgeschaltet (PYTHIA-FSR), so nähert sich der Korrelationsverlauf im Teilchenniveau dem der PHOJET-Simulation an (Teilbild b.). Die kurzreichweitige Korrelation bis $\Delta\varphi \approx 0.5$ wird jedoch von beiden Monte-Carlo-Ereignissätzen ungefähr gleich beschrieben, da diese hierbei von den

Jets in den Ereignissen dominiert wird. Dies deutet darauf hin, daß die Jets für sich allein genommen von PYTHIA und PHOJET gleich beschrieben werden. Das Minimum des Korrelationsverlaufes ist für PHOJET-Ereignisse zu höheren $\Delta\varphi$-Werten verschoben, da der mittlere Jet-Abstand im Azimut näher bei $\Delta\varphi_{jets} = \pi$ liegt. Dieses Verhalten ist schon in den Modellen der Ereignistopologien in den Abbildungen 6.5 und 6.6 zu erkennen.

Die betrachteten Energie-Energie-Korrelationen sind gemittelte Werte. Zusätzliche Informationen liefern die Verteilungen der Korrelationswerte. In Abbildung 6.14 sind die Verteilungen beispielhaft für das zweite ($\Delta\varphi \approx 0.35$) und achte ($\Delta\varphi \approx 1.40$) Korrelationsbin aus Abbildung 6.12 für die Daten und Monte-Carlo-Simulationen auf Detektorniveau dargestellt.

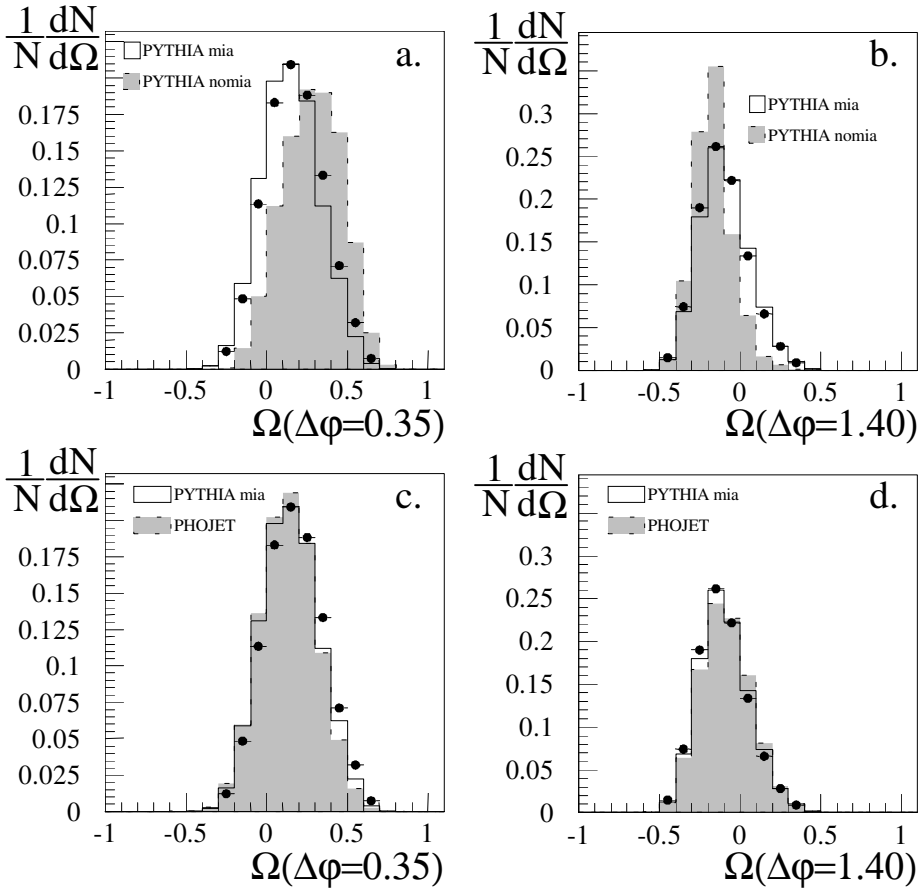


Abb. 6.14: Die Verteilung der Korrelationswerte des zweiten (a.,c.) und achten (b.,d.) Korrelationsbins auf Detektorniveau für die φ-Korrelation. Die Punkte zeigen die Verteilung für Daten, die durchgezogene Linie stellt PYTHIA-mia, das gestrichelte, grau ausgefüllte Histogramm in a. und b. PYTHIA-nomia und in b. und d. PHOJET dar.

Nicht nur die Mittelwerte, sondern auch die Breite der Verteilung der Korrelationswerte wird durch PHOJET und PYTHIA-mia wiedergegeben. Die Breite wird durch zusätzliche unabhängige Energie im Ereignis bestimmt. Sind nur Jets vorhanden, so ergibt sich ein ausgeprägter Korrelationsverlauf. Zusätzliche unabhängige

Energie verringert die Korrelationen. Dies ist schon in den Modellen gezeigt worden. Desweiteren führt zusätzliche Energie zu einer Verbreiterung der Verteilung der Korrelationswerte. Innerhalb des PYTHIA-mia-Generators werden, wie schon gesagt wurde, pro Ereignis im Mittel 1.7 Wechselwirkungen generiert. Ohne diese Vielfachwechselwirkungen (PYTHIA-nomia) läßt sich auch die Breite nicht beschreiben. Das zweite Korrelationsbin bildet hierbei die Ausnahme unter den 19 Korrelationsbins.

6.5.1.1. Korrektur auf das Teilchenniveau

Das Ziel dieses Abschnittes ist es, die φ-Korrelation auf dem Teilchenniveau, wie es in Kapitel 4 definiert wurde, darzustellen. Die Korrektur auf das Teilchenniveau erfolgt in drei Schritten:

1. Korrektur des transversalen Energieflusses im Laborsystem in Abhängigkeit von der Pseudorapidität,
2. Berechnung der Korrelation mit dem korrigierten Energiefluß,
3. binweise Korrektur der Verteilungen der Korrelationen des zweiten Schrittes.

1. Schritt: Korrektur des transversalen Energieflusses

Die Korrektur erfolgt für den im Laborsystem gemessenen Energiefluß in Abhängigkeit von η, da nur im Laborsystem die Akzeptanzen der einzelnen Detektorbereiche berücksichtigt werden können. Mit den so erhaltenen Korrekturfaktoren wird die gemessene transversale Energie innerhalb des $\eta\varphi$-Gitters des Detektorniveaus η-abhängig korrigiert. Abbildung 6.15 zeigt die η-Verteilung des Energieflusses simulierter Ereignisse des PYTHIA-Generators mit (Abbildung 6.15a., b.) und ohne (Abbildung 6.15c. und d.) Vielfachwechselwirkungen. Die Verteilung für die PHOJET-Simulation wird hier betrachtet. Sie entspricht dem der PYTHIA-mia-Simulation mit Vielfachwechselwirkungen. Zur Bestimmung der Korrekturfunktion werden Ereignisse selektiert, deren transversaler Energiefluß die Bedingung $E_{T,teil} \geq 27\,\text{GeV}$ im Pseudorapiditätsbereich $-1.4 < \eta < 3.4$ auf Teilchenniveau erfüllt. Für die Ereignisse des Teilchenniveaus werden keine Schnitte, die auf Detektorgrößen basieren, verwendet. Der auf Teilchenniveau generierte transversale Energiefluß ist im allgemeinen größer als der auf Detektorniveau meßbare. Deshalb werden für das Detektorniveau alle Schnitte des High-E_T-Datensatzes bis auf den Schnitt auf die transversale Energie angewendet. Der in den Simulationen auftretende $\hat{p}_T$-Schnitt und die Einschränkungen durch die Wahl der Trigger und Klassifizierugsgruppen haben keinen Einfluß auf die Energieverteilung der gewählten Selektion. Somit ist gewährleistet, daß Migrationen berücksichtigt werden können. Die Division der Energieverteilungen in der Pseudorapidität für das Teilchen- und Detektorniveau dieser Ereignisse ergibt die η-abhängige Korrekturfunktion (Abbildung 6.15b., d.).

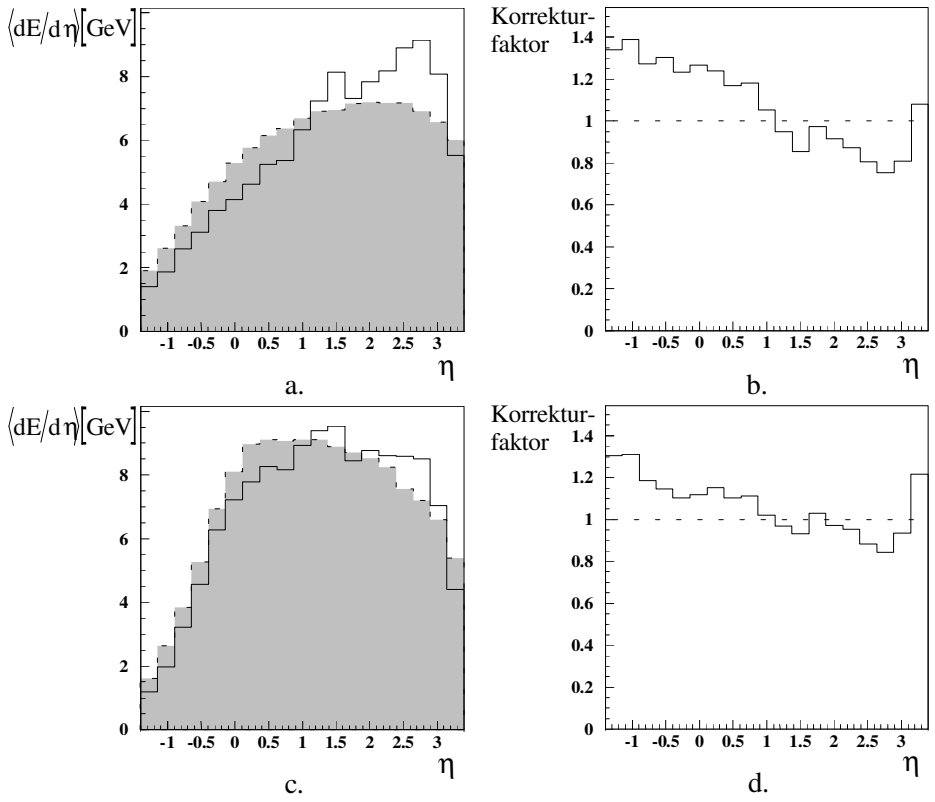


Abb. 6.15: Der Energiefluß (a.,c.) für Ereignisse des PYTHIA-Generators mit (a.,b.) und ohne Vielfachwechselwirkungen (c.,d.) auf Teilchenniveau (grau schattiertes Histogramm) und auf Detektorniveau (durchgezogene Linie). Die Teilbilder b. und d. zeigen die durch die Division der Histogramme aus a. und c. erzeugten η-abhängigen Korrekturfaktoren für PYTHIA-mia (b.) und für PYTHIA-nomia (d.).

Der Energiefluß auf Detektorniveau ist im vorderen Bereich ($\eta > 1.1$) größer und im hinteren Bereich ($\eta < 1.1$) kleiner als auf Teilchenniveau. Dies wird durch verschiedene Effekte verursacht:

- Rauschunterdrückung und passives Material vor den Kalorimetern vermindern die rekonstruierte Energie im gesamten Kalorimeter.
- Im vorderen Bereich erhöhen sekundärgestreute Teilchen den transversalen Energiefluß (Abbildung 6.16).

Im vorderen Bereich wird die Verminderung des transversalen Energieflusses durch die sekundärgestreuten Teilchen überkompensiert. Sind die Energiedepositionen dort klein, so erzeugen die sekundärgestreuten Teilchen, obwohl sie nur wenig Energie deponieren, einen großen prozentualen Unterschied im Energiefluß zwischen Detektor- und Teilchenniveau.

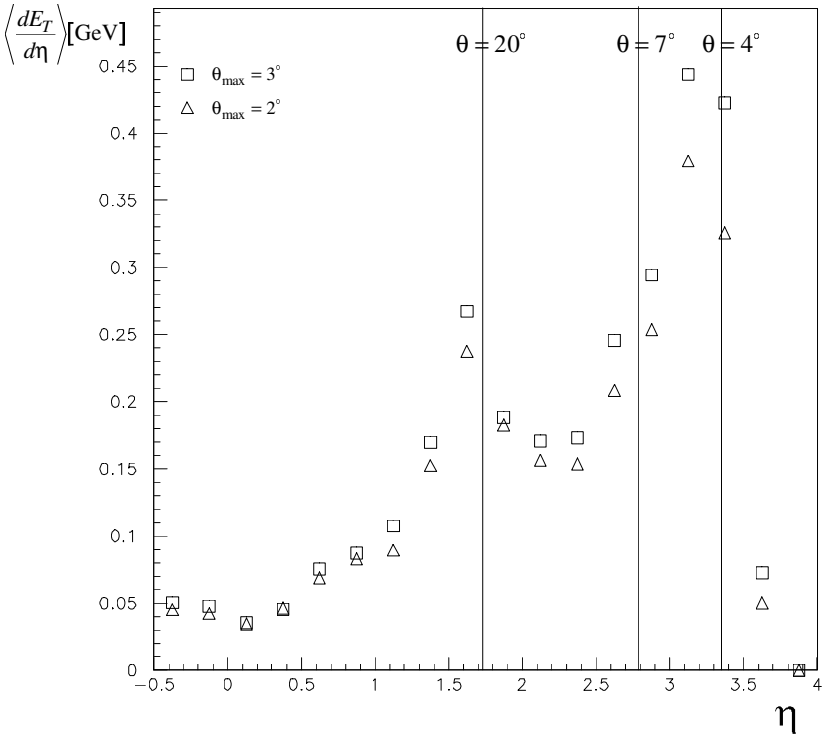


Abb. 6.16: Differentieller transversaler Energiefluß sekundärgestreuter Teilchen, die in einem maximalen Winkel von 2° und 3° erzeugt werden, in Abhängigkeit von der Pseudorapidität. Zusätzlich sind drei Winkel eingezeichnet, bei denen sich Grenzen benachbarter Kalorimeterelemente befinden [con96b].

Mit wachsender Pseudorapidität nimmt die durch diese Teilchen deponierte transversale Energie von ungefähr 0.05 GeV auf 0.45 GeV relativ steil zu. Die Spitze im Verlauf bei $\eta \approx 1.5$ ($\theta \approx 20^\circ$) ist Folge der Überlagerung der Kalorimeter-Module IF1E, OF1H, FB2H und FB2E. Auch in Abbildung 6.15b. und d. ist dieser Effekt bei $\eta \approx 1.5$ in einer kleinen Spitze deutlich zu sehen. Bei einem transversalen Energiefluß von ungefähr 5 GeV pro Bin im vorderen Bereich können diese sekundärgestreuten Teilchen einen erheblichen Anteil an der rekonstruierten transversalen Energie haben.

2. Schritt: Korrelation mit dem korrigierten Energiefluß

Nach diesem ersten Korrekturschritt erfolgt die Berechnung der Korrelationen mit dem korrigierten Energiefluß. Abbildung 6.17 zeigt die Auswirkungen des ersten Korrekturschrittes auf die Verteilungen der Korrelationswerte des zweiten und achten Bins der φ-Korrelation aus Abbildung 6.12. Es wird die φ-Korrelation innerhalb der Ereignisse des PYTHIA-mia-Generators auf Teilchen- und Detektorniveau berechnet, wobei in beiden Niveaus auf $E_T > 27\,\text{GeV}$ innerhalb $-1.4 < \eta < 3.4$ geschnitten wird. Da auf Detektorniveau weniger Energie rekonstruiert als auf Teilchenniveau generiert wird, sind die Ereigniszahlen stark unterschiedlich (Abbildung 6.17a., b.), nach der Korrektur des Energieflusses sind sie nahezu identisch (Abbildung 6.17c., d.). Die Auswirkungen auf die Korrelationswerte, die die Mittelwerte der gezeigten Verteilungen sind, sind nur gering.

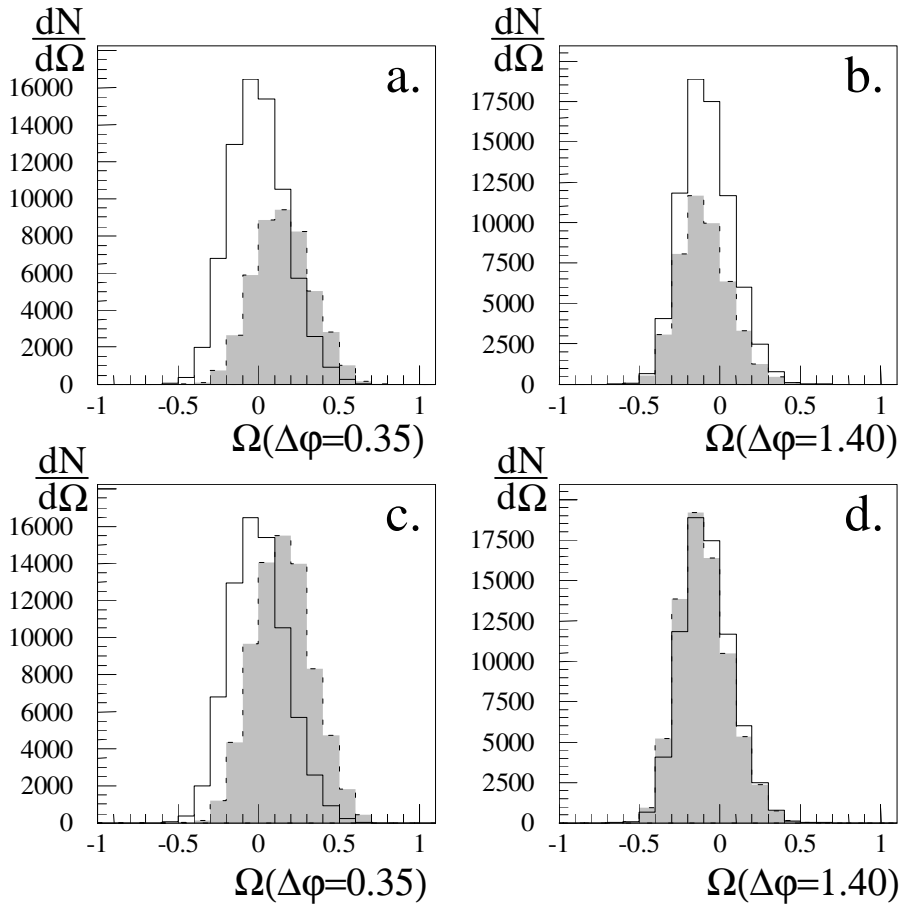


Abb. 6.17: Die Verteilung der Korrelationswerte des zweiten (a.,c.) und achten Bins (b.,d.) aus Abbildung 6.12 der φ-Richtung für die PYTHIA-mia-Simulation auf Teilchen- (durchgezogene Linie) und Detektorniveau (graue Histograme) vor (a.,b.) und nach der Korrektur des Energieflusses (c.,d.).

3. Schritt: Binweise Korrektur der Verteilungen des zweiten Schrittes

Die Korrektur der Verteilungen aus Abbildung 6.17c. und d. erfolgt durch binweise Division der Verteilung des Teilchenniveaus durch diejenige des korrigierten Detektorniveaus. Dies ist möglich, da die Korrelationswerte der beiden Niveaus stark korreliert sind. Für das zweite Bin muß jedoch zuerst auf den Mittelwert der Verteilung korrigiert werden, da die Korrelationswerte zueinander verschoben sind. Die Abbildung 6.18 stellt den Korrelationsverlauf in φ-Richtung nach der Korrektur auf Teilchenniveau für Daten verglichen mit dem Teilchenniveau der PYTHIA-mia- und PHOJET-Simulation dar. Die korrigierte φ-Korrelation zeigt im wesentlichen den Verlauf der PYTHIA-mia-Simulation. In Grenzen ist sie auch noch durch die PHOJET-Simulation beschreibbar. Zudem hat der Vergleich zwischen PYTHIA und PHOJET die Bedeutung der Partonschauer im Anfangszustand gezeigt.

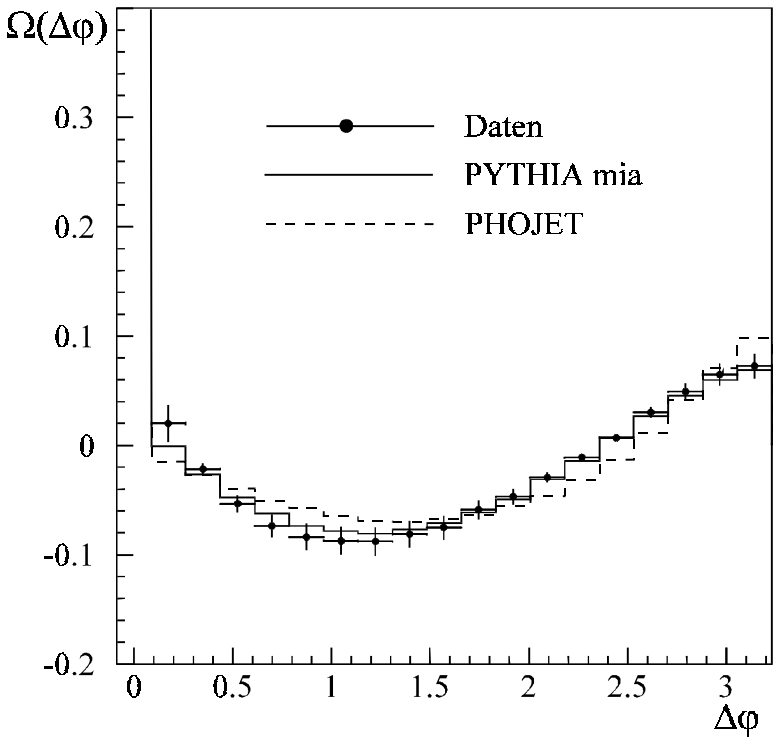


Abb. 6.18: Die auf Teilchenniveau korrigierte φ-Korrelation. Neben den Daten (Punkte) sind die Teilchenniveaus der PYTHIA-mia- und der PHOJET-Simulation dargestellt. Es sind nur die Fehlerbalken des Gesamtfehlers sichtbar.

Konsistenz des Korrekturverfahrens

Um das Korrekturverfahren zu testen, wird das Detektorniveau der PYTHIA-nomia- und der PHOJET-Simulation mit Hilfe des mit der PYTHIA-mia-Simulation gewonnenen Korrekturverfahrens auf das Teilchenniveau korrigiert. Abbildung 6.19 belegt, daß die korrigierten Detektorniveaus annähernd mit den Teilchenniveaus übereinstimmen. Es gibt eine kleine systematische Verschiebung der Korrelationswerte bei PYTHIA-nomia. Diese Verschiebung zeigt, daß die Korrektur für die PYTHIA-nomia-Simulation bis zu ungefähr 70 % gelingt. Die PYTHIA-mia-Simulation beschreibt jedoch die Daten auf Detektorniveau gut.

Da der Verlauf der Korrelation in der PYTHIA-mia-Simulation stark unterschiedlich im Vergleich zur PYTHIA-nomia-Simulation ist, zeigt dies die Konsistenz des Korrekturverfahrens.

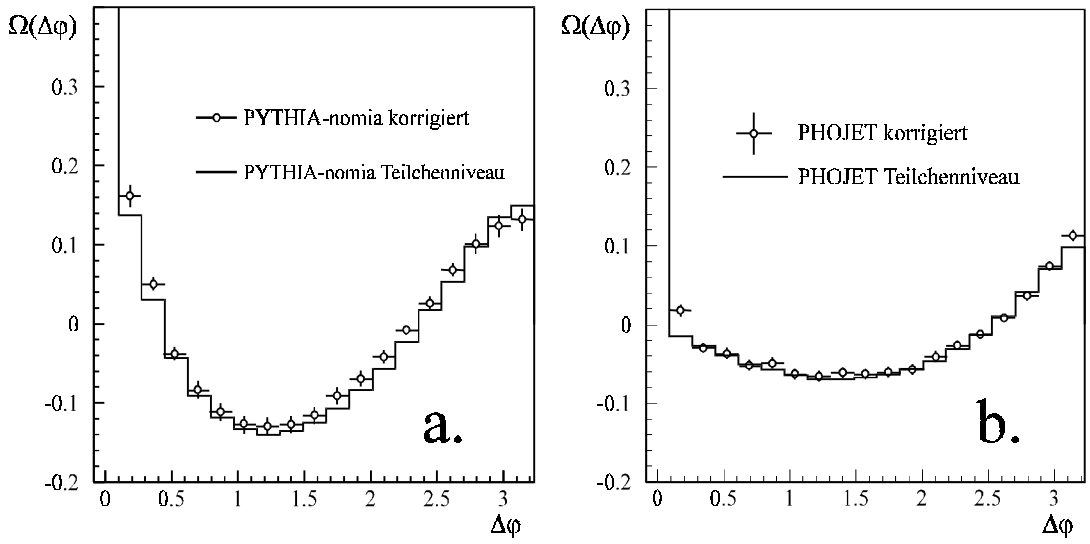


Abb. 6.19: Das Teilchenniveau (durchgezogene Linie) der PYTHIA-nomia- (a.) und der PHOJET-Simulation (b.) verglichen mit dem korrigierten Detektorniveau (Punkte).

6.5.1.2. Fehlerabschätzung

Neben dem statistischen Fehler σ^{stat} treten in der Berechnung des Korrelationsverlaufes in der Azimut-Richtung mehrere wesentliche systematische Fehler auf. Hierzu tragen die folgenden Quellen bei:

- Die Energieskala des Kalorimeters, deren Unsicherheit bei 5% liegt [h1 94], erzeugt den Beitrag σ^{skal};
- die Korrektur des Energieflusses erzeugt σ^{eflu};
- die Korrektur der Korrelationswerte der einzelnen Bins erzeugt σ^{korr}.

Der durch die Unsicherheit der Energieskala verursachte Fehler σ^{skal} wird durch eine kontinuierliche Änderung des Energie-Schnittes $E_{T,tot} > 27$ GeV in 1 %-Schritten von 1 % bis 5 % untersucht. Die neu erhaltenen Korrelationsverläufe ergeben eine konservative Abschätzung des dadurch verursachten systematischen Fehlers σ^{skal}. Der relative Fehler dieser Unsicherheit beträgt ungefähr 14 % vom Korrelationswert.

Eine Skalenunsicherheit von Bin zu Bin wird durch eine Variation der Energie in der Hälfte der Bins um bis zu 3 % [ebe96] bestimmt. Im schlechtesten Fall verändern sich die Korrelationswerte um ungefähr 1 %. Diese Unsicherheit ist dem durch die Unsicherheit der Energieskala verursachten relativen Fehler vernachlässigbar.

Als nächstes wird der Fehler der Energieflußkorrektur σ^{eflu} abgeschätzt. In Abbildung 6.15 ist der Energiefluß für Ereignisse der PYTHIA-mia- und der PYTHIA-nomia-Simulation und die daraus gewonnenen Korrekturfaktoren dargestellt. Diese Variation der Korrekturfaktoren und ihre Auswirkung auf die Korrelation ist in σ^{eflu} zusammengefaßt.

Als letzter kommt der Fehler der Korrektur der Korrelationswerte σ^{korr} hinzu. Dieser wird aus den Verteilungen der Korrelationswerte auf Detektor- und Teilchenniveau (Abbildung 6.17) bestimmt. Die Unsicherheit der Korrekturfaktoren für die einzelnen Bins der Verteilungen aus Abbildung 6.17c. und d. erzeugen den Fehlerbeitrag σ^{korr}.

Die Tabelle 6.1 faßt die Korrelationswerte und die statistischen sowie systematischen Fehlerbeiträge zusammen.

