

Untersuchung von Endzuständen
mit hohem Transversalimpuls in der
Elektron-Proton-Streuung

von

Adil Aktas

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
im Oktober 2001

angefertigt am
I. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
Prof. Dr. Ch. Berger

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	7
1 Beschleuniger und Großexperimente	9
1.1 HERA	9
1.2 Der H1 Detektor	10
1.2.1 Flüssig-Argon-Kalorimeter	12
1.2.2 SPACAL	13
1.2.3 Spurdetektor	14
1.2.4 Luminosity System	14
1.3 ZEUS,HERMES,HERA B	14
2 Grundlagen	17
2.1 Theorie	17
2.2 Kinematik der ep -Streuung	19
2.3 Einzel top Produktion	21
2.3.1 Photoproduktion	23
2.3.2 Geladener Strom	26
2.4 Modelle (Monte Carlo)	27
2.4.1 PYTHIA	29
2.4.2 HERWIG	30
2.4.3 DJANGO-ARIADNE	30
2.5 k_T -Algorithmus	30
3 Selektion	33
3.1 Untergrund	33
3.2 Technische Schnitte und Phasenraumschnitte	35
3.3 Auflösung einiger Jetgrößen	41
4 FCNC single top Quark-Suche	43
4.1 Daten und Monte Carlo Vergleich	43
4.2 Ausschlußgrenze	53

5 SM single top Produktion	57
5.1 Daten und Monte Carlo Vergleich	58
Literaturverzeichnis	72

Einleitung

In der Physik hat sich die Idee festgesetzt, die Wechselwirkung der Materie mit einem minimalen Satz an Modellen zu beschreiben. Die starke und elektroschwache Wechselwirkung wird mit dem sogenannten Standardmodell (SM) sehr gut beschrieben und ist bis heute in seiner jetzigen Form noch nicht widerlegt worden.

Jedoch wurden am H1-Experiment am Deutschen Elektronen Synchrotron Ereignisse beobachtet, deren Auftreten nach der simulierten Vorhersage des SM unwahrscheinlich ist. Diese Ereignisse zeichnen sich durch hochenergetische isolierte Leptonen, fehlender Transversalenergie und einem hadronischen Teilchenschauer mit hohem Transversalimpuls P_t^X aus [5], [28] (siehe Tab. 1).

Elektron und Myon	Daten	SM Erwartung	W	andere SM Prozesse
$P_t^X > 0 \text{ GeV}$	18	10.48 ± 2.53	8.19 ± 2.46	2.29 ± 0.59
$P_t^X > 12 \text{ GeV}$	13	5.14 ± 1.31	4.22 ± 1.27	0.92 ± 0.33
$P_t^X > 25 \text{ GeV}$	10	2.82 ± 0.73	2.34 ± 0.70	0.48 ± 0.18
$P_t^X > 40 \text{ GeV}$	6	0.99 ± 0.28	0.93 ± 0.28	0.06 ± 0.04

Tab. 1: In der Tabelle ist die Anzahl der isolierten Lepton (Elektron, Myon) Ereignisse der Datennahmeperiode 95-00 und die SM Erwartung abgetragen.

Die Signatur der gemessenen Ereignisse, fehlender Transversalimpuls und ein isoliertes Lepton, ist mit einem leptonisch zerfallenden W-Boson ¹ kompatibel. Den hadronischen Teilchenschauer kann man einem gestreuten Quark zuordnen. Der Überschuß von ca. 5 Ereignissen ist bei einem Schnitt von 40 GeV auf P_t^X sehr deutlich. Aufgrund der hohen Energien, die bei diesen Ereignissen gemessen wurden, kann man unter anderem annehmen, daß ein Teilchen mit einer sehr hohen Masse involviert sein könnte. Im Standardmodell hat zur Zeit nur das top-Quark eine sehr hohe Masse, die den obigen Anforderungen genügen würde. Die Entstehung und der Zerfall eines top-Quarks ($t \rightarrow Wq \rightarrow l + \nu_l + q$) könnte eine mögliche Erklärung der überschüssigen Ereignisse sein. Das Schwierige an dieser Annahme ist, daß die SM Vorhersage für die top-Quark Produktion in der ep -Streuung sehr klein ist und den Überschuß

¹Die Wahrscheinlichkeit für den leptonischen Zerfall eines W-Bosons beträgt ca. 1/3, für den hadronischen Zerfall ca. 2/3.

nicht beschreiben könnte. Allerdings könnte man diese Vorhersage einem Test unterziehen. Dieser standardmodellverträgliche top-Quark Produktionskanal $W + b \rightarrow t$ mit hadronischem W-Zerfall wird demnach in Kapitel 5 getestet.

Zudem existiert eine Hypothese, die besagt, daß die top-Quarks aus dem Prozeß $\gamma + q(u, c) \rightarrow t \rightarrow W + q \rightarrow l + \nu_l + q$ stammen könnten. In diesem Produktionskanal ändert ein u oder c Quark aus dem Proton durch die Wechselwirkung mit einem Photon die flavor-Quantenzahl zu einem top-Quark. Im Standardmodell ist solch ein Verhalten verboten. Diese nicht im SM zugelassene top-Quark Produktion wird in Kapitel 4 im hadronischen W-Zerfallskanal untersucht. Falls keine überschüssigen Ereignisse gesehen werden, wird eine Ausschlußgrenze für den Wirkungsquerschnitt und für die Kopplungskonstante k_γ am Photon-Quark-Vertex angegeben.

Diese Arbeit ist in 5 Kapitel unterteilt. Im ersten Kapitel wird kurz der Beschleuniger HERA und das H1-Experiment vorgestellt. Die relevanten theoretischen Grundlagen für diese Arbeit werden im zweiten Kapitel erörtert. Im dritten Kapitel wird auf den Untergrund eingegangen und es werden die Schnittgrößen besprochen. Die gemessenen Daten werden im Kapitel 4 nach einer top Signatur abgesucht und mit den Standardmodellvorhersagen verglichen. Falls keine Abweichung von der Vorhersage auftritt, wird eine Ausschlußgrenze für den untersuchten Prozess angegeben. Im Kapitel 5 wird die Standardmodell top Vorhersage mit den Daten verglichen und anhand der Resultate eine Ausschlußgrenze für das SM single top Quark berechnet. Zum Schluß gebe ich dann eine Zusammenfassung und einen Ausblick.

Kapitel 1

Beschleuniger und Großexperimente

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Deutschen-Elektron-Synchrotron DESY wurde 1992 fertiggestellt und in Betrieb genommen. Zu diesem Zeitpunkt waren schon die Großexperimente H1 in der Halle Nord und ZEUS in der Halle Süd zur Untersuchung der Elektron-Proton-Streuung an den Strahlkreuzungspunkten aufgebaut und nahmen im selben Jahr die ersten Daten auf. In den folgenden Jahren kamen die *fixed target* Experimente HERMES¹ und HERA-B hinzu.

1.1 HERA

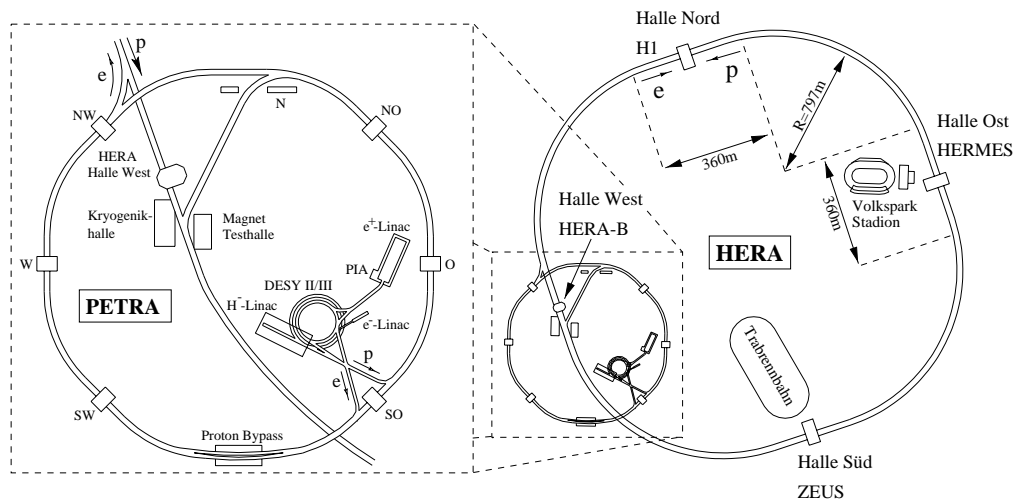


Abb. 1.1: Vorbeschleuniger und der HERA-Ring

¹HERA MEasurement of Spin.

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage besteht aus jeweils zwei Speicherringen mit einem Umfang von $\approx 6,3\text{km}$. In diesen Ringen laufen die Teilchen zu Teilchenpakete (*bunches*) zusammengefaßt, mit einem zeitlichen Bunchabstand von $\Delta t = k * 96\text{ns}$, wobei $k \in \{1, \dots, 210\}$ ist. Die Protonen (Elektronen) werden bei einer Energie von 40 GeV (12 GeV) aus dem Vorbeschleuniger PETRA (siehe Abb.1.1) ejiziert und in den HERA-Ring mit den supraleitenden (normalleitenden) Magneten injiziert. In den HERA-Ringen werden diese nach der Füllphase auf ihre endgültige Energie gebracht und dann über einen langen Zeitraum gespeichert. Während der Speicherphase werden die entgegengesetzt laufenden Proton-Elektron²-Bunches an den Kreuzungspunkten unter einem Winkel von 180° zur Kollision gebracht und die Endzustände der Streuung detektiert.

Einige der charakteristischen Größen der HERA-Speicherringe sind für den Zeitraum 1995-2000 in der Tabelle 1.1 eingetragen.

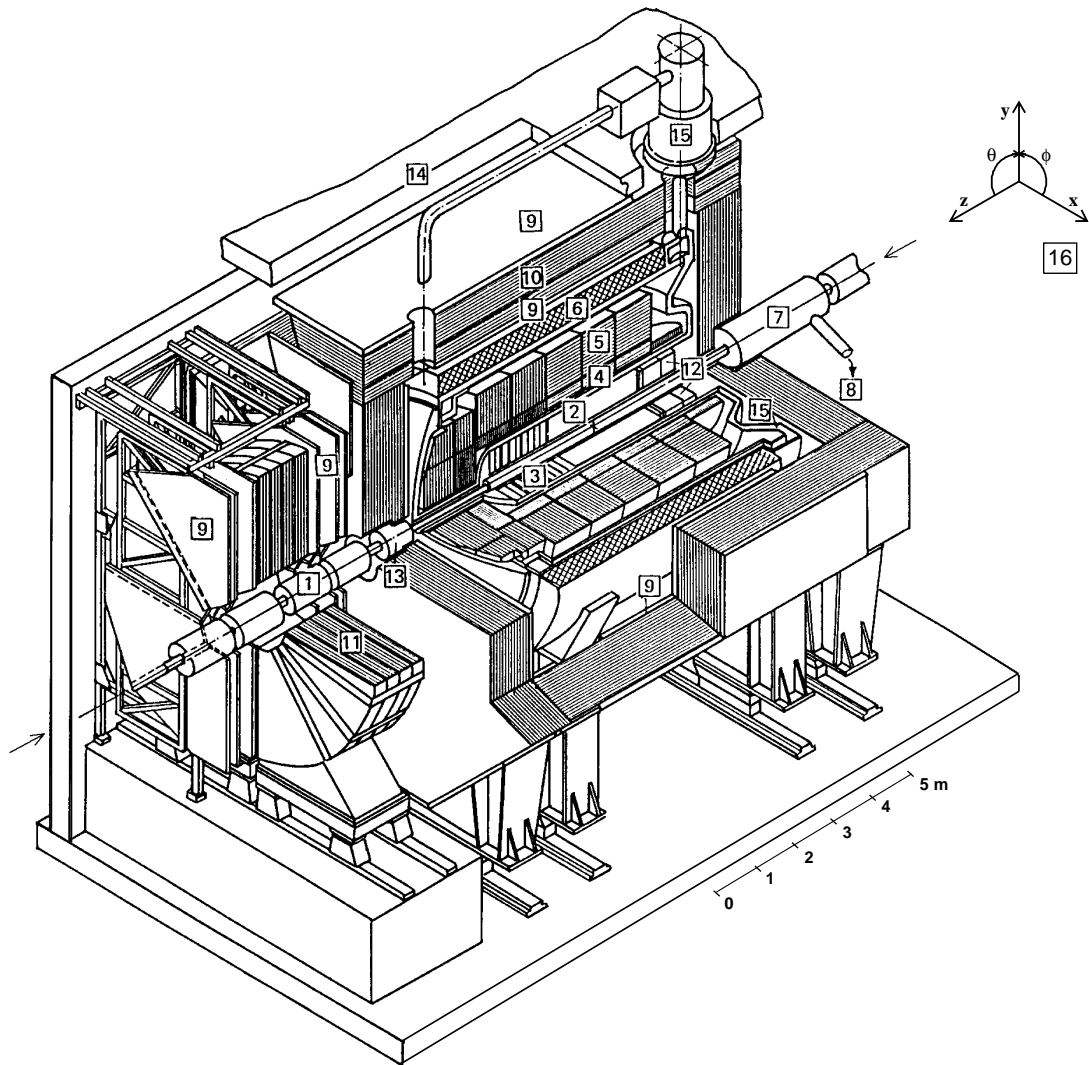
Jahr		Energie [GeV]	Anzahl der Bunche	\sqrt{s}	$\int \mathcal{L} dt$ [pb^{-1}] von HERA geliefert	$\int \mathcal{L} dt$ [pb^{-1}] genutzt von H1
Design	e^-	30	210	300	100	100
	p	820				
1995	e^+	27.6	174	300	9.9	5.5
	p	820				
1996	e^+	27.6	174	300	14.4	9.6
	p	820				
1997	e^+	27.6	175	300	33.3	24.5
	p	820				
1998	e^-	27.6	175	320	8.0	4.5
	p	920				
1999	e^+ (e^-)	27.6	175	320	27.6 (17.4)	23.4 (14.8)
	p	920				
2000	e^+	27.6	175	320	67.8	56.8
	p	920				

Tab. 1.1: HERA-Parameter in der Betriebsperiode 1995-2000

1.2 Der H1 Detektor

Die Abb. 1.2 zeigt eine isometrische Sicht des H1 Detektors mit dem Koordinatensystem des H1 Experiments. Der H1 Detektor hat eine 4π Geometrie, d.h. um den

²Im Laufe dieser Arbeit steht das Pseudonym Elektron sowohl für das Positron als auch für das Elektron.



- | | | | |
|---|---------------------------------------|----|-----------------------------|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Myon-Kammern |
| 2 | Zentrale-Spurkammer | 10 | Instrumentiertes Eisen |
| 3 | Vorwärtsspurkammer | 11 | Myon-Toroid-Magnet |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter(Blei) | 12 | Spagethi-Calorimeter(warm) |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter(Edelstahl) | 13 | Vorwärts-Kalorimeter(Cu,Si) |
| 6 | Supraleitende Spule(1.15T) | 14 | Betonabschirmung |
| 7 | Kompensationsmagnet | 15 | Flüssig-Argon-Kalorimeter |
| 8 | Helium Kälteanlage | 16 | H1-Koordinatensystem |

Abb. 1.2: Isometrische Sicht auf den H1 Detektor

Wechselwirkungspunkt (WWP) ist der Raumwinkel möglichst vollständig abgedeckt. Um dies zu gewährleisten umgeben schalenförmig von innen nach außen, Spurkammern, Kalorimeter und Myonendetektor den Wechselwirkungspunkt.

Außerdem ist die Architektur so ausgelegt, daß eine gute Identifikation und eine saubere Energiemessung des gestreuten Elektrons gelingt. Deshalb umgibt im H1 Detektor die supraleitende Solenoidspule Kalorimeter und Spurenkammersystem, was zu einem Materialvolumenersparnis vor den Detektoren führt. Die Spule erzeugt im Inneren des Detektors entlang der z-Achse ein fast homogenes Feld von 1.15 T. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient das instrumentierte Eisen. Das Eisenjoch ist mit sensitiven Bauteilen bestückt und fungiert als Myonendetektor. Im Laborsystem bewegt sich der Schwerpunkt des Elektron-Protonsystems in Protonrichtung. Dies spiegelt sich in dem asymmetrischen Aufbau in der z - θ -Ebene des Detektors wieder.

In den folgenden Unterabschnitten gehe ich auf die relevanten Detektorkomponenten genauer ein.

1.2.1 Flüssig-Argon-Kalorimeter

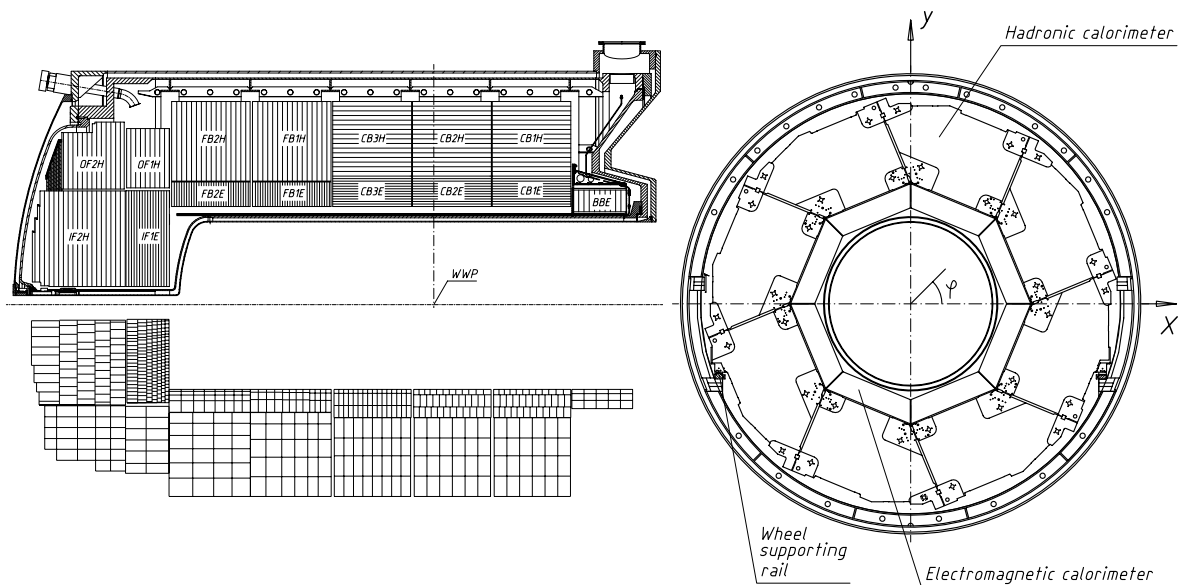


Abb. 1.3: Längs- und Querschnitt des LAC

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC) ist aus 8 Reifen (*wheels*) zusammengesetzt (Siehe Abb. 1.3) und in einem mit flüssigen Argon gefüllten Kryostaten untergebracht. Jedes dieser wheels besteht aus 8 Oktanten, die abwechselnd aus einem Absorbermaterial, Hochspannungsplatte, einem Nachweiselement und einer Ausleseplatte zusammengesetzt sind. Die Oktanten³ sind in zwei Kalorimeterbereiche unterteilt, dem

³Dies trifft nur bei den ersten sieben wheels zu. Im achten wheel bestehen die Oktanten nur aus

inneren elektromagnetischen Kalorimeter und dem äußeren hadronischen Kalorimeter. Im elektromagnetischen Kalorimeter kommen als Absorbermaterial 2.4mm starke Bleiplatten und als Nachweismedium 2.4mm dicke Argonschichten zum Einsatz. Die Betriebstemperatur des flüssigen Argons beträgt 88.8K[20]. Die Tiefe der Strahlung liegt abhängig von dem Polarwinkel bei 20-30 Strahlungslängen und die Auflösung beträgt $\sigma(E_e)/E_e \approx 11\%\sqrt{E_e} \oplus 1\%$ [3].

Beim hadronischen Kalorimeter treten an Stelle der Bleiplatten 19mm dicke Stahlplatten, die zusätzlich zum Absorptionsverhalten zur mechanischen Stabilität des Aufbaus beitragen. Die Absorptionslänge des hadronischen Kalorimeters liegt zwischen 4.7 und 7 und die Auflösung entspricht $\sigma(E_h)/E_h \approx 50\%\sqrt{E_h} \oplus 2\%$ [3].

Das LAC deckt einen Winkelbereich $\Theta = [4^0, 153^0]$ ab.

1.2.2 SPACAL

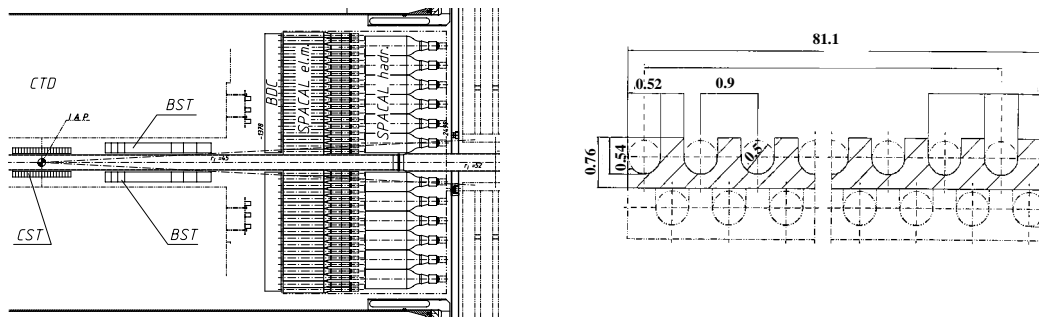


Abb. 1.4: links: Querschnitt durch den SPACAL, rechts: Querschnitt durch eine Bleiplatte mit Szintillatorfasern

Der Name des Spaghetti-Kalorimeters rührt von der Faserführung und nicht von der Verwendung italienischer Teigwaren in dem Detektor her. Wie das LAC ist das SPACAL in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil unterteilt (Abb. 1.4 links) und deckt im Rückwärtsbereich einen Winkel von $\theta = [153^0, 177.5^0]$ [27] ab.

Als Nachweismedium sind Szintillatorfasern parallel zum Strahl in die Bleiplatten (Absorbermedium) eingebracht (Abb. 1.4 rechts). Im elektromagnetischen (hadronischen) Kalorimeter ist das Blei/Faserverhältnis 2.27:1 (3.41:1) und die Energieauflösung entspricht $\sigma(E_e)/E_e \approx 7.1\%\sqrt{E_e} \oplus 1\%$ ($\sigma(E_h)/E_h \approx 12.5\%\sqrt{E_h} \oplus 3.8\%$) [32], [27].

Das elektromagnetische Kalorimeter zeichnet sich durch eine hohe Granularität und eine gute räumliche Auflösung $\sigma \approx 4.4mm\sqrt{E_e} \oplus 1mm$ aus.

dem elektromagn. Teil.

1.2.3 Spurdetektor

Der Spurdetektor dient zur präzisen Messung vom Vertex, Impuls und zur Rekonstruktion von Teilchenspuren, sowie zur Teilchenidentifikation. Die zweiteilige Form forward track detector/central track detector ist der Bewegungsrichtung des e-p Schwerpunktes angepaßt.

Der central track detector umschließt direkt das Strahlrohr⁴ am Wechselwirkungspunkt.

In Protonrichtung wird es durch den forward track detector ergänzt. Mit beiden Detektoren ist ein Winkelbereich $\theta = [7^\circ, 155^\circ]$ zugänglich.

1.2.4 Luminosity System

Die Luminosität \mathcal{L} wird über den exakt berechenbaren Bethe-Heitler-Prozeß $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt. Mit der Messung der Reaktionsprodukte e und γ in Koinzidenz wird die Anzahl $N(ep \rightarrow ep\gamma)$ gemessen und die Luminosität aus dem folgenden Zusammenhang

$$\mathcal{L} = \frac{N(ep \rightarrow ep\gamma)}{\sigma(ep \rightarrow ep\gamma)}$$

berechnet. Der experimentelle Aufbau für die Luminositätsmessung ist in der Abbildung 1.5 skizziert. Die Messung der Elektronen erfolgt mit einem im Abstand $z=-33.4\text{m}$ vom WWP stehenden Elektron-Tagger(ET). Die Photonen werden mit einem Photodetektor(PD) gemessen, der in einer Entfernung $z=-102.9\text{m}$ vom WWP steht.

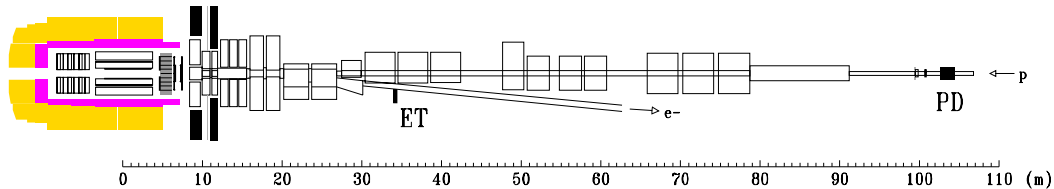


Abb. 1.5: Das H1 Luminositätssystem mit einem beigegefügttem Maßstab.

1.3 ZEUS, HERMES, HERA B

Neben dem H1-Experiment gibt es noch die zwei *fixed target* Experimente HERMES und HERA-B und das andere große Colliderexperiment ZEUS. ZEUS ist im wesentlichen wie das H1 Experiment aufgebaut. Der Detektor ist ein 4π Detektor mit

⁴Mit dem Einsatz von einem Strahlrohr aus CFK (Kohlefaser verstärkte Kunststoffe) und Aluminium wurde der Anteil vom nichtsensitiven Material vor den Detektoren so gering wie möglich gehalten.

dem Unterschied, daß das Kalorimeter ein kompensierendes Urankalorimeter ist. Die zugängliche Physik entspricht im Weitesten dem des H1-Experiments.

Das HERMES-Experiment untersucht mit einem polarisierten Elektronenstrahl die Spinstrukturen der Nukleonen. Hierfür wird das polarisierte Targetmaterial aus Wasserstoff, Deuterium oder Helium 3 mit den Elektronen beschossen. Das Elektron tauscht mit einem entgegengesetzt polarisierten Quark aus dem Nukleon ein Photon und erhält einen transversalen Impuls. Aus den detektierten Elektronen und hadronischen Teilchenschauern ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Prozess. Die Polarisationsrichtung des Targetmaterials wird umgeklappt und die Messung wiederholt. Aus beiden asymmetrischen Verteilungsfunktionen wird auf die Spinverteilung geschlossen.

HERA-B wurde hauptsächlich zum Nachweis der CP-Verletzung im B-Mesonen-System gebaut. Leider funktionierten bei der Fertigstellung Feb. 2000 nicht alle Komponenten des Detektors wie gewünscht. Bei HERA-B werden Protonen aus dem Halo vom Teilchenstrahl an einem sehr dünnen Metallband gestreut. Dabei können bis zu 40 B-Mesonen pro Sekunde entstehen [18]. Aus den unterschiedlichen Zerfallsbreiten von B^0 und \bar{B}^0 kann der Winkel aus dem Unitaritätsdreieck berechnet und dieser mit der Voraussage des Standardmodells zur CP-Verletzung verglichen werden.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Theorie

Das Standardmodell (**SM**) setzt sich aus der Quantenchromodynamik (**QCD**) und dem **GSW**¹-Modell zusammen und beschreibt derzeit erfolgreich die Teilchenphysik. Die Theorie der starken Wechselwirkung, die QCD, wird durch die nicht-abelsche Eichgruppe $SU(3)_C$ charakterisiert und die Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung durch die nicht-abelsche spontan gebrochene Eichgruppe $SU(2)_L \otimes U(1)$, dem GSW-Modell, bestimmt. Quarks und Leptonen, beides Fermionen ($S=\frac{1}{2}$), bilden mit den Bosonen ($S=0, 1, 2, \dots$) die Gesamtheit der Elementarteilchen im Standardmodell. Die Fermionen bestehen aus je drei Familien, kommen als linkshändige Dubletts und rechtshändige Singulets vor und haben einen aus der Symmetriegruppe resultierenden schwachen Isospin I .

$$\text{Leptonen: } \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad e_R, \mu_R, \tau_R$$

$$\text{Quarks: } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

Über die Gell-Mann-Nishijima-Relation hängt die dritte Komponente I_3 des schwachen Isospins mit der Ladung Q zusammen. Die Bosonen γ, W^\pm, Z^0, g vermitteln die Kraft zwischen den jeweiligen Materieteilchen.

Die Vermittlung der elektroschwachen Wechselwirkung zwischen den Stoßpartnern geschieht über den Austausch eines Eichbosons. Läuft der Stoßprozeß über einen geladenen W -Bosonaustausch ab, so spricht man von einem geladenen Strom(CC²)

¹Glashow-Salam-Weinberg

²charged-current

(Abb. 2.1 a). Wird ein Photon oder ein Z^0 -Boson ausgetauscht, dann liegt ein neutraler Strom(NC³) vor (Abb. 2.1 b).

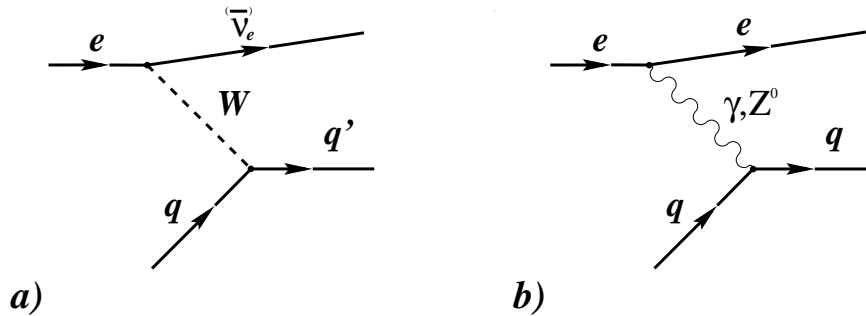


Abb. 2.1: Ein Elektron und ein Quark wechselwirken über den Austausch eines Eichbosons elektroschwach. In a) ist der geladene Strom(CC) und in b) der neutrale Strom(NC) abgebildet.

Interessant für diese Arbeit ist die dritte Familiengeneration der Quarks. Die Entdeckung des b Quarks in den siebziger Jahren führte zu einer intensiven Suche nach seinem schwachen Isospinpartner, dem t Quark. Der direkte Nachweis des t Quarks gelang 1995 mit dem Prozeß $p+\bar{p} \rightarrow t+\bar{t}+X$ fast zeitgleich im CDF- und DØ-Experiment am Fermilab [2],[1]. Dem Nachweis am CDF und DØ waren einige indirekte Hinweis vorausgegangen.

Mit der Annahme, daß das b Quark nur als linkshändiges Singulett vorkommt und kein t Quark existiert, geben Modelle für das Verzweungsverhältnis des FCNC⁴ b Zerfalls einen Wert von $\omega_b=1.3 \cdot 10^{-2}$ an. A. Beanet *al.* konnten mit ihren Meßdaten eine Ausschlußgrenze für Verzweungsverhältnis $\omega_b^{90\%} \leq 1.2 \cdot 10^{-3}$ [8] angeben und die obige Annahme wiederlegen.

Am LEP wurden die $b\bar{b}$ Paare aus der Z^0 -Zerfall auf ihre Winkelverteilung und Partialbreite $\Gamma_{b\bar{b}}^{Z^0}$ hin untersucht. Die beiden Größen lieferten einen Isospin $I_{3,L}^b=-1/2$ und nicht wie vom Singulett erwartet $I_{3,L}^b=0$. Die t Masse wurde mit einer präzisen Bestimmung von $\sin^2 \Theta_W$ und M_{Z^0} zu $M_t = 172_{-14}^{+13+18} GeV/c^2$ abgeschätzt [34], wobei Θ_W der Weinberg-Winkel ist.

Am H1 Experiment lag in den 1995-1997 Daten ein Überschuß an Ereignissen vor, die einen hohen transversalen Impuls p_T , ein isoliertes Lepton und sehr viel fehlende transversale Energie aufwiesen. Die Signatur und die hohen Energiebeträge führten zu der Hypothese, das FCNC einzelne top (*single top*) Quarks für den Überschuß verantwortlich sein könnten [23]. Diese Hypothese motivierte uns den Zerfallskanal ($t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}'b$) zu untersuchen. Im Laufe dieses Kapitels wird zuerst die H1 Kinematik dargelegt, dann zwei mögliche Produktionsmechanismen der single top

³neutral-current

⁴flavor-changing neutral current

Quarks vorgestellt. Anschließend werden einige Monte Carlo Generatoren vorgestellt und zum Schluß, der am H1 gängige k_T -Jetalgorithmus erläutert.

2.2 Kinematik der ep -Streuung

Die Kinematik für den Streuprozess $e(k) + p(P) \rightarrow l(k') + X(h)$ ist in dem Diagramm 2.2 skizziert. $X(h)$ steht für den gesamten hadronischen Endzustand, mit der Masse $\|h\|$. An den einlaufenden Teilchen und an dem auslaufenden Lepton l stehen in Klammern ihre Vierervektoren $(a^\mu) = (E_a, \vec{p}_a)$. Mit den jeweiligen Viererimpulsen können folgende lorentzinvariante Größen berechnet werden:

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrags q auf das ausgetauschte Eichboson ξ ist

$$q^2 = (k - k')^2,$$

wobei $Q = \sqrt{-q^2}$ der Virtualität des ausgetauschten Eichbosons entspricht, das den Streuprozess vermittelt. Für $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$ wird das Boson quasireell und man schreibt den Prozess für $\xi=\gamma$ der Photoproduktion zu. Große Q^2 fallen in den Bereich der tiefinelastischen Streuung (DIS) ⁵.

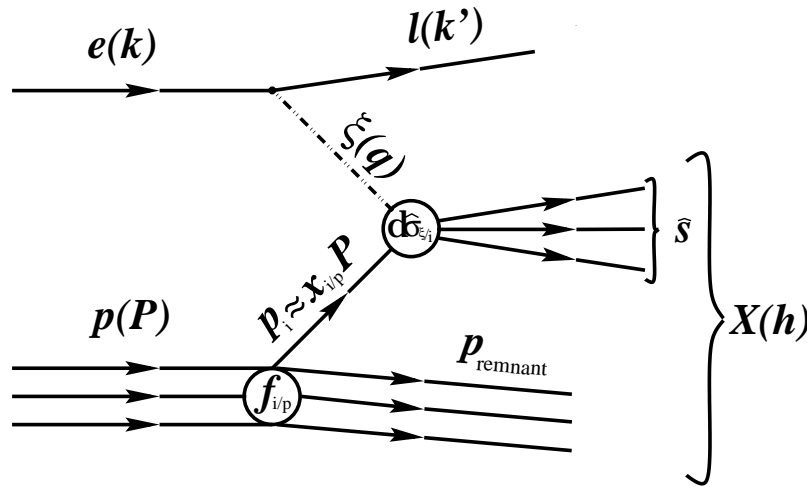


Abb. 2.2: Diagramm zur H1 Kinematik. Die Abkürzung $\xi(q)$ steht für ein γ, Z^0 oder W^\pm Boson mit dem Viererimpuls q .

- Im Schwerpunktsystem ist das Quadrat der Energie des ep Systems:

$$s = (k + P)^2$$

Für hohe kinetische Energien der einlaufenden Teilchen relativ zu ihrer Ruhemasse ergibt sich $s \approx 4E_e E_p$, mit $m_j/E_j \ll 1$.

⁵deep inelastic scattering

- Die Schwerpunktsenergie $W_{\xi p}$ des ξp -Systems entspricht der Norm von h :

$$W_{\xi p}^2 = h^2 = (P + q)^2 = 2Pq + m_p^2 - Q^2$$

Mit $m_p/\|P\| \ll 1$ ergibt sich $W_{\xi p}^2 \approx 2Pq - Q^2$, was sich im Falle der Photoproduktion zu $W_{\xi p}^2 \approx 2P \cdot q$ vereinfachen läßt.

- Vom Ruhesystem des Protons aus gesehen, entspricht der rel. Impulsübertrag vom Elektron auf ξ der dimensionslosen Skalenvariable y . y ist definiert als:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}$$

Die Größe $x_{i/p}$ (Siehe Abb. 2.2) steht für den longitudinalen Impulsbruchteil, den das Parton⁶ von dem Protonimpuls P wegträgt.

- Dem Subprozeß kann man auch eine quadratische invariante Masse \hat{s} zuordnen. Sie läßt sich entweder aus

$$\hat{s} = \left(\sum_k p_k \right)^2$$

mit Impuls p_k des k -ten auslaufenden Teilchen's aus dem Subprozeß berechnen oder aus

$$\hat{s} \approx (q + x_{i/p} \cdot P)^2.$$

Eine andere dimensionslose Skalenvariable ist die Bjorkensche Skalenvariable x_{Bj} . Sie ist als der longitudinale Impulsbruchteil des an der harten Streuung beteiligten Partons vom Protonimpuls zu sehen. Im Grenzfall $\hat{s} \rightarrow 0$ entspricht wegen

$$x_{i/p} = \frac{\hat{s} - q^2}{2qP} = \frac{\hat{s}}{2qP} + x_{Bj}$$

die Bjorkensche Skalenvariable dem Impulsbruchteil $x_{i/p}$ des i -ten Partons vom Proton-Impulses P .

In dem Diagramm 2.2 wurde für die Streuung das Quark-Parton-Modell(QPM) herangezogen. Im QPM findet die Streuung des einlaufenden Elektrons an einem freien Parton im Proton statt. Mit dieser Annahme läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt schreiben:

$$d\sigma_{ep}(ep \rightarrow jets + remnant) = \sum_i \int_0^1 dx_i f_{i/p} d\hat{\sigma}_{ei}(ei \rightarrow jets + lepton)$$

Wobei $f_{i/p}$ die Partondichte im Proton angibt und $d\hat{\sigma}_{ei}$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung des Elektrons am i -ten Parton ist.

⁶Quarks und Gluonen werden zu Partonen zusammengefaßt. Die Partonen haben in dem Proton nur einen longitudinalen Impuls. Der transversale Impuls ist wegen $|\vec{v}_p| \approx c$ eingefroren.

2.3 Einzel top Produktion

Die Ladung und der schwache Isospin des *top* Quark ist $Q = 2/3$, $I = 1/2$ und seine Zerfallsbreite Γ_{top} ist $\sim m_t^3$ [23] (Siehe Formel 2.1). Aus der großen top Quarkmasse $M_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ ([33]) folgt eine kurze Lebensdauer $\tau_t = \frac{1}{\Gamma_{top}}$, die das Entstehen eines Quarkonium aus $t\bar{t}$ unterbindet. Wegen dem CKM-Matrixelement $|V_{tb}| \sim 1$ zerfällt t fast ausschließlich nur in dem Kanal $t \rightarrow Wb$. Die anderen Kanäle $t \rightarrow Ws$ und $t \rightarrow Wd$ sind stark unterdrückt.

$$\Gamma_{top} = \frac{G_F |V_{tb}|^2}{8\pi\sqrt{2}} m_t^3 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \quad (2.1)$$

Standard-Modell single top Quark-Produktion

Mit den HERA Schwerpunktsenergien von ca. 300 GeV aus den Jahren 95-97 oder ca. 318 GeV aus den Jahren von 99-00 könnten einzelne t Quarks produziert werden. Für $gg \rightarrow t\bar{t}$ oder $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ mit zwei t Quarks im Endzustand reicht die Schwerpunktsenergie nicht aus. Ein mit dem SM verträglicher und wahrscheinlicher Kanal ist der $e + p \rightarrow \nu + t + X$ Produktionskanal (Abb. 2.3). Bei diesem Kanal tauscht das Elektron mit einem b Quark aus dem Proton ein W -Boson aus und geht in ein Neutrino über. Das b Quark ändert (am ersten Vertex) seine flavor zu einem t Quark.

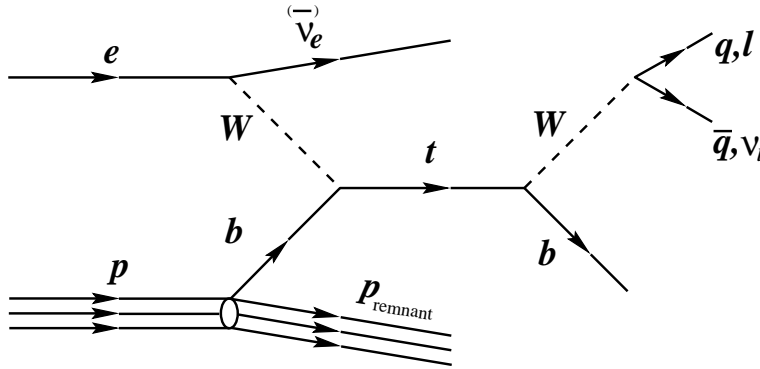


Abb. 2.3: SM single top Quark-Produktion

Das t Quark zerfällt fast ausschließlich nur in ein b Quark und ein W -Boson. Das W Boson geht mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. $2/3$ in zwei Hadronen über und mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. $1/3$ in zwei Leptonen über. Beim leptonen W Zerfall zeichnet sich die top Quark Signatur durch einen eng kollimierten Teilchenstrahl (*jet*) vom b Quark, ein isoliertes Lepton und durch einen sehr hohen Fehlbetrag in der transversalen Energie $E_{T,miss}$ aus, wobei die sehr hohe fehlende Energie $E_{T,miss}$ von den zwei Neutrinos ν_e, ν_l weggetragen wird. Zerfällt das W hadronisch ist die SM top Quark Signatur gegeben durch zwei Jets aus dem W Zerfall, einem b Jet und hohen $E_{T,miss}$, das aus dem nicht detektierten Elektronneutrino resultiert.

In dieser Arbeit wird nur der hadronische Zerfallskanal untersucht.

Nicht Standard-Modell single top Quark-Produktion

Ein sehr ähnlicher Prozeß zu Abb. 2.3 wäre FCNC ⁷ single top Quark-Produktion (Abb. 2.4), der im SM in niedriger Ordnung nicht erlaubt ist. Im Gegensatz zur SM top Quark-Produktion wird am ersten Vertex das ungeladene Eichboson γ zwischen dem Elektron und dem jeweiligen Quark (u oder c) aus dem Proton ausgetauscht. Das Quark ändert seine flavor in ein t und führt eine Verletzung der flavor Erhaltung am ersten Photonvertex herbei. Das SM verlangt eine flavor Erhaltung am Photonvertex. Für den Born Term ergibt sich nach [9]

$$\sigma_{eu \rightarrow et}^B = \frac{\kappa_\gamma^2 e^4}{2\pi m_t^2 t^2 (s - m_e^2)^2} (-t(2m_e^4 + m_t^4 - 2s^2 + (2s + t)(2s - m_t^2 - 2m_e^2)) - 2m_e^2 m_t^4),$$

wobei $s = (p_e + p_u)^2$, $t = (p_t - p_u)^2$ und $u = (p_t - p_e)^2$ die gewöhnlichen Mandelstam Variablen des Prozeßes $e(p_e) + u(p_u) \rightarrow e(p'_e) + t(p_t)$ sind.