	Die Werte der φ-Korrelation $\Omega(\Delta\varphi) \pm \sigma^{stat} \pm \sigma^{skal} \pm \sigma^{korr} \pm \sigma^{eflu}$
$\Delta\varphi = 0.174$:	$0.0201 \pm 0.0019 \pm 0.0030 \pm 0.0158 \pm 0.0006$
$\Delta\varphi = 0.349$:	$-0.0215 \pm 0.0011 \pm 0.0030 \pm 0.0035 \pm 0.0006$
$\Delta\varphi = 0.523$:	$-0.0534 \pm 0.0011 \pm 0.0076 \pm 0.0006 \pm 0.0015$
$\Delta\varphi = 0.698$:	$-0.0737 \pm 0.0011 \pm 0.0104 \pm 0.0003 \pm 0.0021$
$\Delta\varphi = 0.872$:	$-0.0837 \pm 0.0011 \pm 0.0118 \pm 0.0011 \pm 0.0024$
$\Delta\varphi = 1.047$:	$-0.0872 \pm 0.0011 \pm 0.0124 \pm 0.0017 \pm 0.0025$
$\Delta\varphi = 1.221$:	$-0.0879 \pm 0.0011 \pm 0.0126 \pm 0.0018 \pm 0.0025$
$\Delta\varphi = 1.396$:	$-0.0813 \pm 0.0012 \pm 0.0115 \pm 0.0017 \pm 0.0023$
$\Delta\varphi = 1.570$:	$-0.0752 \pm 0.0012 \pm 0.0106 \pm 0.0016 \pm 0.0021$
$\Delta\varphi = 1.745$:	$-0.0589 \pm 0.0012 \pm 0.0090 \pm 0.0017 \pm 0.0017$
$\Delta\varphi = 1.919$:	$-0.0470 \pm 0.0011 \pm 0.0069 \pm 0.0016 \pm 0.0013$
$\Delta\varphi = 2.094$:	$-0.0291 \pm 0.0011 \pm 0.0043 \pm 0.0016 \pm 0.0008$
$\Delta\varphi = 2.268$:	$-0.0112 \pm 0.0011 \pm 0.0017 \pm 0.0013 \pm 0.0003$
$\Delta\varphi = 2.443$:	$0.0072 \pm 0.0011 \pm 0.0010 \pm 0.0011 \pm 0.0002$
$\Delta\varphi = 2.617$:	$0.0303 \pm 0.0012 \pm 0.0044 \pm 0.0013 \pm 0.0009$
$\Delta\varphi = 2.792$:	$0.0492 \pm 0.0012 \pm 0.0072 \pm 0.0011 \pm 0.0014$
$\Delta\varphi = 2.970$:	$0.0648 \pm 0.0013 \pm 0.0096 \pm 0.0011 \pm 0.0018$
$\Delta\varphi = 3.141$:	$0.0725 \pm 0.0018 \pm 0.0105 \pm 0.0013 \pm 0.0020$

Tab. 6.1: Die Korrelationswerte $\Omega(\Delta\varphi)$ der φ-Richtung mit den statistischen und systematischen Fehlern.

Abgesehen von einigen Ausnahmen liefert die Unsicherheit der Energieskala σ^{skal} den dominierenden Beitrag zum systematischen Fehler der φ-Korrelation. Daneben trägt auch noch das Korrekturverfahren mit σ^{eflu} in einigen Bins einen nicht zu vernachlässigenden Anteil bei.

6.5.2. Zentrale Korrelation in Pseudorapiditäts-Richtung

Der Energiefluß in der Pseudorapiditätsrichtung ist im wesentlichen vorwärts ausgebildet (Abbildung 6.15). Insbesondere erreicht er ein Maximum um das zentrale Bin (Abbildung 6.15) des Photon-Proton-Schwerpunktsystems, wodurch diese

Richtung topologisch ausgezeichnet ist. In Schwerpunktsystem sind die Werte für die Pseudorapidität mit η^* bezeichnet. Die Korrelation in η^*-Richtung wird nach Gleichung 6.4, wie sie in Abschnitt 6.2. vorgestellt wurde, berechnet. Die dort definierte Korrelation ist ohne Kenntnis des gesamten Datensatzes nicht für jedes Ereignis einzeln berechenbar. In Abbildung 6.20 ist der Verlauf der η^*-Korrelation auf Detektor- und Teilchenniveau für Daten und für die Ereignisse der Monte-Carlo-Generatoren PYTHIA und PHOJET dargestellt.

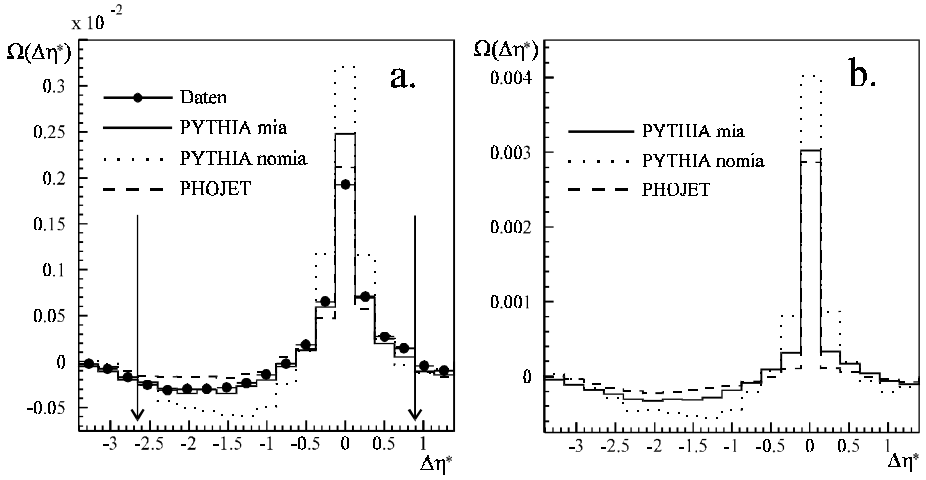


Abb. 6.20: Der Verlauf der η^*-Korrelation im γp-Schwerpunktsystem auf Detektor- (a.) und auf Teilchenniveau (b.) für Daten (Punkte), PYTHIA-mia (durchgezogene Linie), PYTHIA-nomia (gepunktete Linie) und PHOJET (gestrichelte Linie). Die Pfeile in a. markieren den in allen Ereignissen durch das Kalorimeter abgedeckten Bereich.

Die in Abbildung 6.20a. eingezeichneten Pfeile markieren den Bereich der Pseudorapidität im γp-Schwerpunktsystem, der in jedem Ereignis vom Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt ist. Dieser Bereich erstreckt sich über $-2.65 < \eta^* < 0.88$. Der Korrelationsverlauf der Daten zeigt eine kurzreichweitige Korrelation um das zentrale Referenz-Bin bei $\Delta\eta^* = 0$. In Rückwärtsrichtung, um $\Delta\eta^* \approx -2$, ist eine negative Korrelation zu erkennen, die weiter im rückwärtigen Bereich $\Delta\eta^* \approx -3$ ganz verschwindet. Dieser Bereich wird allerdings nicht für jedes Ereignis vom Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt. Im Vergleich mit den benutzten Monte-Carlo-Generatoren zeigt sich, daß nur PYTHIA-mia die Daten hinreichend beschreibt, ohne Vielfachwechselwirkungen (PYTHIA-nomia) sind sowohl Korrelation als auch negative Korrelation ungefähr um einen Faktor zwei stärker. Die Ereignisse des PHOJET-Generators, der ebenfalls Vielfachwechselwirkungen generiert, können den Verlauf der Korrelation in den Daten nur teilweise beschreiben. Besonders im Bereich $\eta^* < -1$ ist die negative Korrelation um einen Faktor zwei zu schwach ausgeprägt.

Die durch den PYTHIA-Generator optional generierbaren Vielfachwechselwirkungen erzeugen im wesentlichen einen zusätzlichen Energiefluß im zentralen Bereich des γp-Schwerpunktsystems (Abbildung 6.15). Dieser ist unabhängig vom restlichen

Energiefluß im Ereignis, was zur Folge hat, daß die Werte der Korrelation bei Benutzung der Vielfachwechselwirkungen abnehmen und die Antikorrelationen um $\Delta\eta^* \approx -2$ ebenfalls zurückgehen.

Die Verteilung der Korrelationswerte aus Abbildung 6.20 ist in Abbildung 6.21 beispielhaft für das siebte ($\Delta\eta^* \approx -1.77$, a.) und vierzehnte ($\Delta\eta^* = 0$, b.) Korrelationsbin für die Daten und die PYTHIA-Simulation mit Vielfachwechselwirkungen auf Detektorniveau dargestellt.

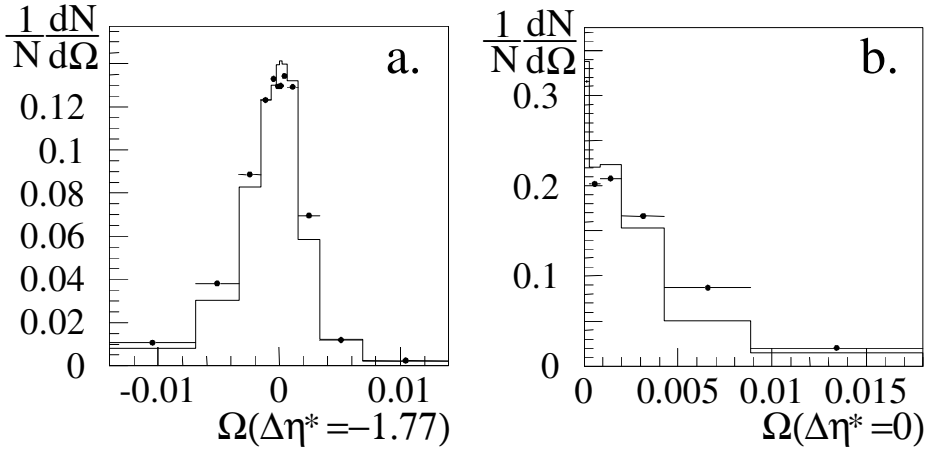


Abb. 6.21: Die Verteilung der Korrelationswerte des siebten (a.) und vierzehnten (b.) Korrelationsbins auf Detektorniveau für die η^*-Korrelation. Die Punkte zeigen die Verteilung für Daten, die durchgezogene Linie stellt den Verlauf für die PYTHIA-mia-Simulation dar.

Die Bingröße auf der Abszisse logarithmisch, da die Anzahl der Einträge zu großen und kleinen Werten von $\Omega(\Delta\eta^*)$ stark abnimmt. Die Abbildung 6.21a. zeigt einen für alle Korrelationsbins typischen Verlauf der Korrelationswerte. Die Ausnahme bildet das zentrale Bin, das nur positive Werte enthält, da es sich hierbei um die Eigenkorrelation handelt. Die Eigenkorrelation ist für diese Korrelationsfunktion aufgrund der gewählten Normierung nicht auf Eins festgelegt. Es ist zu erkennen, daß die Breite der Verteilung der Daten nicht durch die PYTHIA-mia-Simulation zu beschreiben ist. Die Korrelationswerte der Daten sind breiter um den Mittelwert gestreut. Dies deutet darauf hin, daß der unabhängige Energiefluß innerhalb der Simulation den Daten gegenüber zu groß abgeschätzt wird.

6.5.2.1. Korrektur auf das Teilchenniveau

Das Ziel dieses Abschnittes ist es, die η^*-Korrelation auf dem Teilchenniveau, wie es in Kapitel 4 definiert wurde, darzustellen. Die Korrektur auf das Teilchenniveau erfolgt in drei Schritten:

1. Korrektur des transversalen Energieflusses im Laborsystem in Abhängigkeit von der Pseudorapidität, Berechnung des transversalen Energieflusses im Schwerpunktsystem mit den korrigierten Energien,

2. Berechnung der Korrelation mit dem korrigierten Energiefluß,

3. binweise Korrektur der Verteilungen der Korrelationen des zweiten Schrittes.

1. Schritt: Korrektur des Energieflusses

Die Korrektur des Energieflusses erfolgt wie im Falle der φ-Korrelation mit Hilfe der in Abbildung 6.15 dargestellten η-abhängigen Korrekturfaktoren. Mit diesen korrigierten transversalen Energien werden im γp-Schwerpunktsystem die Energieeinträge im Gitter der Pseudorapidität η^* neu berechnet.

2. Schritt: Korrelation mit dem korrigierten Energiefluß

Abbildung 6.22 zeigt die Auswirkungen des ersten Schrittes auf die Verteilungen der Korrelationswerte beispielhaft für das siebte und vierzehnte, zentrale Bin auf Teilchen- und Detektorniveau für Ereignisse des PYTHIA-mia-Generators.

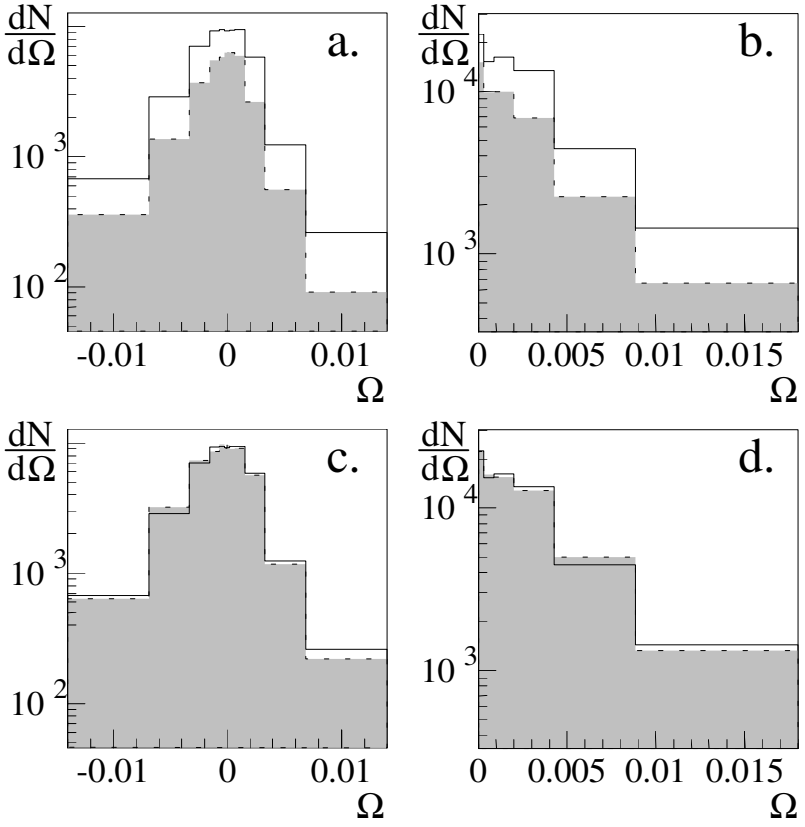


Abb. 6.22: Die Verteilung der Korrelationswerte des siebten (a.) und vierzehnten Bins (b.) aus Abbildung 6.20 der η^*-Richtung für die PYTHIA-mia-Simulation vor (a.,b.) und nach (c.,d.) der Korrektur des Energieflusses. Die durchgezogene Linie zeigt das Teilchenniveau, die gestrichelte Linie das Detektorniveau.

Für die in a. und b. dargestellten Verteilungen wird auf Teilchen- und Detektorniveau auf $E_T > 27\,\mathrm{GeV}$ in einem Bereich $-1.4 < \eta < 3.4$ geschnitten. Da die auf Detektorniveau rekonstruierte Energie kleiner ist als die auf Teilchenniveau generierte, sind die Ereigniszahlen der Niveaus stark unterschiedlich. Vor der Korrektur

des Energieflusses wird kein Schnitt auf die transversale Energie angewendet. Nach der Korrektur wird wieder bei $E_T > 27\,\mathrm{GeV}$ geschnitten. Die Korrelationswerte des korrigierten und unkorrigierten Energieflusses unterscheiden sich kaum.

3. Schritt: Korrektur der Verteilungen der Korrelationswerte

Da die Korrelationswerte der Verteilungen aus Abbildung 6.22c. und d. zwischen den Niveaus stark korreliert sind, erfolgt die Korrektur durch binweise Division der Verteilung des Teilchenniveaus durch diejenige des korrigierten Detektorniveaus. Die Abbildung 6.23 zeigt den korrigierten Korrelationsverlauf für Daten und für das Teilchenniveau der PYTHIA-mia- und der PHOJET-Simulation. Wie bei der φ-Korrelation zeigt auch die η^*-Korrelation im wesentlichen den Verlauf der PYTHIA-mia-Simulation. Innerhalb des Gesamtfehlers (äußere Fehlerbalken), der aus der quadratischen Summe des statistischen und systematischen Fehlers berechnet wird, wird eine gute Übereinstimmung erzielt. Die mit PHOJET erzeugten Energieeinträge sind um mindestens einen Faktor zwei weniger korreliert als die mit PYTHIA-mia erzeugten, was sich bereits in der Darstellung auf Detektorniveau gezeigt hat.

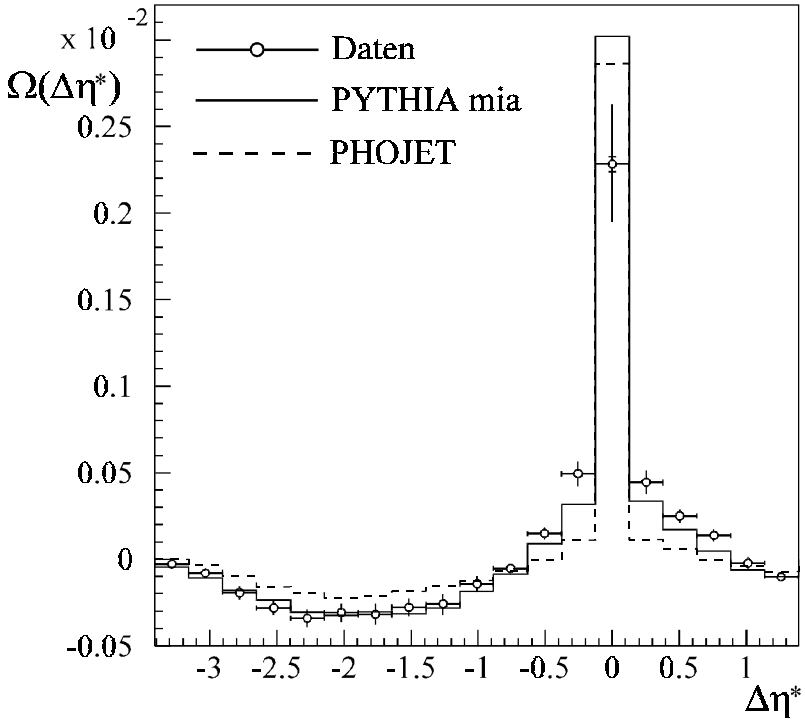


Abb. 6.23: Die auf Teilchenniveau korrigierte η^*-Korrelation. Neben den Daten (Punkte), sind die Teilchenniveaus der PYTHIA-mia- und der PHOJET-Simulation dargestellt. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen, die äußeren den Gesamtfehler wieder. Der statistische Fehler ist im allgemeinen kleiner als die Daten-Punkte.

Konsistenz des Korrekturverfahrens

Um das Korrekturverfahren zu testen, werden die Detektorniveaus der PYTHIA-nomia- und PHOJET-Simulation mit Hilfe des mit der PYTHIA-mia-Simulation gewonnen Korrekturverfahrens auf das Teilchenniveau korrigiert. Abbildung 6.24 stellt dar, daß die korrigierten Detektorniveaus der PYTHIA-nomia- und der PHOJET-Simulation wie im Falle der φ-Korrelation mit den Teilchenniveau innerhalb des Fehlers übereinstimmen.

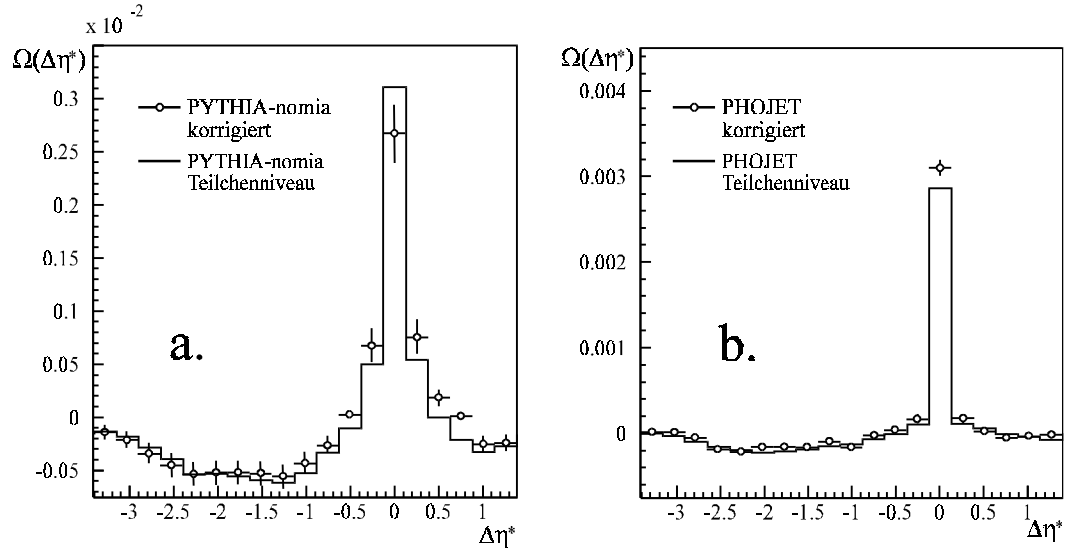


Abb. 6.24: Teilchenniveau (durchgezogene Linie) der PYTHIA-nomia- (a.) und PHOJET-Simulation (b.) im Vergleich mit den korrigierten Detektorniveaus (Punkte).

6.5.2.2. Fehlerabschätzung

Die Fehlerabschätzung erfolgt wie im Falle der φ-Korrelation (Abschnitt 6.5.1.2.):

- Die Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters, deren Unsicherheit bei 5% liegt, erzeugt den Fehler σ^{skal};
- die Korrektur des Energieflusses erzeugt σ^{eflu};
- die Korrektur der Korrelationswerte der einzelnen Bins erzeugt σ^{korr}.

Die Herleitung der einzelnen systematischen Fehler σ^{skal}, σ^{eflu} und σ^{korr} geschieht auf die gleiche Weise wie in der φ-Korrelation. Die Tabelle 6.2 faßt die Korrelationswerte und alle diese Fehlerbeiträge zusammen. Da die Korrelationswerte und die Fehler sehr klein sind, sind sie mit einem Faktor 100 skaliert. Die Unsicherheit der Energieskala σ^{skal} und der Fehler σ^{korr}, der durch die Korrektur hinzukommt, liefern den Hauptbeitrag zum systematischen Fehler in der η^*-Korrelation. Die Bin-zu-Bin-Unsicherheit in der Kalorimeterkalibrierung, die analog zu der in der φ-Korrelation bestimmt wird, führt zu einem Fehler von etwa 1.5 %. Dieser Beitrag ist den anderen Fehlern gegenüber vernachlässigbar.

Die Werte der η^*-Korrelation $100\cdot(\Omega(\Delta\eta^*) \pm\sigma^{stat} \pm\sigma^{skal} \pm\sigma^{korr} \pm\sigma^{eflu})$	
$\Delta\eta^* = -3.284$	$-0.00272 \pm 0.00079 \pm 0.00082 \pm 0.00012 \pm 0.00008$
$\Delta\eta^* = -3.031$	$-0.00789 \pm 0.00113 \pm 0.00188 \pm 0.00031 \pm 0.00024$
$\Delta\eta^* = -2.779$	$-0.01934 \pm 0.00141 \pm 0.00213 \pm 0.00063 \pm 0.00058$
$\Delta\eta^* = -2.526$	$-0.02804 \pm 0.00187 \pm 0.00433 \pm 0.00084 \pm 0.00084$
$\Delta\eta^* = -2.274$	$-0.03408 \pm 0.00185 \pm 0.00504 \pm 0.00097 \pm 0.00102$
$\Delta\eta^* = -2.021$	$-0.03093 \pm 0.00202 \pm 0.00486 \pm 0.00078 \pm 0.00093$
$\Delta\eta^* = -1.768$	$-0.03179 \pm 0.00213 \pm 0.00454 \pm 0.00067 \pm 0.00095$
$\Delta\eta^* = -1.516$	$-0.02785 \pm 0.00208 \pm 0.00375 \pm 0.00065 \pm 0.00084$
$\Delta\eta^* = -1.263$	$-0.02602 \pm 0.00190 \pm 0.00488 \pm 0.00087 \pm 0.00078$
$\Delta\eta^* = -1.010$	$-0.01429 \pm 0.00177 \pm 0.00434 \pm 0.00056 \pm 0.00043$
$\Delta\eta^* = -0.758$	$-0.00529 \pm 0.00165 \pm 0.00280 \pm 0.00048 \pm 0.00016$
$\Delta\eta^* = -0.505$	$0.01473 \pm 0.00172 \pm 0.00265 \pm 0.00005 \pm 0.00044$
$\Delta\eta^* = -0.253$	$0.04931 \pm 0.00194 \pm 0.00696 \pm 0.00099 \pm 0.00148$
$\Delta\eta^* = 0.$	$0.22817 \pm 0.00440 \pm 0.03369 \pm 0.00569 \pm 0.00685$
$\Delta\eta^* = 0.253$	$0.04439 \pm 0.00225 \pm 0.00655 \pm 0.00024 \pm 0.00133$
$\Delta\eta^* = 0.505$	$0.02492 \pm 0.00189 \pm 0.00348 \pm 0.00043 \pm 0.00075$
$\Delta\eta^* = 0.758$	$0.01384 \pm 0.00181 \pm 0.00287 \pm 0.00033 \pm 0.00042$
$\Delta\eta^* = 1.011$	$-0.00221 \pm 0.00155 \pm 0.00372 \pm 0.00024 \pm 0.00007$
$\Delta\eta^* = 1.263$	$-0.01023 \pm 0.00123 \pm 0.00150 \pm 0.00050 \pm 0.00031$

Tab. 6.2: Die Korrelationswerte $\Omega(\Delta\eta^*)$ der η^*-Korrelation mit den statistischen und systematischen Fehlern.

6.5.3. Zentrale Korrelation mit Jet-Ereignissen in Pseudorapiditäts-Richtung

Photoproduktionsprozesse direkter und aufgelöster Photonen unterscheiden sich durch den bei aufgelösten Prozessen auftretenden Photonrest, der in der rückwärtigen Region des Flüssig-Argon-Kalorimeters und des BEMC Energie deponiert. Um diese Prozesse zu trennen, ist die Rekonstruktion des partiellen Impulses des Photons x_γ (Abschnitt 4.4.), der nach Gleichung 4.9 berechnet wird, notwendig. Der unterschiedliche Energiefluß bietet die Möglichkeit, zu testen, ob die Korrelationsfunktion diesen Unterschied zu diskriminieren vermag..

Aus dem High-E_T-Datensatzes werden Ereignisse mit mindestens zwei Jets mit $E_{T,jet} > 7\,\text{GeV}$ im Pseudorapiditäts-Bereich $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$ selektiert. Diese Untergruppe des Datensatzes wird nach dem auf Detektorniveau gemessenen x_γ in drei Gruppen gegliedert:

- Gruppe 1: $x_\gamma > 0$, alle Ereignisse der Untergruppe (3051 Ereignisse)

- Gruppe 2: $0 < x_\gamma < 0.6$, mit Prozessen aufgelöster Photonen angereicherter Datensatz (1770 Ereignisse)
- Gruppe 3: $0.6 < x_\gamma < 1$, mit Prozessen direkter Photonen angereicherter Datensatz (1281 Ereignisse)

Innerhalb dieser Gruppen wird wiederum die η^*-Korrelation nach Gleichung 6.4 berechnet. Der Korrelationsverlauf auf Detektorniveau ist in Abbildung 6.25 für Daten und die Ereignisse der Monte-Carlo-Generatoren dargestellt.

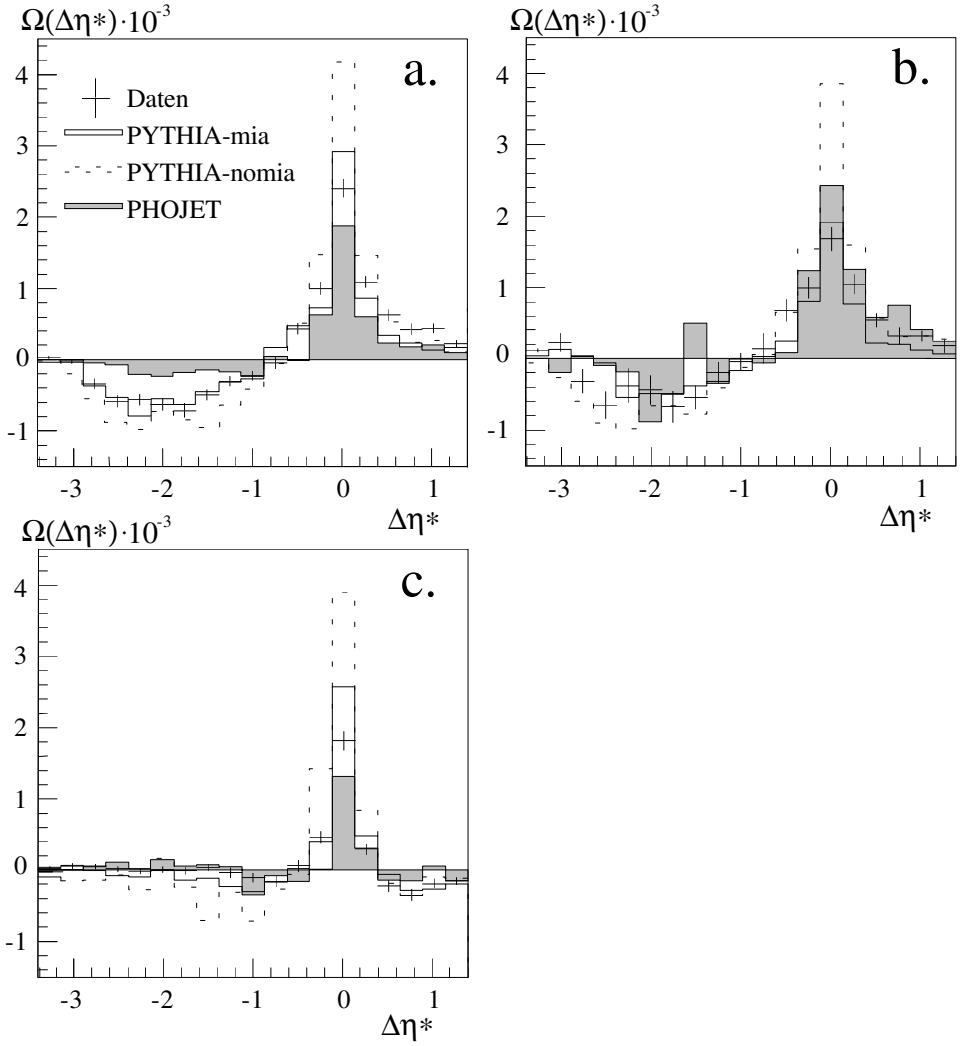


Abb. 6.25: Die η^*-Korrelation auf Detektorniveau für Ereignisse mit Jets für Daten (Kreuze), Ereignisse des PYTHIA-mia- (durchgezogene Linie), PYTHIA-nomia- (langgestrichelte Linie) und PHOJET-Generators (graues Histogramm). a. zeigt die Korrelation für die gesamte Untergruppe, b. mit gefordertem $0. < x_\gamma < 0.6$ und c. mit gefordertem $0.6 < x_\gamma < 1$. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.