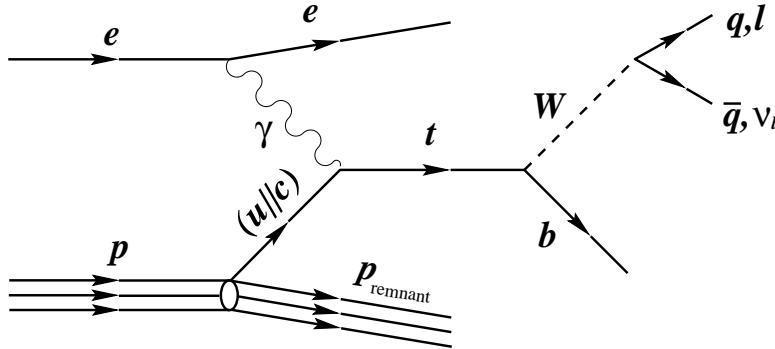


Abb. 2.4: BSM single top Quark-Produktion

FCNC Prozesse höherer Ordnung sind im SM erlaubt, weil durch Hinzunahme von Schleifen flavor Erhaltung sicher gestellt werden kann, z.B. $\mathcal{O}(\alpha^2)$ (Abb. 2.5). Ihr Auftreten ist aber mit höheren Ordnungen von α um so unwahrscheinlicher.

Der Untergrund zu dem SM und FCNC single top Quark sind die photoproduzierten jet Ereignisse. Beim SM single top Quark werden diese durch die QCD Prozesse mit geladenem Strom(CC) überlagert. Auf diese Prozesse wird in den folgenden Unterabschnitten eingegangen.

⁷flavor changing neutral current

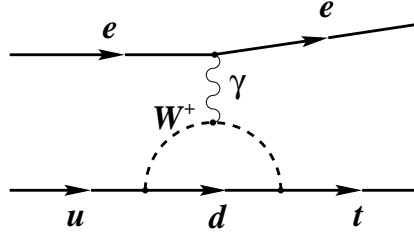


Abb. 2.5: Pinguindiagramm für SM single top Quark in $\mathcal{O}(\alpha^2)$

2.3.1 Photoproduktion

Bei ep Beschleunigern fallen Streuprozesse mit $Q^2 \approx 0$ und einem Photon aus dem Elektron in den Bereich der Photoproduktion. Der Wirkungsquerschnitt σ_{ep} für γp -Prozesse lässt sich wie folgt faktorisieren:

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

$\sigma_{\gamma p}(\gamma p \rightarrow X)$ steht für den Wirkungsquerschnitt die Photon-Proton Streuung und die Verteilungsfunktion $f_{\gamma e}(y)$ gibt die Photonverteilung im Elektron an. $f_{\gamma e}(y)$ entspricht der Weizsäcker-Williams-Näherung und lässt sich aus dem Photonfluß vom Elektron $F_{\gamma e}$ über das Integral $\int dQ^2 F_{\gamma e}(y, Q^2)$ berechnen.

$$f_{\gamma e} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[2M_e^2 y \left(\frac{1}{Q_{min}^2} - \frac{1}{Q_{max}^2} \right) + \frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} \right]$$

Die Verteilungsfunktion hängt von den Integrationsgrenzen Q_{min}^2 , Q_{max}^2 und von y ab. $Q^2 = 2EE'(1 - \cos \Theta) - 2M_e^2$ wird nach Θ entwickelt und aus der Entwicklung werden Q_{min} , Q_{max} mit der Bedingungen $\Theta_{Q_{min}} = 0$, $\Theta_{Q_{max}} = \Theta_C$ berechnet. Hierbei ist Θ_C von experimentellen Bedingungen abhängiger Streuwinkel und M_e die Masse des Elektrons. Für die obere Integralgrenze gilt in dieser Diplomarbeit $Q_{max}^2 \approx 1\text{GeV}^2$. Für untere Integralgrenze folgt $Q_{min}^2 = M_e^2 y^2 / (1 - y)$. Q_{min} gibt die minimale Virtualität des ausgetauschten Photons wieder. $f_{\gamma e}(y)$ ist nach dem Einsetzen von Q_{min}^2 , Q_{max}^2 nur noch von y abhängig.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ kann weiter faktorisiert werden:

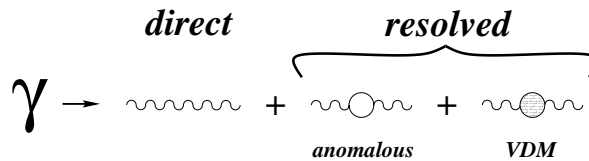
$$\sigma_{\gamma p}(\gamma p \rightarrow \text{jet} + \text{remnant}) = \sum_i \int dx_{i/p} f_{i/p}(x_{i/p}) \sigma_{\gamma i}(\gamma i \rightarrow \text{jet})$$

$f_{i/p} dx_{i/p}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an ein Parton i in dem Proton zu finden und ist eine experimentell bestimmte Größe, deren $x_{i/p}$ Abhängigkeit störungstheore-

tisch nicht berechnet werden kann. Ganz allgemein gilt für den Photon-Parton-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\gamma i}(\gamma i \rightarrow \text{jet}) = \sum_k \int dx_\gamma f_{k/\gamma}(x_{k/\gamma}) \sigma_{ki}(ki \rightarrow \text{jet})$$

Auf der rechten Seite der Gleichung steht die Größe $f_{k/\gamma}$, die die Wahrscheinlichkeit angibt ein Parton im Photon zu finden, d.h. $\sigma_{\gamma i}$ hängt vom statistischen Verhalten des Photons ab. Das Photon aus dem Elektron kann entweder direkt mit einem Parton wechselwirken oder im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation in Quark- (q) Antiquark (\bar{q})-Paar oder in Vektormesonen (gebundener $q\bar{q}$ -Zustand) fluktuieren und dann im aufgelösten (*resolved*) Zustand an der harten Streuung teilnehmen. Die unterschiedlichen Zustände des Photons sind in der folgenden Abbildung dargestellt.



In führender Ordnung koppelt das Photon direkt an das Parton über den QCD Compton $\gamma q \rightarrow qg$ oder über Boson Gluon Fusion $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ (Siehe Abb.2.6). Für diesen Fall ist die Partondichte des Protons $f_{i/p}$ gegeben durch $\delta(1 - x_\gamma)$, d.h. $x_\gamma=1$.

Löst sich das Photon in ein $q\bar{q}$ Paar auf und es bildet sich kein gebundener hadronischer Zustand, dann liegt die anomale Komponente vor. Diese tritt nur ein, wenn die Lebensdauer $\tau(e \rightarrow e\gamma)$ vom Elektron-Photon-Zustand größer ist als die von der Fluktuation vom γ in ein $q\bar{q}$. Mit steigendem Q^2 fällt $\tau(e \rightarrow e\gamma)$ und die Fluktuation $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ wird immer unwahrscheinlicher. In führender Ordnung tragen für die resolved Prozesse die in 2.7 abgebildeten Diagramme bei.

Die Fluktuation des Photons in ein Vektormeson findet ihre quantitative Erklärung in dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell(VDM). Im VDM bildet das $q\bar{q}$ Paar aus dem Photon vor dem Streuprozess einen hadronisch gebundenen Zustand (ρ oder ω oder ...).

Bei resolved Zuständen wird ein Bruchteil des Photonimpulses vom Photonrest weggetragen, d.h. $x_\gamma < 1$.

Im Endeffekt liegt für den harten Subprozess der 3 obigen Zustände eine Zwei-Körper-Streuung vor. Der Wirkungsquerschnitt für die i -te und k -te Partonstreuung setzt sich wie folgt aus dem Matrixelement M_{ik} , der Schwerpunktsenergie s_{ki}^2 des i -ten und k -ten Partons und dem Lorentzinvarianten Phasenraumelement dL^n für n -Teilchen zusammen:

$$\sigma_{ki}^n(ki \rightarrow jets) = \int \frac{1}{2s_{ki}} |\overline{M_{ik}}|^2 dL^n$$

Nach der Integration über das Phasenraumelement und der Substitution $dt = s_{ki}d(\cos \Theta)$ folgt [12]:

$$\sigma_{ki} = \int \frac{|M_{ik}|^2}{16\pi s_{ki}^2} dt$$

Die quadrierte Schwerpunktsernergie ist mit $s_{ki} = s_{ep}x_\gamma x_{i/p}y$ ausdrückbar. Aus den einzelnen Komponenten kann σ_{ep} zusammensetzen werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ für γp Streuung setzt sich aus den drei möglichen Beiträgen zusammen:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = \sigma_{\gamma p}^{dir} + \underbrace{\sigma_{\gamma p}^{anomalous} + \sigma_{\gamma p}^{VDM}}_{resolved}$$

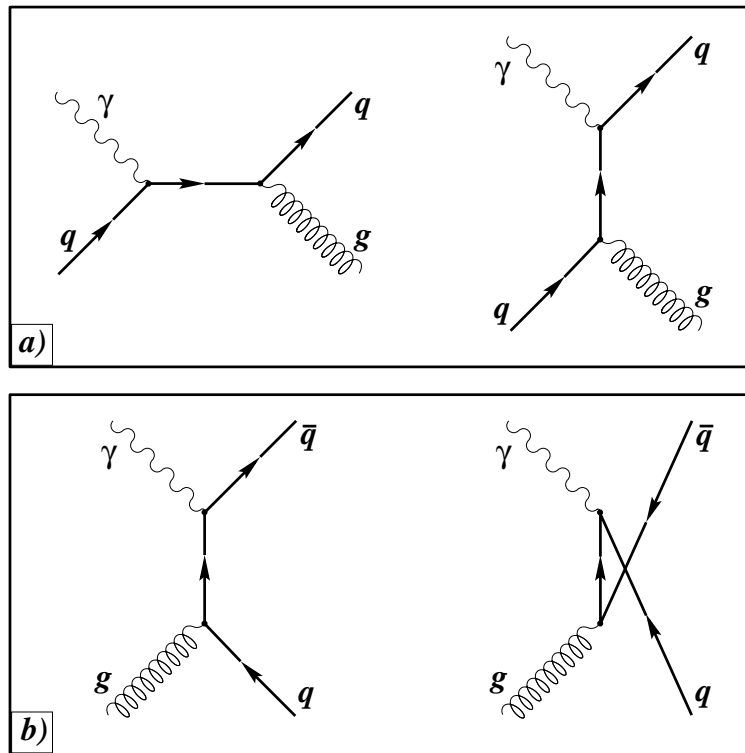


Abb. 2.6: Diagramme zur direkten Photoproduktion. a) QCD-Compton. b) Boson-Gluon-Fusion.

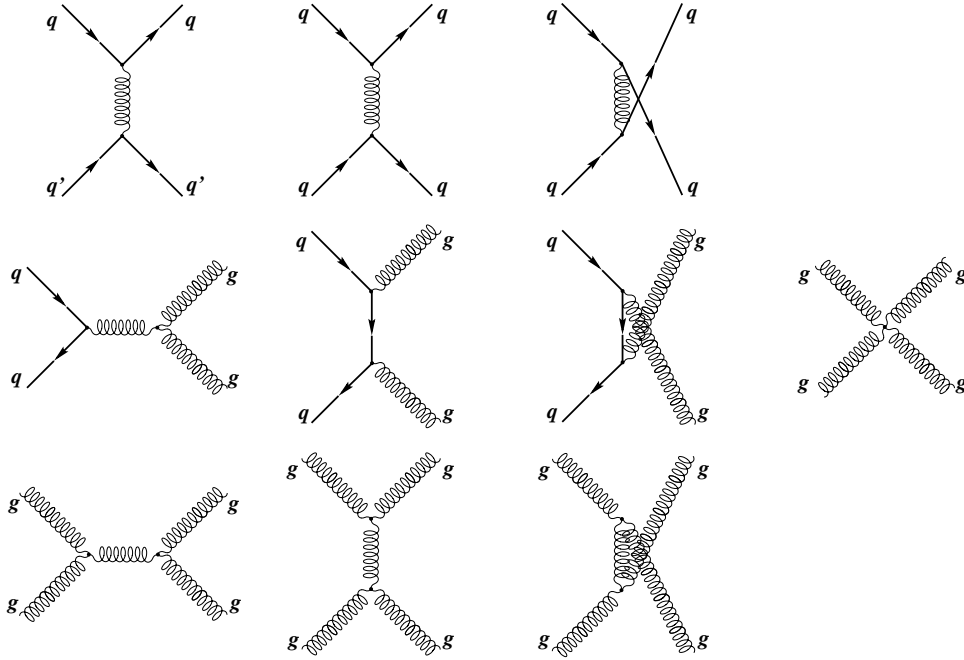


Abb. 2.7: Feynmandiagramme zum resolved Photoproduktionprozeß.

2.3.2 Geladener Strom

In führender Ordnung ist für den CC Streuprozess $ep \rightarrow \nu X$ der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt [4]:

$$\frac{d\sigma_{ep}^2}{dx dQ^2} = \underbrace{\frac{G_F^2 M_W^2}{2\pi x}}_{\text{Kopplung}} \underbrace{\left(\frac{1}{M_W^2 + Q^2}\right)^2}_{\|Propagator\|^2} \underbrace{\tilde{\varphi}^\pm(x, Q^2)}_{\text{Strukturfunkt.Term}}$$

Die rechte Seite der Gleichung besteht aus dem Produkt dreier Teile, der Kopplung, dem Propagator zum Quadrat und dem Strukturfunktionsterm.

Die Kopplung hängt von der Masse des W-Bosons M_W , vom Björken x und von der Fermi Kopplungskonstante G_F ab. Die Kopplungskonstante selbst hat folgende Form:

$$G_F^2 = \frac{\pi^2 \alpha^2}{2 \sin^4 \Theta_W M_W^4}$$

In dem Propagator spiegelt sich die Q^2 Abhängigkeit des geladenen Stromes wieder. Für $Q^2 \ll M_W^2$ wird der Prozeß mit $1/M_W^4$ unterdrückt. Wenn $Q^2 \gg M_W^2$ ist, geht das Betragsquadrat vom Propagator über in $1/Q^4$.

Das Standardmodell sagt voraus, daß der Wirkungsquerschnitt für $e^-p \rightarrow \nu X$ größer ist als für $e^+p \rightarrow \nu X$. Der Grund dafür liegt darin, daß Positronen sensitiv auf die negativ geladenen Quarks im Proton sind und Elektronen sensitiv auf positiv geladene Quarks sind. Da im Proton im Mittel 2 positiv geladene u Quarks und ein negativ geladenes d Quark vorkommt, ist die Wahrscheinlichkeit für eine e^-p Wechselwirkung höher. Dies wird auch von den Experimenten bestätigt.

2.4 Modelle (Monte Carlo)

Die $2 \rightarrow 2$ Subprozesse suggerieren die Existenz freier farbiger Partonen in der Natur. Die QCD erlaubt quasifreie Partonen nur bei Skalen, die kleiner sind als 10^{-15} m. Dieses Verhalten wird als asymptotische Freiheit (*asymptotic freedom*) bezeichnet. Bei größeren Abstandsskalen ($q^2 \rightarrow 0$) geht die starke Kopplungskonstante α_s gegen unendlich. Dies führt zum Einschluß von Quarks (*quark confinement*). In der Natur sind nur hadronische Endzustände aus Beschleunigerexperimenten in Form von jets beobachtbar. Der Zusammenhang zwischen den Quarks und Gluonen aus der QCD Vorhersage für einen beliebigen Prozeß und den experimentell gemessenen hadronischen Endzuständen wird von den Monte-Carlo-Modellen hergestellt. In der Abbildung 2.8 ist die Verknüpfung durch ein Monte-Carlo skizziert, wobei die gesamte Verknüpfung in vier Stufen (*level*) vollzogen wird.

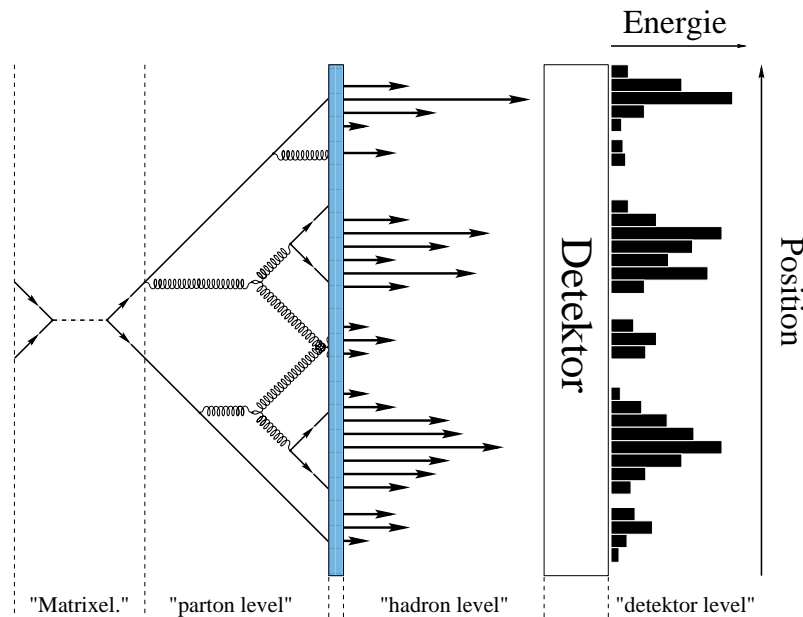


Abb. 2.8: Semiflussdiagramm von einem Monte-Carlo-Modell

In der ersten Stufe werden Zufallszahlen für einen definierten kinematischen Bereich generiert und dann die Matrixelemente für eine feste Ordnung berechnet.

Reicht die Ordnung der Matrixelemente für die Beschreibung nicht aus oder wurde eine zu niedrige Ordnung gewählt, können die höheren Ordnungen mit dem Partonschauer Modell oder mit dem Farb-Dipol-Modell (*colour dipol model*⁸) approximiert werden. Im Partonschauer Modell emittiert ein zeitartiges Partonen i mit einer Wahrscheinlichkeit P_i ein Parton j und geht in ein Parton k über. Die differentielle Wahrscheinlichkeit dP_i für $i \rightarrow jk$ ist gegeben durch [10]:

$$dP_i = \sum_{i,j} \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi Q^2} P_{i \rightarrow jk} dz dQ^2$$

Die Variable z gibt den Impulsbruchteil des Teilchen k relativ zum Parton i an. $P_{i \rightarrow jk}$ sind die sogenannten Spittingfunktionen. Sie beinhalten die vier grundlegende Verzweigungsprozesse (für Partonen) $q \rightarrow qg$, $q \rightarrow gq$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$, die in 2.9 abgebildet sind.

Der Verzweigungsprozeß wird solange fortgesetzt bis $Q_{min}^2 = 1 \text{ GeV}^2$ erreicht wird. Diese untere Grenze wird eingeführt um Divergenzen in der Rechnung zu vermeiden. Diese Prozesse führen zu einem Baumdiagramm, was in der Abbildung 2.8 im Segment "parton level" angedeutet ist.

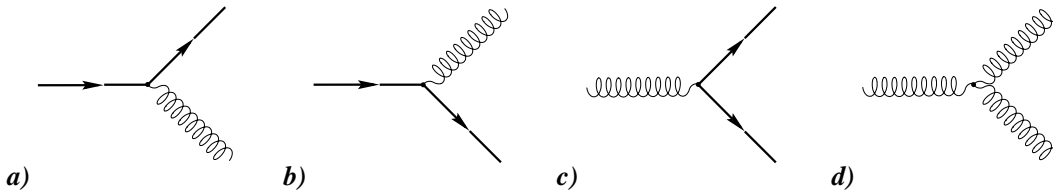


Abb. 2.9: Splittingfunktionen

Im CDM emittiert entweder eins der auslaufenden Partonen aus der Abbildung 2.9 a), b) und d) ein weiches Gluon oder am Vertex von 2.9 d) wird ein zusätzliches Gluon abgestrahlt. Zwischen diesem Gluon und den auslaufenden Partonen bildet sich zwei Farbfelder. Die Farbdipole sind so angeordnet, daß die Farbe der Gluonen sich aus der Anti Farbe des einen Dipols und der Farbe des anderen Dipols zusammensetzt. Wie bei dem Partonschauermodell, erhält das neu erzeugte Gluon einen Impulsbruchteil vom Mutterteilchen. Immer wenn ein Farbfeld ein Gluon emittiert, teilt sich das Farbfeld in zwei Dipole (Siehe Abb. 2.10). Führt man gedanklich diesen Prozeß fort, dann ergibt sich eine Kaskade von Teilchen, die zum Schauer führt.

Die Teilchen aus den Schauermodellen erfüllen nicht unbedingt die (geforderte) Farneutralität für freie Partikel, die sich im Detektor nachweisen lassen. Sie werden also

⁸CDM

weiter fragmentieren und ihre Energie in neue Teilchen umsetzen. Bedingt durch die große Längenskala ist die Fragmentation perturbativ nicht berechenbar.

Deshalb wird nach dem "parton level" mit nicht störungstheoretisch berechenbaren Modellen, wie z.B String-Modell [7] oder Cluster-Modell [36], die Hadronisierung der Schauerteilchen im "hadron level" bewerkstelligt.

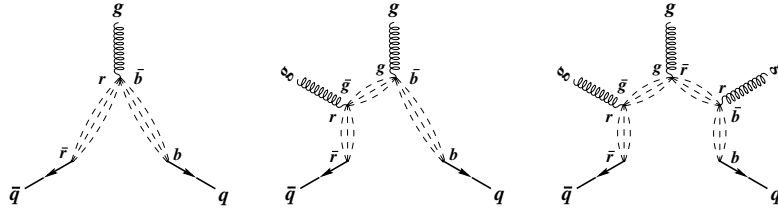


Abb. 2.10: Entstehung der Farbdipole

Im String-Modell bildet sich wegen dem Confinement zwischen zwei auseinander driftenden Quarks ein Farbfeld. In Abhängigkeit von der Distanz der Quarks wird 1GeV Energie pro fm im Feld deponiert. Wenn die Feldenergie den Schwellwert für die $q\bar{q}$ Produktion erreicht, reißt das Farbfeld in zwei Farbfelder. An den zwei neuen Enden des Feldes hängen die neue entstandenen Quarks. Diese Prozedur wird solange fortgeführt bis die Feldenergie nicht mehr ausreicht um neue $q\bar{q}$ Paare zu erzeugen.

Beim Cluster-Modell liegen alle Teilchen aus der Partonschauer nur als $q\bar{q}$ vor. Diese werden mit den benachbarten Quarks zu sogenannten Farbsingulettclustern zusammengesetzt. Die Cluster brechen unter Erhaltung des Spins und möglichen Phasenraum in zwei Teilcluster, falls ihre Masse eine gewisse Grenze überschreitet. Dies wird solange vollzogen, bis die Masse unter die Grenze fällt. Leichte Cluster, die nicht zerfallen können, werden dann den entsprechenden Hadronen zugeordnet.

Bis hierhin war die Betrachtung der Physik nicht von der Eigenschaft des eingesetzten Detektors abhängig. Um die Monte Carlo Ereignisse mit den gemessenen Daten vergleichen zu können, muß die Charakteristik des Detektors in die Monte Carlo Ereignisse mit eingebracht werden. Das Programm H1SIM simuliert jede einzelne Komponente des Detektor und liefert virtuell gemessene physikalische Observablen. Dies ist in der Abb. 2.8 als der "detektor level" gekennzeichnet.

Von der Berechnung der Matrixelemente bis hin zur Hadronisierung werden in dieser Arbeit hauptsächlich Generatoren PYTHIA und DJANGO verwendet.

2.4.1 PYTHIA

PYTHIA [35] ist ein von der Lund Universität zur Verfügung gestellter Ereignisgenerator, der über einen Steuerdatensatz relativ leicht zu bedienen ist. Mit diesem

Ereignisgenerator wurden das SM single t Quark und der Untergrund aus der Photo-Produktion bei ep -Streuung für den jeweiligen kinematischen Bereich generiert. Dabei verwendet PYTHIA für die parton shower das Partonschauer-Modell und für die Hadronisierung das Lund-String-Modell. Mit dem PYTHIA Monte Carlo Generator wurden direct und resolved QCD Photoproduktionsereignisse generiert.

2.4.2 HERWIG

Neben dem γp -PYTHIA Monte Carlo Generator steht mit dem HERWIG ein zweites γp Monte Carlo Generator für QCD-Prozesse zur Verfügung. HERWIG ist ein LO Monte Carlo Generator in dem die höheren Ordnungen über das Partonschauer-Modell berücksichtigt werden. Im Gegensatz zu PYTHIA erfolgt die Hadronisierung über die sogenannte Cluster Fragmentation[36].

2.4.3 DJANGO-ARIADNE

Der Ereignisgenerator DJANGO-ARIADNE [17],[31] ist eine Symbiose zwischen einem Programm zur Matrixelementberechnung und ARIADNE zur Berechnung des Schauermodell. ARIADNE berechnet mit Hilfe des CDM-Modell nur die Partonschauer aus. Die Hadronisierung wird von JETSET mit der Lund-String-Modell-Annahme berechnet. Mit DJANGO-ARIADNE wurden CC-Ereignisse für den CC-Untergrund vom SM single top Quark generiert. Zusätzlich wurden für beide top Quark-Kanäle sicherheitshalber DIS-Ereignisse generiert, um sicher zu stellen, daß mit den Schnitten definierter Phasenraum möglichst wenige DIS-Ereignisse beinhaltet.

2.5 k_T -Algorithmus

Es ist nicht einfach die Anzahl der Jets und Jetform in einem beliebigen Ereignis zu bestimmen. Aus diesem Grund braucht man einen wohldefinierten Jetalgorithmus, der die Teilchen eines Ereignisses zu Jets zusammenfaßt. Der Jetalgorithmus muß auf den unterschiedlichen Stufen Jets rekonstruieren können, um später gewünschte Korrekturen zwischen den jeweiligen level durchführen zu können.

In dieser Arbeit wird der longitudinal boostinvariante k_T -Algorithmus zur Jetrekonstruktion benutzt. Für die Funktionsweise werden die Variablen Pseudorapidität η , und der Öffnungswinkel zwischen zwei Teilchen Δr_{ij} gebraucht, die vorab definiert werden. Die Pseudorapidität ist

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right],$$

wobei θ der Polarwinkel ist. Δr_{ij} berechnet man nach

$$\Delta r_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2},$$

mit $i, j \in N$ und den Azimuthalwinkeln ϕ_i, ϕ_j .

Der Algorithmus funktioniert nach dem folgenden Schema [15], [19]:

1. Der Algorithmus startet mit der Liste der n Teilchen vom Ereignis und setzt die Jetanzahl auf Null.
2. Für alle Teilchen aus der Liste wird der relative Abstand $d_i = E_{T,i}^2$, mit $i \in [1, 2, \dots, n]$ zu einer Strahlachse berechnet und der Abstand des i -ten zum j -ten Teilchens mit

$$d_{ij} = \min(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2) \frac{\Delta r_{ij}^2}{D^2}$$

bestimmt, wobei für ep -Streuung D gleich eins gesetzt wird. Die Größe D ist ein Maß für den Konusradius. $D=1$ entspricht ungefähr einem Konusradius $R \approx 0.7$.

3. Das Minimum $d_{min} = \min(d_i, d_{ij})$ wird für alle Teilchen bestimmt und mit d_{ij} verglichen. Entspricht $d_{min} = d_{ij}$, werden das i -te und j -te Teilchen zu einem Objekt zusammengefaßt. Das neue Teilchen wird anstelle der beiden alten Teilchen in die Liste geschrieben und der Algorithmus springt zum Punkt 2. zurück. Ist $d_{min} = d_i$, dann wird das Teilchen aus der Liste der Teilchen entfernt und in die Liste der Jets geschrieben. Fall noch irgendwelche Einträge in der Teilchenliste vorhanden ist, springt der Algorithmus wieder zum Punkt 2. zurück. E_t, η und ϕ des zusammengefaßten Teilchen lassen sich aus den alten Objekten berechnen:

$$E_T = E_{T,i} + E_{T,j}, \quad \eta = \frac{E_{T,i}\eta_i + E_{T,j}\eta_j}{E_T}, \quad \phi = \frac{E_{T,i}\phi_i + E_{T,j}\phi_j}{E_T}$$

4. Wenn keine Einträge in der Teilchenliste sind, dann hat der Algorithmus jedes Objekt einem Jet zugeordnet und hört auf.

Kapitel 3

Selektion

Ein beliebig gemessenes Ereignis in dem H1 Experiment kann entweder ein Untergrundereignis sein oder eins der physikalisch wünschenswerten Ereignisse aus der ep -Streuung. Die Trennung der wünschenswerten Ereignisse aus der ep Streuung von den Übrigen erfolgt im H1 Detektor in erster Linie mit den drei hierarchisch geschalteten Triggerstufen(L1,L2,L4). Alle Ereignisse, die die Triggerstufen passiert haben, erhalten zur eindeutigen Identifikation einfachheitshalber zwei Nummern Lauf(*run*)- und Ereignisnummer (*eventnumber*). Diese Ereignisse beinhalten immer noch einen gewissen Satz von Untergrundereignissen. Erschwerend für eine Analyse wird es, wenn der zu untersuchende Prozeß ein schwaches Signal¹ relativ zu den übrigen ep -Prozessen (ep -Untergrund) liefert. Die Schwierigkeit besteht nun darin, aus der Datenmenge mit zielgerichteten Schnitten das Signal vom Untergrund zu trennen. Dafür muß man die physikalische Natur des Untergrundes genau kennen. In diesem Kapitel wird zuerst der Untergrund erläutert und dann werden die physikalischen Größen beschrieben, auf die geschnitten wird und zuletzt wird auf die Auflösung der Jetgrößen eingegangen.

3.1 Untergrund

Der Untergrund wird aus zwei unterschiedlichen Quellen hervorgerufen. Wenn im Experiment Elektronen an Proton gestreut werden, ist es nicht möglich ein gemessenes Ereignis aus QM Gründen eindeutig einem bestimmten Prozeß zuzuordnen. Man ordnet das gemessene Ereignisse mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den Prozessen zu. Aus der Wahrscheinlichkeitsinterpretation der ep -Streuung resultiert die eine Quelle für den Untergrund (ep -Untergrund). Die Ursache für die andere Quelle (externer Untergrund) liegt in Ereignissen, die außerhalb des WWP stattfinden oder nicht von einer ep -Streuung herrühren.

¹Mit Signal ist die Ereignissignatur des zu untersuchenden Prozesses gemeint. Alle anderen Ereignisse werden dem Untergrund zugeschrieben.

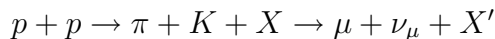
Am H1 Detektor versucht man mit den Triggern den externen Untergrund möglichst in Echtzeit von ep induzierten Ereignissen zu trennen. Die Triggerstufen L1 und L2 sind reine Hardwaretriggerstufen, die anhand der Informationen aus den jeweiligen Detektorkomponenten in Echtzeit ein Ereignis auswerten. In der L4 Stufe können anhand der teilweise rekonstruierten Ereignisse und einiger Triggersignale Untergrundereignisse aussortiert werden. Nach den 3 Triggerstufen bleiben nur noch ca. 20% [3] der ursprünglichen Ereignisse übrig. Der externe und der ep Untergrund werden in den zwei folgenden Unterabschnitten genauer erläutert.

Der externe Untergrund

Halo Myonen bilden einen Teil des externen Untergrunds. Diese werden durch die Wechselwirkung vom Teilchenstrahl mit den Restgasmolekülen in dem Strahlrohr oder direkt mit dem Strahlrohr erzeugt. Sie bewegen sich wegen der Streubedingung in Richtung des Strahls. Wegen ihrer hohen Absorptionslänge in der Materie begleiten diese den Strahl eine lange Strecke als Halo Myonen.

Kollisionen von Protonen mit Restgasmolekülen oder Rohrmaterial führen unter anderem zu Ereignissen mit Jets, die eine ep Streusignatur vortäuschen können. Strahl-Restgas-Wechselwirkung stellt mit ca. 50kHz [3] den größten Beitrag dar. Die unkontrollierten Protonkollisionensereignisse sind über die Länge des Strahlrohres verteilt. Deshalb haben sie meistens einen von ep -Streungen verschiedenen Wechselwirkungspunkt. Diese können zum größten Teil durch das Fordern eines z -Fensters² um den Wechselwirkungspunkt ausselektiert werden.

Kosmische Myonen stellen neben den Halo Myonen einen weiteren Beitrag zum Untergrund dar. Die Erzeugung dieser Myonen erfolgt in der Atmosphäre hauptsächlich aus der Kollision der Protonen³ aus dem Kosmos mit denen aus der Atmosphäre.



Hochenergetische Myonen oberhalb von 2 GeV erreichen die Erdoberfläche und können Schauer in dem Detektor erzeugen. Im Barrel⁴ ergibt sich für kosmische Myonen eine Ereignisrate von 700Hz [3] .

Der Elektronenstrahl wird wegen der Beschleunigung an den letzten Ablenkmagneten vor dem Wechselwirkungspunkt von Synchrotronstrahlung bis ins Detektor begleitet. Blenden halten die Synchrotronstrahlung so gut es geht von dem Wechselwirkungspunkt fern.

²ist ein Intervall $[a, b]$ auf der z -Achse, um den Wechselwirkungspunkt, wobei $z_{WWP} \in [a, b]$

³Die Protonen stammen aus der kosmischen Strahlung. Die kosmische Strahlung beinhaltet ca. 90 % Protonen und 9% α -Teilchen [25].

⁴Der Abschnitt des Myonendetektors ohne die Endkappen wird Barrel ($F\alpha\beta$) bezeichnet.

Der ep -Untergrund

Die Photoproduktion liegt bei H1 im Bereich $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ und bildet im Detektor mit einer Ereignisrate von ca. 25Hz [3] den größten Teil der Ereignistypen. Bei γp -Ereignissen entflieht das Elektron durch die Strahlröhre.

In dieser Arbeit werden nur Ereignisse betrachtet, die kein detektiertes Elektron im LAC und SPACAL aufweisen. Deswegen beinhaltet die Datenprobe in irgendeiner Form eine γp -Prozeßsignatur. Für das FCNC single top stellen fast ausschließlich γp Ereignisse den physikalischen Untergrund dar. Bei der SM single top Produktion stellen sie neben den CC-Ereignissen den zweithöchsten Beitrag zum Untergrund. Der genaue Beitrag hängt stark vom $E_{T,miss}$ -Schnitt (siehe Abbildung 3.4) ab.

Die Wahrscheinlichkeit ein 3 Jet γp -Ereignis ohne Gluonenabstrahlung vor⁵ und nach⁶ dem harten Prozeß zu Messen ist relativ gering, da die Erwartung der 3 Jetprozesse mit steigender Ordnung abfällt. Gluonenabstrahlung in der Partonschauer führen zu einem relativ hohen Erwartungswert für die γp -Prozesse. Hinzu kommen die γp -Ereignisse mit 2 Jets und einem fehlidentifizierten Elektron, als das dritte Jet.

CC Ereignisse, die sich durch ein fehlendes Elektron auszeichnen, bilden bei dem SM single top mit dem geladenen Strom den Hauptteil an Untergrund. Beim FCNC single top spielen sie keine Rolle.

3.2 Technische Schnitte und Phasenraumschnitte

Alle Probenereignisse sind in Abhängigkeit der aktiven Detektorkomponenten während eines Laufes bewertet. Waren während des Laufes wichtige Detektorkomponenten zur Rekonstruktion des Ereignisses voll funktionsfähig und die Strahleigenschaften stabil, dann erhalten die Ereignisse die Attribute wie *good* oder *medium*. Anderenfalls werden sie als *bad* gewertet. Bei der Selektion wurden Ereignisse mit der Eigenschaft *bad* aus der Analyse ausgeschlossen.

Die Kontrollgröße z -Vertex ist bedingt durch die Dichteverteilung** der Teilchen in den Bunchen und der Verteilung der Meßgrößen** gaußförmig um den nominellen Wechselwirkungspunkt verschmiert, d.h. die ep -Streuung findet mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit am WWP statt. Zusätzlich kann sich der Wechselwirkungspunkt innerhalb einer Toleranz von einigen Zentimetern von Luminositätsnahme zu Luminositätsnahme verschieben. Für jede verschobene z -Position ergibt sich eine Gaußkurve. Die Überlagerung aller gemessenen Kurven ergibt wieder eine Gaußkurve (Abb. 3.1).

⁵Abstrahlung im Anfangszustand: *initial state radiation*

⁶Abstrahlung im Endzustand: *final state radiation*

**Die Meßgrößen und die Dichteverteilungen sind ebenfalls gaußverteilt.

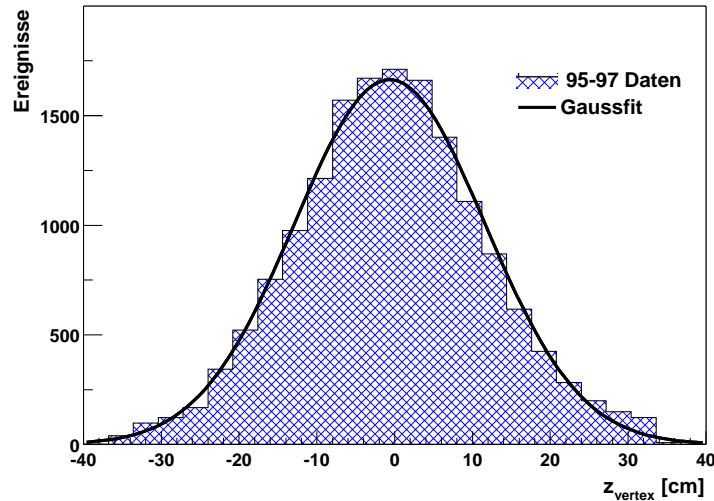


Abb. 3.1: Rekonstruierte z -Vertexverteilung der 95-97 Datenprobe. Sie ist wegen der sich ändernden WWP-Position von Luminahme zu Luminahme um ca. 1cm nach links verschoben.

Die z -Vertex Verteilung der Daten gegen das PYTHIA Monte Carlo abgetragen sollte unabhängig vom Phasenraum gut beschrieben werden. Bei den $\sqrt{s} \approx 318$ GeV liegt keine gute Übereinstimmung von Daten und PYTHIA vor (Abb. 3.2 a)). PYTHIA weist eine größere Halbwertsbreite als die Datenprobe auf, liegt um $z=0$ cm stark unter den Daten und ab ± 10 cm über den Daten.

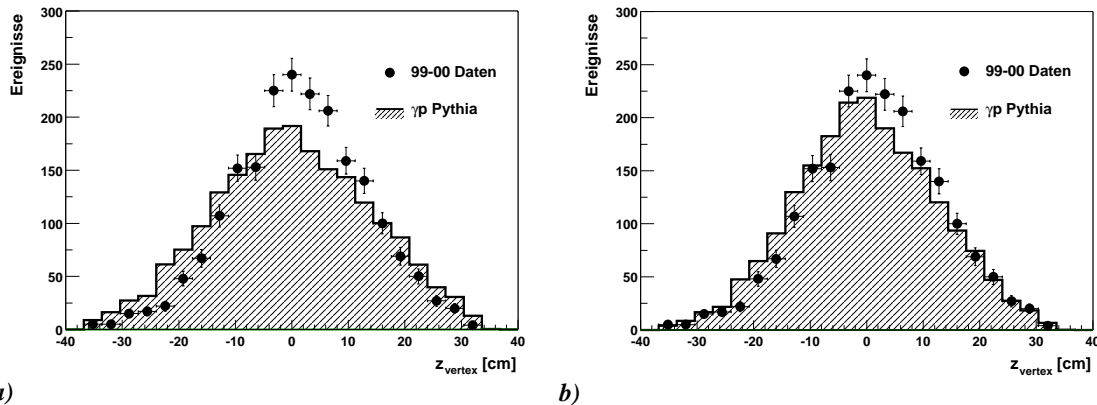


Abb. 3.2: z -Vertexverteilung für Daten und PYTHIA Monte Carlo. a) Vertexverteilung vor der Anpassung. b) Vertexverteilung nach der Faltung mit der Korrekturfunktion.

Beim generieren der PYTHIAereignisse wurde eine zu hohe Halbwertsbreite von $\sigma_{z_{\text{Vertex}}}^{\text{PYTHIA}} = 15 \text{cm}$ für den Gaußverteilten z -Vertex gewählt. Um diese Abweichung zu korrigieren wird an beide Kurven jeweils eine Gaußkurve

$G_i(z) = C_i e^{-0.5 \cdot (z-\mu)^2 / \sigma_i^2}$ angepaßt und aus dem Verhältnis G_{Daten}/G_{PYTHIA} die Korrekturfunktion F bestimmt.

$$F = \frac{C_{Daten}}{C_{PYTHIA}} e^{\frac{z^2}{2} \left(\frac{1}{\sigma_{Daten}^2} - \frac{1}{\sigma_{PYTHIA}^2} \right)},$$

Unter der Annahme, daß die Verteilungen Erwartungsgemäß einer Gaußkurve entsprechen und im allgemeinen gegeneinander verschoben sein können, wurde der Mittelwert $\mu_i = \langle z_i \rangle$ für $\mu_{Daten} \neq \mu_{PYTHIA}$ vernachlässigt. Ansonsten würde die relative Verschiebung der Kurven mit korrigiert werden, was aber zu einer fehlerhaften Umwichtung führt würde. Für die Terme aus der Korrekturfunktion ergaben sich $C_{Daten}/C_{PYTHIA} = 1.1551$ und $-0.5 \cdot (\sigma_{Daten}^{-2} - \sigma_{PYTHIA}^{-2}) = -7.7685 \cdot 10^{-4}$. Nach der Korrektur beschreibt die Form der z -Verteilung von PYTHIA die Daten. Für den z -Vertex wurde ein asymmetrischer Schnitt $-36\text{cm} \leq z \leq 34\text{cm}$ um den WWP verlangt. Dieser Schnitt entfernt viele Ereignisse vom externen Untergrund aus der Datenprobe.