In Teilbild a. ist der η^*-Korrelationsverlauf für die gesamte Untergruppe dargestellt, b. zeigt diese für die mit Ereignissen direkter Photonen angereicherte Gruppe 3 und c. zeigt die Korrelation für die mit Ereignissen aufgelöster Photonen angereicherte Gruppe 2. Die Korrelationsfunktion vermag die verschiedenen Gruppen zu dis-

kriminieren. Im zentralen Bereich des Photon-Proton-Schwerpunktsystems ($\Delta\eta^* = 0$) stimmen die η^*-Korrelationen der drei Gruppen im wesentlichen überein. Im rückwärtigen Bereich ($-3 < \Delta\eta^* < -0.5$) treten die Unterschiede zwischen Gruppe 2 und Gruppe 3 deutlich hervor. Während die Korrelation für die mit direkten Ereignissen angereicherte Gruppe (b.) nahezu konstant verläuft ($\Omega(-3. < \Delta\eta^* < -0.5) \approx 0.$), zeigt sich in der Korrelation für die mit aufgelösten Ereignissen angereicherte Gruppe (c.) eine klare negative Korrelation, die durch den Energiefluß des Photonrestes bedingt ist. Die Erhöhung der transversalen Energie in einem Bin der η^*-Richtung verlangt bei einer festen transversalen Gesamtenergie die Abnahme in einem anderen, wodurch eine negative Korrelation zwischen diesen Bins hervorgerufen wird.

6.5.4. Generelle Korrelation in Pseudorapiditäts-Richtung

Ebenso wie in φ-Richtung wird eine Korrelation in η^* vorgestellt, in der die Korrelation von jedem Bin zu jedem anderen berechnet wird. Es wird die Korrelationsfunktion nach Gleichung 6.3 benutzt. Die erzeugten Korrelationsverläufe sind in Abbildung 6.26 für die Daten und die PYTHIA-mia-, PYTHIA-nomia- und PHOJET-Simulation zu sehen. Es wird nur der Bereich der Pseudorapidität genutzt, der in jedem Ereignis vom Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt wird: $-2.65 < \eta^* < 0.88$.

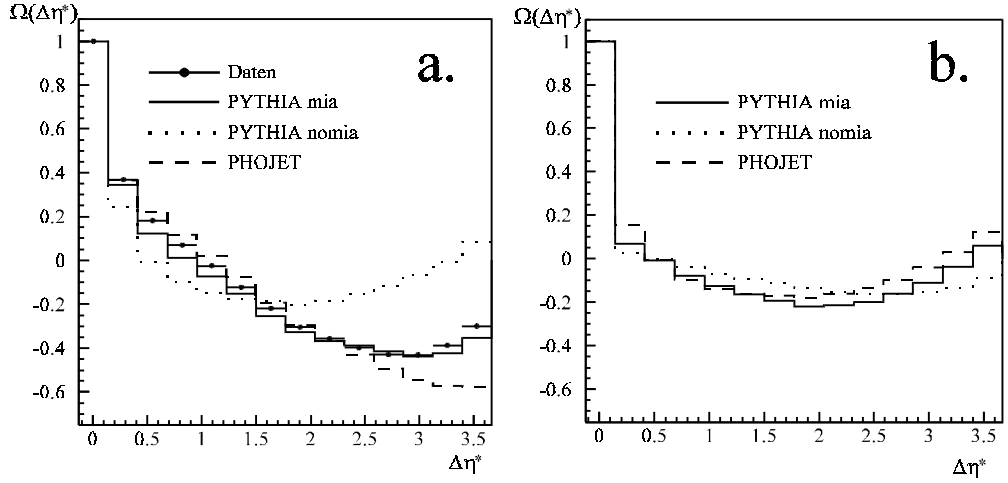


Abb. 6.26: Der Verlauf der η^*-Korrelation von jedem Bin zu jedem anderen für Daten (Punkte), PYTHIA-mia (durchgezogene Linie), PYTHIA-nomia (gepunktete Linie) und PHOJET (gestrichelte Linie). Teilbild a. zeigt das Detektorniveau, b. das Teilchenniveau.

Wie in den vorangegangenen Korrelationsanalysen sind wieder nur PYTHIA-mia und, eingeschränkt, PHOJET in der Lage, die Daten zu beschreiben, wobei PYTHIA-mia über den ganzen Bereich den Daten entspricht. Die gewählte Funktion erzeugt bei $\Delta\eta^* = 0$ wieder die Eigenkorrelation $\Omega(\Delta\eta^* = 0) = 1$. Bis zu einer Entfernung $\Delta\eta^* \approx 1$ ist eine positive Korrelation, für $\Delta\eta^* > 1$ eine ausgeprägte negative Korrelation zu erkennen, die in der Nähe von $\Delta\eta^* \approx 3.5$ zurückgeht. Auf Teilchenniveau sind positive

und negative Korrelation weniger stark ausgeprägt. Es ist nicht klar, warum die Korrelationen zwischen Detektor- und Teilchenniveau so stark differieren.

6.6. Zusammenfassung der Korrelationsanalyse

In Ereignissen der Photoproduktion mit einem hohen transversalen Energiefluß von $E_T > 27\,\mathrm{GeV}$ in einem Pseudorapiditätsbereich $-1.4 < \eta < 3.4$ wurden transversale Energie-Energie-Korrelationen untersucht. Um diese Korrelationen verstehen zu können, wurden einfache Modelle entwickelt. Die verschiedenen Modelle der Ereignistopologien mit Jets und der Verteilung zusätzlicher Energie haben die Arbeitsweise der Korrelationsfunktionen gezeigt.

Die Energie-Energie-Korrelationen werden in Richtung des Azimuts und der Pseudorapidität getrennt behandelt. Im Azimut φ wird die $\eta\varphi$-Ebene in 36 Bins unterteilt, und die Berechnung der φ-Korrelation erfolgt aufgrund der zyklischen Struktur in dieser Richtung, von jedem Bin zu jedem anderen. In der Pseudorapidität werden 19 Bins gewählt, von denen eines durch den Schwerpunkt des Photon-Proton-Systems ausgezeichnet ist. Deshalb wird die η^*-Korrelation in bezug auf dieses Bin zu jedem anderen berechnet. Die Anwendung der Energie-Energie-Korrelationen auf die Ereignisse des High-E_T-Datensatzes, in dem nicht explizit Jets gefordert werden, in der Azimut- und in der Pseudorapiditäts-Richtung zeigt, daß zur Beschreibung der Daten die Generatoren über zusätzlichen Energiefluß verfügen müssen wie er durch das Modell der Vielfachwechselwirkungen beschrieben wird. Dieses ist für PYTHIA-mia und PHOJET der Fall. Beide Generatoren können die φ-Korrelation der Daten innerhalb der Fehlergrenze des Gesamtfehlers beschreiben, für die η^*-Korrelation kann dies im wesentlichen nur PYTHIA-mia. Die Korrelation der PHOJET-Simulation liegt im Falle der η^*-Korrelation meist mehr als zwei Standardabweichungen systematisch niedriger als in den Daten. Wird in PYTHIA die Generierung von Vielfachwechselwirkungen abgeschaltet, so ist eine Beschreibung der Daten nicht mehr gegeben. Die Verteilung der Korrelationswerte eines einzelnen Bins geben ein zusätzliche Möglichkeit, die Notwendigkeit zusätzlicher Energie zu verifizieren. Diese können nur durch Simulationen mit Vielfachwechselwirkungen korrekt wiedergegeben werden.

Zudem zeigt sich, daß die Korrelationsfunktionen zwischen Modellen mit und ohne Partonschauer im Anfangszustand zu unterscheiden vermögen ohne explizit Jets in den Ereignissen zu fordern. Auch sind sie in der Lage, zwischen Datensätzen angereichert mit Ereignissen direkter und aufgelöster Photonen zu diskriminieren. Hierbei zeigt die η^*-Korrelation in rückwärtiger Richtung für Ereignisse aufgelöster Photonen eine größere negative Korrelation als für Ereignisse direkter Photonen.

7. Energiefluß in Zwei-Jet-Ereignissen

Die Untersuchung der Energie-Energie-Korrelationen hat gezeigt, daß zur Beschreibung der Daten Vielfachwechselwirkungen notwendig sind. Diese führen zu einem zusätzlichen transversalen Energiefluß außerhalb von Jets, die in harten Streuprozessen erzeugt werden. Abbildung 7.13 hat gezeigt, daß die Daten nur mit Simulationen zu beschreiben sind, die ein Partonschauermodell für den Anfangszustand benutzen. Die Untersuchung des transversalen Energieflusses und der Einfluß von Partonschauern auf die Verteilung der Jets wird in diesem Kapitel dargestellt.

Die QCD hat großen Erfolg in der Beschreibung von Jets [ell92], die in Beschleunigerexperimenten erzeugt werden. QCD-Berechnungen beinhalten typischerweise Erweiterungen des Wirkungsquerschnittes zur führenden Ordnung (LO) und höheren Ordnungen (NLO). Eine Frage ist, ob QCD-Effekte wie Abstrahlungen zwischen Jets von Modellen mit Vielfachwechselwirkungen unterschieden werden können.

Es wird die Untersuchung der Richtungs-Korrelation der Jets im Azimut als Funktion ihres Abstandes in der Pseudorapidität und des zwischen und außerhalb der Jets auftretenden transversalen Energieflusses vorgestellt. Die Meßgrößen sind der Abstand der zwei größten Jets in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets}$ und im Azimut $\Delta\varphi_{jets}$ (Abbildung 7.1). In der Pseudorapidität wird immer der positive Abstand genommen, in der azimutalen Richtung ist $\Delta\varphi_{jets}$ der kürzere Abstand der Jets.

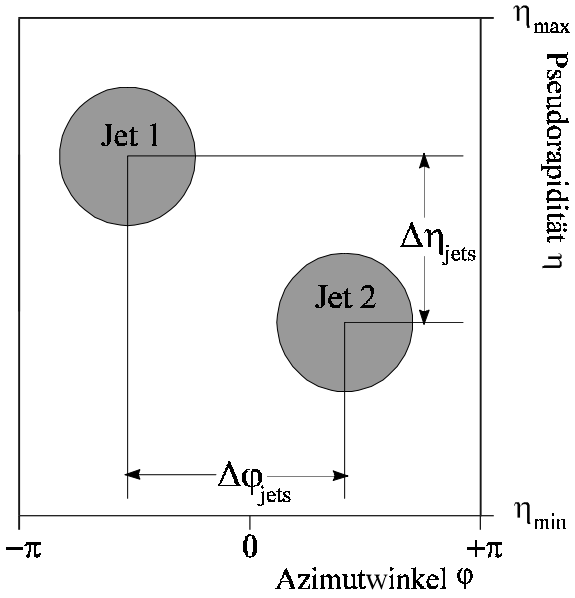


Abb. 7.1: Skizze zur Bestimmung des Jetabstandes in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets}$ und Azimutabstand $\Delta\varphi_{jets}$.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels gibt einen Überblick über die Rekonstruktion der Jets auf Detektorniveau und ihren Zusammenhang zu den Jets auf Teilchenniveau. Dabei wird gezeigt, daß aus dem Detektorniveau das Teilchenniveau abgeleitet werden kann. Als Monte-Carlo-Generatoren werden PHOJET und PYTHIA mit Vielfachwechselwirkung verwendet, da mit diesen die transversalen Energie-Energie-Korrelationen, wie sie in den Daten gefunden werden, beschreibbar sind. Auf eine Verwendung des PYTHIA-Generators ohne Vielfachwechselwirkung wird verzichtet.

7.1. Jet-Rekonstruktion

Die aus den Daten gewonnenen Jet-Korrelationen werden zum Schluß auf Teilchenniveau gezeigt. Dazu ist es notwendig, den Detektoreinfluß zu kennen. Anhand von Simulationen ist der Zusammenhang der auf Teilchen- und Detektorniveau erzeugten Jets studierbar. Für den Konus-Algorithmus (Abschnitt 4.3.) werden wieder die kombinierten Spur- und Kalorimeterinformationen benutzt (Abschnitt 5.6.).

Als erstes wird gezeigt, wie sich die transversale Energie der Jets beim Übergang vom Teilchen- zum Detektorniveau ändert, indem mit dem PYTHIA-Generator erzeugte Ereignisse analysiert werden. Das Verhältnis der transversalen Jet-Energien ist in Abbildung 7.2a. in Abhängigkeit vom Jet-Ort η_{jet} dargestellt. Die Abbildung 7.2b. zeigt die Auflösung Q, die sich mittels einer Anpassung einer Gaußverteilung gemittelt über alle E_{jet} und η_{jet} zu $\langle Q \rangle = -0.002 \pm 0.110$ ergibt, wobei die Standardabweichung der Verteilung angegeben ist. Die zusätzlich eingezeichneten gestrichelten Linien deuten die absolute Übereinstimmung von Detektor- und Teilchenniveau an. Die Rekonstruktion bestimmt die transversalen Jet-Energien im zentralen Bereich des Detektors etwas zu hoch und im vorderen Teil zu niedrig.

Wie schon bei der Korrektur des transversalen hadronischen Energieflusses in Abschnitt 6.5.1.1. unterliegt die rekonstruierte Energie wieder den dort erwähnten Einflüssen. Im vorderen Bereich ist der Anteil der sekundärgestreuten Teilchen an der Jet-Energie wesentlich kleiner als im Falle der Untersuchung des reinen Energieflusses, da die Jet-Energie wesentlich größer ist als der mittlere Energiefluß im vorderen Bereich (Abbildung 7.15). Im zentralen Bereich wird durch die Hinzunahme von Spuren zur Jet-Erkennung die Jet-Energie etwas zu hoch rekonstruiert. Da im Mittel die Jet-Energie richtig rekonstruiert wird (Abbildung 7.2b.), ist sie im vorderen Bereich auf Detektorniveau niedriger als auf Teilchenniveau. Zusätzlich werden Spuren in Vorwärtsrichtung schlechter rekonstruiert als in den zentralen Spurkammern. Es wird nicht auf die unter den Jets befindliche zusätzliche Energie korrigiert.

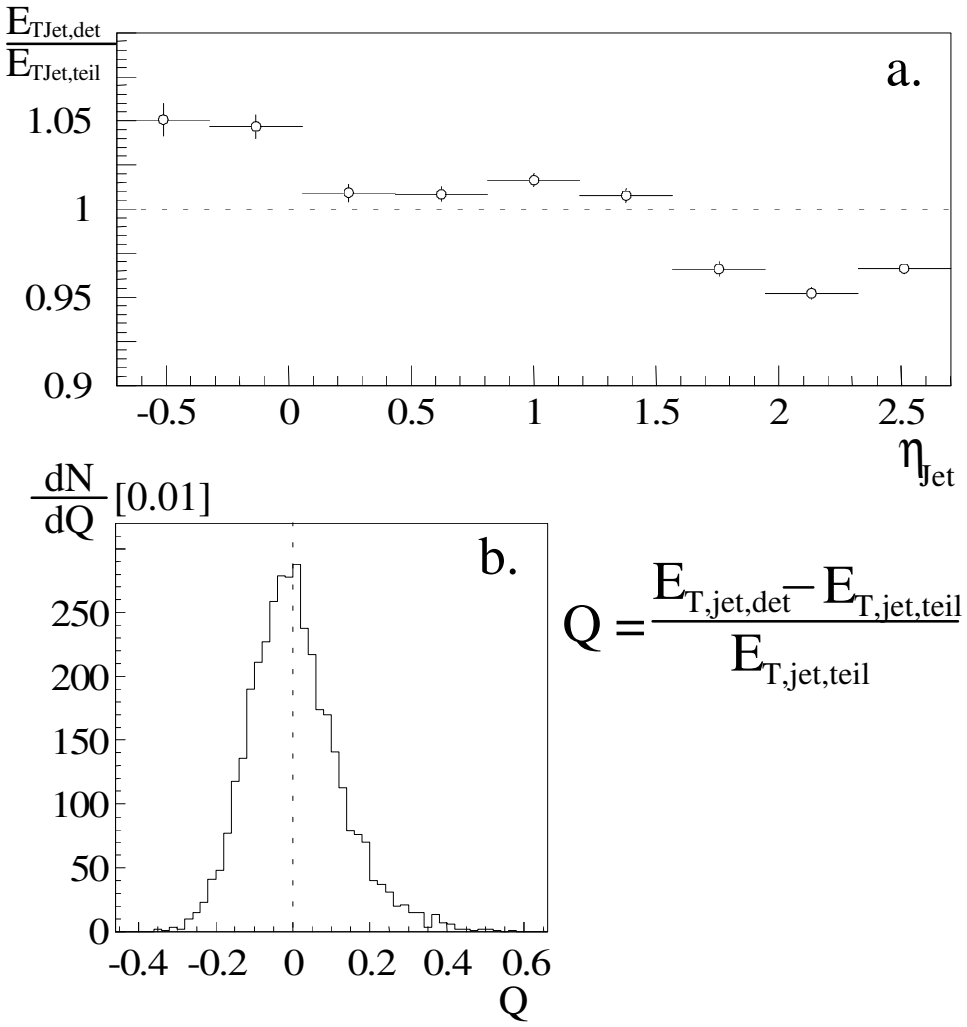


Abb. 7.2: Das Verhältnis der auf Detektor- und Teilchenniveau gemessenen transversalen Jet-Energie in Abhängigkeit der Pseudorapidität η_{jet} des Jets (a.) und die Auflösung Q (b.) der Jet-Energien, bestimmt mit der PYTHIA-mia-Simulation. Es sind lediglich die statistischen Fehler eingezeichnet.

Die Unsicherheit in der Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters von 5% ist größer als die Verschiebung der transversalen Jet-Energien beim Übergang vom Teilchen- zum Detektorniveau.

Die mit den Generatoren erzeugten Jets stimmen auf dem Detektorniveau mit den in den Daten gefundenen Jets gut überein. Dies wird im radialen Jet-Profil, das sowohl für die Monte-Carlo-Simulationen als auch für die Daten bestimmt wird, deutlich (Abbildung 7.3). Hierzu wird die Energiedichte in der $\eta\varphi$-Ebene bis zu einem Abstand $R_{\max} = 1.2$ vom Jetmittelpunkt berechnet.

Zu erkennen ist, daß mit dem Erreichen der Konus-Grenze des Jets (Jet-Selektion, Kapitel 5), die mit einem Pfeil markiert ist, der Beitrag zur Energiedichte des Jets nur noch gering (~1%) ist. Sowohl PHOJET als auch PYTHIA, die das gleiche Fragmentations-Programm benutzen, sind in der Lage, die radialen Jetformen der Daten zu beschreiben.

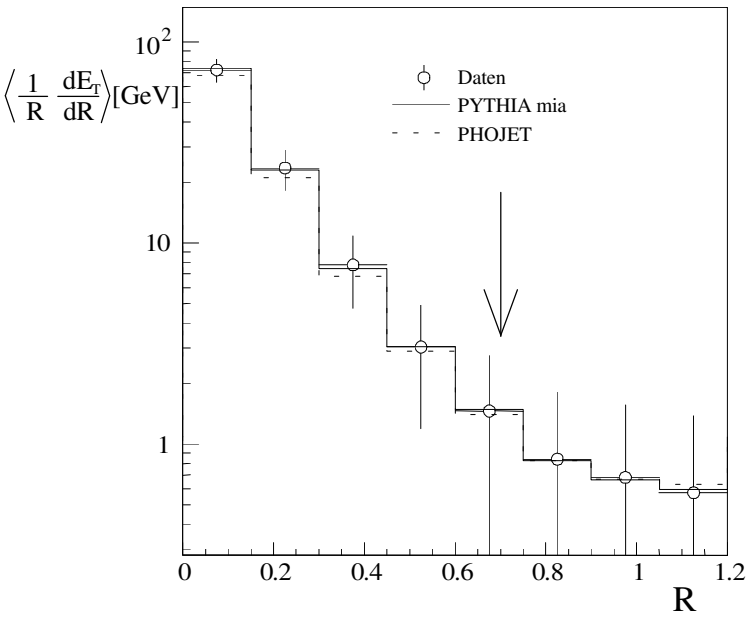


Abb. 7.3: Das radiale Jet-Profil. Die Energie wird innerhalb äquidistanter, um den Jetmittelpunkt konzentrischer Ringe gemessen und durch die Ringfläche dividiert. Dargestellt sind die Kurvenverläufe für Daten (Punkte), PYTHIA- (durchgezogene Linie) und PHOJET-Ereignisse (gestrichelte Linie).

Die Güte der Jet-Rekonstruktion ist schon in Abschnitt 4.4. gezeigt worden (Abbildung 4.5). Wie gut der Abstand zweier Jets $\Delta\eta_{jets,teil}$ auf Teilchenniveau im Vergleich zum Detektorniveau $\Delta\eta_{jets,det}$ wiedergegeben wird, wird durch Abbildung 7.4 belegt. Dargestellt ist die Korrelation des Abstandes zweier Jets in der Pseudorapidität auf Teilchen- und Detektorniveau, $\Delta\eta_{jets,teil}$ und $\Delta\eta_{jets,det}$. Die selektierten Ereignisse haben auf beiden Niveaus zwei Jets, wobei für das Teilchenniveau $-0.7 < \eta_{jets,Teil} < 2.7$ und $E_{T,jet} > 8\,\mathrm{GeV}$ gilt. Auf Detektorniveau gibt es in diesen beiden Größen keinen Schnitt. Es ist eine leichte Abweichung von der Korrelationsgeraden erkennbar, die dadurch entsteht, daß auf Detektorniveau die Jets im vorderen Bereich nach hinten versetzt rekonstruiert werden. Die gestrichelten Linien geben den Bereich an, in dem die Abweichung von der exakten Übereinstimmung kleiner als 0.3 Einheiten ist. Das Teilbild b. zeigt die Verteilung der relativen Abweichung D der Jetabstände, für die sich als Mittelwert $\langle D \rangle = -0.01$ mit einer Standardabweichung von $\sigma = 0.12$ ergibt.

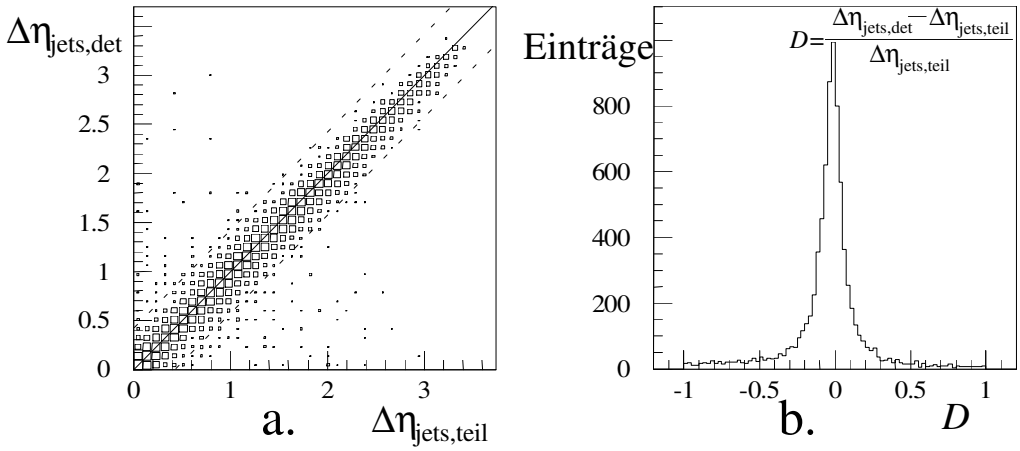


Abb. 7.4: Korrelation der auf Teilchen- (teil) und Detektorniveau (det) gefundenen Jet-Abstände $\Delta\eta_{jets,teil}$ und $\Delta\eta_{jets,det}$ für die PYTHIA-mia-Simulation. Dargestellt ist der Abstand in der Pseudorapidität (a.), wobei die Anzahl der gefundenen Ereignisse logarithmisch dargestellt ist, und die relative Abweichung D des Abstandes (b.). Die durchgezogene Linie in a. gibt die exakte Übereinstimmung der Größen an, die gestrichelten Linien zeigen eine Abweichung von 0.3 Einheiten an.

Wie schon erwähnt, kann die Reihenfolge der Jets beim Übergang zwischen den Niveaus vertauscht werden. Geschieht dies nur zwischen den zwei größten Jets, so hat das auf diese Analyse keinen Einfluß. Es kann jedoch vorkommen, daß einer der zwei größten Jets, oder auch beide, mit einem noch kleineren Jet vertauscht wird. Dieser Effekt ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Es sind die Pseudorapiditäten identifizierter Jets auf Teilchen- und Detektorniveau, wenn auf beiden Niveaus mindestens zwei Jets gefunden werden, dargestellt. Die folgende Aufzählung gibt eine kurze Beschreibung der einzelnen Teilbilder:

- a. und d.: Der größte (a.) und zweitgrößte (d.) auf Teilchenniveau gefundene Jet wird auch auf Detektorniveau häufig an dieser Stelle in der Jetreihenfolge gefunden. Die gleichmäßige Verteilung neben der Korrelation stammt von vertauschten oder falsch identifizierten Jets.
- b. und c.: Die Teilbilder belegen, daß die Jetreihenfolge vertauscht werden kann. Der zweitgrößte Jet des Teilchenniveaus wird auf Detektorniveau als größter identifiziert (b.). Der umgekehrte Fall ist in c. dargestellt. Diese Vertauschung ist Ursache der gleichmäßigen Verteilung in den Korrelationen der Teilbilder a. und d..
- e.: Es ist keine Korrelation zu erkennen, was ein Indiz dafür ist, daß der größte Jet des Teilchenniveaus fast nie der drittgrößte des Detektorniveaus ist.
- f.: Es ist eine leichte Korrelation zwischen dem drittgrößten Jet auf Detektorniveau und dem zweitgrößten auf Teilchenniveau sichtbar. Dies belegt,

daß eine Vertauschung der Jets zwischen diesen Niveaus möglich ist, und führt zu falsch bestimmten Zwei-Jet-Abständen.