Zusätzlich wurde die Software QBGMAR [16] der Marseiller Gruppe zum Aufspüren der Myonen aus dem Untergrund benutzt. QBGMAR erlaubt für die Selektion 26 Bits setzen zu können. Gesetzt werden nur die Bits, die relativ wenige Monte-Carlo-Ereignisse gegenüber Datenereignisse ausselektieren. Für 3 Jet Ereignisse aus der γp Analyse waren es z.B. die Bits 5,6,7,17 und 25 (siehe Abb. 3.3).

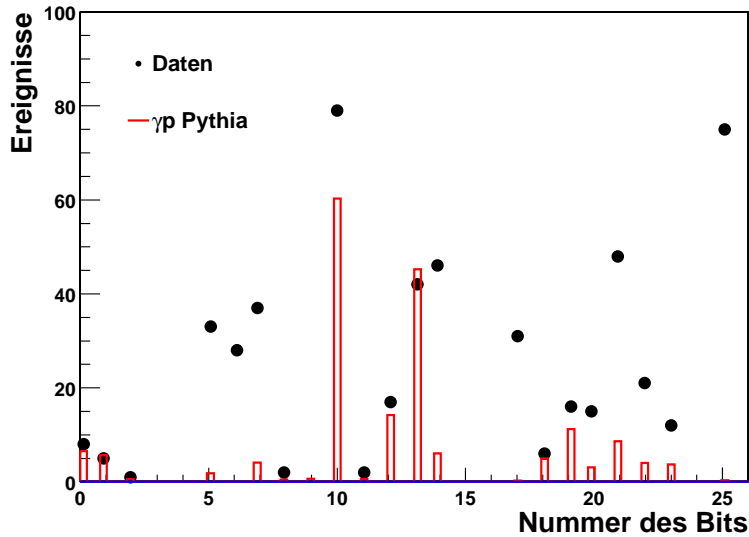


Abb. 3.3: Marseiller Backgroundfinder im NC-Modus: Dargestellt sind die angegangenen Bits gegenüber ihrer Häufigkeit für γp -PYTHIA Monte Carlo und für den Datensatz.

Bit 5,6,7 und 17 stehen für kosmische Myonenfinder, die Information aus den bestimmten Detektorkomponenten nutzen um ein Myon zu identifizieren. Der Myonenfinder

5 benutzt nur die Information aus dem Myondetektor. Beim Myonfinder 6 werden die Informationen aus dem Myondetektor und dem LAC zur Untergrundidentifikation herangezogen. Der 7-te Myonfinder benutzt die Information aus dem tail catcher und dem LAC, um Untergrund zu erkennen.

Wie bereits oben erwähnt zeichnen sich beide single top Produktionskanäle durch das fehlende Elektron aus. Die Elektronen im SPACAL und LAC werden mit dem Algorithmus QESCAT [6] rekonstruiert und Ereignisse mit Elektronen aus der Probe entfernt, falls ihre Energie mehr als 5 GeV beträgt.

Mit der Software KTCLUS von Mike Seymour werden die Jets anhand der HFS⁸-Objekte rekonstruiert. KTCLUS benutzt zur Jetrekonstruktion den im Kapitel 2.5 beschriebenen kT Algorithmus. Die HFS-Objekte werden aus der Information der Spurdetektoren und der Kalorimeter zusammengesetzt. Findet sich eine gute Spur im Spurdetektor, dann wird ihre Information über die physikalischen Größen genommen und aus dem Kalorimeter ausgeblendet. Die übrigbleibenden Cluster im Kalorimeter werden dann hinzugefügt. Diese Prozedur wird vollführt, um mit der besseren Auflösung der Spurkammern den systematischen Fehler zu verkleinern.

Die hochenergetischsten drei Jets werden auf ihre Eigenschaft Reichweite im elektromagnetischen Kalorimeter und Öffnungswinkel hin untersucht. Wenn die Reichweite des Jets nur im elektromagnetischen Kalorimeter liegt und der Öffnungswinkel sehr klein ist, ist dies ein Indiz für ein mißidentifiziertes Elektron und dieses Ereignis wird aus der Probe rausgenommen. Außerdem werden alle Ereignisse ausgeschlossen bei denen der Jet in der Spalte zwischen zweier Oktanten gelandet ist. Für beide single top Analysen wurde eine Mindestjetanzahl von 3 gefordert.

Bei der FCNC single top Analyse wurden für die drei Jets folgende Transversalimpulse gefordert:

$$p_t^{1.jet} \geq 25\text{GeV}, \quad p_t^{2.jet} \geq 15\text{GeV}, \quad p_t^{3.jet} \geq 10\text{GeV}$$

Ausschlaggebend für die Wahl dieser Werte war die hohe Masse des top Quarks. Deswegen ist die Wahrscheinlichkeit mit den starken Schnitten ein Untergrundereignis aus dem Datensatz zu entfernen viel größer als bei einem Signalereignis.

Für die SM single top Analyse wurde auf die Transversalimpulse folgendermaßen geschnitten:

$$p_t^{1.jet} \geq 25\text{GeV}, \quad p_t^{2.jet} \geq 10\text{GeV}, \quad p_t^{3.jet} \geq 5\text{GeV}$$

Die Schnitte fallen wegen geringerem Untergrund und wegen dem hohen Betrag in der fehlenden Transversalenergie schwächer aus als bei der BSM top Quark-Produktion.

⁸hadronic final state: HFS-Objekte werden aus den selektierten Spuren und den kalibrierten Clustern rekonstruiert.

Die invariante Masse M_N von N Jets wird aus den vierer Impulsen $P_{i,jet} = (E_{i,jet}, \vec{p}_{i,jet})$ folgendermaßen bestimmt:

$$M_N = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N P_{i,jet}\right)^2},$$

wobei i eine Laufvariable ist. Im folgenden wird M_{123} für die 3 Jetmasse stehen und M_W für die W Masse. Die invariante Masse ist für diese Arbeit von großem Interesse, weil die Kenntnis der Top und W Masse in den Schnitt mit einfließt.

Die fehlende Transversalenergie $E_{T,miss}$ ist

$$E_{T,miss} \equiv \cancel{E}_T = \sqrt{\left(\sum_i p_{x,i}^h\right)^2 + \left(\sum_i p_{y,i}^h\right)^2}$$

wobei der Index h Variablen im hadronischen Endzustand markiert. Rein rechnerisch müßte wegen der Impulserhaltung in NC Prozessen \cancel{E}_T Null sein. Das Auftreten von Neutrinos in der Zerfallskette, systematische und statistische Fehler führen zu einem fehlenden Impuls, der sich in $\cancel{E}_T > 0$ bemerkbar macht. Für den neutralen Strom fällt im Mittel \cancel{E}_T kleiner aus als für den geladenen Strom (Abb. 3.4). Deshalb kann man im Falle von FCNC single top mit dem Schnitt $\cancel{E}_T \leq 20$ GeV die CC Ereignisse aus der Probe von den NC Ereignissen trennen.

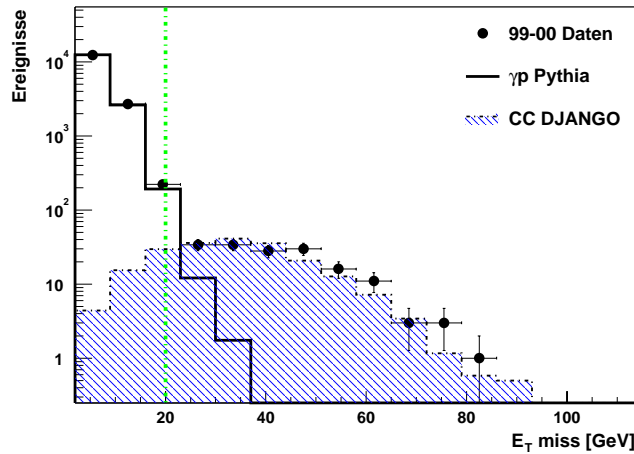


Abb. 3.4: $E_{T,miss}$ -Verteilung für 99-00 Daten und NC γp PYTHIA und CC DJANGO Monte Carlo. Dieses Diagramm veranschaulicht die Trennungsstärke des $E_{T,miss}$ -Schnittes von CC und γp . Die punktgestrichelte vertikale Linie zeigt den gewählten Schnitt von 20 GeV.

Bei den SM single top liegt der umgekehrte Fall vor. Da bei diesen jedesmal mindestens ein Neutrino erzeugt wird, kann sehr leicht durch das Fordern von \cancel{E}_T der Photoproduktionsuntergrund von CC-Ereignissen getrennt werden. Für die Trennung von CC-Ereignissen von NC-Ereignissen ergibt sich mit der Nebenbedingung, daß die Effizienz mal Signal zu Untergrund sehr hoch sein soll, für den \cancel{E}_T -Schnitt ein empirischer Schnitt von 20 GeV. Diese ist in der Abbildung 3.4 als eine gestrichelte Linie eingezeichnet.

Die Variable y läßt sich aus dem hadronischen Endzustand folgendermaßen rekonstruieren [3]:

$$y \equiv y_h = \frac{\sum_i E_i^h - p_{z,i}^h}{2E_e}.$$

Mit Hilfe der Summe lassen sich kinematische Variablen in diesem Endzustand unterscheiden. Beim hohen Q^2 liegt für DIS Ereignisse mit gemessenem Elektron eine gaußverschmierte Kurve um $2 \cdot E_e$ vor. Photoproduktionsereignisse haben einen kleineren Wert als $2 \cdot E_e$. Zur Veranschaulichung liegt in der Abbildung 3.5 ein DIS-Monte-Carlo und ein γp -Monte-Carlo auf den 95-97 Daten. Man sieht das γp Ereignisse im Mittel bei kleineren Werten liegen als eins und DIS-Ereignisse eher zu größeren Werten tendieren. Der Schnitt $y_h \leq 0.95$ soll DIS Ereignisse von den Photoproduktionsereignissen trennen. Für den Fall aus der Abbildung 3.5 werden mit dem Schnitt ca. 10% der DIS Ereignisse und 6% der γp Ereignissen aus der Probe entfernt. Ereignisse aus dem externen Untergrund dominieren bei kleinem y_h . Mit einem Schnitt auf $y_h \geq 0.1$ wird auf den externen Untergrund geschnitten.

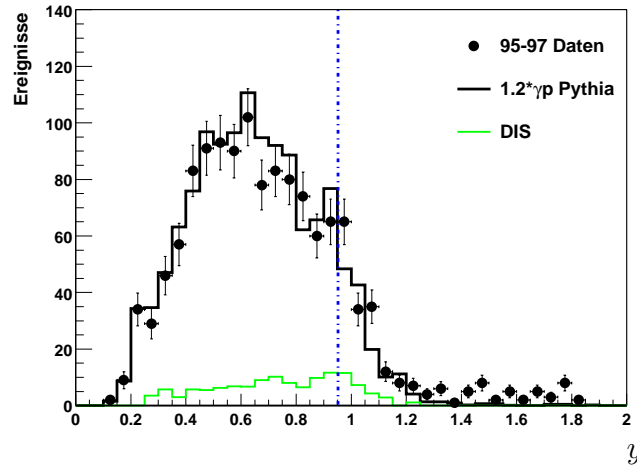


Abb. 3.5: Die punkt gestrichelte Linie stellt die obere Schnittkante von $y=0.95$ dar.

Mit dem Rapiditätschnitt $-0.5 \leq \eta \leq 2.5$ werden nur Jets zugelassen, die vollständig im LAC liegen.

3.3 Auflösung einiger Jetgrößen

Die Auflösung der physikalischen Größen aus dem Experiment ist durch die eingesetzten Detektorkomponenten und der Detektorarchitektur begrenzt. Monte Carlo Ereignisse auf dem Hadronlevel sind frei von dieser Ungenauigkeit des Detektors. Erst durch die Detektorsimulation sind die Ereignisse mit einem systematischen Fehler behaftet. Die Auflösung kann man aus dem Vergleich der Monte Carlo Daten auf dem Hadronlevel mit denen auf dem Detektorlevel erhalten. Um die Auflösung zu bestimmen werden zuerst die Mittelwerte $\bar{X} = \sum_{1,3} X/3$ der Variablen p_T , η und ϕ für das Hadron- und Detektorniveau berechnet. Die Differenz $\bar{X}_{Detektor} - \bar{X}_{Hadron}$ wird, nur für die Größen \bar{p}_T , M_{123} auf ihre hadronischen Größen normiert, in ein Diagramm eingetragen und an die Verteilung eine Gaußkurve angepaßt (Siehe Abb. 3.6). Die Halbwertsbreite σ der Gaußkurve entspricht der Auflösung des Detektors und die relative Verschiebung μ des Maximums gibt an ob die Variable X im Mittel zu groß bzw. zu klein gemessen wurde. Nach dieser Methode sind die Auflösungen der Variablen \bar{p}_T , $\bar{\eta}$, $\bar{\phi}$ und M_{123} (Siehe Abb.3.6) bestimmt und in die folgende Tabelle eingetragen.

	\bar{p}_T	$\bar{\eta}$	$\bar{\phi}$	M_{123}
σ	0.0757 ± 0.0021	0.0293 ± 0.0011	0.0307 ± 0.0011	0.0777 ± 0.0021
μ	$(4 \pm 0.25) \cdot 10^{-3}$	$(-9.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$	$(7.1 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$	$(-2.2 \pm 0.21) \cdot 10^{-3}$

Der Transversalimpuls ist mit einem Fehler von ca. 8% behaftet und wird relativ zum hadronischen p_T größer gemessen. Der p_T -Fehler rührt hauptsächlich von dem schlechten Auflösungsvermögen des LAC. Die Auflösung für η und ϕ von ca. 3% fällt wegen der hohen Granularität des LAC's wesentlich besser aus. Die gemessenen η -Werte sind stark zu kleinen Werten hin verschoben. Wie das p_T hat auch die invariante 3-Jet-Masse eine Auflösung von ca. 8% und wird geringfügig zu klein gemessen. Auflösung der Variablen ist notwendig für die Einteilung der Abzisse in physikalisch sinnvolle Intervalle, um Fehlinterpretation bedingt durch zu klein gewählte Intervalle zu vermeiden.

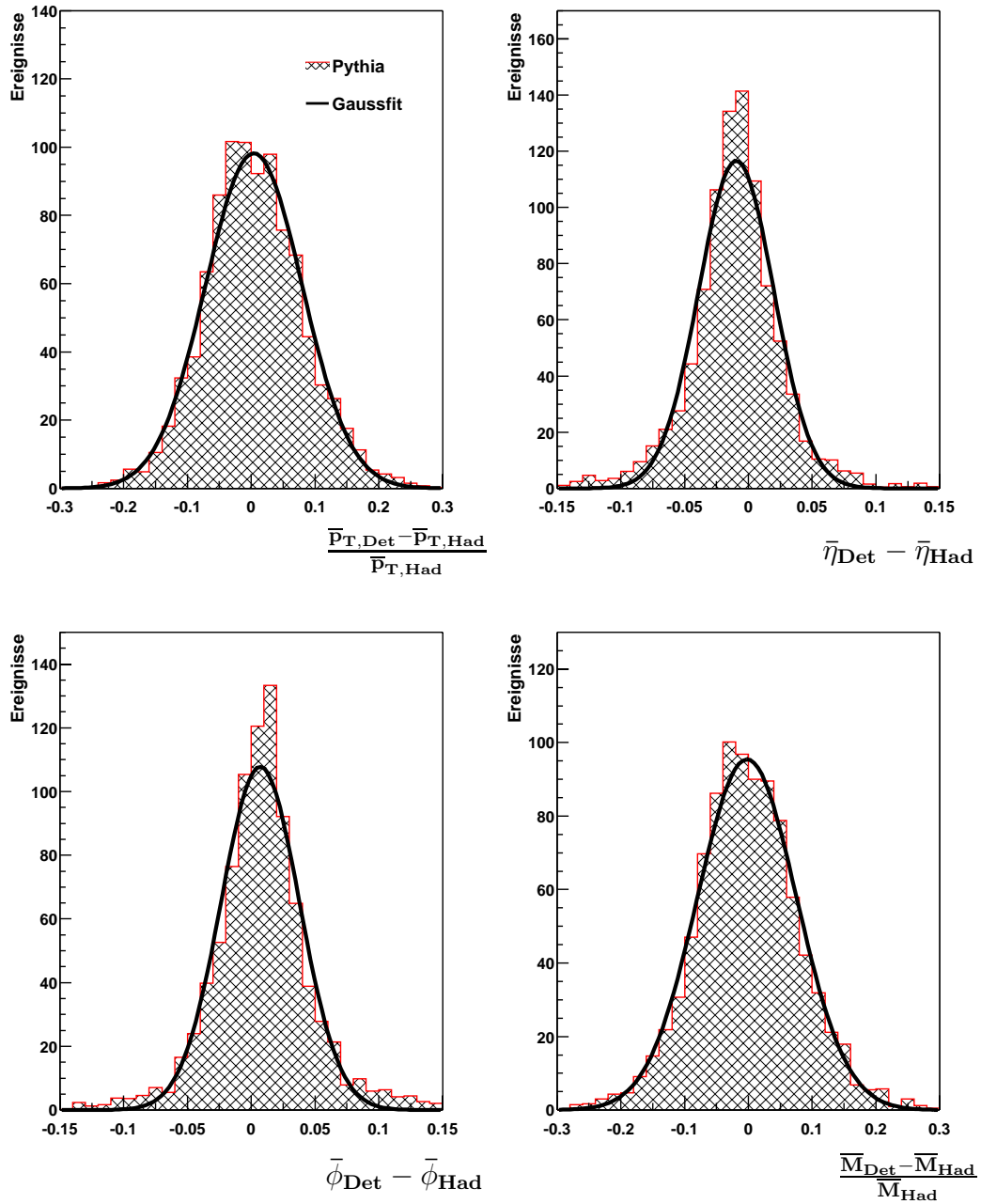


Abb. 3.6: Auflösungsvermögen vom H1 Detektor für einige Variablen aus QCD Prozessen.

Kapitel 4

FCNC single top Quark-Suche

In diesem Kapitel werden zuerst die Daten mit der Monte Carlo Erwartung verglichen, dann werden Schnitte zur Erhöhung des Signal zu Untergrund Verhältnisses an die Proben angewandt. Anschließend wird mit den erzielten Ergebnissen eine Ausschlußgrenze für k_γ berechnet.

4.1 Daten und Monte Carlo Vergleich

In diesem Abschnitt werden die Daten mit der Erwartung der Monte Carlo Generatoren verglichen. Dabei werden die $\sqrt{s}_{95-97\text{Daten}} \approx 300$ GeV und die $\sqrt{s}_{99-00\text{Daten}} \approx 318$ GeV Daten voneinander getrennt betrachtet. An die Daten und Monte Carlo Ereignisse wurden die im Kapitel 3.2 besprochenen Schnitte angewandt.

- $p_T^{1,jet} \geq 25$ GeV, $p_T^{2,jet} \geq 15$ GeV, $p_T^{3,jet} \geq 10$ GeV
- $-0.5 \leq \eta_i \leq 2.5$
- $E_{T,miss} \leq 20$ GeV
- $0.1 \leq y_{jb} \leq 0.95$
- $-36 \text{ cm} \leq z - Vertex \leq 34\text{cm}$
- Marseille backgroundfinder Bits: 5, 6, 7, 17, 25
- Ereignisse mit Elektronen im LAC oder SPACAL werden entfernt

Das γp -PYTHIA Monte Carlo wurde mit einem Faktor ≈ 1.2 auf den totalen Wirkungsquerschnitt der Daten umskaliert. Zusätzlich zum PYTHIA Monte Carlo wurde das Monte Carlo HERWIG zum Datenvergleich herangezogen. HERWIG mußte mit ca. einem Faktor 4 umgewichtet werden. Das FCNC single top Quark Monte Carlo Generator ist

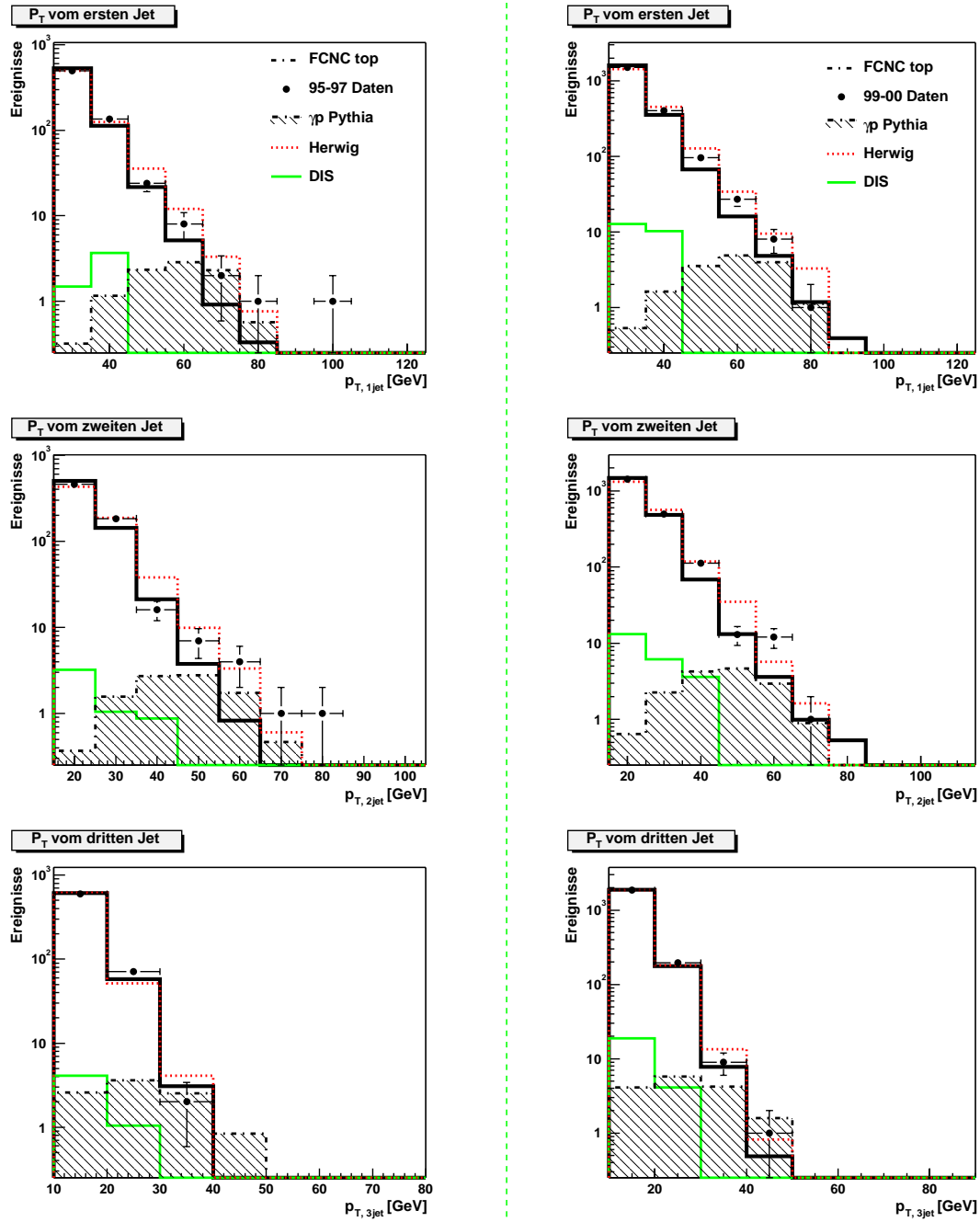


Abb. 4.1: p_T -Verteilung der ersten drei Jets. γp -PYTHIA wurde mit ca. 1.2 und HERWIG mit ca. 4 umskaliert. Der totale Wirkungsquerschnitt für FCNC single top wurde auf 1 pb normiert.

wegen der besseren Veranschaulichung auf einen totalen Wirkungsquerschnitt von ca. 1 pb skaliert worden. Um sicher zu Stellen, daß die angewandten Schnitte die γp -Ereignisse sauber von den DIS-Ereignissen trennen, wird zusätzlich noch ein DIS Monte Carlo abgetragen.

In der Abbildung 4.1 sind die Transversalimpulse der drei Jets abgebildet. Die Jets sind nach der Größe der Transversalimpulse geordnet, wobei der erste Jet der Jet mit dem höchsten Transversalimpuls ist. In der linken Spalte sind die $\sqrt{s}_{95-97data} \approx 300 \text{ GeV}$ ¹ Proben und in der rechten Spalte die $\sqrt{s}_{99-00data} \approx 318 \text{ GeV}$ Proben gezeigt. Erwartungsgemäß fallen die Daten und das γp -PYTHIA Monte Carlo mit steigendem Transversalimpuls mit ungefähr der 4. Potenz in p_T ab (p_T^{-4} Abfall). Dies gilt jedoch nicht für Bereiche deren Phasenraum durch Schnitte eingeschränkt ist, wie beispielsweise der Bereich $p_{T,2jet} < 25 \text{ GeV}$. Dieser Bereich ist nur bevölkert von Ereignissen mit stark asymmetrischen Transversalimpulsen der beiden ersten Jets. Der Verlauf der Daten wird im Rahmen der statistischen Ungenauigkeit recht gut von dem γp PYTHIA Monte Carlo beschrieben, jedoch liegen die Daten bei hohen Transversalimpulsen immer über den PYTHIA Monte Carlo. Im Ereignisdisplay konnte das Ereignis mit $p_{T,1jet} > 90 \text{ GeV}$ nicht als Untergrundeignis identifiziert (Siehe Abb. 4.10). Bei hohen Transversalimpulsen trägt vermutlich die statistische Fluktuation zu einer Abweichung stark bei, die bei den 99-00 Daten mit höherer Statistik nicht so stark in Erscheinung tritt. HERWIG weist einen sehr ähnlichen Kurvenverlauf wie PYTHIA auf, liegt aber in den meisten Fällen stark über den Daten. Dieses Verhalten liegt wahrscheinlich daran, das HERWIG die Diskrepanz von führender Ordnung-Rechnungen nicht so gut mit der Parton Schauer kompensieren kann wie PYTHIA. Für Herwig liegt ein systematischer Fehler von 20% vor. Das top Quark Signal-Monte-Carlo weist eine gaußförmige p_T -Verteilung auf, die mit steigender Jetnummer zu kleineren Mittelwerten tendiert. Der Grund für die relativ hohen Transversalimpulse ist die hohe top Quarkmasse. Die wahrscheinlichsten Transversalimpulse für die ersten drei Jets aus dem top-Zerfall sind theoretisch durch die Masse des top-Quarks bei $M_t/3$ festgelegt. Mit der verwendeten Kalibration wird der Transversalimpuls der Jets im Mittel um 8% Prozent zu niedrig gemessen (Siehe Abb. 4.8).

DIS-Ereignisse tragen trotz des hohen oberen Grenze von $y=0.95$ mit 1% nicht viel zum totalen Wirkungsquerschnitt bei.

Die Rapidität der drei Jets ist in der Abbildung 4.2 dargestellt. Wie die p_T -Verteilungen werden auch Rapiditätsverteilungen der Daten gut von γp PYTHIA beschrieben. Die Rapiditätsverteilung wird von HERWIG ein bischen schlechter beschrieben als von PYTHIA . Die Jets wurden hauptsächlich unter einem Polarwinkel von 90° gemessen, was einer Rapidität von $\eta \geq 0$ entspricht. FCNC single top Quarks weisen eine noch höhere Affinität zu kleineren Winkeln auf, als QCD PYTHIA Ereignisse.

¹Im Laufe dieser Diplomarbeit werden die 95-97 Daten immer in die linke Spalte eingetragen und 99-00 Daten immer in die rechte Spalte. Zwischen beiden Datensätzen verläuft immer eine gestrichelte Linie.

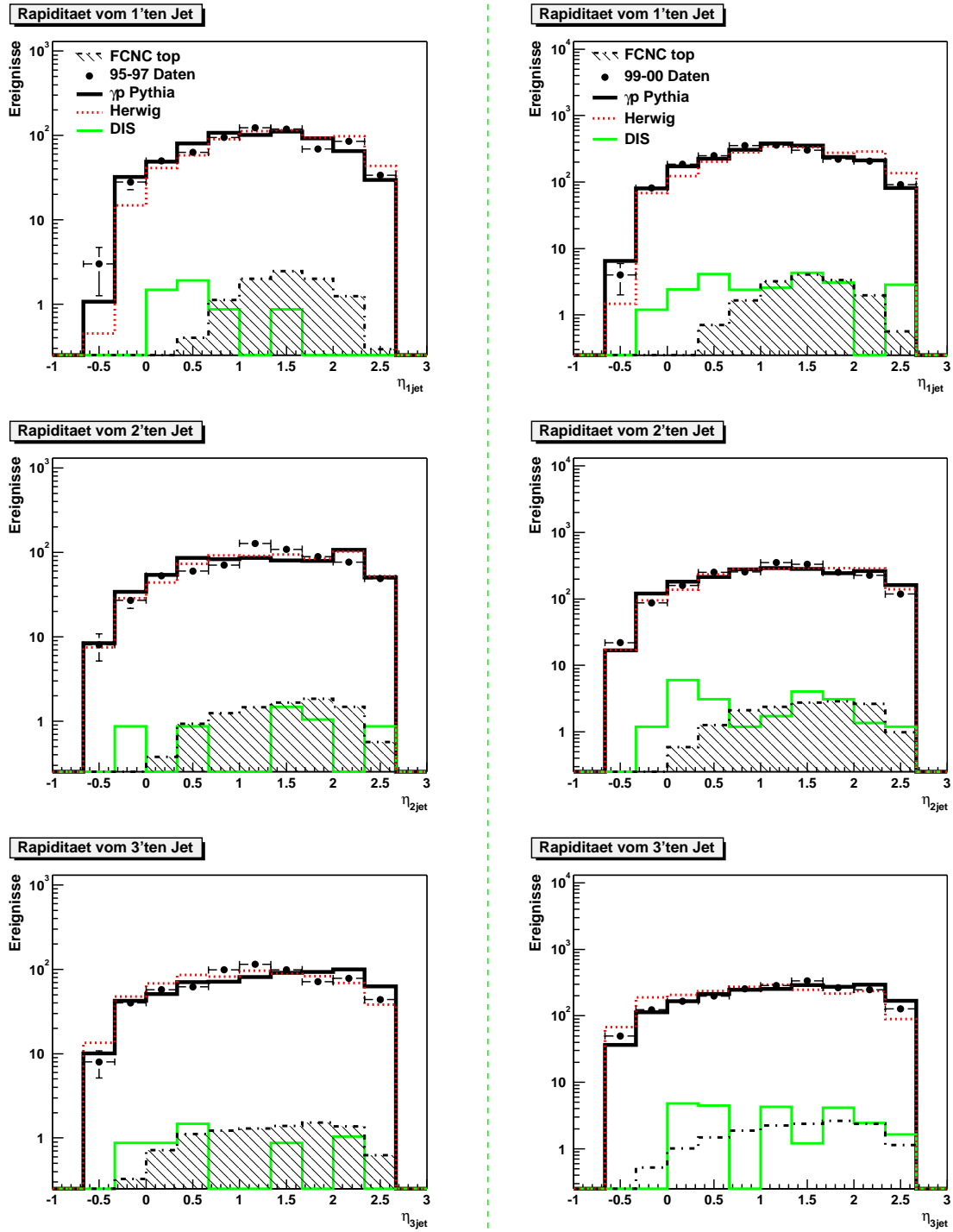
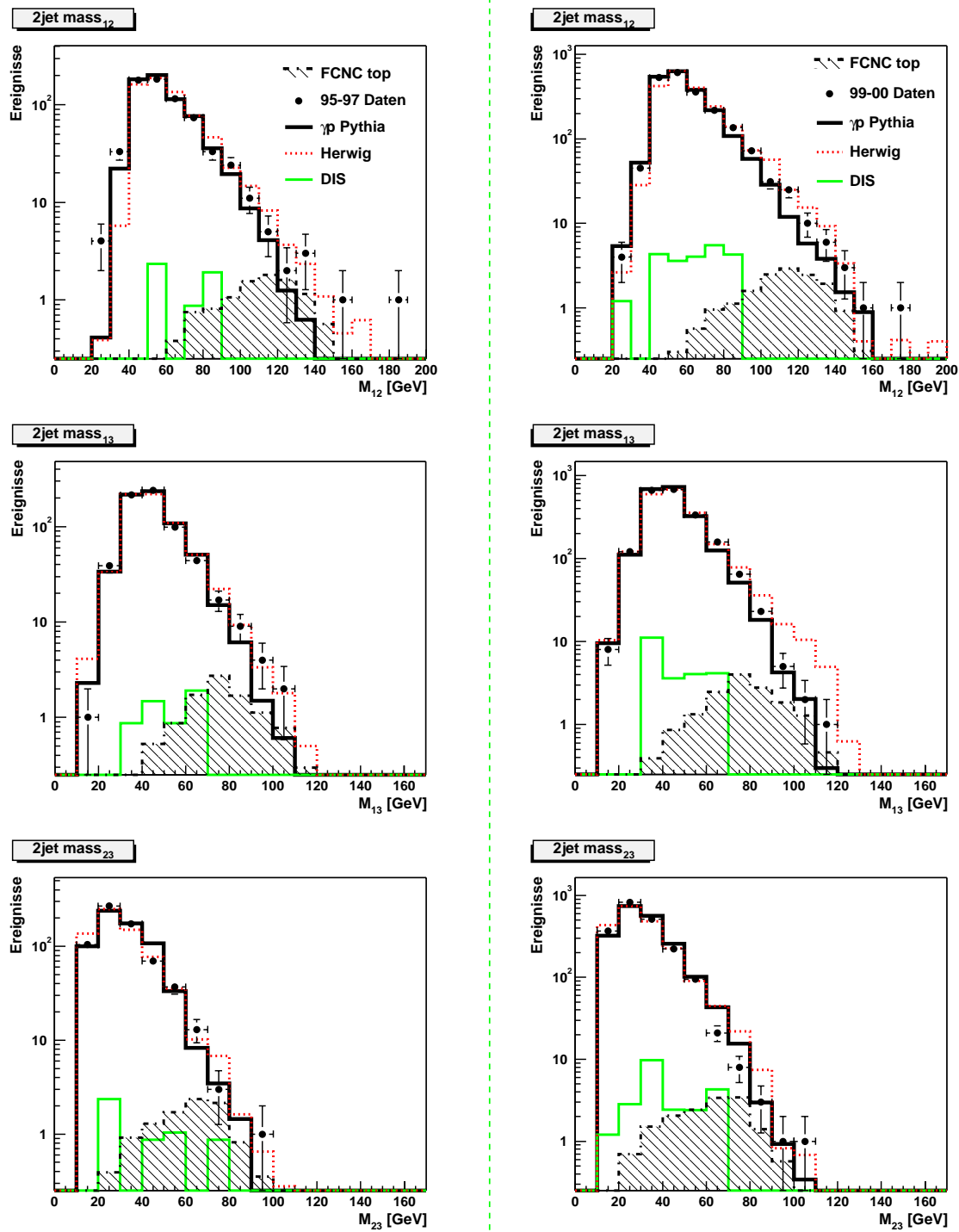


Abb. 4.2: Rapiditätsverteilung der ersten drei Jets

Abb. 4.3: Die Verteilung der 2-Jet-Massen M_{ij}

Eine interessante Größe für die top Quark-Analyse ist die 2-Jet-Masse, weil ein W-Boson aus der Zerfallskette im hadronischen Kanal in Form von 2 Jets auftritt. Da am H1 Experiment das b Quark bis zu diesem Zeitpunkt schwer identifiziert (*tagging*) werden kann und bei dieser Analyse der b-Jet nicht von den W-Jets unterscheidbar ist, werden aus den 3 Jets die 3 möglichen 2-Jet-Massen M_{ij} kombiniert und mit der Monte Carlo Vorhersage verglichen. Diese sind in der Abbildung 4.3 dargestellt. Wie bei den vorigen Verteilungen werden die Daten von dem γp PYTHIA Monte Carlo im Rahmen des statistischen Fehlers gut beschrieben. Wie bei dem Transversalimpulsverteilung schneidet HERWIG auch bei den invarianten 2-Jet-Massen schlechter ab als PYTHIA. Weil HERWIG die Verteilungen schlecht beschreibt, wird im folgenden nur PYTHIA betrachtet. Die FCNC top Quark-Ereignisse zeichnen sich relativ zu den übrigen Photoproduktions-Ereignissen durch eine durchschnittlich höhere Masse aus. Die invarianten 3-Jet-Massen von Daten und Monte Carlos sind in 4.4 dargestellt. Der Verlauf der Daten wird wie bei den bisherigen Verteilungen gut von dem γp PYTHIA Monte Carlo beschrieben. Bei hohen invarianten Massen zeigt sich eine Diskrepanz zwischen 95-97 Daten und dem Monte Carlo. Vier von den letzten sechs bins liegen mehr als ein Sigma von PYTHIA entfernt. Ab ca. 150 GeV weisen die Daten eine Tendenz zu höheren Werten, die nicht von den Monte Carlos vorhergesagt wird. Die Ursache dafür ist vermutlich zum größten Teil statistischer Natur. Das Ereignis bei sehr hohem M_{123} ist das in Abb. 4.10 abgebildete. Hohe invariante Massen werden bei den 99-00 Daten im Rahmen des statistischen Fehlers sehr gut von dem PYTHIA Monte Carlo beschrieben (Siehe Abb.4.5).

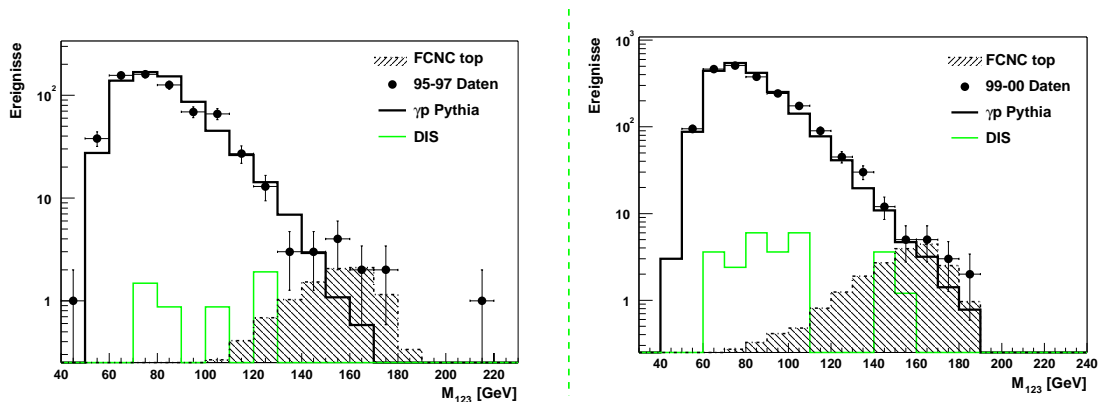


Abb. 4.4: Invariante 3-Jet-Masse der ersten drei Jets.

Genauso wie in den vorigen Verteilungen ist der Beitrag von den DIS-Ereignissen sehr klein und unspektakulär. Das FCNC top Quark Monte Carlo weist erwartungsgemäß ein Maximum bei einem hohen Massenwert auf. Dieser Massenwert legt die top Quarkmasse um ca. 160 GeV fest und liegt somit um ca. 14 GeV niedriger als der PDG Wert von 174.3 GeV. Die Ursache für den zu klein gemessenen Wert

ist systematischer Natur. Der Detektor mißt invariante 3-Jet-Massen im Bereich der top Quarkmasse im Mittel um 6% zu klein (Siehe Massenauflösung Abb.4.8), was bei einer Quarkmasse von 177.3 GeV ca. 11 GeV ausmacht. Die Auflösung von 8% verschmiert das Signal zusätzlich. Trotz der Verschiebung zu kleineren Massenwerten eignet sich die 3-Jet-Masse relativ gut zur Trennung von Signal zu Untergrund. Zur Bestimmung des optimalen Massenschnittes wurden Signal zu Untergrund Verhältnis S/U und Effizienz ε bestimmt. S/U und ε wurden folgendermaßen berechnet:

$$S/U = \frac{N_{Signal}^{M_{123}^0}}{N_{Untergrund}^{M_{123}^0}} \quad \varepsilon = \frac{N_{Signal}^{M_{123}^0}}{N_{Signal}^{gen}} ,$$

wobei $N_{Signal}^{M_{123}^0}$ die Anzahl der Signalereignisse und $N_{Untergrund}^{M_{123}^0}$ der Untergrundereignisse ist, die den Massenschnitt $M_{123} \geq M_{123}^0$ überleben und N_{Signal}^{gen} ist die absolute Anzahl der generierten Signalereignisse. Aus der Forderung, daß nach dem Schnitt M_{123}^0 das Produkt aus S/U und der Effizienz maximal sein muß, ergibt sich für M_{123}^0 eine Wert von $\approx 130\text{GeV}$. Bei der 95-97 Datenprobe verbessert sich das S/U -Verhältnis von 0.1 auf 5.2 und bei den 99-00 Datenproben von ca. 0.04 auf 1.6. Dabei muß man nicht vergessen daß das Signal Monte Carlo auf den Wirkungsquerschnitt von 1 pb normiert worden ist.

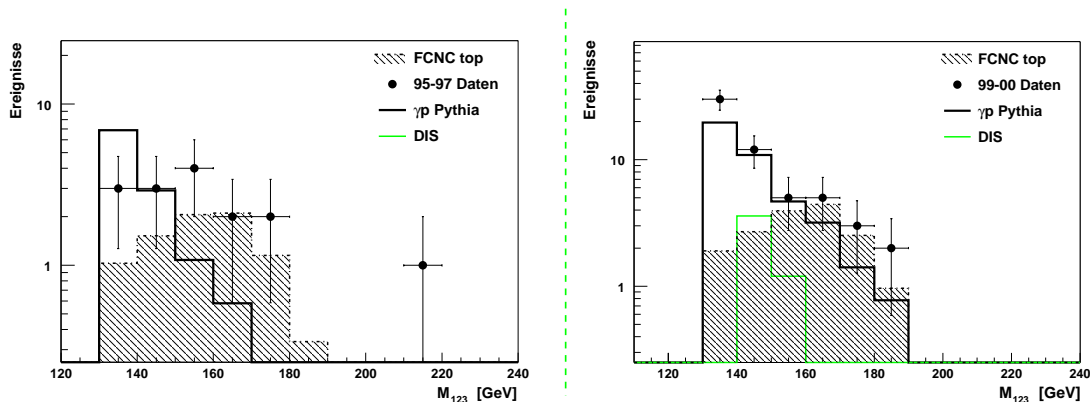


Abb. 4.5: Invariante 3-Jet-Masse der ersten drei Jets nach dem Schnitt $M_{123} \geq 130\text{GeV}$.