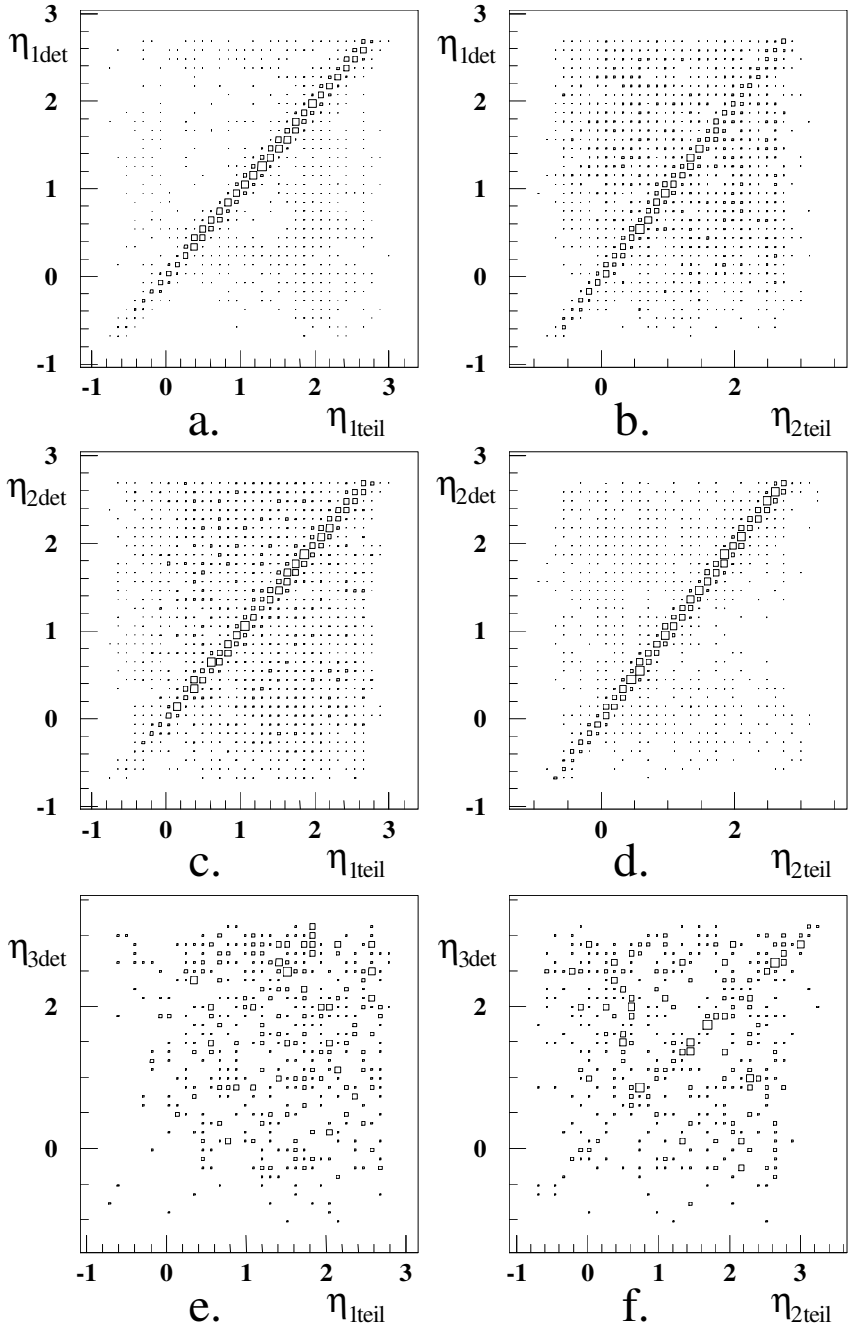


Abb. 7.5: Orte identifizierter Jets in der Pseudorapidität η auf Teilchen- (teil) und Detektorniveau (det). Die Zahlen im Index geben an, an welcher Stelle in der Ordnung der Jets nach der transversalen Energie der jeweilige Jet eingeordnet ist.

Eine Vertauschung der zwei größten Jets, deren Positionen in der Pseudorapdität in den Teilbildern a. bis d. dargestellt sind, hat keine Folgen für die Bestimmung des Abstandes der Jets. Insgesamt werden ungefähr 95% der auf Teilchenniveau gefundenen Zwei-Jet-Ereignisse auch auf dem Detektorniveau gefunden. Hierbei werden Jets als noch richtig identifiziert eingeordnet, wenn der Abstand der Jet-Orte

zwischen den beiden betrachteten Niveaus nicht größer als 0.5 Einheiten in der $\eta\varphi$-Ebene ist. Das Detektorniveau beschreibt also immer noch das Teilchenniveau.

7.2. Jet-Jet-Richtungs-Korrelation

In Analysen der D0-Kollaboration von Proton-Antiproton-Kollisionen [heu95] [heu96] zeigte sich, daß der mittlere Abstand zweier Jets in der Azimut-Richtung $\Delta\varphi_{jets}$ mit zunehmendem Abstand in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets}$ abnimmt. Die Photon-Proton-Streuung kann als Hadron-Hadron-Reaktion interpretiert werden. Somit stellt sich die Frage, ob ein ähnliches Verhalten in Photon-Proton-Streuungen beobachtet werden kann. In Abbildung 7.6a. ist die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Jet-Abstand $\Delta\eta_{jets}$ gezeigt, die Verteilung der Trennung $1-\Delta\varphi_{jets}/\pi$ in azimutaler Richtung der zwei gemessenen Jets ist für drei Intervalle in $\Delta\eta_{jets}$ des Jet-Datensatzes in Abbildung 7.6b. dargestellt. Haben die Jets einen Abstand von $\Delta\varphi_{jets}=\pi$, so gilt für die Variable der Trennung: $1-\Delta\varphi_{jets}/\pi=0$. Für große Abstände $\Delta\eta_{jets}$ geht die Ereigniszahl stark zurück (a.). Die Richtungs-Korrelation der Jets wird im starken Abfall der Kurven in b. deutlich, jedoch ist nicht zu entscheiden ob diese mit zunehmendem $\Delta\eta_{jets}$ breiter werden oder nicht.

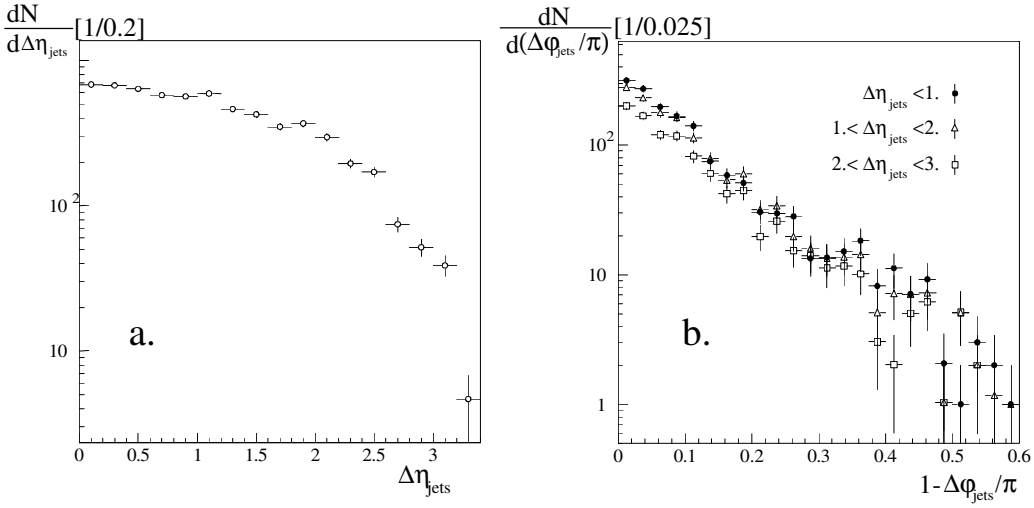


Abb. 7.6: Die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom Jet-Abstand $\Delta\eta_{jets}$ (a.) und $\Delta\varphi_{jets}$ für verschiedene Abstände $\Delta\eta_{jets}$ (b.) für die Daten. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an.

Um die Breite der Verteilung aus Abbildung 7.6 in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$ zu bestimmen, wird die Korrelations-Variable $\Psi=\left\langle\cos(\pi-\Delta\varphi_{jets})\right\rangle$, analog zur D0-Analyse, definiert. Beim maximal möglichen Jet-Abstand von $\Delta\varphi_{jets}=\pi$ erhält die Korrelations-Variable den Wert $'\Psi=1'$, im Falle $\Delta\varphi_{jets}=0$ wird er $'\Psi=0'$. Durch diese Variable wird es möglich, den $\Delta\eta_{jets}$-abhängigen Jet-Abstand $\Delta\varphi_{jets}$, und somit Abstrahlungen zwischen Jets zu testen. Die Abbildung 7.7 illustriert dies anhand eines Graphen der γp-Streuung (Teilbild a.) und des daraus abgeleiteten Farbflusses (b.).

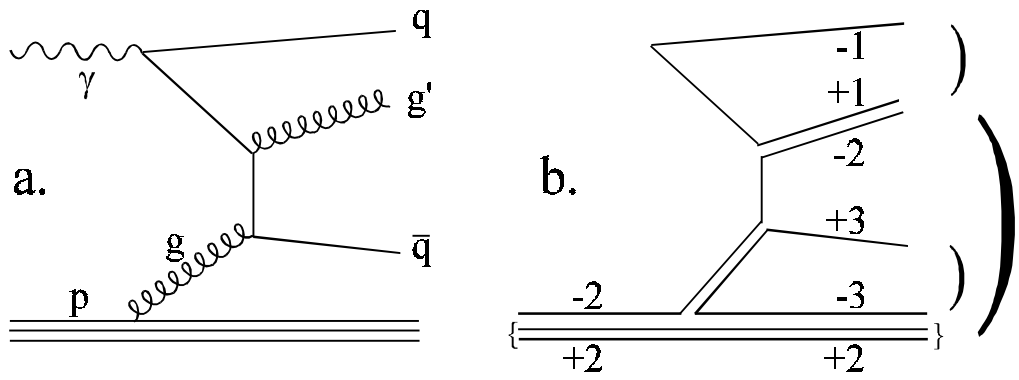


Abb. 7.7: Ein Graph der Photon-Proton-Streuung (a.) und das dazugehörige Farbfluß-diagramm (b.). Die Farbladungen sind mit Zahlen bezeichnet, die möglichen aufgespannten Strings, die zu einem Energiefluß führen, sind mit den runden Klammern in b. angedeutet.

Die Berechnung von Ψ wird für die Ereignisse der Generatoren PHOJET und PYTHIA auf Teilchen- und Detektorniveau durchgeführt, für die Daten nur auf Detektorniveau (Abbildung 7.8). Die Jets des Teilchen- und des Detektorniveaus werden mit dem Konus-Algorithmus bestimmt. Als Eingabegrößen dienen die in Abschnitt 5.6. definierten Meßgrößen. In beiden Niveaus wird auf $E_{T,jet} > 8\,\mathrm{GeV}$ und $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$ geschnitten. Das erzeugt zwar für die Simulationen unterschiedliche Datensätze, es soll jedoch das Detektorniveau der Simulationen mit den Daten verglichen werden (Abbildung 7.8a.). Bei der Korrektur der Daten auf Teilchenniveau werden die Schnitte auf das Detektorniveau nicht durchgeführt, um die Verteilungen des Teilchenniveaus korrigieren zu können.

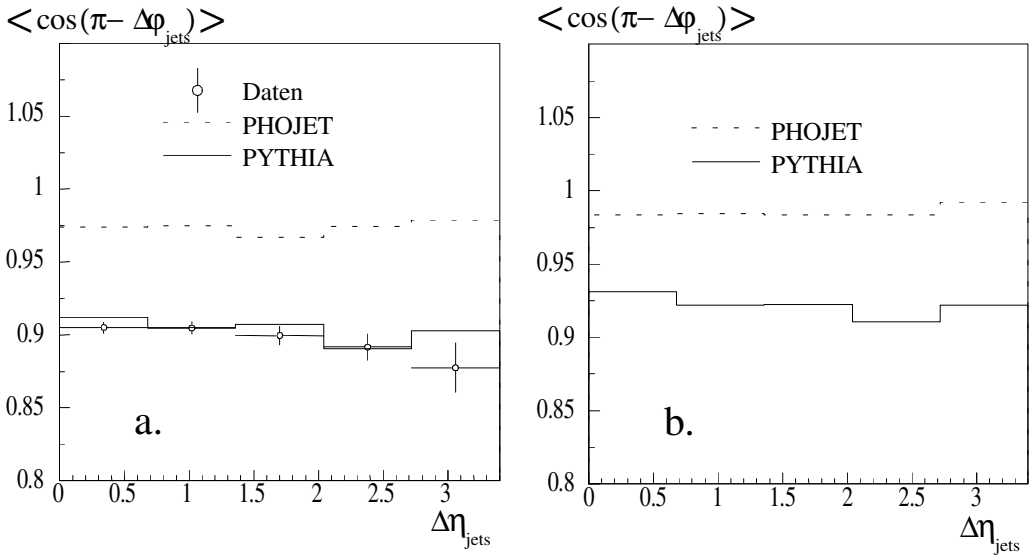


Abb. 7.8: Die berechnete Jet-Jet-Richtungs-Korrelation auf Detektorniveau (a.) und auf Teilchenniveau (b.). Die durchgezogene Linie zeigt die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation für PYTHIA-Ereignisse und die gestrichelte Linie für PHOJET-Ereignisse. Die Daten sind durch die Punkte repräsentiert, wobei nur die statistischen Fehler berücksichtigt werden.

Die Abbildung 7.8a. zeigt den Verlauf der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation der unkorrigierten Daten und der Monte-Carlo-Simulationen auf Detektorniveau. In den Daten ist nur eine leichte Abhängigkeit von Ψ vom Abstand zweier Jets in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets}$ zu erkennen. Der Mittelwert der Korrelationsvariablen liegt für die Daten bei $\langle\Psi\rangle = 0.901 \pm 0.009$. Innerhalb der statistischen Fehler beschreiben die PYTHIA-Ereignisse die Daten, wobei hierfür $\langle\Psi\rangle = 0.912 \pm 0.007$ gilt. Die PHOJET-Ereignisse sind mit $\langle\Psi\rangle = 0.975 \pm 0.004$ zur Beschreibung der Daten nicht geeignet. Zeigt PYTHIA nur einen sehr leichten Abfall mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$, so verläuft die PHOJET-Kurve nahezu ohne jede Steigung. Wie im folgenden gezeigt wird liegt dies vornehmlich im Fehlen von Partonschauern im Anfangszustand, die der PHOJET-Generator nicht nutzt. Diese bewirken, daß bereits die in die Streuung einlaufenden Partonen um $\Delta\varphi_{Partonen} = \pi$ verteilt sind. Dadurch wird ganz wesentlich der Endzustand beeinflußt. In Abbildung 7.8b. ist der Übergang zum Teilchenniveau für die Generatoren dargestellt. Der Mittelwert der PHOJET-Kurve beträgt $\langle\Psi\rangle = 0.980 \pm 0.005$, der der PYTHIA-Kurve $\langle\Psi\rangle = 0.928 \pm 0.007$. Der Abstand der Generator-Kurven zueinander bleibt weiterhin groß.

7.2.1. Einfluß der Partonschauer

Anhand der Simulationen ist es möglich, den Einfluß der Partonschauer im Anfangs- und Endzustand (ISR und FSR) zu studieren. Partonschauer führen zu einer Verschmierung der Jet-Energien und der Jet-Orte. Dieser Einfluß ist direkt in der Analyse der Jetabstände sichtbar. Der Generator PHOJET [eng95a], der in der Version 1.03 benutzt wurde, verfügt im Gegensatz zu PYTHIA bisher nur über die Möglichkeit, Partonschauer im Endzustand zu generieren. Im Falle des PYTHIA-Generators sind Partonschauer im Anfangs- und Endzustand wahlweise einschaltbar. Die Abbildung 7.9 zeigt den Verlauf der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation auf Teilchenniveau für die Generatoren PYTHIA und PHOJET. Es wird wieder auf die Jet-Energie mit $E_{T,jet,Teil} > 8\,\text{GeV}$ und den Jet-Ort mit $-0.7 < \eta_{jet,Teil} < 2.7$ geschnitten.

Werden im Falle des PYTHIA-Generators Abstrahlungen aus dem Anfangszustand heraus abgeschaltet, so rückt der Korrelationsverlauf deutlich näher an den des PHOJET-Generators heran. Dies ist ein Indiz dafür, daß die in den Ereignissen des PHOJET-Generators beobachtete stärkere Richtungs-Korrelation der Jets im wesentlichen durch die fehlenden Partonschauer des Anfangszustandes hervorgerufen werden. Die Verwendung eines solchen Modells ist also essentiell für die Beschreibung der in den Daten gemessenen Jet-Jet-Richtungs-Korrelation.

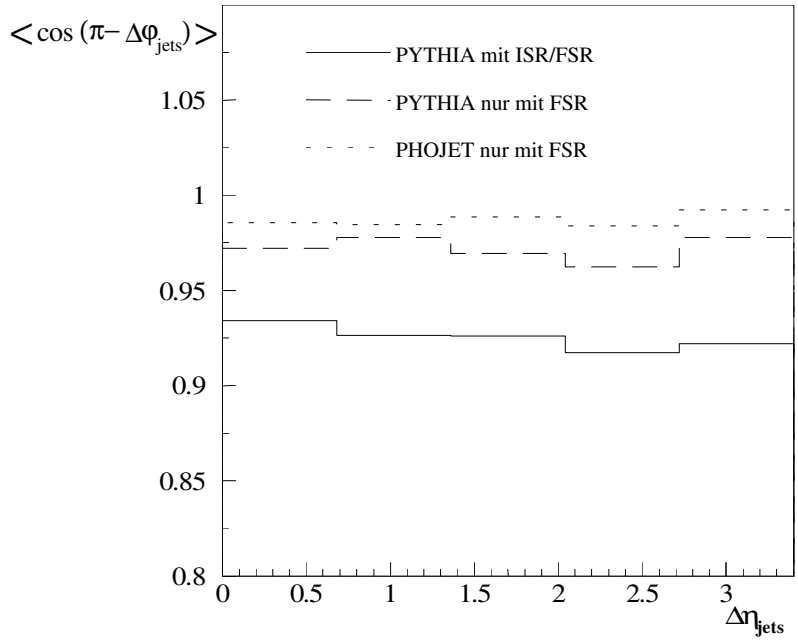


Abb. 7.9: Der auf Teilchenniveau berechnete Verlauf der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$ für die Generatoren PYTHIA und PHOJET. Die durchgezogene Kurve gibt den Korrelationsverlauf für die vollständig generierte PYTHIA-Simulation (Abbildung 7.8b.), die lang-gestrichelte für PYTHIA ohne Partonschauer im Anfangszustand und die kurz-gestrichelte für PHOJET wieder.

7.2.2. Migrationen

Die Abbildung 7.4b. hat den Zusammenhang der Jet-Abstände auf Detektor- und Teilchenniveau, $\Delta\eta_{jets,det}$ und $\Delta\eta_{jets,teil}$, gezeigt. In Abbildung 7.10 sind die Migrationen in benachbarte Bins quantitativ angegeben, und in Tabelle 7.1 ist die Migrationsmatrix für den Übergang vom Teilchen- zum Detektorniveau angegeben.

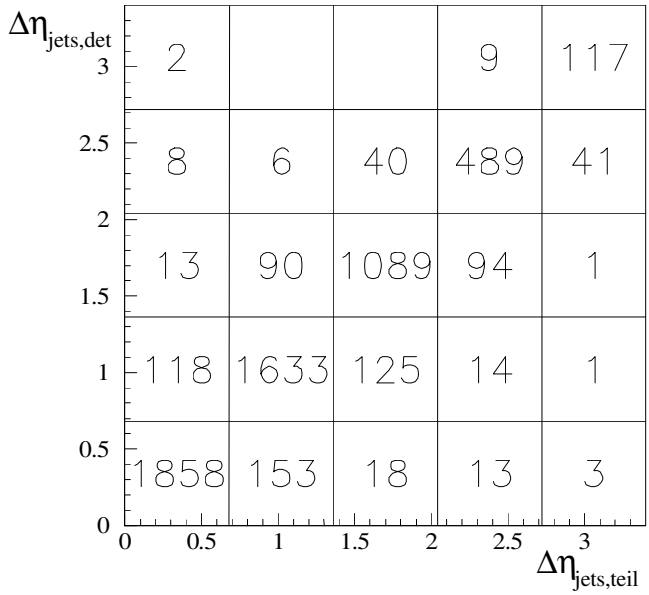


Abb. 7.10: Die Migration der Ereignisse beim Übergang von Teilchen- zum Detektorniveau. Die Zahlen geben die Anzahl der Ereignisse pro Bin wieder.

Detektorniveau \ Teilchenniveau $\Delta\eta_{jets}$	0.34	1.02	1.70	2.38	3.06
0.34	92.48%	8.03%	1.77%	2.63%	2.98%
1.02	6.07%	85.96%	9.83%	2.82%	0.75%
1.70	0.81%	4.97%	85.39%	15.23%	0.75%
2.38	0.52%	1.04%	3.01%	78.01%	23.88%
3.06	0.12%	0%	0%	1.31%	71.64%

Tab. 7.1: Tabelle der prozentualen Migrationen zwischen Teilchen- und Detektorniveau für Ereignisse des PYTHIA-mia-Generators.

7.2.3. Die korrigierte Jet-Jet-Richtungs-Korrelation

In diesem Abschnitt wird die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation auf Teilchenniveau für $E_{T,jet,Teil} > 8\,\mathrm{GeV}$ und $-0.7 < \eta_{jet,Teil} < 2.7$ angegeben. Es ist bisher gezeigt worden, daß die Jet-Energie in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η_{jet} (Abbildung 7.2), der Jet-Ort (Abbildung 7.5) und der Abstand zweier Jets $\Delta\eta_{jets}$ (Abbildung 7.4) zwischen Detektor- und Teilchenniveau gut übereinstimmt. Abbildung 7.10 und Tabelle 7.1 zeigen, daß die Migrationen in den Bins des Jet-Abstandes $\Delta\eta_{jets}$, zwischen den beiden Niveaus klein sind. Daher ist es möglich, ein Korrekturverfahren zu wählen, das die Verteilungen binweise korrigiert. Es ist also nicht nötig die auf Detektorniveau gemessenen Größen zu entfalten. Die Korrekturfunktion wird mit Hilfe des PYTHIA-mia-Generator berechnet. In Abhängigkeit vom Abstand der zwei führenden Jets im Azimut $\Delta\varphi_{jets}$ und in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets}$ wird die Anzahl der Ereignisse auf Detektor- und Teilchenniveau bestimmt (Abbildung 7.12a. und b.). Für die Selektion auf Teilchenniveau werden keine Schnitte verwendet, die auf Detektordaten basieren. Die Schnitte auf Teilchenniveau sind schon in Kapitel 5 definiert worden. Die Jet-Energie auf Teilchen- und Detektorniveau ist in Abbildung 7.11 dargestellt.

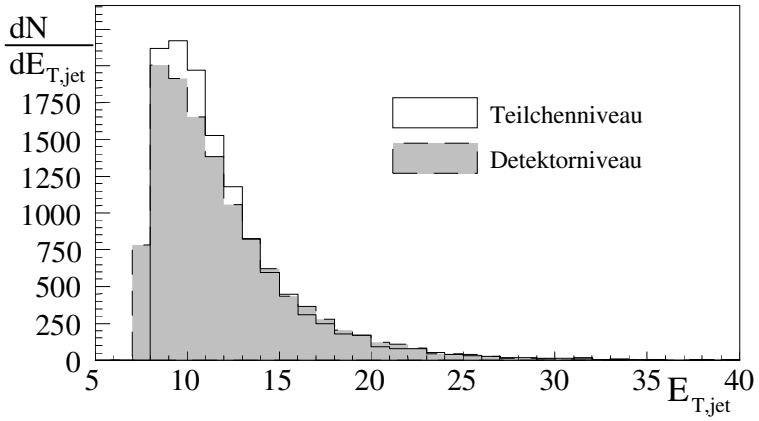


Abb. 7.11: Die Energie der Jets auf Teilchenniveau (durchgezogene Linie) und die der gleichen Jets auf Detektorniveau (graues Histogramm). Die Ereignisse wurden mit dem PYTHIA-mia-Generator generiert.

Binweises Dividieren der Histogramme aus Abbildung 7.12a. und b. erzeugt die Korrekturfunktion (Abbildung 7.12c.). Der aus den statistischen Fluktuationen der Ereigniszahlen des Teilchen- und Detektorniveaus erhaltene Fehler geht mit in den systematischen Fehler der endgültigen Anpassung der Korrelationskurve ein, kann aber dem durch die Unsicherheit der Energieskala erzeugten Fehler gegenüber vernachlässigt werden.

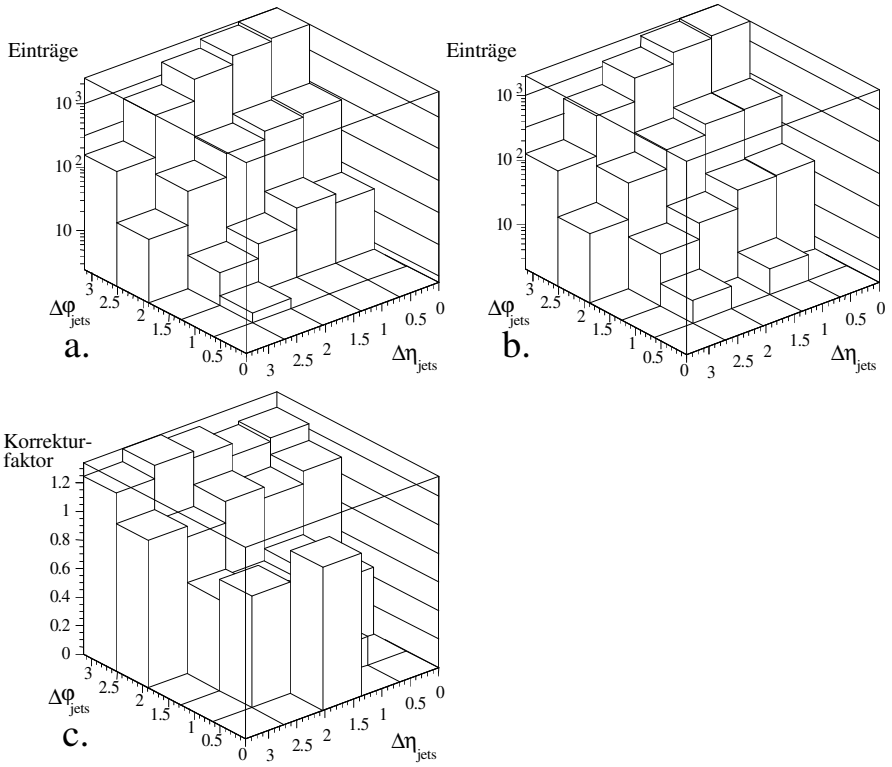


Abb. 7.12: Die Anzahl der Zwei-Jet-Ereignisse (PYTHIA-mia) in Abhängigkeit vom Jetabstand im Azimut $\Delta\varphi_{jets}$ und in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets}$ auf Teilchenniveau (a.) und auf Detektorniveau (b.). Teilbild c. zeigt die durch binweises Dividieren der beiden Histogramme erzeugten Korrekturfaktoren.

Die Konsistenz des Korrekturverfahrens wird mit der Korrektur der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation der PHOJET-Ereignisse geprüft (Abbildung 7.13).

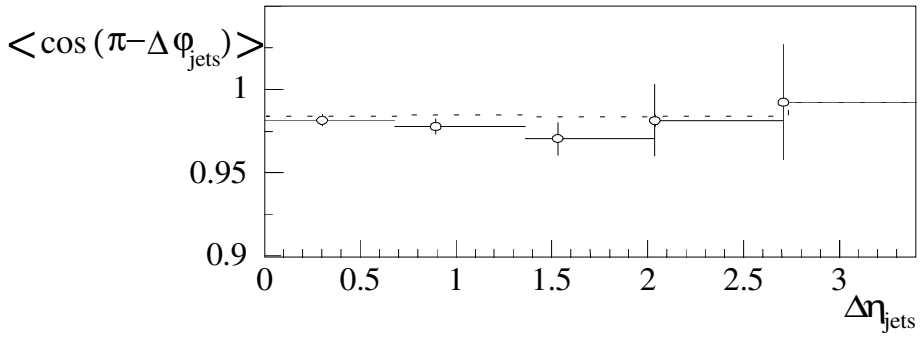


Abb. 7.13: Die auf Teilchenniveau korrigierte Jet-Jet-Richtungs-Korrelation (Punkte) der simulierten Ereignisse des PHOJET-Generators im Vergleich zum Teilchenniveau (Kurve). Die Fehlerbalken repräsentieren den statistischen Fehler.

Das Korrekturverfahren liefert also konsistente Ergebnisse, da die Korrektur des Detektorniveaus der PHOJET-Simulation sehr gut mit dem Teilchenniveau übereinstimmt. Damit ist die korrekte Funktion des Verfahrens belegt.

Mit Hilfe der durch die PYTHIA-mia-Simulation bestimmten Korrekturfunktion wird die $\Delta\varphi_{jets}\,\Delta\eta_{jets}$-Verteilung der Daten korrigiert. Daraus wird dann wiederum die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation berechnet und mit den Monte-Carlo-Ereignissen des Generators PYTHIA auf Teilchenniveau sowie dem Ergebnis der D0-Messung verglichen (Abbildung 7.14). Die auf Teilchenniveau korrigierten Daten werden durch die PYTHIA-Simulation sehr gut beschrieben.

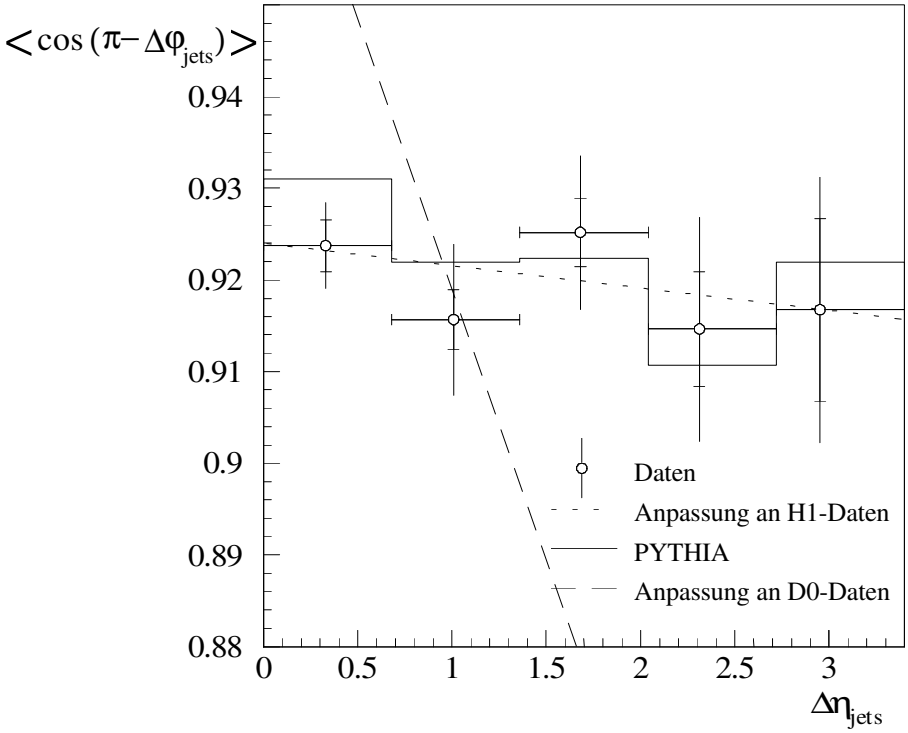


Abb. 7.14: Die auf Teilchenniveau korrigierte Jet-Jet-Richtungs-Korrelation der Daten (Punkte) verglichen mit PYTHIA-Simulation auf Teilchenniveau (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler, die gesamten den durch quadratische Addition der statistischen und systematischen Fehler erhaltenen Gesamtfehler wieder. Die Datenpunkte sind auf die Schwerpunkte der Bins korrigiert. Die lang-gestrichelte Linie gibt den Verlauf der $p\bar{p}$-Messung des D0-Experimentes wieder.

In den systematischen Fehler gehen die Unsicherheit der Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters (5%) und der durch die Korrektur verursachte Fehler ein. Hierzu wird der Korrelationsverlauf mit einer variierten Energieskala in Schritten von jeweils einem Prozentpunkt von 1 % bis zu 5 % neu bestimmt. Die sich dabei ergebenden maximalen Abweichungen in der Korrelations-Variablen Ψ werden als konservative Abschätzung der durch die Energieskala verursachten Meßungenauigkeit gewertet. Mit dem in der Korrekturfunktion erhaltenen Fehler wird ebenso verfahren. Insgesamt

beträgt die systematische Verschiebung durch den Korrekturfehler jedoch nur ~10% des Fehlers der Energieskala. Der Verlust von Ereignissen beim Übergang vom Teilchen- zum korrigierten Detektorniveau erzeugt eine vernachlässigbare Unsicherheit. Zur Abschätzung des Effekts wird das Detektorniveau der PYTHIA-mia-Simulation auf Teichenniveau korrigert und unter Berücksichtigung der weggeschnittenen Ereignisse des Teilchenniveaus mit diesem verglichen. Die Steigung m der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation beträgt dann $m = -0.18$. Die Anpassung einer Geraden an die Daten zeigt, daß dieser Wert innerhalb der statistischen und systematischen Fehler liegt.

Die Abbildung 7.6a. zeigt, wie die Anzahl der Ereignisse mit zunehmendem $\Delta\eta_{jets}$ abnimmt. Daher ist eine Korrektur der Schwerpunkte der Bins notwendig. Die Datenpunkte verschieben sich deshalb zu kleineren $\Delta\eta_{jets}$. Mit den erhaltenen statistischen und systematischen Fehlern, den verschobenen $\Delta\eta_{jets}$- und den Korrelationswerten wird eine Anpassung einer Geraden an die Datenpunkte durchgeführt. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \left\langle \cos(\pi - \Delta\varphi_{jets}) \right\rangle &= m \cdot \Delta\eta_{jets} + n \\ m &= \left(-0.24 \pm 0.24^{stat} \pm 0.34^{syst}\right) \cdot 10^{-2} \\ n &= 0.9241 \pm 0.0043^{stat} \pm 0.0031^{syst} \end{aligned} \qquad \text{(Gl. 7.1)}$$

Innerhalb der statistischen und systematischen Fehler ist die Steigung m der Geraden mit $m = 0$ verträglich. Die Variation der Photon-Strukturfunktion liefert eine maximale Abweichung von der erhaltenen Geradensteigung von $\Delta m \approx 0.0012 \cdot 10^{-2}$. Hierzu wird die benutzte GRV-Strukturfunktion des Photons durch die mit LAC1, LAC2 und LAC3 (Abschnitt 3.2.5.) bezeichneten ersetzt. Ein asymmetrischer Schnitt auf die Energien der Jets, $E_{T,jet1} > 8\,\text{GeV}$ und $E_{T,jet2} > 14\,\text{GeV}$, führt zu keiner signifikanten Änderung der Geradensteigung.

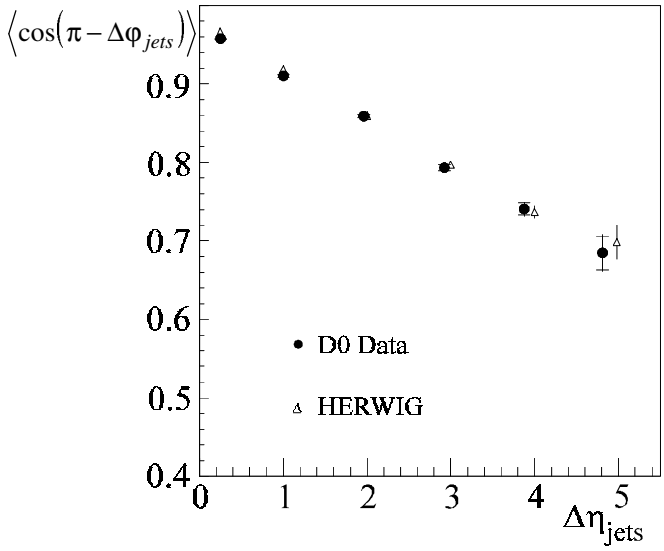


Abb. 7.15: Die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation in Ereignissen der Proton-Antiproton-Streuung am Tevatron (Punkte) und eine entsprechende HERWIG-Simulation (Dreiecke).

Abbildung 7.15 zeigt die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation wie sie mit dem D0-Detektor am Tevatron gemessen wurde [heu96]. Insgesamt zeigt sich ein gravierender Unterschied zum Verlauf der Korrelation in Proton-Antiproton-Kollisionen [heu96], der durch die lang-gestrichelte Linie in Abbildung 7.14 wiedergegeben wird. Die Steigung der Geraden ist dort um ungefähr einen Faktor sieben stärker. Der Unterschied liegt außerhalb jeder Fehlertoleranz. Sicherlich ist der physikalische Bereich der Messungen in Proton-Antiproton-Kollisionen mit dem D0-Experiment am Tevatron ein ganz anderer als der der Photon-Proton-Kollisionen bei HERA. So liegt die Schwerpunktsenergie in den Proton-Antiproton-Kollisionen am Tevatron bei $\sqrt{s_{p\bar{p}}} = 1.8\,\mathrm{TeV}$ und die mittlere Schwerpunktsenergie der betrachteten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA bei $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 200\,\mathrm{GeV}$. Theoretische Berechnungen der Richtungs-Korrelationen der Jets für Photoproduktionsprozesse aufgelöster Photonen im Rahmen der HERA-Physik werden zur Zeit durchgeführt [duc96b], wie sie schon für Ereignisse tiefinelastischer Streuung mit Jets in Vorwärtsrichtung existieren [duc96a].

In den folgenden Abschnitten werden Studien vorgestellt, die helfen sollen, die gefundenen Jet-Jet-Richtungs-Korrelationen zu verifizieren. Studien der Abhängigkeit der Jet-Jet-Richtungs-Korrelationen von den Jet-Energien im Energiebereich und Energiefluß-Studien in und außerhalb der betrachteten Jets werden zu diesem Zweck durchgeführt.

7.3. Monte-Carlo-Studie zur Jet-Energie

Die $p\bar{p}$-Streuung am Tevatron liegt mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 1.8\,\mathrm{TeV}$ eine Größenordnung über der in der γp-Streuung bei HERA zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 200\,\mathrm{GeV}$. Dies gibt der Analyse der D0-Ereignisse großen Spielraum in der verlangten Jet-Energie. Die transversale Energie der Jets liegt in den D0-Ereignissen oberhalb von $E_{T,jet} = 20\,\mathrm{GeV}$, wobei einer der Jets mehr als $E_{T,jet} = 50\,\mathrm{GeV}$ besitzt. Um die Abhängigkeit der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation von der Jet-Energie zu studieren, werden Ereignisse mit hohen transversalen Jet-Energien bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} = 300\,\mathrm{GeV}$ erzeugt. Mit dem PYTHIA-Generator werden zwei Sätze Zwei-Jet-Ereignisse generiert, ein Ereignissatz mit $E_{T,jet} \geq 20\,\mathrm{GeV}$ und ein zweiter mit $E_{T,jet} \geq 40\,\mathrm{GeV}$. Es werden sowohl Prozesse aufgelöster als auch Prozesse direkter Photonen berücksichtigt. Die Auswirkungen dieser Energieschnitte auf die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation ist in Abbildung 7.16 zu erkennen.

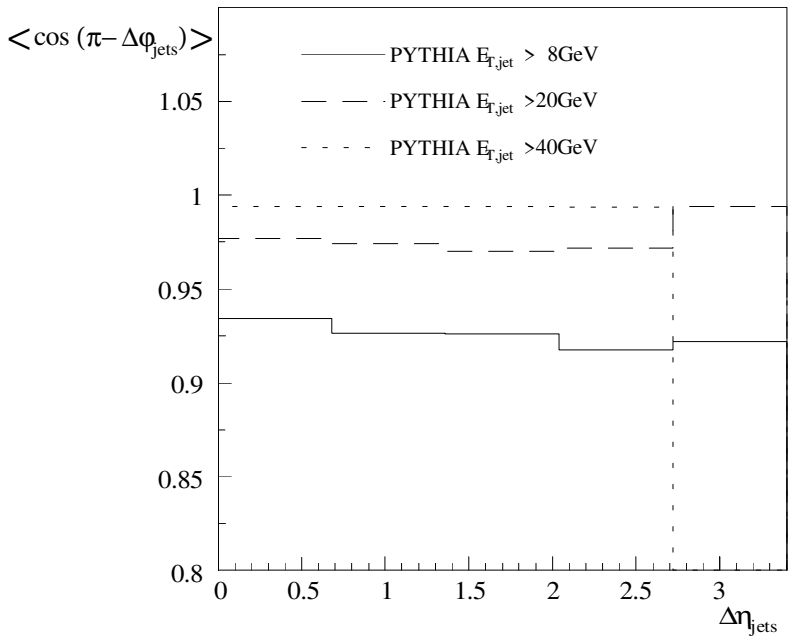


Abb. 7.16: Die Entwicklung der Jet-Jet-Richtungs-Korrelationen mit zunehmender Jet-Energie $E_{T,jet}$ auf Teilchenniveau für den Generator PYTHIA in Abhängigkeit des Jet-Abstandes $\Delta\eta_{jets}$.

Die Jet-Jet-Richtungs-Korrelationen nehmen mit steigender Jet-Energie deutlich zu. Der Mittelwert der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation steigt dabei von 0.93 (bei $E_{T,jet} \geq 8\,\mathrm{GeV}$) über 0.98 (bei $E_{T,jet} \geq 20\,\mathrm{GeV}$) bis auf 0.99 (bei $E_{T,jet} \geq 40\,\mathrm{GeV}$). Hierbei stehen im letzten Fall für das größte Bin in $\Delta\eta_{jets}$ keine Ereignisse zur Verfügung.

Die Tabelle 7.2 gibt einen Überblick über die Anzahl der mittels des PYTHIA-Generators erzeugten Ereigniszahlen pro 150 pb^{-1} Luminosität für aufgelöste und direkte Photoproduktionsereignisse. Mit zunehmender Jet-Energie nimmt der Anteil direkter Prozesse stetig zu. Bei einer Luminosität von 150 pb^{-1} pro Jahr, die HERA erreichen soll, wird deutlich, daß Ereignisse mit $E_{T,jets} \geq 40\,\mathrm{GeV}$ nicht mit ausreichender Statistik meßbar sein werden.

	Anzahl Ereignisse pro 150 pb^{-1} für	
	direkte Photonen	aufgelöste Photonen
$E_{T,jets} \geq 8\,\mathrm{GeV}$	ca. 67000	ca. 190000
$E_{T,jets} \geq 20\,\mathrm{GeV}$	ca. 6000	ca. 6000
$E_{T,jets} \geq 40\,\mathrm{GeV}$	ca. 210	ca. 94

Tab. 7.2: Anzahl aufgelöster und direkter Photoproduktionsereignisse pro 150 pb^{-1} Luminosität auf Teilchenniveau für Ereignisse, die mit PYTHIA mit Vielfachwechselwirkung erzeugt werden.

Die zunehmende Dominanz der Prozesse direkter Photonen bei hohen Jet-Energien führt zu einem geringeren Energiefluß in rückwärtiger Richtung. Dies bedeutet, daß

ein eventuell auftretender transversaler Impuls von den Partonen der harten Streuung beziehungsweise Jets getragen werden muß. Über die Wahrscheinlichkeit für einen solchen transversalen Impuls liegt bisher jedoch keine Messung vor. Die mit steigender Jet-Energie verstärkte Jet-Jet-Richtungs-Korrelation zeigt, daß keine zusätzlichen Abstrahlungen zu beobachten sein sollten. Eine Abnahme der Korrelationsvariable mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$, wie in den Ergebnissen der Proton-Antiproton-Untersuchungen, ist auch hier nicht erkennbar.

Erhöhte Schwerpunktsenergie

Die gezeigten Schnitte auf die Jet-Energien von $E_{T,jet} \geq 40\,\text{GeV}$ lassen nur wenig Spielraum, zusätzliche Energie zwischen Jets abzustrahlen. Um den Phasenraum zu vergrößern, wird in einem weiteren Schritt die Schwerpunktsenergie von HERA erhöht. Mit dem PYTHIA-Generator werden Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} = 1500\,\text{GeV}$, mit einer Elektronenergie von 137.5 GeV und Protonenergie von 4100 GeV, generiert. Innerhalb des Teilchenniveaus werden wieder Jets gesucht, deren transversale Energie $E_{T,jet} > 40\,\text{GeV}$ und Position in der Pseudorapidität $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$ erfüllt. Die Abbildung 7.17 zeigt die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation für die Ereignisse mit erhöhter und nomineller Schwerpunktsenergie bei HERA.

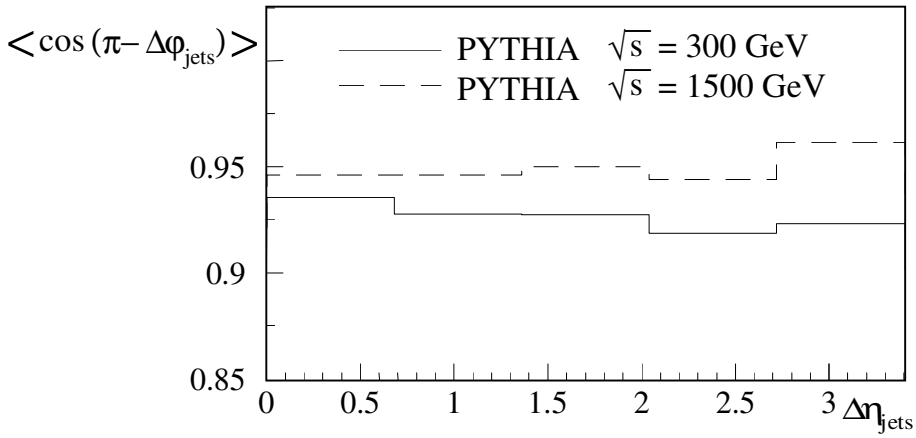


Abb. 7.17: Jet-Jet-Richtungs-Korrelation für Ereignisse des PYTHIA-mia-Generators mit einer Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems von ~300 GeV und $E_{T,jet} > 8\,\text{GeV}$ (durchgezogene Kurve) und ~1500 GeV und $E_{T,jet} > 40\,\text{GeV}$ (gestrichelte Kurve) auf Teilchenniveau.

Auch mit erhöhter Schwerpunktsenergie ist ein Verlauf wie in der Analyse der Proton-Antiproton-Kollisionen des D0-Experimentes kein Abfall der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ zu erkennen. Die Erhöhung der Schwerpunktsenergie führt zu einer Erhöhung der Jet-Jet-Richtungskorrelation. Die Mittelwerte der Korrelations-Variablen steigt von $\langle\Psi\rangle = 0.928 \pm 0.007$ bei der nominellen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}} = 300\,\text{GeV}$ und $E_{T,jet} > 8\,\text{GeV}$ auf $\langle\Psi\rangle = 0.941 \pm 0.009$ für $\sqrt{s_{ep}} = 1500\,\text{GeV}$ und $E_{T,jet} > 40\,\text{GeV}$. Diese Erhöhung wird zumindest teilweise durch eine Verminderung der Jet-Breite verursacht. Abbildung 7.18 zeigt die radialen

Jet-Profile der Jets aus den beiden Datensätzen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Jets bei der erhöhten Schwerpunktsenergie nur noch halb so breit sind. Dadurch ist die Jet-Achse besser bestimmt als bei $\sqrt{s_{ep}} = 300\,\mathrm{GeV}$, und die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation ist stärker ausgeprägt.

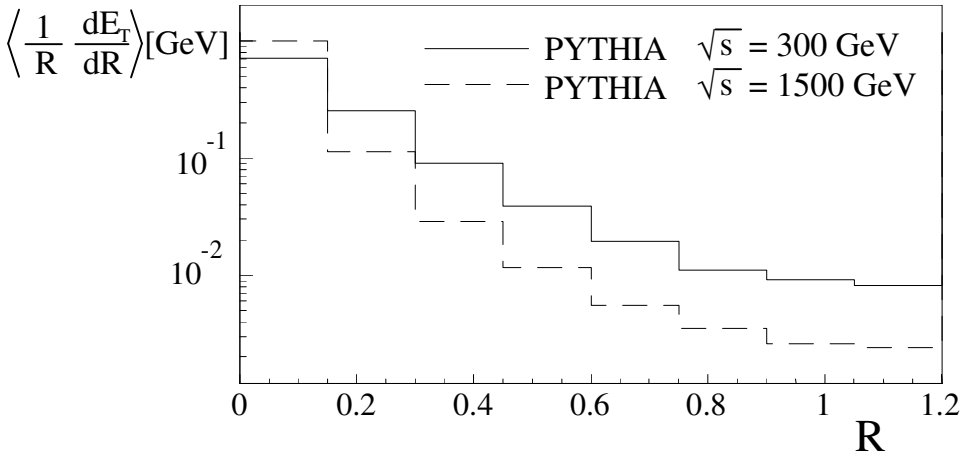


Abb. 7.18: Radiale Jet-Profile für Ereignisse des PYTHIA-mia-Generators mit einer Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems von ~300 GeV (durchgezogene Kurve) und ~1500 GeV (gestrichelte Kurve) auf Teichenniveau.

Trotz der Erhöhung der Schwerpunktsenergie ist kein Abfall der Korrelations-Variablen Ψ mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ zu beobachten. Es wird sogar eine Erhöhung der mittleren Korrelation $\langle\Psi\rangle$ über den gesamten Bereich von $\Delta\eta_{jets}$ beobachtet.

7.4. Energiefluß zwischen und außerhalb von Jets

In diesem Abschnitt wird der Energiefluß innerhalb von Jetereignissen untersucht. Dabei wird die Topologie der Photoproduktionsereignisse sowohl auf Abstrahlungen zwischen Jets und String-Effekte, als auch die Ursache der als Funktion von $\Delta\eta_{jets}$ flachen Jet-Jet-Richtungs-Korrelation untersucht. Wenn es Energiefluß durch String-Bildung gibt, dann sollte der entsprechende Energiefluß zwischen den Jets meßbar sein. Die durch die Pseudorapidität und den Azimutwinkel aufgespannte $\eta\varphi$-Ebene wird in fünf Bereiche aufgeteilt (Abbildung 7.19).

1. Die Jets.
2. Ein Sicherheitsring mit dem Radius $R' = 1.0$ um die Jets herum, damit außerhalb der Jets nicht Energie gemessen wird, die aus dem Jet stammt.
3. Zwei Bänder 'Band l' und 'Band k'[19], die zwischen den Jets aufgespannt werden. Diese haben den gleichen Durchmesser wie die Jets und enden an den Sicherheitsringen.

[19] k und l stehen für kurz und lang

4. Je ein Band nach vorne (Index 'vorw.') und hinten (Index 'rückw.') vom entsprechenden Jet aus, um den möglichen Energiefluß, der durch Strings zwischen den Jets und Photon- beziehungsweise Protonrest entstehen kann, herausschneiden zu können.

5. Der gesamte restliche Bereich der ηφ-Ebene.

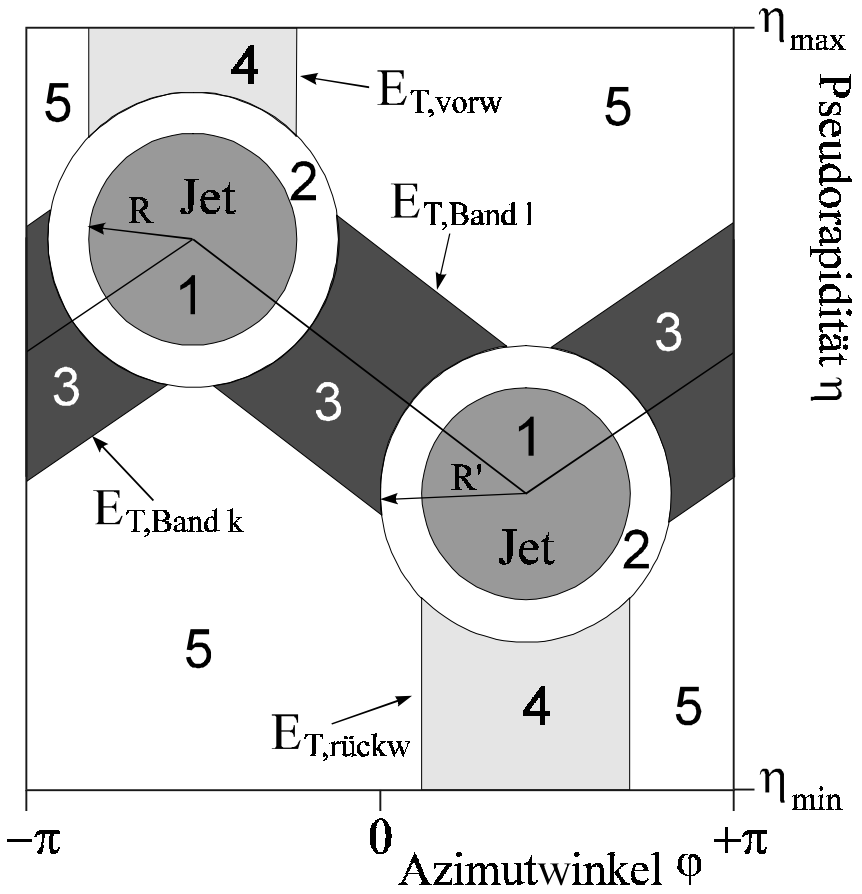


Abb. 7.19: Die Unterteilung der ηφ-Ebene in die Bereiche des analysierten Energieflusses. Es gibt insgesamt fünf zu unterscheidende Gebiete: 1 die Jets, 2 ein Sicherheitsring um die Jets, 3 der Bereich zwischen den Jets, 4 je ein Bereich nach vorne bzw. hinten in der Pseudorapidität vom entsprechenden Jet aus und 5 den gesamten übriggebliebenen Bereich der ηφ-Ebene.

Die Größe des Sicherheitsringes ist durch den Jet-Algorithmus bestimmt. Wie im Abschnitt 4.3. gezeigt wurde, stimmen Jet-Mittelpunkt und der Ort der Initiatorzelle nicht unbedingt überein. Die Verteilung der Distanz Δr zwischen diesen beiden Punkten ist in Abbildung 7.20 dargestellt. Die Monte-Carlo-Ereignisse unterliegen dabei den gleichen Selektionskriterien wie die Daten. Bei Berücksichtigung der statistischen Fehler ergibt sich eine gute Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulationen.

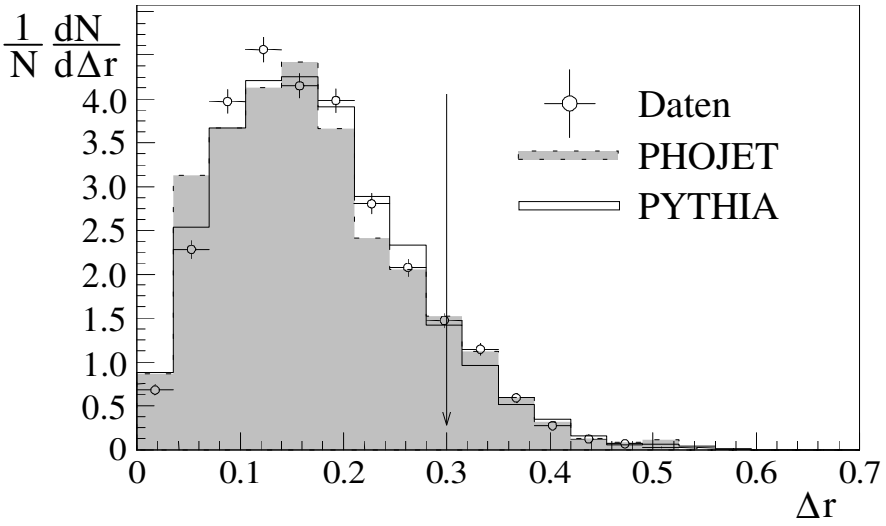


Abb. 7.20: Verteilung der Distanz Δr zwischen dem Jetmittelpunkt und der Initiatorzelle des Jets. Der Verlauf ist für den analysierten Datensatz (Punkte), für die entsprechenden Ereignisse der PYTHIA-Simulation (durchgezogene Linie) und der PHOJET-Simulation (graues Histogramm) dargestellt.

Für etwa 7 % der Ereignisse ergibt die Analyse einen Wert von $\Delta r > 0.3$, der mit einem Pfeil markiert ist. Wird also der Sicherheitsring mit dem Radius $R' = 1.0$ um den Jetmittelpunkt gelegt, so können nur ungefähr sieben Prozent der Ereignisse einen Energiefluß, der innerhalb eines Kreises mit Radius 0.7 um die Initiatorzelle liegt, außerhalb dieses Sicherheitsringes erzeugen. Der Radius des Sicherheitsringes liegt deshalb mit $R' = 1.0$ um 0.3 Einheiten über dem Radius des Jets. Dieses Verfahren dient ausschließlich zur Vermeidung von Unsicherheiten durch den Jet-Algorithmus.

Die Bestimmung des transversalen Energieflusses stützt sich vollständig auf die Energiemessung mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter in einem Bereich von $-1.4 < \eta < 3.4$. In der Analyse wird die transversale Energie zwischen Jets in den zwei definierten Bändern $E_{T,Band\,k}$ und $E_{T,Band\,l}$ bestimmt. Die Energie in dem Bereich des restlichen Kalorimeters, der nicht durch die Jets, die Sicherheitsringe, die Bänder zwischen den Jets und die Bänder nach vorne und hinten abgedeckt wird, wird mit $E_{T,rest\,Kalo}$ bezeichnet. Gleichzeitig wird die Fläche, die die Jet-Bänder und das restliche Kalorimeter einnehmen, bestimmt.

7.4.1. Transversaler Energiefluß

Die Abbildung 7.7 hat den Farbfluß innerhalb eines Ereignisses der Photon-Proton-Streuung anhand eines Graphen gezeigt. Zwischen den auslaufenden Partonen und dem Photon- und Protonrest können sich Strings aufspannen. Diese führen zu einem gegenüber dem restlichen Gebiet erhöhten Energiefluß zwischen den beteiligten Teilchen. An dieser Stelle wird nur die transversale Energie zwischen den Jets bestimmt ($E_{T,Band\,k}$ und $E_{T,Band\,l}$). Die transversale Energie, die durch mögliche Strings zwischen den Jets und dem Photon- und Protonrest erzeugt wird ($E_{T,\mathrm{vorw}}$ und $E_{T,\mathrm{rückw}}$),

wird nicht weiter betrachtet, da durch die Limitierung des Kalorimeters in der Pseudorapidität es nicht möglich ist, den gesamten Bereich zwischen den Jets und dem Photon- und Protonrest abzudecken. Da die Fläche der Gebiete 3 und 5 aus Abbildung 7.19 von Ereignis zu Ereignis unterschiedlich groß sein kann, wird der transversale Energiefluß auf die Fläche normiert. Die so entstehenden Energiedichten ρ_E werden in Abhängigkeit vom Jet-Abstand $\Delta\eta_{jets}$ bestimmt. Die Abbildung 7.21 zeigt die transversale Energiedichte in den Bändern zwischen den Jets und im restlichen Kalorimeter für Daten und für die PYTHIA- und PHOJET-Simulation, die beide wieder Vielfachwechselwirkungen beinhalten.