Zusätzlich zum 3-Jet-Massen-Schnitt kann auf die 2-Jet-Masse geschnitten werden. Weil das B-Meson nicht getaggt werden kann, ist es nicht möglich anhand der Jets zu unterscheiden, ob sie vom W Zerfall herrühren oder vom B-Meson stammen. Die Annahme daß bei einem top Quark-Zerfall mindestens 2 der drei Jets aus dem W-Zerfall stammen, kann folgendermaßen ausgenutzt werden. Die 2-Jet-Massen M_{ij} werden mit der W-Masse von 80.49 GeV verglichen und nur die Jet-Massen-Kombination in das Histogramm eingetragen, die am nächsten bei der W-Masse liegt. Das Ergebnis ist in 4.6 abgebildet.

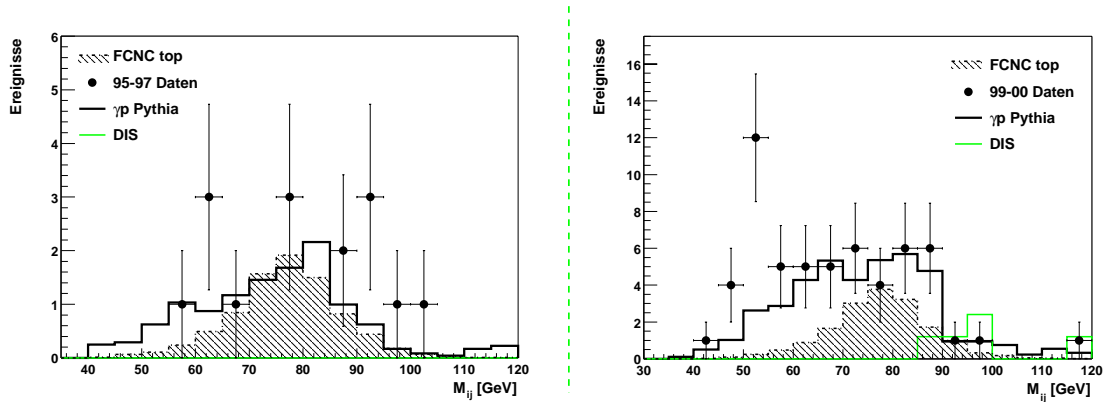


Abb. 4.6: Abgebildet ist die invariante 2-Jet-Massenkombination M_{ij} , die am nächsten bei der W-Masse liegt.

Die 99-00 Daten werden innerhalb der statistischen Fehler bis auf das Bin bei 55 GeV gut beschrieben. Dieses Bin liegt mehr als 2 Standardabweichungen außerhalb, was statistisch recht ungewöhnlich ist. Bei den 95-97 Daten führt die geringe Statistik zu stärkeren Fluktuationen, was innerhalb von 8 Bins zu Ausreißern führt, die außerhalb des statistischen Fehlers liegen. Wenn man in Betracht zieht das nur ca. 68% der Ereignisse in dem 1σ Fehlerband erwartet werden und ca 93% in einem 2σ Band, dann werden die Daten von dem PYTHIA-Monte-Carlo gut beschrieben. Für das Signal-Monte-Carlo ergeben sich eine Gaußverteilungen mit einer Halbwertsbreite von ca. 10 GeV und einem Maximum um die 78 GeV. Genau wie bei der invarianten 3-Jet-Masse ist das Auflösungsvermögen des Detektors und die verwendete Kalibration für die Verschiebung hin zu den kleinen Werten verantwortlich. Ereignisse, die eine geringe W-Boson Wahrscheinlichkeit aufweisen, werden mit einem symmetrischen Schnitt von 15 GeV um das Maximum aus der Probe entfernt. Mit der Wahl von 15 GeV (1.5 Sigma) überleben ca. 85% der Signalereignisse den symmetrischen W-Massenschnitt. Nach dem Schnitt stimmen Daten und Monte Carlos an den Schnittgrenze viel besser überein (Siehe Abb. 4.7). Den letzten Schnitt überleben 9 Ereignisse aus der 95-97 Datenprobe und 8.3 Ereignisse werden von dem PYTHIA Monte Carlo vorhergesagt. Bei den 99-00 Daten überleben 31 Ereignisse und 30 werden erwartet. Die gemessene Ereignisanzahl stimmt mit der Monte Carlo Vorhersage sehr gut überein. Die erwartete und gemessene Ereignisanzahl ist mit der Effizienz der Schnitte in die Tabelle 4.1 eingetragen. Die Effizienz der Schnitte für die 95-97 Datenproben ist höher als die von den 99-00 Datenproben. Die geforderte obere Grenze von $y=0.95$ schneidet bei den 99-00 Datenproben härter als bei den 95-97 Datenproben und ist eine Ursache für die Diskrepanz der Effizienzen.

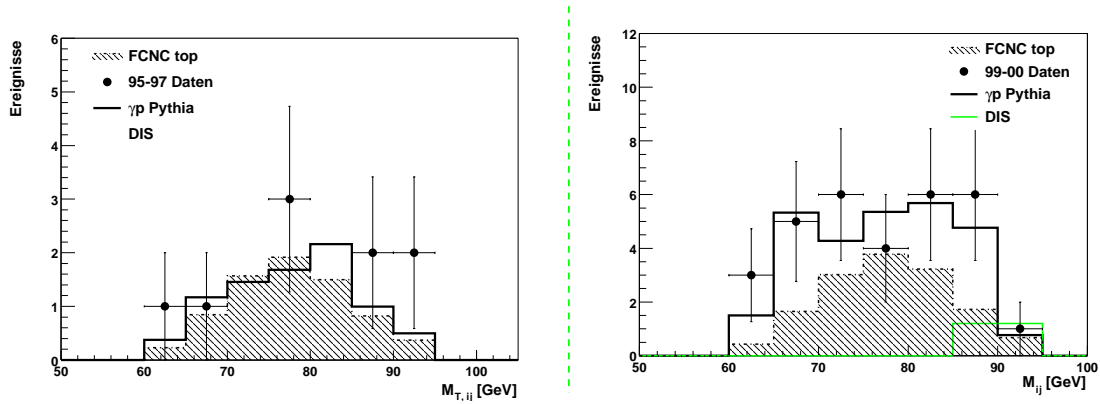


Abb. 4.7: Invariante 2 Jetmasse M_{ij} in dem Massenfenster $63 \leq M_{ij} \leq 93$.

Die FCNC top Quark-Vorhersage wird in dem Phasenraum nicht von den gemessenen Daten bestätigt. Deshalb wird im nächsten Abschnitt mit den erzielten Resultaten (Tab. 4.1) eine Ausschlußgrenze für den FCNC top Quark-Prozeß berechnet.

	95-97 Daten	99-00 Daten
$N_{\text{Datenergebnisse}}$	9	31
$N_{\text{MonteCarloVorhersage}}$	8.3	30
Effizienz	0.197	0.18308

Tab. 4.1: Resultate der FCNC top Quark-Analyse.

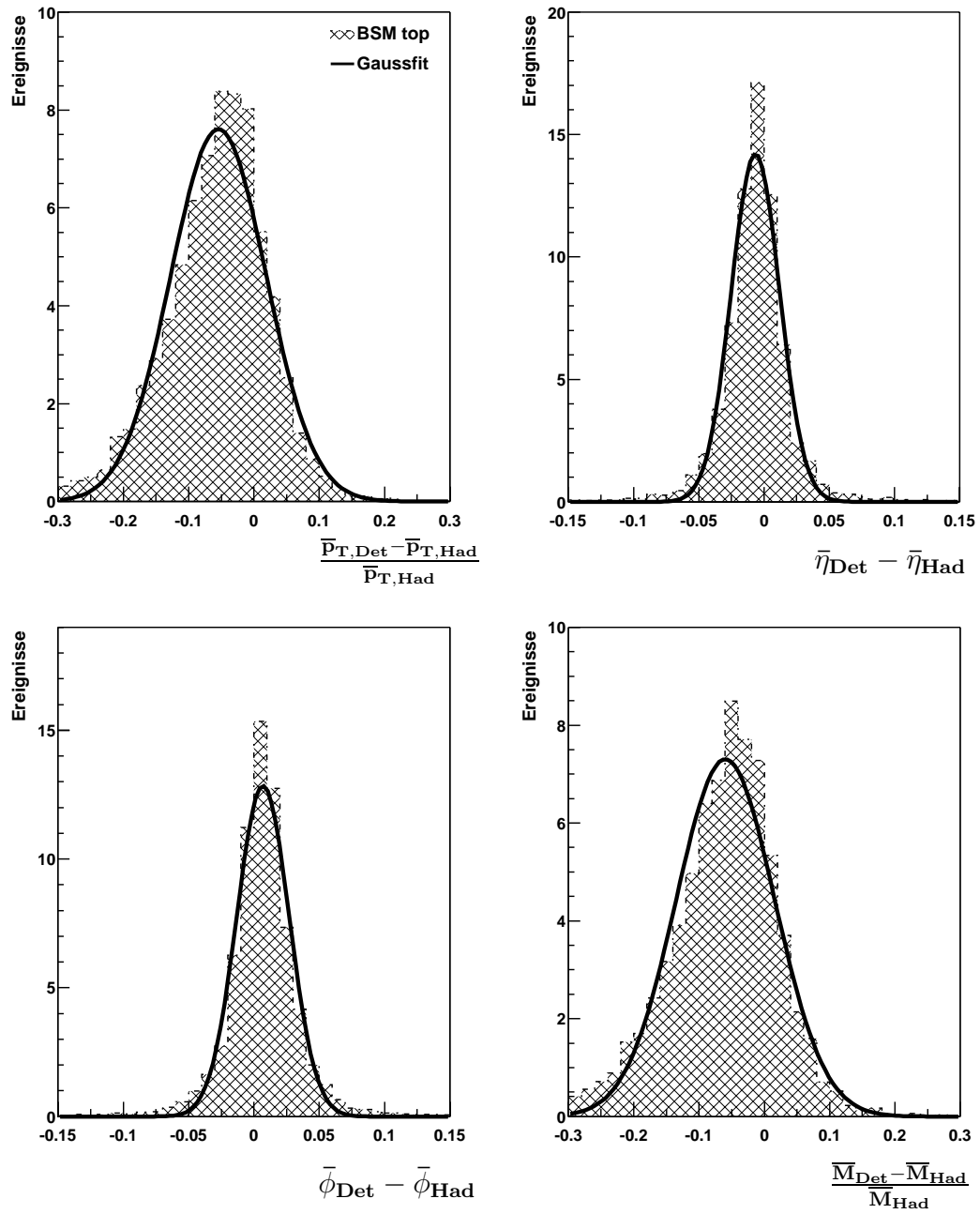


Abb. 4.8: Auflösung einiger Jetgrößen für das FCNC top Quark.

4.2 Ausschlußgrenze

In diesem Abschnitt wird zuerst eine statistische Methode zur Bestimmung einer Ausschlußgrenze besprochen und dann die Ausschlußgrenze für den FCNC single top Quark-Wirkungsquerschnitt berechnet.

Bei einer Messung mit einer großen Anzahl m von Versuchen treten Ereignisse mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit p nur N -Fach auf und sind Poisson-Verteilt. Die Poisson-Verteilung ist gegeben durch

$$P(N) = \frac{\mu^N \cdot e^{-\mu}}{N!} \quad N = 0, 1, 2, \dots ,$$

wobei $\mu = \langle N \rangle = \langle m \cdot p \rangle$ die Erwartung aus dem Experiment ist.

Eine Messung mit einer Poisson verteilten Unsicherheit ergibt eine gemessene Größe X_M , die nicht unbedingt mit dem wahren unbekanntem Wert X_w übereinstimmt. Für X_M kann man eine Wahrscheinlichkeitsaussage über die obere Grenze machen. Dazu nimmt man an, daß die gemessene Größe mit einer Wahrscheinlichkeit C.L² auftritt und man berechnet eine Grenze μ_0 aus der Lösung der folgenden Gleichung:

$$C.L. = \frac{\int_0^{\mu_0} P(\mu|N) d\mu}{\int_0^{\infty} P(\mu|N) d\mu}$$

Hierbei ist $P(N|\mu)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit bei gegebenem Mittelwert μ , N Ereignisse zu finden, $P(\mu|N)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit bei gegebenen Daten den Mittelwert μ zu finden und $P(\mu)$ gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte für den Wert μ an. Das Bayes'schen Theorem $P(\mu|N) = P(N|\mu)P(\mu)$ und die Annahme der Gleichverteilung für $P(\mu)$ führt zu

$$C.L. = \frac{\int_0^{\mu_0} P(N|\mu) d\mu}{\int_0^{\infty} P(N|\mu) d\mu} \quad . \quad (4.1)$$

Aus der Berechnung von μ_0 kann man eine Irrtumswahrscheinlichkeit für den wahren Wert $X_w > \mu_0$ von weniger als 1-C.L. angeben.

Für reelle Experimente ist der Erwartungswert $\mu = S + B$, wobei S die Signalereignisse und B die Untergrundereignisse aus den Monte Carlo Generatoren sind. μ in die Poissonverteilung eingesetzt ergibt

$$P(N|S) = \frac{1}{N!} (S + B)^N e^{-(S+B)}$$

² *confidence level* : Konfidenzniveau

Mit der Poissonverteilung und $\mu_0=S_0 + B$ kann die Grenze S_0 aus der Gleichung 4.1 bestimmt werden. Die Ausschlußgrenze für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \rightarrow etX \rightarrow eWbX)$ läßt sich aus der Ungleichung

$$\bar{\sigma}^{95\%} \leq \frac{S_0}{\mathcal{L}\varepsilon}$$

bestimmen, wobei ε die Effizienz der Schnitte ist und \mathcal{L} für die Luminosität steht.

	95-97 Daten	99-00 Daten
Luminosität	34.887	78.855
Effizienz	0.197	0.18308
$\bar{\sigma}^{95\%}$	1.7865	1.3875

Tab. 4.2: In die Tabelle sind die Ergebnisse für $\bar{\sigma}^{95\%}$ eingetragen.

Die Kopplungskonstante k_γ an dem γ,u,t -Vertex wird aus der Relation $\bar{\sigma} = const. \cdot k_\gamma^2$ mit der Kenntniss von $const.$ bestimmt und in die graphische Darstellung der Ausschlußgrenzen (Abb.4.9) eingetragen. Die $const.$ wird mit den theoretischen Werten von $\sigma=0.20875$ pb in NLO [9] und $k_\gamma=0.1$ berechnet. Das Ergebnis von k_γ muß wegen der neuen Konvention mit $3/2$ (Quarkladung wird in k_γ absorbiert) multipliziert werden:

$$k_\gamma = \sqrt{\frac{1.387}{const \cdot (2/3)^2}}$$

Für das neue k_γ ergibt sich eine obere Grenze von ca. 0.387 . Verglichen mit den anderen Experimenten wird kein neuer Bereich für k_γ ausgeschlossen. Das bessere ZEUS Limit resultiert aus der Verwendung auch der leptonischen Kanäle und darauf, daß sich ZEUS nicht auf die Analyse eines gut verstandenen Photoproduktions-Phasenraums beschränkte (keine konservativen Schnitte).

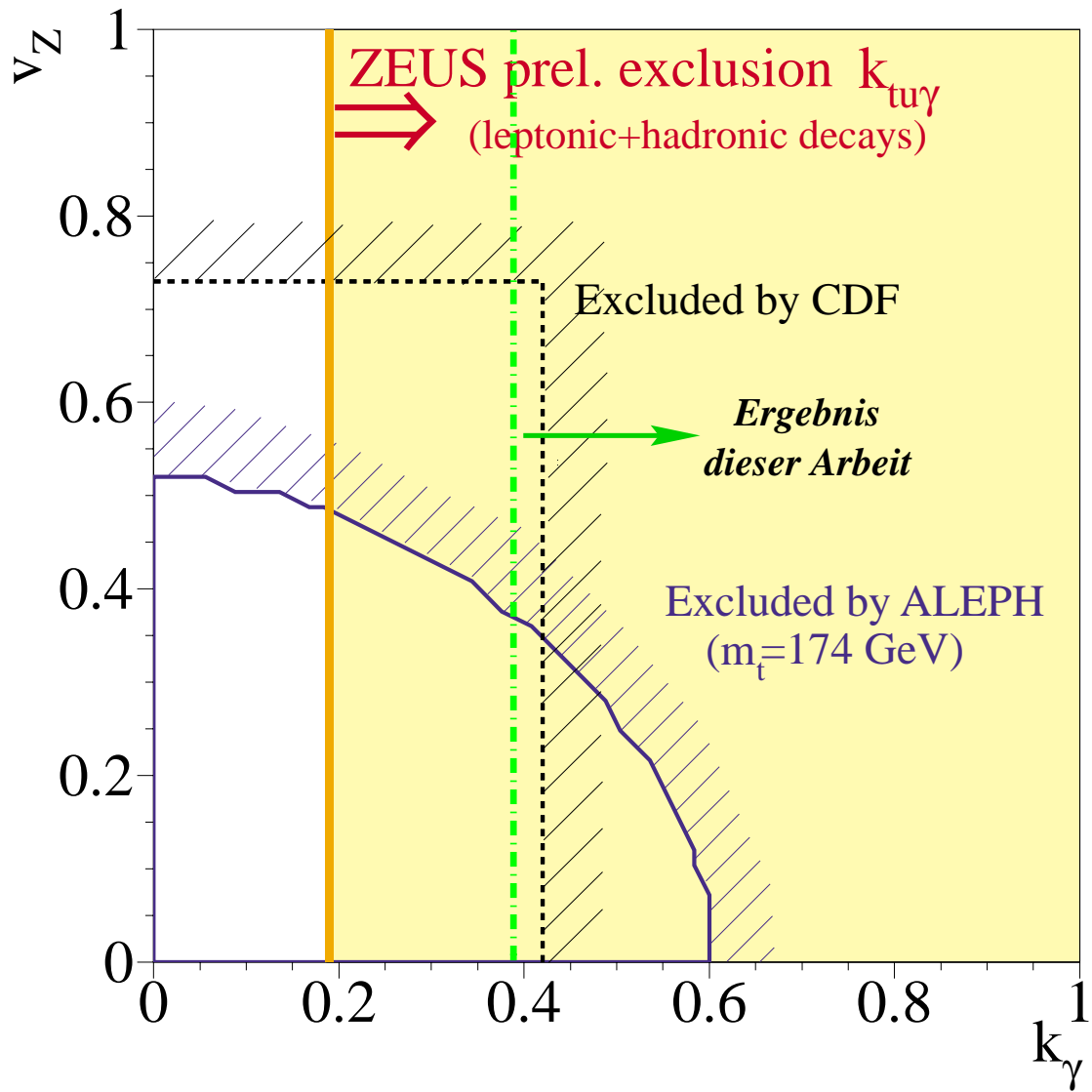


Abb. 4.9: Ausschlußgrenzen für die Kopplungskonstanten k_γ und v_Z . v_Z ist die Kopplungskonstante am u,Z,t -Vertex. Die berechnete Ausschlußgrenze wird durch die punktgestrichelte Linie illustriert.

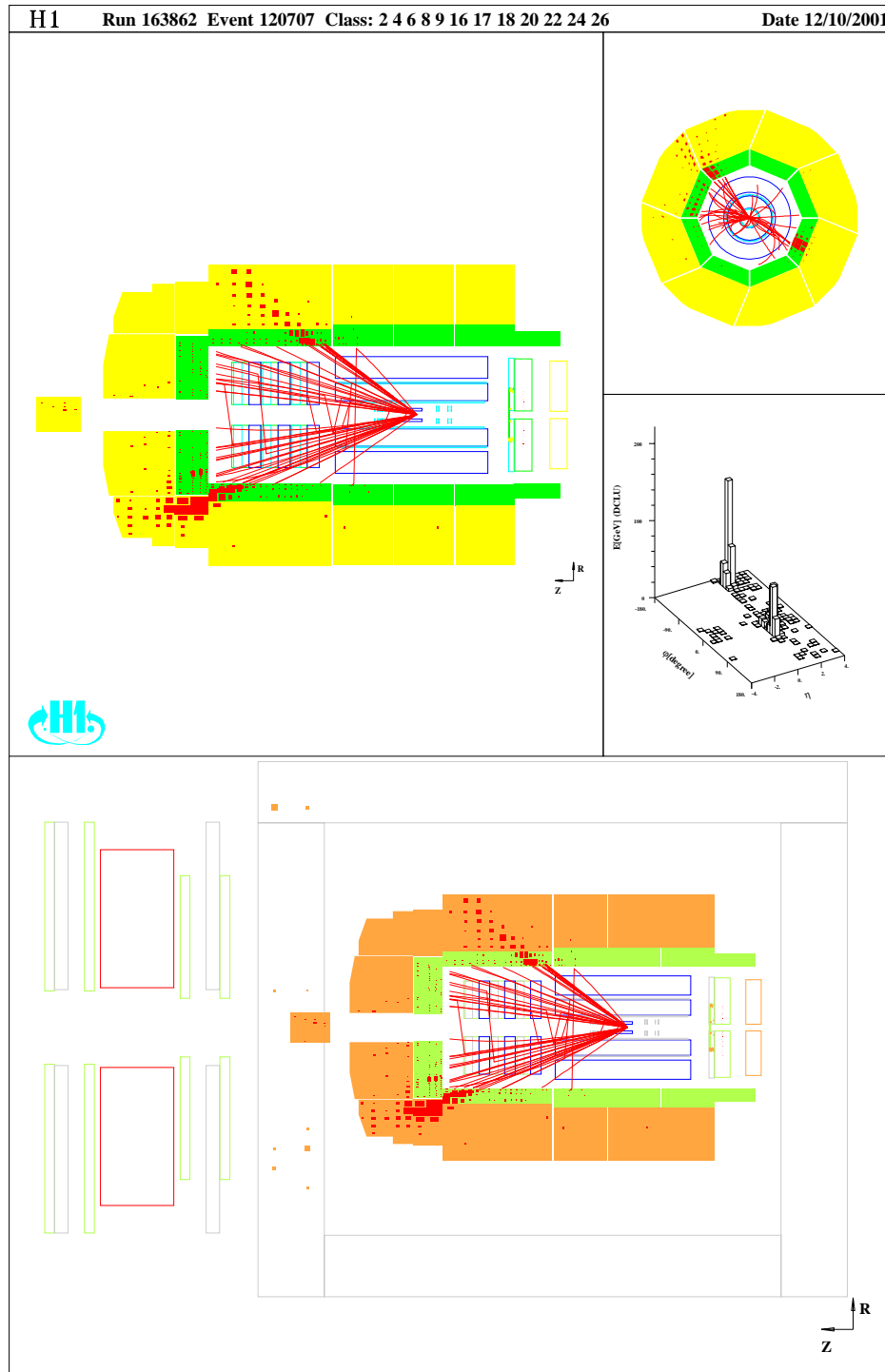


Abb. 4.10: Ereignisdisplay für das Ereignis mit $p_{T,1jet}=102.429$ GeV und $M_{123}=216.568$ GeV.