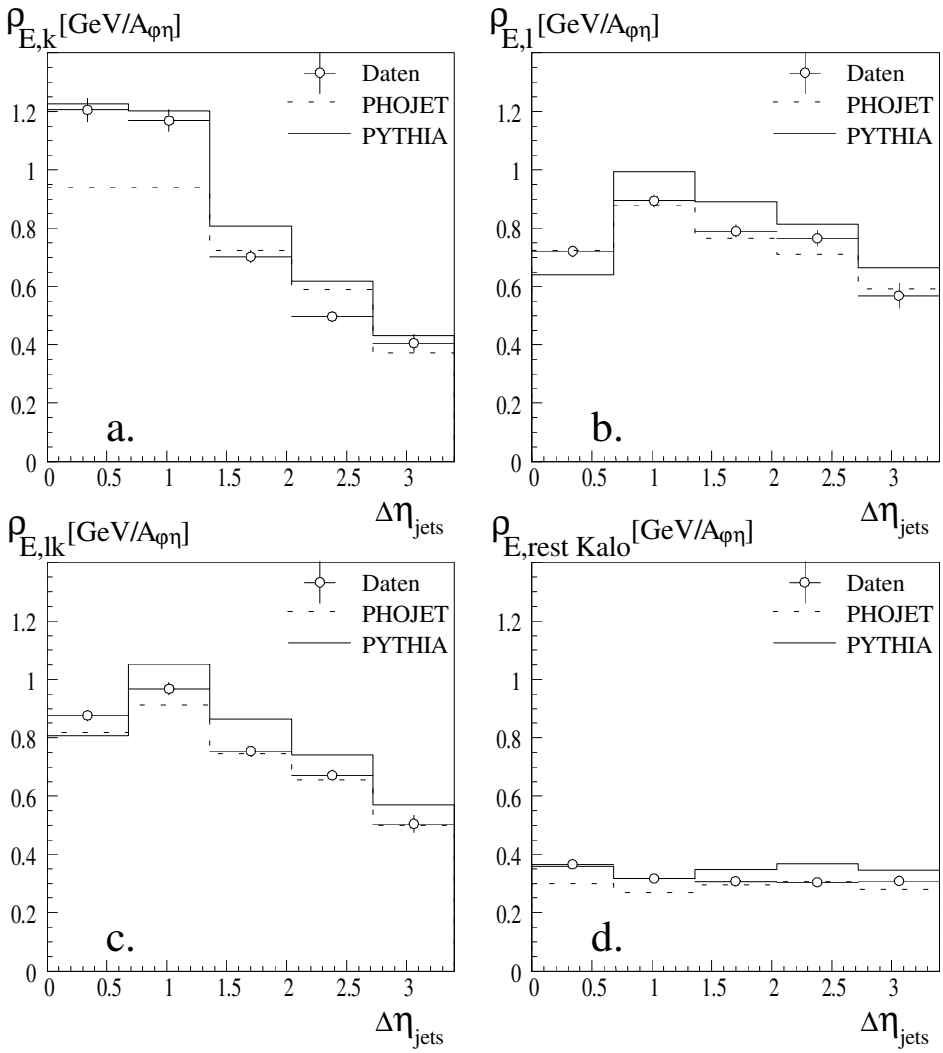


Abb. 7.21: Transversale Energiedichten in den Bändern zwischen den Jets (a., b. und c.) und im restlichen Kalorimeter (d.) in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$. Gezeigt ist der Verlauf auf Detektorniveau für Daten (Kreise), Ereignisse der PYTHIA-Simulation (durchgezogene Linie) und Ereignisse der PHOJET-Simulation (gestrichelte Linie). Das Teilbild a. zeigt die Energiedichte im kürzeren (Index 'k') der zwei zwischen den Jets befindlichen Bändern, b. die Energiedichte im längeren (Index 'l') und c. die Energiedichte in beiden zusammen (Index 'kl'). Das Teilbild d. gibt den Verlauf der Energiedichte im restlichen Kalorimeter wieder (Index 'rest Kalo').

Es wird eine deutlich höhere transversale Energiedichte zwischen den Jets beobachtet als im restlichen Kalorimeter, wie der Vergleich von a., b. und c. mit d. belegt. Dies zeigt, daß es Mechanismen gibt, die einen erhöhten Energiefluß zwischen den Jets erzeugen. Die Energiedichten im kürzeren und längeren Band (Abbildung 7.21a. und b.) zeigen einen leicht differierenden Verlauf. Für kleine Abstände $\Delta\eta_{jets}$ der Jets liegt die Energiedichte im kürzeren Band deutlich über der im längeren. Die Unterschiede in der Energiedichte in den Teilbildern a. und b. im weiteren Verlauf machen deutlich, daß die Breite der Bänder, die einem Jet-Durchmesser entspricht, eigentlich in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$ variabel sein muß. Hier wird jedoch weiterhin die bisher benutzte Breite der Bänder genutzt. Aus diesem Grund wird im wesentlichen nur die gemeinsame Energiedichte des längeren und kürzeren Bandes (c.) analysiert. Diese wird im weiteren Verlauf dann auch auf Teilchenniveau korrigiert. Die gemeinsam berechnete Energiedichte im längeren und kürzeren Band zeigt im wesentlichen den Verlauf der Energiedichte im längeren Band, jedoch um ungefähr 10 % erhöht. Die PHOJET- und PYTHIA-Simulationen (Abbildung 7.21) erzielen mit der Lund-String-Fragmentation (Abschnitt 3.3.4.1.) zumindest eine qualitative Beschreibung der von $\Delta\eta_{jets}$ abhängigen Energiedichte. Die Energiedichte im restlichen Kalorimeter ist nahezu unabhängig von $\Delta\eta_{jets}$ und im Mittel um einen Faktor zwei bis drei unterhalb der gemeinsamen Energiedichte des kürzeren und des längeren Bandes.

Die Analyse der Monte-Carlo-Ereignisse auf Teilchenniveau, dargestellt in Abbildung 7.22, zeigt einen ganz ähnlichen Verlauf. Hier werden in der Selektion der Ereignisse keine auf Detektordaten basierende Schnitte durchgeführt. Es werden lediglich Zwei-Jet-Ereignisse auf Teilchenniveau gesucht mit $E_{T,jet,teil} > 8\,\mathrm{GeV}$, wobei die Jets im Pseudorapiditätsbereich $-0.7 < \eta_{jet,teil} < 2.7$ liegen müssen, der Bereich der relativen Photonenergie *y* ist auf $0.25 < y_{teil} < 0.65$ und die Virtualität des Photons auf $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ eingeschränkt. Auf diese Parameter des Teilchenniveaus wird der Verlauf der Energiedichte und des Energieflusses später korrigiert. Der Verlauf stimmt qualitativ mit dem des Detektorniveaus aus Abbildung 7.21 überein.

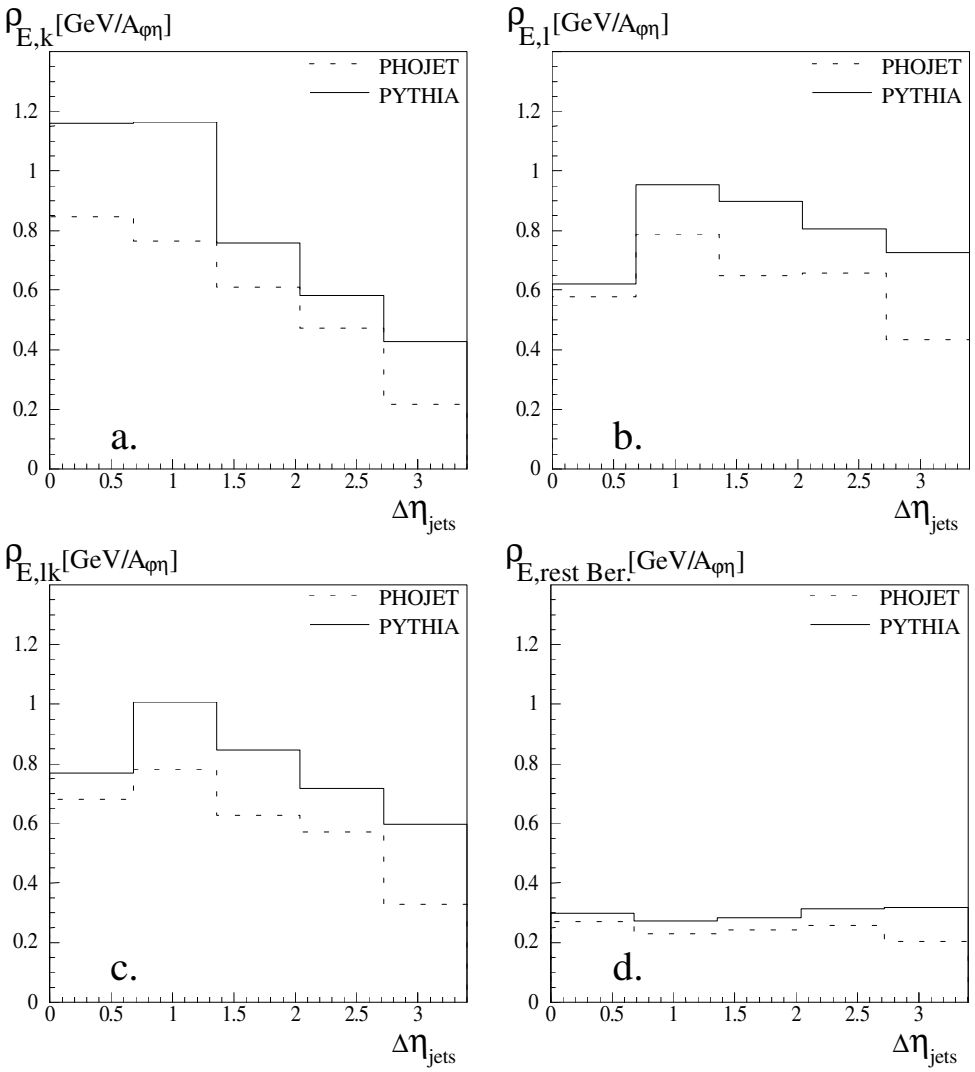


Abb. 7.22: Die transversalen Energiedichten in den Bändern zwischen den Jets (a., b. und c.) und im restlichen Kalorimeter (d.) in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$. Gezeigt ist der Verlauf auf Teilchenniveau für Ereignisse der PYTHIA-Simulation (durchgezogene Linie) und Ereignisse der PHOJET-Simulation (gestrichelte Linie). Das Teilbild a. zeigt die Energiedichte im kürzeren, b. im längeren und c. für beide Bänder zusammengefaßt. Das Teilbild d. illustriert die Energiedichte $\rho_{E,rest\,Ber.}$ im restlichen Bereich der ηφ-Ebene.

Bisher ist gezeigt worden, daß die transversale Energieflußdichte zwischen den gemessenen Jets größer ist als im restlichen Bereich. In Abbildung 7.23 wird der absolute transversale Energiefluß in den gleichen Bereichen auf Detektor- und Teilchenniveau in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$ gezeigt. Der transversale Energiefluß in den Daten zwischen den Jets zeigt für beide Bänder, und somit auch in der Summe der zwei Bänder, einen relativ konstanten Verlauf, wie in Abbildung 7.23a.-c. zu erkennen ist. Der Energiefluß im Gebiet 5, dem restlichen Gebiet, nimmt mit zunehmendem $\Delta\eta_{jets}$ stetig ab. Die PYTHIA- und PHOJET-Simulationen beschreiben im wesentlichen die Daten. Beim Übergang zum Teilchenniveau bleibt der Verlauf des transversalen Energieflusses in den einzelnen Bereichen bestehen.

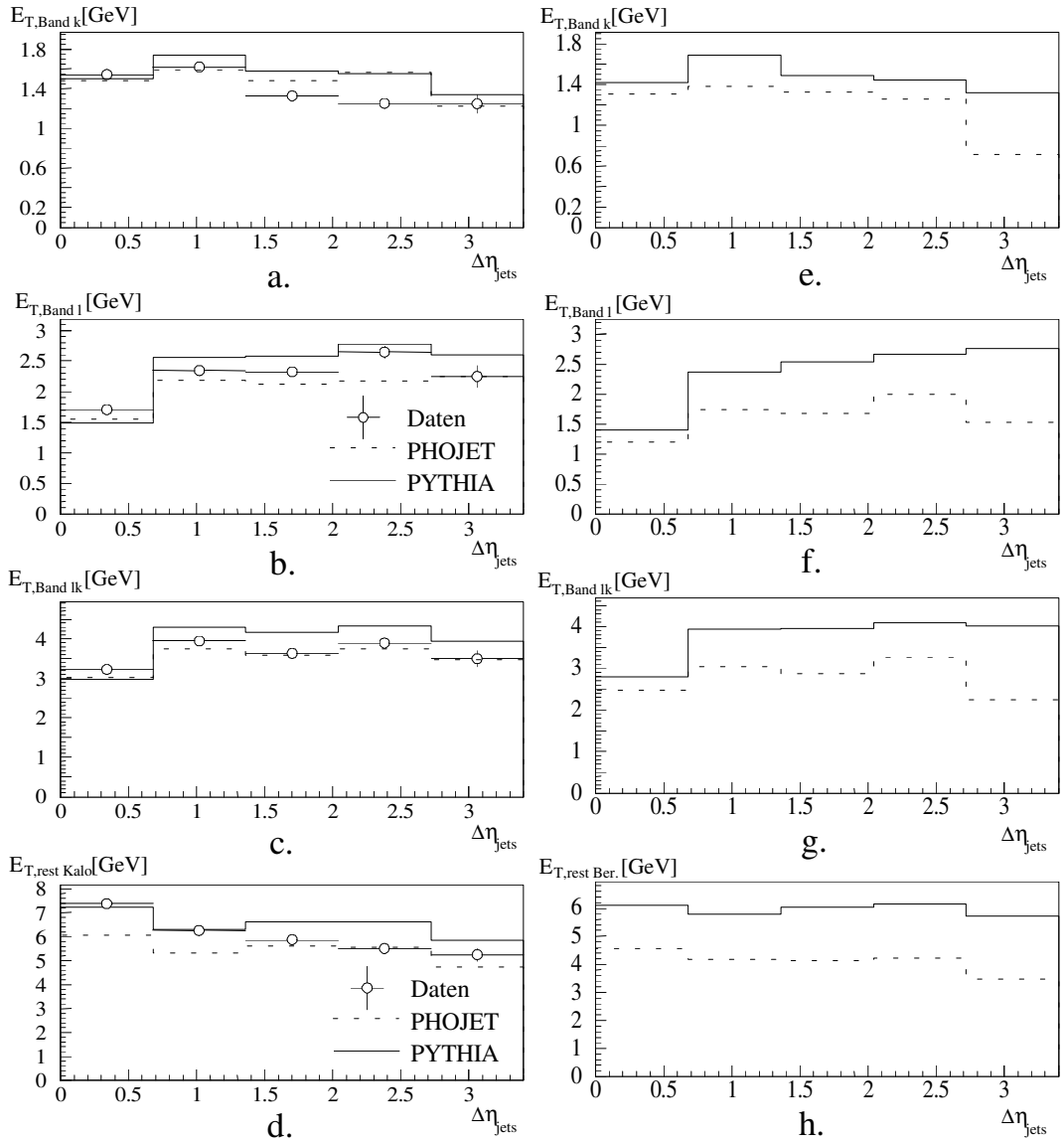


Abb. 7.23: Der transversale Energiefluß zwischen den Jets (a., b., c. und e., f., g.) und außerhalb (d. und h.) auf Detektorniveau (a. bis d.) und auf Teilchenniveau (e. bis h.) für Daten (Punkte mit statistischem Fehler), PYTHIA-Ereignisse (durchgezogene Linie) und PHOJET-Ereignisse (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$. Die Teilbilder a. und e. geben den transversalen Energiefluß im kürzeren Band, b. und f. im längeren und c. und g. in beiden Bändern gemeinsam wieder. Der Energiefluß im restlichen Bereich ist in d. und h. dargestellt.

Nimmt der transversale Energiefluß mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ ab, während die transversale Energiedichte konstant bleibt, so deutet das daraufhin, daß außerhalb der Jets und der betrachteten Bänder der gesamte transversale Energiefluß sich nur mit der zur Verfügung stehenden Fläche in der $\eta\varphi$-Ebene ändert.

7.4.2. Korrektur auf Teilchenniveau

Die Korrektur der transversalen Energiedichte und des transversalen Energieflusses erfolgt analog zu der in Abschnitt 7.2.3. vorgestellten Korrektur der Jet-Jet-Rich-

tungs-Korrelationen. Hier wird der transversale Energiefluß und die transversale Energiedichte in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets,det}$ und $\Delta\varphi_{jets,det}$ auf Detektorniveau beziehungsweise $\Delta\eta_{jets,teil}$ und $\Delta\varphi_{jets,teil}$ auf Teilchenniveau in einem 5x5-Gitter für die Ereignisse der PYTHIA-Simulation bestimmt. Die Ereignisse des Teilchenniveaus unterliegen wieder den kinematischen Schnitten, wie sie schon vorgestellt wurden. Die Korrektur wird für die transversale Energiedichte und den transversalen Energiefluß in den Gebieten 3 und 5 (Abbildung 7.19) durchgeführt. Die beiden zwischen den Jets befindlichen Bänder werden zusammengefaßt betrachtet. Das Ergebnis der Korrektur ist in den Abbildungen 7.24a. und b. für die transversale Energiedichte und in den Abbildung 7.25a. und b. für den transversalen Energiefluß dargestellt. Auch hier sind die Schwerpunkte der Bins gemäß der Verteilung der Ereignisse mit $\Delta\eta_{jets}$ korrigiert.

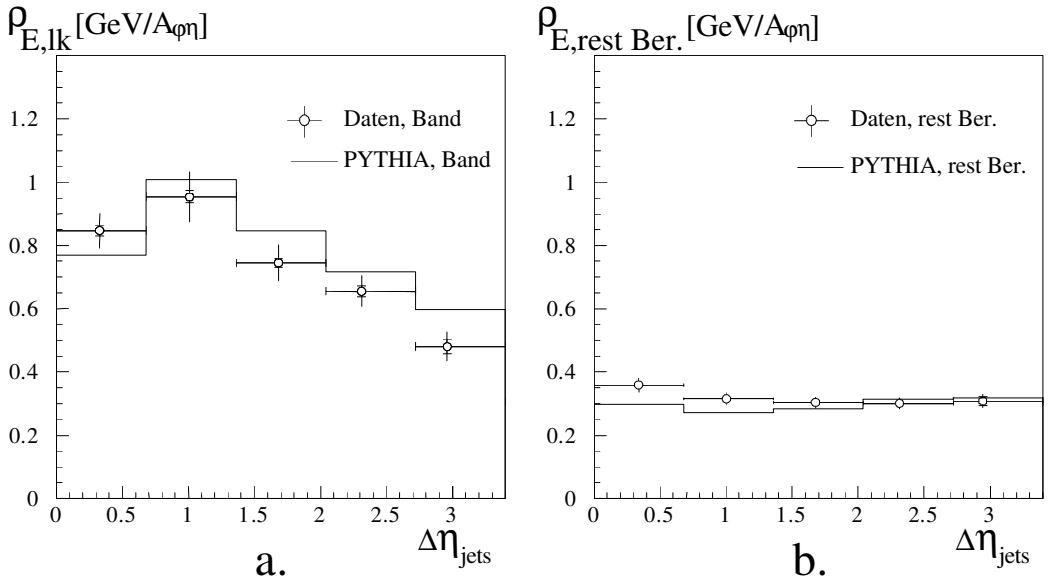


Abb. 7.24: Vollständig auf Teilchenniveau korrigierte transversale Energiedichte zwischen den Jets (a.) und außerhalb der Jets (b.) (Punkte) in Abhängigkeit vom Jet-Abstand $\Delta\eta_{jets}$. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen, die äußeren die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler wieder. Die durchgezogene Linie markiert den Verlauf der entsprechenden Größe auf Teilchenniveau für Ereignisse des PYTHIA-Generators.

Die korrigierten Daten sind durch Punkte mit statistischen und systematischen Fehlern dargestellt. Der systematische Fehler ist zusammen gesetzt aus:

- Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters, die bei 5% liegt [h1 94],
- Fehler durch die Korrekturfunktion

Den dominierenden Anteil liefert die Unsicherheit der Energieskala, die ungefähr eine Größenordnung über der der Korrekturfunktion liegt. Dies gilt sowohl für die Energiedichte als auch für den Energiefluß.

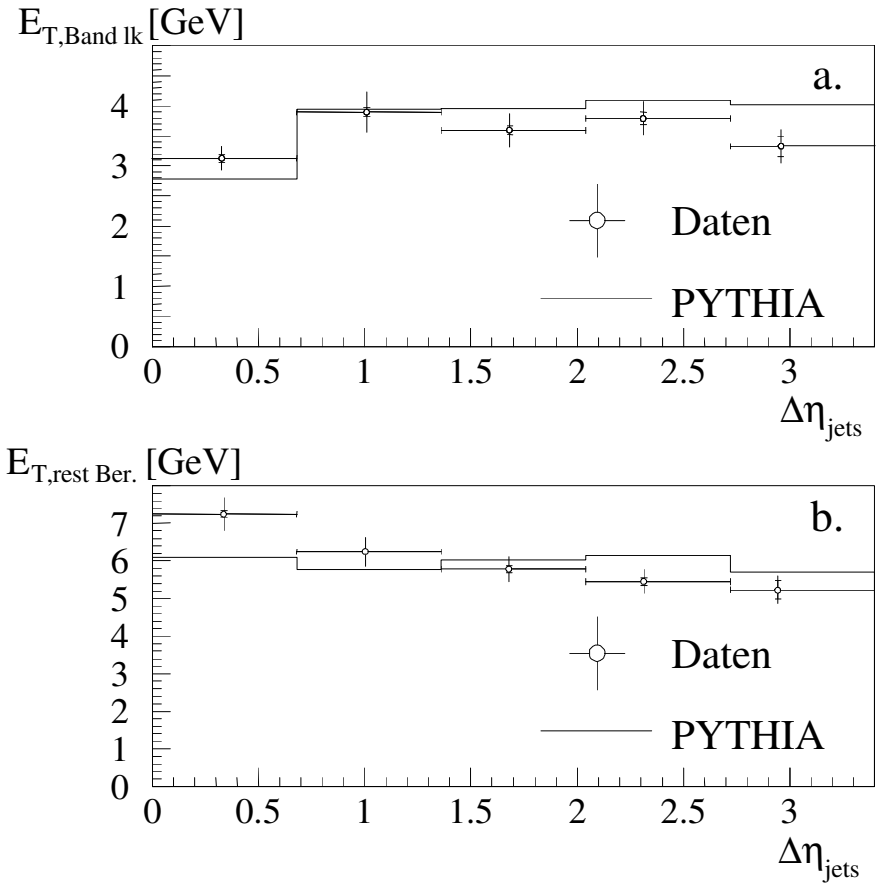


Abb. 7.25: Vollständig auf Teilchenniveau korrigierter transversaler Energiefluß zwischen den Jets (a.) und außerhalb der Jets (b.) (Punkte) in Abhängigkeit vom Jet-Abstand $\Delta\eta_{jets}$. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen, die äußeren die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler wieder. Die durchgezogene Linie markiert den Verlauf der entsprechenden Größe auf Teilchenniveau für Ereignisse des PYTHIA-Generators.

Die Ergebnisse für die transversale Energiedichte und den transversalen Energiefluß nach der Korrektur auf das Teilchenniveau sind in den Tabellen 7.3 und 7.4 zusammengefaßt. Neben den Mittelwerten jedes einzelnen Bins sind die statistischen und systematischen Fehler angegeben.

	Transversale Energiedichte $\langle \rho_E \rangle \pm \sigma^{stat} \pm \sigma^{syst} \left[\mathrm{GeV} / \mathrm{A}_{\eta\varphi} \right]$	
	zwischen Jets/Bänder	außerhalb/restl. Bereich
$0.00 \le \Delta\eta_{jets} < 0.68$	$0.847 \pm 0.030 \pm 0.052$	$0.358 \pm 0.004 \pm 0.021$
$0.68 \le \Delta\eta_{jets} < 1.36$	$0.954 \pm 0.019 \pm 0.077$	$0.315 \pm 0.004 \pm 0.019$
$1.36 \le \Delta\eta_{jets} < 2.04$	$0.745 \pm 0.039 \pm 0.055$	$0.304 \pm 0.005 \pm 0.017$
$2.04 \le \Delta\eta_{jets} < 2.72$	$0.656 \pm 0.017 \pm 0.045$	$0.301 \pm 0.006 \pm 0.016$
$2.72 \le \Delta\eta_{jets} < 3.40$	$0.481 \pm 0.024 \pm 0.038$	$0.308 \pm 0.014 \pm 0.016$

Tab. 7.3: Die Werte der korrigierten transversalen Energiedichten pro Bin mit den dazugehörigen statistischen und systematischen Fehlern.

	Transversaler Energiefluß $\langle E_T \rangle \pm \sigma^{stat} \pm \sigma^{syst} \left[\mathrm{GeV} \right]$	
	zwischen Jets/Bänder	außerhalb/restl. Bereich
$0.00 \le \Delta\eta_{jets} < 0.68$	$3.13 \pm 0.06 \pm 0.19$	$7.24 \pm 0.09 \pm 0.43$
$0.68 \le \Delta\eta_{jets} < 1.36$	$3.90 \pm 0.08 \pm 0.32$	$6.24 \pm 0.08 \pm 0.37$
$1.36 \le \Delta\eta_{jets} < 2.04$	$3.59 \pm 0.07 \pm 0.27$	$5.78 \pm 0.09 \pm 0.32$
$2.04 \le \Delta\eta_{jets} < 2.72$	$3.79 \pm 0.10 \pm 0.26$	$5.45 \pm 0.11 \pm 0.29$
$2.72 \le \Delta\eta_{jets} < 3.40$	$3.33 \pm 0.17 \pm 0.22$	$5.23 \pm 0.24 \pm 0.28$

Tab. 7.4: Die Werte des korrigierten transversalen Energieflusses pro Bin mit den dazugehörigen statistischen und systematischen Fehlern.

7.5. Jet-Exzentrizität

Die Untersuchung des transversalen Energieflusses in Jet-Ereignissen hat einen erhöhten Energiefluß zwischen den Jets gegenüber dem restlichen Kalorimeterbereich gezeigt (Abbildungen 7.24 und 7.25). In diesem Abschnitt wird untersucht, ob dieser Energiefluß in Zusammenhang mit der Jet-Form steht. Dazu wird eine näherungsweise lorentzinvariante Größe (bei Vernachlässigung der Massen) definiert, die die Abweichung der Jetform von der im Konus-Algorithmus (Abschnitt 4.3.) angenommenen Kreisform in der $\eta\varphi$-Ebene bestimmt: die Jet-Exzentrizität. Diese wird in bezug zu einer Hauptachse innerhalb des Jets definiert.

Als erstes wird eine Hauptachse innerhalb des Jets in der $\eta\varphi$-Ebene bestimmt. Dies geschieht mit der Größe T, wie sie durch

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i \left| E_{T,i} \vec{r}_i \vec{n} \right|}{\sum_i \left| E_{T,i} \vec{r}_i \right|} \qquad \text{(Gl. 7.2)}$$

definiert ist. Es gehen dabei nur die transversalen Energieeinträge $E_{T,i}$ innerhalb des Jets in die Berechnung ein. Gesucht ist eine Achse $\vec{n}$ im Konus des Jets, die in der $\eta\varphi$-Ebene liegt, die T maximiert. Der Vektor $\vec{r}_i$ ist der $\eta\varphi$-Ort der Energiedeposition $E_{T,i}$ im Jet-Konus, bezogen auf ein Koordinatensystem mit Ursprung im Jetmittelpunkt (Abbildung 7.26).

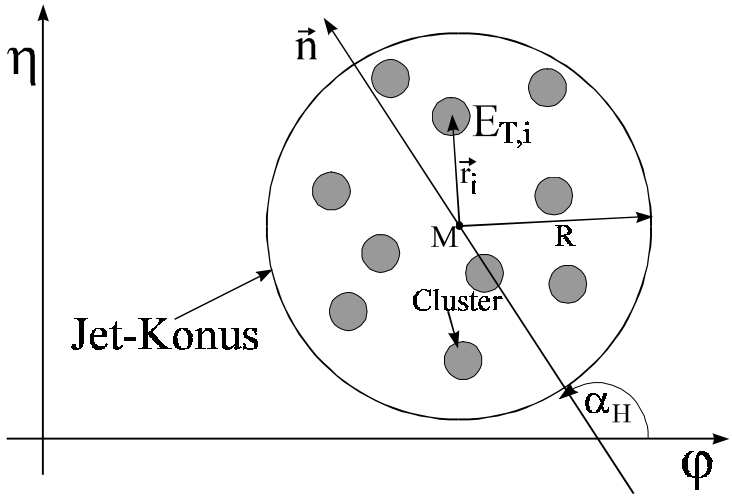


Abb. 7.26: Skizze zur Berechnung der Hauptachse und der Exzentrizität.

Die Größe $E_{T,i}\vec{r}_i$, im folgenden kurz $\vec{\Phi}_i$ bezeichnet, ist dabei der mit der transversalen Energiedeposition $E_{T,i}$ gewichtete Abstandsvektor im Jet-Konus $\vec{r}_i$. Der Term $E_{T,i}\vec{r}_i\vec{n}$ ist die Projektion der $\vec{\Phi}_i$ auf den Einheitsvektor in Richtung der Achse $\vec{n}$. Die Summe aller Beträge dieser Projektionen wird auf die Summe der Beträge der $\vec{\Phi}_i$ normiert. Die zu einem maximalen T gehörende Achse $\vec{n}$ ist die Hauptachse des Jets. Der Winkel der Hauptachse $\vec{n}$ mit der φ-Richtung wird mit α_H (Abbildung 7.26) bezeichnet.

Neben T wird die Exzentrizität ε des Jets definiert (Gleichung 7.1). Senkrecht zur Hauptachse $\vec{n}$ wird die Achse $\vec{m}$, ebenfalls mit Einheitslänge, definiert. Die Exzentrizität ist dabei eine Funktion des Verhältnisses der Summen der Projektionen der $\vec{\Phi}_i$ auf die zwei Achsen $\vec{n}$ und $\vec{m}$.

$$\varepsilon^2 = 1 - \left(\frac{\sum_i \left| E_{T,i} \vec{r}_i \vec{m} \right|}{\sum_i \left| E_{T,i} \vec{r}_i \vec{n} \right|} \right)^2 \qquad \text{(Gl. 7.3)}$$

Dies entspricht der geläufigen Definition der Exzentrizität von Ellipsen. Für eine rotationssymmetrische Energieverteilung im Jet ergibt sich $\varepsilon = 0$, da die Achsen $\vec{n}$ und $\vec{m}$ dort gleichwertig sind. Sind die Energiedepositionen auf einer Linie im Jet

verteilt, so wird diese zur Hauptachse $\vec{n}$, die Projektion der $\vec{\Phi}_i$ auf die Achse $\vec{m}$ verschwindet, daraus folgt, daß die Exzentrizität in diesem Extremfall $\varepsilon = 1$ ist.

Da es in der Praxis nicht möglich ist, die Achsen $\vec{n}$ kontinuierlich zu wählen, wozu die Berechnung für unendlich viele Achsen durchgeführt werden müßte, erfolgt die Bestimmung der Exzentrizität und der Hauptachse iterativ. In Abständen von vier Grad werden 45 Achsen in den Jet-Konus in die $\eta\varphi$-Ebene gelegt und für jede Achse $\vec{n}$ die Größe T bestimmt. Ein Winkel von vier Grad entspricht auf dem Umfang des gewählten Konus einer Bogenlänge, die unter der Größe einer Zelle des Flüssig-Argon-Kalorimeters liegt. Somit ist eine erste vorläufige Hauptachse $\vec{n}$ gefunden, für die T maximal ist. Nun werden in Abständen von einem Grad um diese vorläufige Hauptachse herum acht weitere Achsen gewählt. Für jede dieser acht Achsen wird wiederum T berechnet. Die Achse mit dem größten Wert für T wird die Hauptachse des Jets. Die Auflösung für die Hauptachse beträgt somit ein Grad. Mit der gefundenen Hauptachse wird dann die Exzentrizität ε berechnet.

Der Winkel der Hauptachse in bezug zur φ-Richtung α_H innerhalb des größten Jets und die Exzentrizität ε auf Detektorniveau ist in Abbildung 7.27 für die Daten und die Monte-Carlo-Ereignisse der Generatoren PHOJET und PYTHIA-mia dargestellt.

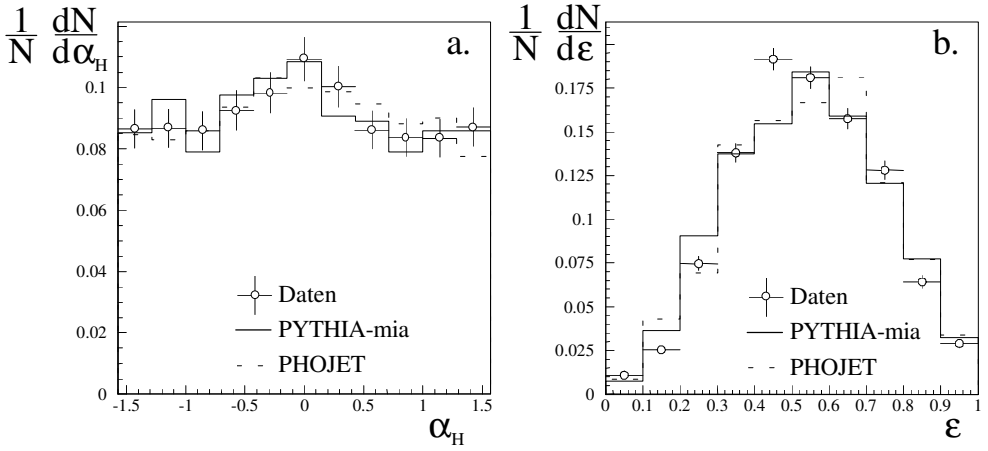


Abb. 7.27: Die Verteilung des Winkels α_H der Hauptachse $\vec{n}$ (a.) und der Exzentrizität ε (b.) in den Daten (Punkte) und der PYTHIA-mia- (durchgezogene Linie) und PHOJET-Simulation (gestrichelte Linie). Dargestellt sind die statistischen Fehler.

Die Exzentrizität zeigt eine Abweichung von der im Konus-Algorithmus angenommenen Kreisform des Jets in der $\eta\varphi$-Ebene. Die Monte-Carlo-Ereignisse zeigen eine höhere mittlere Exzentrizität $\langle \varepsilon_{MC} \rangle = 0.55$ als die Daten, deren Mittelwert bei $\langle \varepsilon_{Daten} \rangle = 0.49$ liegt, bei einer Standardabweichungen von $\sigma = 0.23$ jedoch nicht signifikant unterschiedlich sind. Die Summe der Projektionen auf die Hauptachse ist im Mittel ungefähr um einen Faktor 1.15 größer als die Summe der Projektionen auf die Nebenachse. Die Richtung der Hauptachse α_H ist in Abbildung 7.27a. dargestellt. Es ist ein Maximum im Bereich $-0.5 < \alpha_H < 0.5$ zu erkennen, das systematisch über

den restlichen Bins, die einen im wesentlichen konstanten Wert annehmen, liegt. Als Kontrolle wird der transversale Energiefluß innerhalb des Jets in acht tortenstückartigen Segmenten, Einteilung beginnend mit der φ-Achse, in der $\eta\varphi$-Ebene berechnet (Abbildung 7.28).

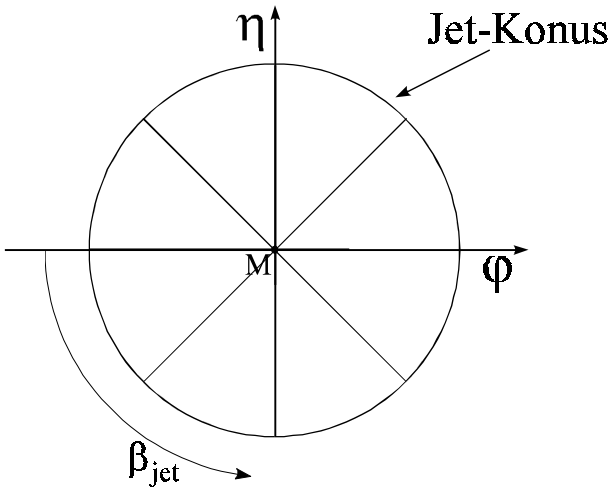


Abb. 7.28: Skizze zur Berechnung des transversalen Energieflusses im Jet.

Jedem Segment wird ein Winkel β_i^{jet} zugeordnet. Der mittlere pro Ereignis gemessene transversale Energiefluß ist in Abbildung 7.29 dargestellt. In Richtung $\beta^{jet} = 0$ und $\beta^{jet} = \pi$ ist der transversale Energiefluß innerhalb des Jets signifikant stärker ausgeprägt als in der dazu senkrechten Richtung. Es ist eine leichte Asymmetrie zu erkennen, die andeutet, daß der Jet in rückwärtiger Richtung ($0 < \beta_{jet} < \pi$) mehr transversale Energie enthält als in Vorwärtsrichtung ($\pi < \beta_{jet} < 2\pi$).

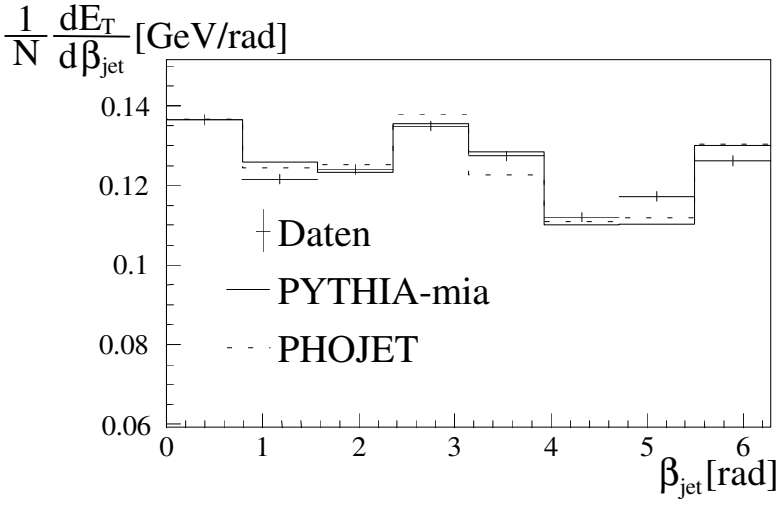


Abb. 7.29: Der Verlauf des transversaleen Energieflusses innerhalb eines Jets für Daten (Kreuze), Ereignisse des PYTHIA-mia- (durchgezogene Linie) und PHOJET-Generators (gestrichelte Linie).

Die Verteilungen des Hauptachsenwinkels, der Jet-Exzentrizität und des transversalen Energieflusses innerhalb der Jets werden mit den benutzten Monte-Carlo-Generatoren gut beschreiben.

7.6. Zusammenfassung

Es wurden Ereignisse eines Jet-Datensatzes analysiert, wobei mindestens zwei Jets mit einer Energie von $E_{T,jet} \geq 8\,\mathrm{GeV}$ im Intervall $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$ gefunden werden. Als erstes wurde die Abhängigkeit des Abstandes zweier Jets im Azimut $\Delta\varphi_{jets}$ in Abhängigkeit des Abstandes in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets}$ mit einer Korrelationsvariablen $\Psi = \cos(\pi - \Delta\varphi_{jets})$ untersucht, die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation. Die Analyse dieser Jet-Jet-Richtungs-Korrelation hat große Unterschiede zu Ergebnissen aus der Analyse von Proton-Antiproton-Kollisionen, die in der D0-Kollaboration durchgeführt wurden [heu95], gezeigt. Die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation in den γp-Reaktionen zeigt einen von $\Delta\eta_{jets}$ unabhängigen Verlauf. Dies steht im krassen Gegensatz zu den Ergebnissen in $p\bar{p}$-Reaktionen, wo ein Abfall von Ψ mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ beobachtet wurde. Eine Studie von Simulationen zu erhöhten Jet-Energien und Schwerpunktsenergien bei HERA zeigt im wesentlichen den gleichen konstanten Verlauf der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation. Hierbei wird auf verschiedene Jet-Energien bei der nominellen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} = 300\,\mathrm{GeV}$ und einer erhöhten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} = 1500\,\mathrm{GeV}$ geschnitten. Bei erhöhter Schwerpunktsenergie und gleichbleibendem Schnitt auf die Jet-Energie wird eine leichte Abnahme der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation beobachtet. Die Erhöhung des Schnittes auf die Jet-Energie erhöht auch die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation, was wenigstens zum Teil durch nun schmalere Jets erklärt werden kann.

Die Ursachen der gravierenden Unterschiede zu den Ergebnissen des D0-Experimentes sind Gegenstand weiterer Untersuchungen, die aus Zeitgründen innerhalb dieser Arbeit nicht abgeschlossen wurden. Theoretische Berechnungen werden zur Zeit durchgeführt [duc96b].

Untersuchungen des transversalen Energieflusses und der transversalen Energieflußdichte zwischen und außerhalb von Jets in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$ unterstützen den gefundenen flachen Verlauf der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation Ψ. Im Bereich zwischen den Jets nimmt die transversale Energieflußdichte mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ ab, während die transversale Energieflußdichte außerhalb nahezu konstant ist. Der transversale Energiefluß zwischen den Jets zeigt ist im wesentlichen konstant. Dies deutet an, daß die Abnahme der transversalen Energieflußdichte mit wachsendem $\Delta\eta_{jets}$ durch die Zunahme der Fläche zwischen den Jets erzeugt wird. Außerhalb nimmt der transversale Energiefluß mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ ab.

Die Untersuchung der Jet-Exzentrizität hat zeigt, daß die Energieverteilung innerhalb des Jets in Richtung der Azimut-Achse stärker ausgeprägt ist als senkrecht dazu. Zudem ist eine leichte Asymmetrie in Vorwärts-Rückwärts-Richtung zu erkennen.

8. Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt

Die Abbildung 7.6 zeigt die unkorrigierte Verteilung $dN/d\Delta\eta_{jets,det}$ des Jet-Abstandes $\Delta\eta_{jets,det}$ in der Pseudorapidität. Dieses abschließende Kapitel gibt eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Delta\eta_{jets,teil}$ auf Teilchenniveau. Als Basis dient der Jet-Datensatz (Kapitel 5). Die Verteilung wird auf Teilchenniveau korrigiert und mit dem entsprechenden Niveau der PYTHIA-Simulation mit Vielfachwechselwirkungen verglichen. Die Korrektur erfolgt in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets}$ binweise mit einer Korrekturfunktion $f\left(\Delta\eta_{jets,det}\right)$, da die rekonstruierten Jet-Abstände die auf Teilchenniveau gefundenen gut wiedergeben (Abbildung 7.4). Neben dieser Korrekturfunktion gehen die Triggereffizienzen und die Luminosität des Datensatzes in die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes (Gleichung 8.1) ein.

$$\frac{d\sigma}{d\Delta\eta_{jets,teil}} = f\left(\Delta\eta_{jets,det}\right)\left(L\cdot\varepsilon_{Trigger}\cdot A_{ETag}\right)^{-1}\frac{dN}{d\Delta\eta_{jets,det}} \qquad \text{(Gl. 8.1)}$$

Die in der Gleichung vorkommenden Größen bedeuten:

$dN/d\Delta\eta_{jets,det}$	die unkorrigierte Verteilung (Abbildung 8.6)
L	die integrierte Luminosität $L = 2627\ \text{nb}^{-1}$
A_{ETag}	die Akzeptanz des Elektron-Taggers
$\varepsilon_{Trigger}$	die Effizienz des DC-rϕ- und des z-vertex-t0-Elementes
$f\left(\Delta\eta_{jets,det}\right)$	die Korrekturfunktion

Die Bestimmung der Trigger-Effizienzen in Abhängigkeit von der Anzahl gemessener Spuren ist in Abschnitt 5.1. vorgestellt worden und wird auch an dieser Stelle benutzt. Die Akzeptanz des Elektron-Taggers ist schon in Abbildung 5.11 vorgestellt worden.

8.1. Die Korrekturfunktion

Die Bestimmung der Korrekturfunktion $f\left(\Delta\eta_{jets,det}\right)$ erfolgt durch Division der $\Delta\eta_{jets}$-Verteilungen der PYTHIA-mia-Simulation auf Teilchen- und Detektorniveau (Abbildung 8.1a.). Auf beiden Niveaus wird auf $E_{T,jet} > 8\,\text{GeV}$ und $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$ geschnitten. Die so erhaltene Korrekturfunktion ist in Teilbild b. dargestellt. Als Test der Korrekturfunktion wird eine zweite mit Ereignissen der PHOJET-Simulation erzeugt und zusätzlich in Teilbild b. dargestellt. Innerhalb der statistischen Fehlergrenzen stimmen die Simulationen überein. Da sich bisher gezeigt hat, daß PYTHIA die Daten im allgemeinen besser beschreibt, wird im weiteren die mit der PYTHIA-mia-Simulation erhaltene Korrekturfunktion benutzt.

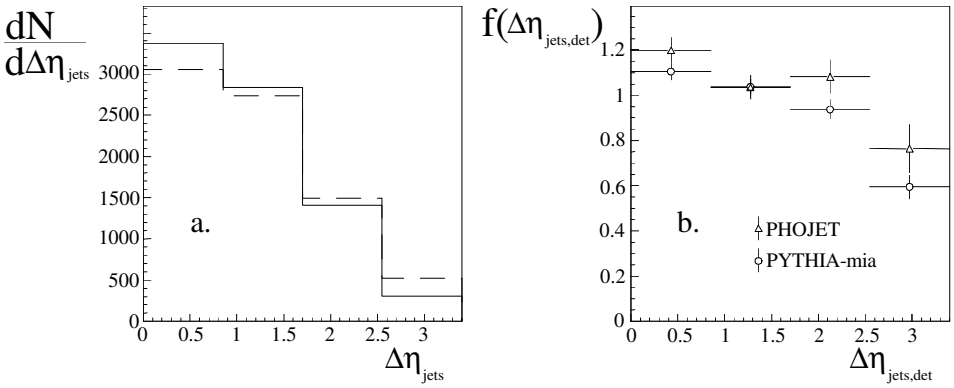


Abb. 8.1: Anzahl der Ereignisse (a.) in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets,det}$ auf Teilchen- (durchgezogene Linie) und auf Detektorniveau (gestrichelte Linie) für die PYTHIA-mia-Simulation. In b. ist die Korrekturfunktion dargestellt, wie sie mit den PYTHIA-Ereignissen (Punkte) und als Konsistenz-Test mit PHOJET-Ereignissen (Dreiecke) erhalten wird.

Die Korrekturfunktion zeigt, daß für kleine Jet-Abstände $\Delta\eta_{jets}$ auf Detektorniveau weniger und für große Jet-Abstände $\Delta\eta_{jets}$ mehr Ereignisse gefunden werden als auf Teilchenniveau. Kleine Jet-Abstände $\Delta\eta_{jets}$ kommen hauptsächlich in Vorwärtsrichtung vor, wo weniger Jets auf Detektorniveau gefunden werden als auf Teilchenniveau (Abbildung 7.2). Bei großen Abständen muß mindestens ein Jet in Rückwärtsrichtung liegen, wo die Jet-Energien zu groß rekonstruiert wird (Abbildung 7.2a.). Hierdurch werden also mehr Ereignisse auf Detektorniveau als auf Teilchenniveau gefunden. Bei einer Variation des Schnittes auf die Jet-Energie um 5 %, wie er für die Abschätzung des Einflusses der Unsicherheit der Energieskala durchgeführt wird, zeigt sich eine 20 %ige Abnahme der Ereignisrate pro Intervall in $\Delta\eta_{jets}$.

8.2. Der differentielle Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt

Mit Hilfe der Gleichung 8.1 wird der differentielle Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Delta\eta_{jets,teil}$ auf dem Teilchenniveau berechnet. Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $\Delta\eta_{jets,teil}$ ist in Abbildung 8.2 mit den auftretenden systematischen und statistischen Fehlern zusammen mit dem auf Teilchenniveau für die in der PYTHIA-mia-Simulation erhaltenen Werte dargestellt. Die Verteilung ist auf die Schwerpunkte der Bins korrigiert. Die Simulationen werden mit den Parametrisierungen GRV, LAC1 und LAC3 der Photonstrukturfunktion berechnet [plo94]. Die hier fehlende Parametrisierung LAC2 stimmt im Verlauf im wesentlichen mit dem von LAC1 überein. Die Verteilung des Jet-Abstandes in der Pseudorapidität $\Delta\eta_{jets,teil}$ ist jedoch nur sensitiv auf die Zahl erzeugter Ereignisse. Der Verlauf des Zwei-Jet-Wirkungsquerschnittes wird innerhalb der systematischen Fehler durch die Simulationen mit der GRV-Parametrisierung wiedergegeben. Es ist jedoch auch zu erkennen, daß die Werte der ersten drei Bins zwar nicht signifikant aber systematisch über den Simulationen liegen.

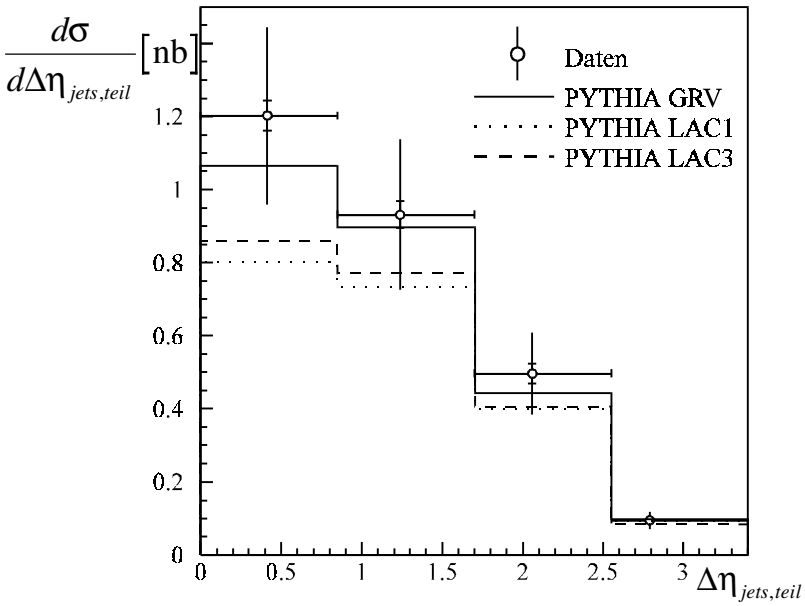


Abb. 8.2: Differentieller Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Delta\eta_{jets,teil}$ in den Daten (Punkte) und der PYTHIA-mia-Simulation mit den Parametrisierungen GRV (durchgezogene Linie), LAC1 (gepunktete Linie) und LAC3 (gestrichelte Linie) der Photonstrukturfunktion auf Teilchenniveau. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler, die äußeren den Gesamtfehler an. Die Abszissenwerte sind auf die Schwerpunkte der Bins korrigiert.

Der dargestellte systematische Fehler setzt sich aus der Unsicherheit der hadronischen Energieskala σ_{rel}^{skal}, die wieder zu 5% angenommen wird, der statistischen Unsicherheit aus dem Korrekturverfahren σ_{rel}^{korr} und dem Fehler der Luminositätsmessung σ_{rel}^{lumi} zusammen. Zur Bestimmung von σ_{rel}^{skal} wird die Energieskala in 1 %-Schritten bis 5 % stufenweise variiert. Hierdurch verändert sich der analysierte Datensatz, da Jets dann unter Umständen nicht mehr die nötige Energie besitzen. Die maximale Änderung im differentiellen Wirkungsquerschnitt wird als Abschätzung des durch die Unsicherheit der Energieskala verursachten Fehlers genommen. Der Fehler σ_{rel}^{korr} ergibt sich aus der statistischen Unsicherheit der Korrekturfunktion. Der dominierende Fehler ist der durch die Unsicherheit der hadronischen Energieskala verursachte, der sich zu ungefähr 20 % bestimmt. In Tabelle 8.1 sind die Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit den relativen Fehlern der einzelnen Quellen für die vier dargestellten Bins aufgelistet.

	$d\sigma/d\Delta\eta_{jets,teil}$ [nb]	$\pm\sigma_{rel}^{stat}$	$\pm\sigma_{rel}^{skal}$	$\pm\sigma_{rel}^{korr}$	$\pm\sigma_{rel}^{lumi}$	$\pm\sigma_{abs}^{ges}$
$\Delta\eta_{jets,teil} = 0.41$	1.203	4%	19%	3%	5%	0.250
$\Delta\eta_{jets,teil} = 1.24$	0.931	4%	21%	3%	5%	0.206
$\Delta\eta_{jets,teil} = 2.06$	0.497	6%	21%	5%	5%	0.114
$\Delta\eta_{jets,teil} = 2.79$	0.094	12%	22%	8%	5%	0.025

Tab. 8.1: Die Werte des differentiellen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnittes und die relativen statistischen und systematischen Fehler, sowie der Gesamtfehler σ_{abs}^{ges}.

9. Zusammenfassung

Die Analysen, die in dieser Arbeit dargestellt werden, befassen sich mit Ereignissen der Photon-Proton-Streuung bei HERA, die mit dem H1-Detektor im Jahre 1994 registriert wurden. Die Daten wurden mit simulierten Ereignissen der Generatoren PYTHIA und PHOJET verglichen.

Die Identifizierung von Jets, die unter anderem zur Bestimmung der Photon-Strukturfunktion notwendig ist, wird durch zusätzlichen Energiefluß, der die Jet-Strukturen überlagert, erschwert. Die Jet-Rate ist sehr stark von der Transversalenergie der Jets abhängig. Daher ist eine genaue Messung der Jet-Energien essentiell, um Jet-Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können. Ursprung zusätzlicher Energie können Vielfachwechselwirkungen sein, bei denen mehrere Partonen des Photons mit Partonen des Protons wechselwirken. Generatoren wie PYTHIA und PHOJET beschreiben mittels eines Modelles mit Vielfachwechselwirkungen Energiefluß und wesentliche Jet-Eigenschaften in harten Photon-Proton-Streuungen.

Im Mittelpunkt der Analysen der vorliegenden Arbeit standen Photon-Proton-Reaktionen mit hohem transversalen Energiefluß. Die erste Analyse beschäftigte sich mit Energie-Energie-Korrelationen in Ereignissen, die einen transversalen Energiefluß von $E_T > 27\,\mathrm{GeV}$ innerhalb eines Pseudorapiditätsbereiches von $-1.4 < \eta < 3.4$ aufweisen. Die Korrelationen wurden in Azimut- und Pseudorapiditäts-Richtung auf einem Gitter aus 36 beziehungsweise 19 Bins, die mit der im Kalorimeter detektierten transversalen Energie gefüllt wurden, durchgeführt. Innerhalb der zweiten Analyse wurde die azimutale Richtungs-Korrelationen von Jets und der Energiefluß zwischen diesen und außerhalb untersucht. Sie hatte einen Datensatz als Grundlage, in dem die Ereignisse mindestens zwei Jets mit $E_{T,jet} > 8\,\mathrm{GeV}$ innerhalb $-0.7 < \eta_{jet} < 2.7$ besitzen. Der Datensatz wurde auf Abstrahlungen zwischen Jets, dem dortigen transversalen Energiefluß und der transversalen Energiedichte in Abhängigkeit vom Jet-Abstand $\Delta\eta_{jets}$ untersucht. Es wurde der hiervon abhängige Abstand der Jets im Azimut $\Delta\varphi_{jets}$ mittels einer Korrelations-Variablen $\Psi = \left\langle \cos(\pi - \Delta\varphi_{jets} \right\rangle$ betrachtet. Die Untersuchung wurde auch für eine erhöhte Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems in Simulationen des PYTHIA-Generators auf Teilchenniveau durchgeführt, um Vergleiche mit Ergebnissen des D0-Experimentes zu ermöglichen. Mit diesen Ereignissen erfolgte zudem die Bestimmung eines differentiellen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnittes $d\sigma / d\Delta\eta_{jets}$.

Die Interpretationsmöglichkeiten der Energie-Energie-Korrelationen wurden durch einfache Modelle zu Ereignistopologien in Azimut- und Pseudorapiditäts-Richtung untersucht. Dabei wurde belegt, daß die gewählten Korrelationsfunktionen

Topologien zu diskriminieren vermögen, die sich innerhalb des Energieflusses nicht unterscheiden. Es zeigte sich, daß es möglich ist, bestimmte Topologien einzelner Ereignisse zu erkennen. Mischungen von Modellen reiner Jet-Ereignisse mit Modellen zusätzlicher Energie bewirken eine Abnahme der Korrelationswerte in Richtung des Azimuts, wenn die zusätzliche Energie zwischen den Jets erzeugt wird. Ein gleichmäßiger Untergrund hat kaum Einfluß auf die Korrelationswerte.

Der Vergleich der Energie-Energie-Korrelationen der Daten und der Simulationen zeigte, daß ein Modell zusätzlicher Energie wie Vielfachwechselwirkungen, wie sie PHOJET und optional in PYTHIA implementiert sind, für eine konsistente Beschreibung der Daten notwendig ist. Wird PYTHIA im Standardmodus ohne Vielfachwechselwirkungen betrieben, so sind die Korrelationen stärker als im Falle mit Vielfachwechselwirkungen. Dies deutet darauf hin, daß der durch Vielfachwechselwirkungen erzeugte Energiefluß unabhängig vom restlichen Energiefluß ist. Auch ist der Einfluß der Partonschauer des Anfangszustandes in der Korrelation der Azimut-Richtung sichtbar, die zu einer Abnahme der Korrelationswerte führen. Partonschauer führen zu einer Verschmierung der Richtung der auslaufenden Partonen. Dies bedeutet, daß die Energie-Energie-Korrelation für $\Delta\varphi = \pi$ abnehmen müssen.

In der durch die Bewegung des Schwerpunktes ausgezeichneten Pseudorapiditäts-Richtung wurde die Energie-Energie-Korrelation zum einen zwischen jedem Bin und zum anderen nur zum zentralen Bin des Photon-Proton-Schwerpunktsystems berechnet. Die Daten sind in beiden Korrelationsfunktionen der Pseudorapiditäts-Richtung im wesentlichen nur durch PYTHIA mit Vielfachwechselwirkungen beschreibbar. Die Hinzunahme von Vielfachwechselwirkungen führt auch im Falle der Korrelationsberechnung zum zentralen Bin zu einer Abnahme der Korrelation. Die Korrelation in der Pseudorapidität vermag in Simulationen Ereignisse direkter und aufgelöster Photonen zu unterscheiden. Prozesse aufgelöster Photonen zeigen eine negative Korrelation der Energiedepositionen im Rückwärtsbereich mit der Energiedeposition im Zentralbereich des Photon-Proton-Schwerpunktsystems. Dagegen tritt bei Prozessen direkter Photonen nahezu keine Korrelation in diesem Bereich auf. Die beste Beschreibung der Korrelationen in Pseudorapiditäts-Richtung wird durch die PYTHIA-Simulation mit Vielfachwechselwirkungen innerhalb der systematischen Fehler erzielt.

Im Vergleich der azimutalen Jet-Jet-Richtungs-Korrelationen mit Analysen von Proton-Antiproton-Kollisionen bei D0 am Tevatron (Fermi National Accelerator Laboratory) zeigten sich große Unterschiede. Mit zunehmendem Abstand $\Delta\eta_{jets}$ der Jets wird in Proton-Antiproton-Kollisionen ein abnehmender Jet-Abstand $\Delta\varphi_{jets}$ beobachtet. Hierzu wird eine Korrelations-Variable $\Psi = \left\langle \cos(\pi - \Delta\varphi_{jets}) \right\rangle$ definiert, die auch mit wachsendem $\Delta\eta_{jets}$ abnimmt. Innerhalb der Untersuchung der Photon-Proton-Kollisionen bei HERA wird die $\Delta\eta_{jets}$-abhängige Korrelationsvariable Ψ zu

$$\begin{aligned} \Psi = \left\langle \cos(\pi - \Delta\varphi_{jets}) \right\rangle &= m \cdot \Delta\eta_{jets} + n \\ m &= \left(-0.24 \pm 0.24^{stat} \pm 0.34^{syst}\right) \cdot 10^{-2} \\ n &= 0.9241 \pm 0.0043^{stat} \pm 0.0031^{syst} \end{aligned}$$

ermittelt. Die Steigung dieser Geraden ist mit Null verträglich, was im starken Gegensatz zu den Ergebnissen des D0-Experimentes steht. Eine Beschreibung der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation ist nur mit der PYTHIA-Simulation mit Vielfachwechselwirkungen möglich, die sowohl im Anfangs- wie im Endzustand Partonschauer benutzt. Ereignisse des Generators PHOJET liefern einen Wert für die Korrelationsvariable, der deutlich höher liegt, da dieser im Anfangszustand keine Partonschauer benutzt. Dadurch ist der Abstand der Jets im Azimut stärker auf $\Delta\varphi \approx \pi$ festgelegt. Die Korrelationsvariable, gemittelt über alle $\Delta\eta_{jets}$, liegt auf Teilchenniveau für PYTHIA bei $\langle\Psi\rangle = 0.928 \pm 0.007$, für den PHOJET bei $\langle\Psi\rangle = 0.980 \pm 0.005$ und für die auf das Teilchenniveau korrigierten Daten bei $\langle\Psi\rangle = 0.923 \pm 0.010$. Bei Simulation einer erhöhten Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s_{ep}} = 1500\,\text{GeV}$) und gleichbleibender Jet-Energie wird eine leichte Abnahme der Jet-Jet-Richtungs-Korrelation beobachtet. Die Erhöhung der Jet-Energie erhöht auch die Jet-Jet-Richtungs-Korrelation, was wenigstens zum Teil durch schmalere Jets erklärt werden kann.

Zur Unterstützung dieses Ergebnisses wurde die transversale Energieflußdichte und der transversale Energiefluß zwischen den Jets und außerhalb im restlichen Kalorimeter $\Delta\eta_{jets}$-abhängig bestimmt. Der in Bändern gemessene Energiefluß zwischen den Jets ist konstant bei einem Wert von $E_{T,Band} \approx 3.8\,\text{GeV}$, der Energiefluß im restlichen Kalorimeter fällt mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ von $E_{T,restKalo} \approx 7\,\text{GeV}$ auf $E_{T,restKalo} \approx 5\,\text{GeV}$ stetig ab. Die transversale Energieflußdichte zwischen den Jets, die im wesentlichen mit steigendem $\Delta\eta_{jets}$ fällt, ist etwa um einen Faktor drei größer als außerhalb im restlichen Kalorimeter. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt bieten Strings, die zwischen den Jets aufgespannt werden. Im restlichen Kalorimeter ist die transversale Energieflußdichte mit $\rho_E \approx 0.3\,\text{GeV}$ nahezu konstant. Transversaler Energiefluß und Energieflußdichte sind sowohl durch PHOJET als auch durch PYTHIA mit Vielfachwechselwirkungen beschreibbar. Die Ergebnisse der Untersuchung des transversalen Energieflusses bestätigen die Resultate der Jet-Jet-Richtungs-Korrelationen.

Die Bestimmung des differentiellen Zwei-Jet-Wirkungsquerschnittes auf Teilchenniveau $d\sigma/d\Delta\eta_{jets,teil}$ bildetete den Abschluß dieser Arbeit. In einem Bereich von $0 < \Delta\eta_{jets,teil} < 3.4$ fällt der differentielle Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitt von $d\sigma/d\Delta\eta_{jets,teil} = (1.203 \pm 0.250)\,\text{nb}$ auf $d\sigma/d\Delta\eta_{jets,teil} = (0.094 \pm 0.025)\,\text{nb}$ ab. Innerhalb der systematischen Fehler ist der Verlauf durch die PYTHIA-Simulation mit Vielfachwechselwirkungen und mit der Parametrisierung der Photonstrukturfunktion nach Glück-Reya-Vogt beschreibbar.

Anhang A: Fehlerberechnung im Grenzfall

An dieser Stelle wird die Fehlerberechnung für die Triggereffizienzen in den Grenzfällen $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon = 1$ erläutert. Dieses ist natürlich auf Fälle mit ähnlichen Problemstellungen übertragbar. Ist die Triggerefizienz ε bekannt, so erfolgt aus der Binomialverteilung, die Wahrscheinlichkeit N' von N Ereignissen zu triggern zu:

$$P(N') = \binom{N}{N'} \varepsilon^{N'} (1-\varepsilon)^{N-N'}. \qquad \text{(Gl. A.1)}$$

Die Triggereffizienz ε ist dabei der Quotient aus N' und N. Der Fehler σ_ε für die Triggereffizienz kann im Fall $\varepsilon \neq 0$ und $\varepsilon \neq 1$ näherungsweise berechnet werden:

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}} \qquad \text{(Gl. A.2)}$$

In den Grenzfällen $\varepsilon = 0$ und $\varepsilon = 1$ ist eine andere Fehlerbehandlung notwendig. Für den ersten Fall soll die Fehlerberechnung exemplarisch durchgeführt werden. Die Wahrscheinlichkeit, kein Ereignis zu triggern, ist nach Gleichung A.1:

$$P(0) = (1-\varepsilon)^N \qquad \text{(Gl. A.3)}$$

Gesucht ist ein Wert ε_{max}, der einer Konfidenzgrenze[20] CL=68% entspricht, die einem Fehler $\sigma_{\varepsilon=0}$ bei einer Standardabweichung gleichkommt.

$$68\% = \frac{\int_0^{\varepsilon_{max}} (1-\varepsilon)^N d\varepsilon}{\int_0^1 (1-\varepsilon)^N d\varepsilon} \qquad \text{(Gl. A.4)}$$

$$68\% = 1-(1-\varepsilon_{max})^{N+1} = 1-(1-\sigma_{\varepsilon=0})^{N+1} \qquad \text{(Gl. A.5)}$$

Der gesuchte Fehler der Triggereffizienz im Grenzfall $\varepsilon = 0$ ergibt sich dann durch Auflösen von Gleichung A.5 nach $\sigma_{\varepsilon=0}$:

$$\sigma_{\varepsilon=0} = 1-0.32^{\frac{1}{N+1}} \qquad \text{(Gl. A.6)}$$

Im Fall $\varepsilon = 1$ erfolgt die Berechnung ganz analog:

$$\sigma_{\varepsilon=1} = \sigma_{\varepsilon=0} \qquad \text{(Gl. A.7)}$$

---

[20]Konfidenzgrenze = **C**onfidence **L**evel **CL**

Literaturverzeichnis

[abe94] F. Abe et al., CDF Collaboration,
Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,
FERMILAB-Pub-94-097-E, 1994

[abr91] H. Abramowicz, K. Charchula, A. Levy,
Parametrizations of parton distributions in the photon,
Phys. Lett. B269 (1991) 458, 1991

[abt92] I. Abt, J.R. Smith,
MC Upgrades to Study Untagged Events,
H1-10/92-249, interne H1-Note, 1992

[abt93] I. Abt, J.R. Smith,
Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce ep events for H1,
H1-05/93-290, interne H1-Note, 1993

[ahm93] T. Ahmed et al., H1 Collaboration,
Total photoproduction cross section measurement at HERA energies,
Physics Letters B 299 (1993) 374-384, 1993

[and80] B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand,
How to find the gluon-jets in e^+e^- annihilation,
Phys. Lett. B94 (1980) 211, 1980

[and83] B. Andersson et al.,
Parton fragmentation and string dynamics,
Phys. Rep. 97 (1983) 31, 1983

[aur92] P. Aurenche et al.,
Multiparticle production in a two component dual parton model,
Phys. Rev. D45 (1992) 92, 1992

[bar90] W. Bartel,
Design of a Synchrotron Radiation Absorber for the H1 Luminosity Detector,
H1-09/90-149, interne H1-Note, 1990

[bet88] S. Bethke et al., JADE-Kollaboration,
Experimental investigation of the energy dependence of the strong coupling strength,
Phys. Lett. B 213 (1988), 1988

[biz92] J.C. Bizot et al.,
Hardware study for a topological level 2 trigger,
H1-09/92-240, interne H1-Note, 1992

[bjo69] J.D. Bjorken, E.A. Paschos,
Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and the structure of the nucleon,
Phys. Rev. 185 (1969) 1975, 1969

[bru87] R. Brun et al.,
GEANT 3 User's guide,
CERN-DD/EE-84-1, 1984

[bun95] A. Buniatian,
Studies of Hard Scattering in Photoproduction at the ep storage Ring HERA with the H1 Detector,
Internal Report, DESY FH1K-95-04, 1995

[but95] J.M. Butterworth, J.R. Forshaw, M.H. Seymour,
Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA,
CERN-TH/95-82, 1995

[cal69] C.G. Callan, D.J. Gross,
High energy electroproduction and the contribution of the electric current,
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156, 1969

[cam91] A. Campbell,
A RISC multiprocessor event trigger for the data acquisition system of the H1 experiment at HERA,
Int. Conf. Real Time '91, Jülich, FRG, 1991

[cap93] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan, J. Tran Thanh Van,
Dual parton model,
Physics Reports 236, No. 4 & 5, (1994) 225-329, 1994

[cat92] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, B.R. Webber,
The k_T-Clustering Algorithm for Jets in Deep Inelastic Scatttering and Hadron Collisions,
CERN-TH.6473/92, LU TP 92-14, 1992

[cat93] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, M.H. Seymour, B.R. Webber,
Longitudinally-invariant k_T-clustering algorithms for hadron-hadron collisions,
Nucl. Phys. B400 (1993), 1993

[cel83] CELLO collaboration,
Experimental study of the hadronic photon structure functions,
Phys. Lett. B126 (1983) 391, 1983

[col93] M. Colombo,
Hard scattering in Photoproduction,
H1-09/93-315, interne H1-Note, 1993

[con96a] J.G. Contreras,
persönliche Mitteilung

[con96b] J.G. Contreras,
mit freundlicher Genehmigung zur Verfügung gestellt

[dre85] M. Drees, K. Grassie,
Parametrizations of the photon structure and applications to supersymmetric particle production at HERA,
Zeitschr. Phys. C28 (1985) 451, 1985

[dre92] M. Drees, R. M. Godbole,
Resolved Photon Processes,
BU-TH-92/5, Univ. Bombay Preprint, 1992

[dre94] M. Drees, R. M. Godbole,
Resolved Photon Processes,
MADPH-95-898, 1995

[duc96a] V. Del Duca,
Forward Jets at HERA and at the Tevatron,
Edinburgh 96/7, 1996

[duc96b] V. Del Duca,
persönliche Mitteilung

[ebe96] T. Ebert, S. Maxfield
Mitteilung in der Photoproduktionsgruppe

[ell92] S.D. Ellis, Z. Kunszt, D.E. Soper,
Two jet production in hadron collisions at order α_s^3 in QCD
Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1496

[els93] E. Elsen,
The H1 trigger and data acquisition system,
H1-01/93-262, interne H1-Note, 1993

[eng95a]R. Engel, A. Rostovtsev
PHOJET-A Monte Carlo Event Generator for Photoproduction,
H1-01/95-420, interne H1-Note, 1995

[eng95b]R. Engel,
Photoproduction within the two component dual parton model,
1. amplitudes and cross sections,
Zeitschr. Phys. C66 (1995) 203, 1995

[eng95c]R. Engel, J. Ranft,
Hadronic photon-proton collisions at high energies
Phys. Rev. D54 (1996) 4244, 1996

[erd96] M. Erdmann,
The Partonic Structure of the Photon: Photoproduction at the Lepton-Proton Collider HERA,
DESY 96-090, 1996

[fav94] L. Favart,
Integrated Luminosity Measurement using Bethe-Heitler Overlapping Events,
H1-06/94-366, interne H1-Note, 1994

[fen95] J. Fent et al.,
A Neural Network Second Level Trigger for the H1-Experiment at HERA,
H1-10/95-457, interne H1-Note, 1995

[fri72] J.I. Friedman, H.W. Kendall,
Deep inelastic electron scattering,
Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 203, 1972

[fri73] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler,
Advantages of the colour octet gluon picture,
Phys. Lett. 47 B (1973) 365, 1973

[gas81] S. Gasiorowicz, J.L. Rosner,
Hadron Spectra and quarks,
Amer. Journ. Phys. 49 (1981) 954, 1981

[gei13] H. Geiger, E. Marsden,
The Laws of Deflexion of α Particles through Large Angles
Phil. Mag., 25(1913) 604, 1913

[gel64] M. Gell-Mann et al.,
A schematic model of baryons and mesons,
Phys. Lett. B (1964) 214, 1964

[gla61] S.L. Glashow,
Partial-symmetries of weak interactions,
Nucl. Phys. 22 (1961) 579, 1961

[glü92a] M. Glück, E.Reya, A. Vogt,
Parton distributions for high energy collisions,
Zeitschr. Phys. C53 (1992) 127, 1992

[glü92b] M. Glück, E. Reya, A. Vogt,
Photonic parton distributions,
Phys. Rev. D46 (1992) 1973-1979, 1992

[goe90] Johann Wolfgang von Goethe
Faust (Drama, erster Monolog Dr. Faust), 1790

[gri83] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin,
Semihard Processes in QCD,
Phys. Rep. 100, Nos. 1 & 2 (1983) 1, 1983

[h1 89] H1 Collaboration,
Technical Progress Report 1989

[h1 92] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
Hard scattering in gamma p interactions,
Phys. Lett. B297 (1992) 205, 1992

[h1 93a] H1 Collaboration, I. Abt et al.,
The H1 detector at HERA,
DESY preprint DESY 93-103, 1993

[h1 93b] H1 Collaboration,
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector,
DESY PRC 93/02, 1993

[h1 93c] H1 Collaboration,
The H1 liquid argon calorimeter system,
Nucl. Instr. Meth. A 336 (1993) 460, 1993

[h1 94] H1 Energie-Fluß-Gruppe,
persönliche Mitteilung

[h1 95a] H1 Collaboration,
Jets and energy flow in Photon-Proton Collisions at HERA,
DESY preprint DESY-95-219, 1995

[h1 95b] H1PHAN-manual: a guide to PHAN,
H1PHAN version 2.03/00, August 1995

[hei27] W. Heisenberg,
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik,
Zeitschr. Phys. 43 (1927) 172, 1927

[her90] Hermes Kollaboration,
A Proposal to Measure the Spin dependent structure functions of the neutron and the proton at HERA,
DESY-PRC 90/01, 1990

[her91] W. Buchmüller, G. Ingelman,
Proceedings of the workshop 'Physics at HERA', Vol. 1-3,
DESY, Hamburg, 1991

[heu95] T.C. Heuring,
Jet Correlation Studies as a Function of Rapidity Interval at D0,
FERMILAB-Conf-95/161-E, 1995

[heu96] T.C. Heuring,
Jet Decorrelation and Jet Shapes at the Tevatron,
FERMILAB-Conf-95/161-E, 1995

[hil94] W. Hildesheim, V. Riech, M. Seidel,
The Plug Calorimeter Users Guide,
H1-08/94-372, interne H1-Note, 1994

[huf94a] H. Hufnagel,
Jets in Photoproduction at HERA,
H1-09/94-384, interne H1-Note, 1994

[huf94b] H. Hufnagel,
Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA,
Dissertation, Heidelberg, 1994

[hut90] J. E. Huth et al.,
Toward a standardization of jet definitions,
Fermilab-Conf-90/249-E (1990),
Snowmass Summer Study, 1990, 134-136

[hof56] R. Hofstadter,
Electron Scattering and Nuclear Structure,
Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214, 1956

[jac79] F. Jacquet, A. Blondel,
Detectors for charged current events,
Proceedings of the study for an ep facility for europe (S.391ff),
ed. U. Amaldi, Hamburg 1979

[joy39] J. Joyce,
Finnegans Wake (Roman, siehe Seite 383),
faber and faber, 1939

[kie93] C. Kiesling et al.,
Concept for a Fast Second Level Trigger Using a Neural Network Architecture for the H1-Experiment at HERA,
Proceedings of the Third International Workshop on Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert-Systems for High Energy and Nuclear Physics, 411ff, 1993,
K.-H. Beck und D. Perret-Gallix (Hrsg.), Singapur (World Scientific)

[kol87] H. Kolanoski, P. Zerwas,
High Energy Electron-Positron Physics,
Eds. A. Ali und P. Söding,
Singapur, World Scientific 1988

[kol95] H. Kolanoski,
Parton Densities in the Photon,
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 39B, C (1995) 32-37, 1995

[kur94] J. Kurzhöfer,
The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN,
H1-08/94-375, interne H1-Note, 1994

[krz72] A. Krzywicki, B. Petersson,
Breakdown of Hadronic Scaling or Evidence for Clustering,
Phys. Rev. D6 (1972) 924, 1972
J. Finkelstein, R.D.Peccei,
Bootstrap Model of Inclusive Reactions,
Phys. Rev. D6 (1972) 2606, 1972
F. Niedermayer,
Dynamical connection between quark fragmentation functions,
Nucl. Phys. B79 (1974) 355, 1974
A. Casher, J. Kogut, L. Susskind,
Vacuum polarization and the absence of free quarks,
Phys. Rev. D10 (1974) 732, 1974

[lev95] S. Levonian,
persönliche Mitteilung

[lev96] S. Levonian,
persönliche Mitteilung

[lön92] L. Lönnblad,
A new jet clustering algorithm inspired by the Colour Dipole Model,
DESY 92-181, 1992

[loh94] T. Lohse et al.,
HERA-B An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring; Proposal,
DESY-PRC 94/02, 1994

[phi93] J. Phillips,
A comparison of kinematic fitting with conventional reconstruction techniques,
H1-09/93-314, interne H1-Note, 1993

[pie91] E. Pietarinen,
VMEbus cross interface processor module with high speed fibre-optic links: VMEtaxi,
HU-SEFT-1991-14, Univ. of Helsinki, Helsinki, Finland, 1991

[plo94] H. Plothow-Besch,
PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations,
CERN W5051 PDFLIB, 1994

[plu84] PLUTO collaboration,
A Measurement of the Q^2 and W Dependence of the Photon Photon Total Cross Section for Hadron Production,
Zeitschr. Phys. C26 (1984) 353, 1984
Measurement of the Photon Structure Function $F_2^\gamma(x,Q^2)$,
Phys. Lett. B142 (1984) 111, 1984
Measurement of the total photon photon cross section for the production of hadrons at small Q^2,
Phys. Lett. B149 (1984) 421, 1984

[pro94] R. Prosi, U. Siewert,
Transversal Energy Cross Section in Photoproduction at HERA,
H1-05/94-356, interne H1-Note, 1994

[ric94] H. Rick,
Untersuchungen zur hadronischen Struktur quasireeller Photonen bei HERA,
Diplomarbeit, Dortmund, März 1994

[ros94] A. Rostovtsev,
Test of Multiple Interaction Model in Photoproduction,
H1-05/94-358, interne H1-Note, 1994

[rut11] E. Rutherford,
The scattering of α and β particles by matter and structure of the atom,
Phil. Mag. 21(1911) 669, 1911

[sal80] A. Salam,
Gauge unification of fundamental forces,
Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 525, 1980

[sch95] C. Schwanenberger,
Systematische Untersuchung von Jetprofilen in harten γp-Streuprozessen bei HERA,
Diplomarbeit, Heidelberg 1995

[sjö84] T. Sjöstrand,
Some comments on jet fragmentation models and α_S determination,
Zeitschr. Phys. C26 (1984) 93, 1984

[sjö86] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, M. van Zijl,
The effect of fragmentation models on the determination of α_S from hadron collider data,
Phys. Lett. B179 (1986) 164, 1986

[sjö87] T. Sjöstrand, M. Bengtsson,
The Lund Monte-Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics:
JETSET version 6.3: an update,
Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 367, 1987

[sjö92] T. Sjöstrand,
PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, Physics and Manual,
CERN-TH.6488/92, 1992

[sjö93] T. Sjöstrand,
Pythia 5.7 and Jetset 7.4, Physics and Manual,
long writeup of [sjö94],
CERN-TH.7112/93, 1993

[sjö94] T. Sjöstrand,
High energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,
Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74, 1994

[smi92] J. R. Smith,
An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations,
H1-12/92-259, interne H1-Note, 1992

[smi94] J. R. Smith, B.D. Burow,
Photon Fluxes with Particle Beam Mass Effects and Polarizations,
H1-01/94-228, interne H1-Note, 1994

[ste96] M. Steenbock,
Untersuchung des Energieflusses außerhalb von Jets in der Photon-Proton-Streuung bei HERA,
Doktorarbeit, DESY, 1996

[sto69] L. Stodolsky,
The inelastic shielding effect,
In "Herceg-novi 1969, Proceedings, Methods In Subnuclear Physics, Vol. V, Part 1", 151-166
New York, 1977

[tas86] TASSO collaboration,
Measurement of the Photon Structure Function F_2^γ at Q^2 from 7 to 70 $(\mathrm{GeV}/c)^2$,
Zeitschr. Phys. C31 (1986) 527, 1986

[ua1 a] UA1 collaboration,
Observation of jets in high transverse energy events at the CERN $p\bar{p}$ collider,
Phys. Lett. B123 (1983) 115, 1983

[ua1 b] UA1 collaboration,
Jet fragmentation into charged particles at the CERN $p\bar{p}$ collider,
Phys. Lett. B132 (1983) 223, 1983

[ua5 89] UA5 collaboration,
Photon production at c.m. energies of 200GeV and 900GeV,
Zeitschr. Phys. C43 (1989) 357, 1989

[web93] B.R. Webber,
Factorization and Jet Clustering Algorithms for Deep Inelastic Scattering,
CERN-TH.6871/93, 1993

[wei67] S. Weinberg,
A model of leptons,
Phys. Rev. Lett. 12 (1967) 1264, 1967

[wel94] H. P. Wellisch et al.,
Hadronic calibration of the H1 LAr calorimeter using software weighting techniques,
H1-02/94-346, interne H1-Note, 1994

[wii91] B. H. Wiik,
HERA status,
Proceedings of the workshop "Physics at HERA", Volume 1,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman,
DESY, Hamburg, 1991

[wol94] G. Wolf,
HERA Physics,
DESY 94-022
DESY, Hamburg, 1994

[zwe64] G. Zweig,
A SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking,
CERN Th 401 und CERN Th 412, 1964

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Hermann Kolanoski danke ich, daß er mir die Möglichkeit zu dieser Arbeit geboten hat. Nicht nur die Arbeit mit den Kollegen hat mir sehr viel Freude bereitet.

Die Aufgabe der Co-Gutachter haben Herr Prof. Dr. Paul Söding und Herr Dr. Martin Erdmann dankenswerterweise übernommen.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr. Dietrich Wegener, an dessen Lehrstuhl in Dortmund ich vier Jahre lang arbeiten durfte.

Es bietet sich an, die Kollegen zu erwähnen, die ich an diesem Lehrstuhl kennen und schätzen gelernt habe. Da ist Dirk, dessen afrikanische Regentanzgesänge ich in meiner Zeit am DESY besonders vermißt habe. Thomas und Hubert danke ich, daß sie diese mit mir gemeinsam ertragen haben. Bei Matthias möchte ich mich für manches explosives Erlebnis und für seine Einführung in rituelle Begrüßungszeremonien bedanken. Mögen Schwarzpulverschwaden an mir vorüberziehen. Auch Frau Esposito, lange die gute Seele des Lehrstuhls, möchte ich noch ein 'Danke' sagen.

Die 'Hamburger' sind schon etwas ganz Besonderes. Alle hier erwähnen zu wollen, ist wohl leider ein unmögliches Unterfangen. Ich bin dankbar dafür, viele verschiedene Freunde gefunden zu haben: Siegmar, triple Null, mit der Lizenz zum Rekonstruieren, Roman, der Inbegriff des Wortes Fan, 'Judge' Spratte, für gemeinsam erlittene Samstage, Hartmut, den ich mit meinen Fragen zur Photoproduktion genervt habe, Joachim, mit dem ich Büro und Wohnung geteilt habe, Guillermo, 'unser Mexikaner', der mich endlich dazu brachte, Spanisch zu lernen, Cigdem, klein aber oho, und Gerald, immer auf Achse. Armen, Andrej und Ralph waren immer zur Verfügung, wenn es galt, Probleme mit Programmen zu lösen oder etwas zu simulieren. Ralph, Hartmut, Siegmar und Roman haben sich zudem die Mühe gemacht, diese Arbeit ihrer fachmännischen Kritik zu unterziehen. Ich möchte natürlich auch all den anderen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, hier jedoch nicht ausdrücklich erwähnt werden.

Meinen Schwestern gebührt ein dickes Danke für die andauernde, nicht nur moralische Unterstützung ihres kleinen Bruders. Den Eltern einen Dank auszusprechen, der ihren Mühen gerecht wird, ist nicht möglich. Ich kann nur hoffen, daß ich mich als Sohn genauso würdig erweise, wie die beiden als Eltern.

Zum Abschluß möchte ich meiner Freundin Alexandra danken, die die Mühen und Belastungen meiner Arbeit aus der Entfernung mittragen mußte. Besonders in der letzten Phase war ihre Unterstützung für mich von unschätzbarem Wert.

Lebenslauf

Name	Marcus Gebauer
geb. am	27.01.1967
in	Kamen

1973-1977	Gerhart-Hauptmann-Grundschule, Bergkamen
1977-1986	Städtisches Gymnasium, Bergkamen
1986	Abitur
1987-1993	Studium der Physik an der Universität Dortmund
1993	Diplom in experimenteller Elementarteilchenphysik Titel der Diplomarbeit: "Untersuchung von Alterungserscheinungen in Driftkammern unter Strahlungsbelastung für verschiedene Driftgase"
1993-1995	Doktorarbeit an der Universität Dortmund, wissenschaftlicher Angestellter der Universität Dortmund
1995-1997	Abschluß der Doktorarbeit am DESY/IfH Zeuthen