Kapitel 5

SM single top Produktion

Dieses Kapitel ist ähnlich strukturiert wie das Kapitel FCNC single top Produktion. Zuerst wird die Trennungsstärke des $E_{T,miss}$ -Schnittes für FCNC single top Ereignisse von den SM single top Ereignissen angeschaut. Dann werden die Daten und Monte Carlo Generatoren miteinander verglichen. Und zum Schluß wird eine Ausschlußgrenze für das SM single top Quark angegeben.

FCNC single top Quark-Signatur und SM single top Quark-Signatur ähneln sich in fast allen Größen. Für die Trennung beider Prozesse eignet sich die $E_{T,miss}$ -Verteilung am besten (Abb. 5.1).

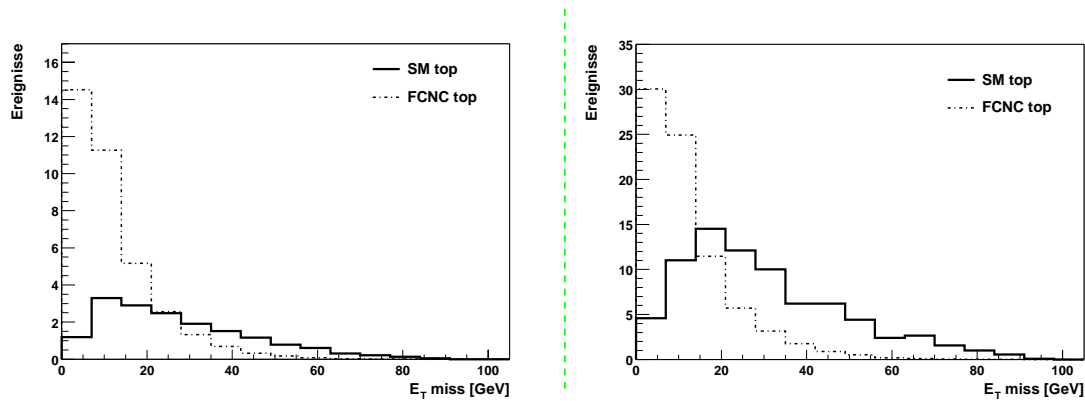


Abb. 5.1: Die $E_{T,miss}$ -Verteilung für SM single top Quark und FCNC single top sind in diesem Diagramm abgetragen. Der Wirkungsquerschnitt des FCNC top Quarks ist auf 1 pb normiert und der von dem SM mit 1000 multipliziert.

Aus dem Vergleich S/U -Verhältnis und Effizienz ergibt sich für die 95-97 Monte Carlo Proben ein Schnitt von ca. 17 GeV und für die 99-00 Monte Carlo Proben ein Schnitt von ca. 19 GeV. Im Kapitel 3.2 wurde für die Trennung von CC-Ereignissen von den NC-Ereignissen für beide Analysen ein $E_{T,miss}$ -Schnitt von 20 GeV gewählt, der hier ebenfalls gut zu einer guten Trennung der beiden top Kanäle führt.

5.1 Daten und Monte Carlo Vergleich

Wie im vorherigen Kapitel sind $\sqrt{s}_{95-97\text{Daten}} \approx 300$ GeV Datenproben und $\sqrt{s}_{99-00\text{Daten}} \approx 318$ GeV Datenproben getrennt voneinander betrachtet worden. Die im Kapitel 3.2 besprochenen Selektionsschnitte wurden auf die Proben angewandt und zur Erinnerung sind einige Schnitte nochmal unten aufgeführt.

- $p_T^{1.jet} \geq 25$ GeV, $p_T^{2.jet} \geq 10$ GeV, $p_T^{3.jet} \geq 5$ GeV
- $-0.5 \leq \eta_i \leq 2.5$
- $E_{T,miss} \geq 20$ GeV
- $0.1 \leq y_{jb} \leq 0.95$
- $-36 \text{ cm} \leq z - \text{Vertex} \leq 34 \text{ cm}$
- Marseille backgroundfinder Bits: 5, 6, 7, 17, 25
- Ereignisse mit Elektronen im LAC oder SPACAL werden entfernt

Das γp -PYTHIA Monte Carlo wurde mit 1.2 umgewichtet und das CC-DJANGO Monte Carlo mit ca. 2 auf den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Daten}} - \sigma_{\text{PYTHIA}}$ normiert. Aus der Verteilung von γp -PYTHIA und DJANGO wurde die Summe gebildet und als DJANGO+PYTHIA-Verteilung über die Datenverteilung gelegt. Der Wirkungsquerschnitt für SM top Monte Carlo wurde zur besseren Illustration mit 1000 multipliziert. DIS Ereignisse werden von den angewandten Schnitte fast vollständig entfernt und deshalb in der SM top Analyse nicht mehr berücksichtigt.

Die transversalen Impulse der ersten drei Jets sind nach der Größe geordnet in 5.2 abgebildet. Wie bei der FCNC single top Analyse weisen die transversalen Impulse eine fallende Verteilung auf. Wegen der kleinen CC-Teilchenrate verbleiben nach den Schnitten wenige Ereignisse. Die starken Fluktuationen bei hohen transversalen Impulsen resultieren von der geringen Statistik in den jeweiligen Bins. Diese werden im Rahmen der statistischen Ungenauigkeit von DJANGO+PYTHIA sehr gut beschrieben.

Die SM top Ereignisse weisen eine gaußverschmierte p_T -Verteilung auf, die wie bei den FCNC top Ereignissen mit abfallender Jetnummer zu kleineren Mittelwerten tendiert. Der Mittelwert ist wegen dem höheren $E_{T,miss}$ um 2GeV zu kleineren p_T Werten verschoben, als die FCNC single top Ereignissen.

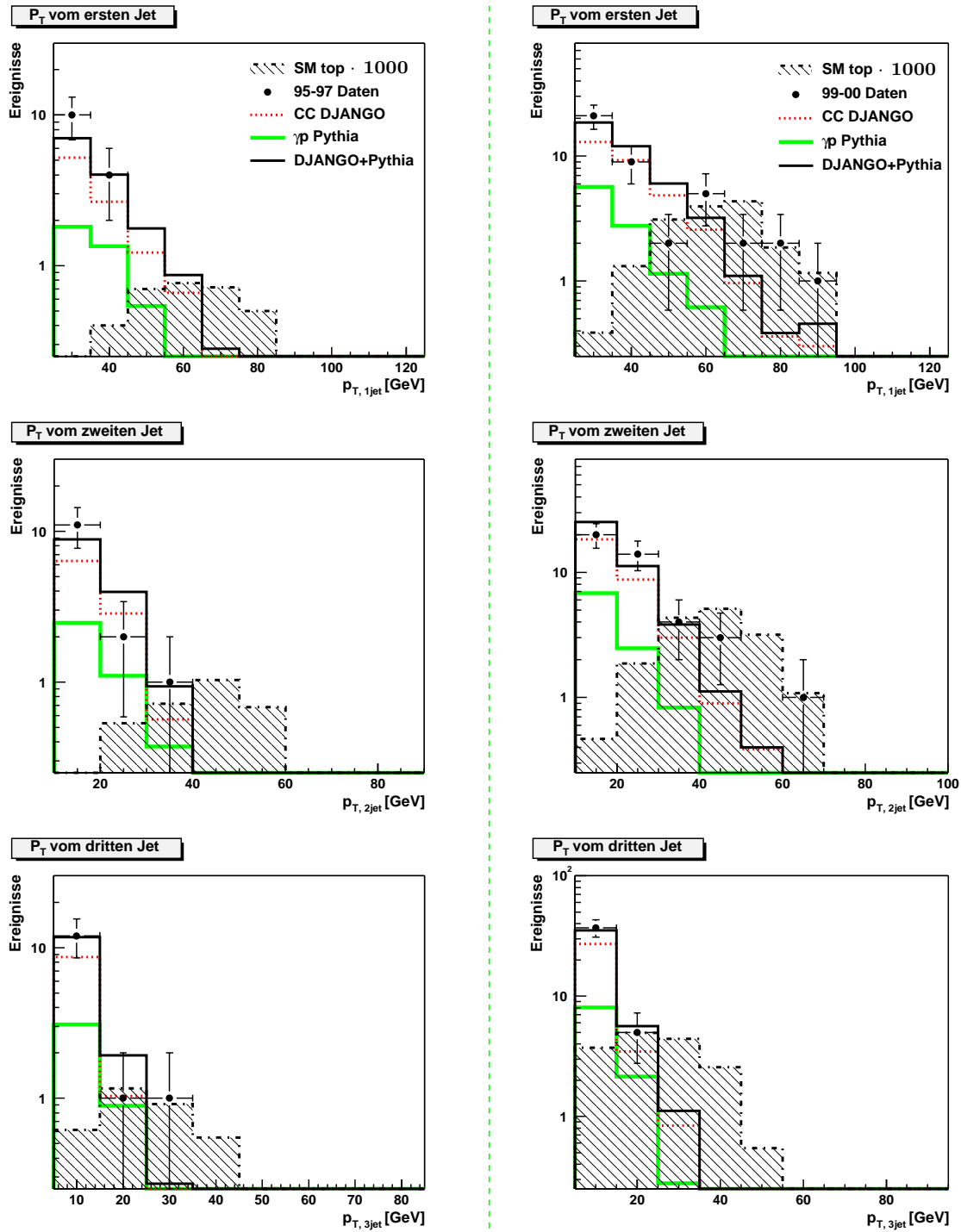


Abb. 5.2: p_T -Verteilung der ersten drei Jets

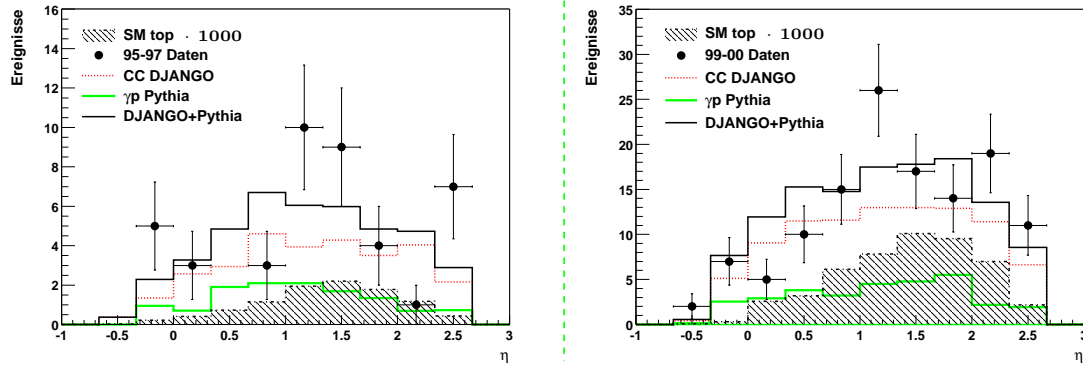


Abb. 5.3: In diesem Diagramm sind die η -Verteilung für SM single top Quark dargestellt.

In das Diagramm 5.3 sind die Pseudorapiditäten der 3 Jets eingetragen. Die Rapiditätsverteilung für beide Datensätze wird relativ schlecht von den Monte Carlo beschrieben. Bei den 95-97 Daten liegen 6 von 8 Bins um mehr als eine Standardabweichung von Monte Carlo entfernt und bei den 99-00 Daten 5 von 10. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der geringen Statistik für die CC-Ereignisse nach den Schnitten

Dieses Verhalten spiegelt sich auch bei den 2-Jet-Massen wieder. Die 2-Jet-Masse von den ersten beiden Jets beschreibt den Verlauf der Monte Carlo vorherhersage nicht so schön wie die anderen 2-Jet-Massekombinationen. Die Abhängigkeit von der Statistik zeigt sich in der besseren Beschreibung der 99-00 Daten von den Monte Carlos als 95-97 Daten. 2-Jet-Massen für 99-00 Daten werden im Rahmen der statistischen Unsicherheit sehr gut beschrieben. Bei den 95-97 Daten liegen die 2-Jet-Massenverteilungen der Datenpunkte bis auf die M_{23} -Verteilung außerhalb der statistischen Unsicherheit. 3-Jet-Massen-Verteilungen von Daten und Monte Carlo sind in 5.4 abgetragen. Die invariante 3-Jet-Masse stimmt im Rahmen der Meßungengenauigkeit ziemlich gut mit

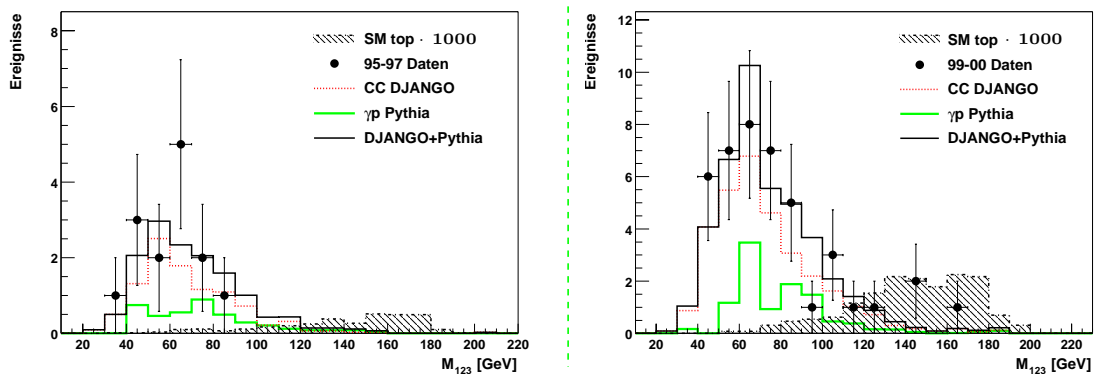


Abb. 5.4: Die 3-Jet-Masse für die CC-Analyse.

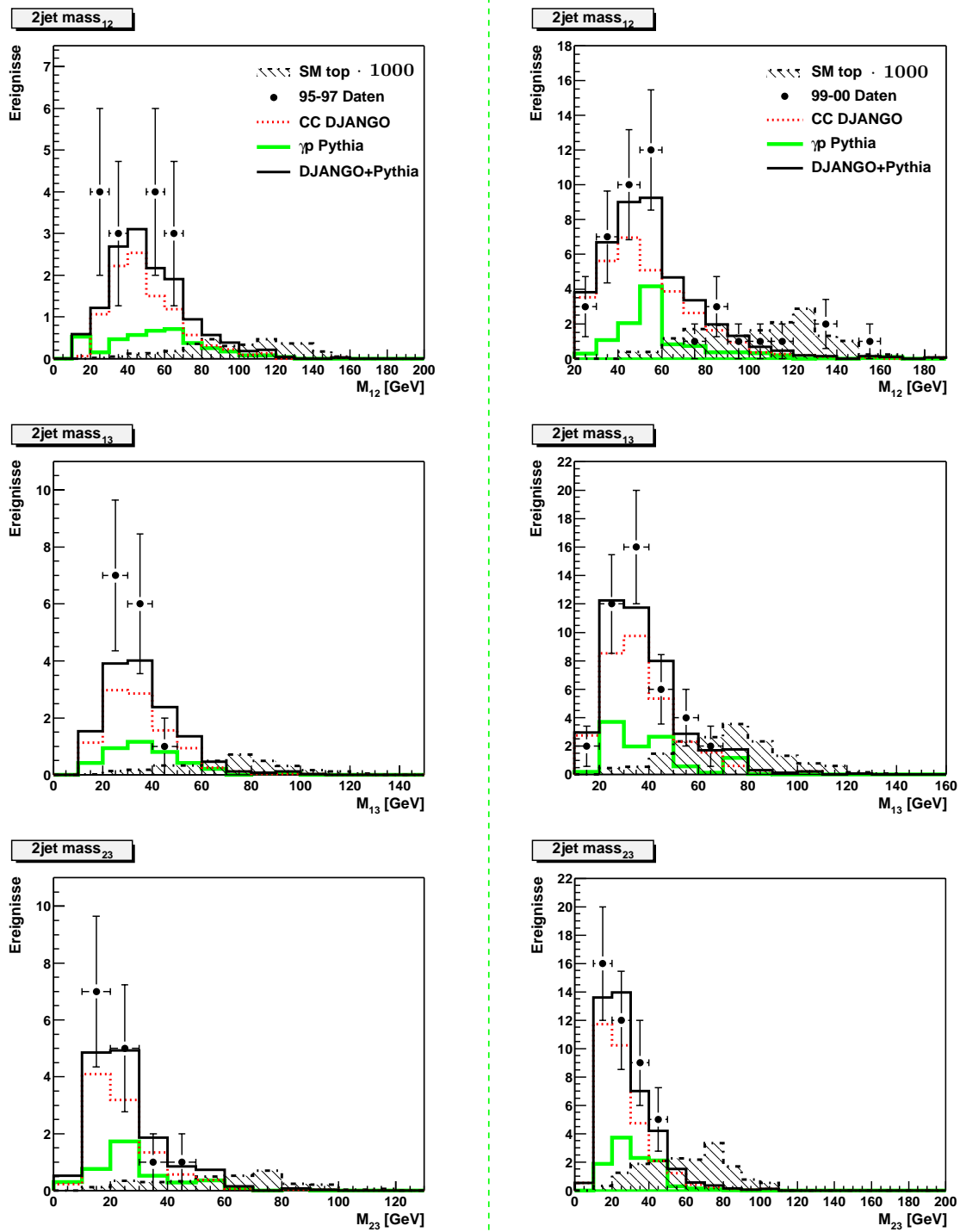


Abb. 5.5: Die Verteilung der 2.Jet Massen M_{ij}

der Monte Carlo Vorhersage überein. Bei der invarianten 3-Jet-Masse der 99-00 Daten liegt scheinbar ab $M_{123} \geq 130\text{GeV}$ ein kleiner Überschuß an Datenereignissen vor. Für den Bereich $M_{123} \geq 130\text{GeV}$ werden vom Monte Carlo 1.4 Ereignisse vorhergesagt und 3 Datenereignisse mit einer Standardabweichung von 1.7 Ereignissen gemessen, d.h. die Daten stimmen innerhalb von einem Sigma mit der Monte Carlo Vorhersage überein. Genau wie im vorherigen Kapitel wurde der Schnitt auf die invariante 3-Jet-Masse mit der Forderung S/U mal Effizienz soll maximal werden berechnet. Es ergab sich im Mittel ein Wert von ca. 120 GeV , der den Schnitt $M_{123}^0 \geq 120\text{GeV}$ rechtfertigt. Dieser Schnitt selektiert alle 95-97 Datenereignisse aus. Die Überlebenden 4 Ereignisse werden vom Monte Carlo vorhergesagt. Ihre Ereignisdisplays sind am Ende dieses Kapitel ausgestellt. Die 4 Ereignisse wurden im Ereignisdisplay angeschaut, konnten aber nicht als Untergrund identifiziert werden (Siehe Abb. 5.9, 5.10, 5.11, 5.12). Nach dem Schnitt auf die 3-Jet-Masse ist wie im Kapitel 4.1 aus den 2-Jet-Massen die wahrscheinlichste W-Massen-Verteilung konstruiert worden. Diese ist in der Abbildung 5.6 dargestellt. Erwartungsgemäß ergibt sich für das Signal Monte Carlo ein gaußverschmierte Verteilung. Das Maximum der Verteilung wird um ca. 2 GeV kleiner gemessen als der theoretische Wert von 80.41 GeV und die gaußverschmierte Kurve weist eine Halbwertsbreite von ca. 10 GeV auf. Die Verschiebung vom Maximum zu einem kleineren Wert und die hohe Halbwertsbreite sind mit dem Auflösungsvermögen des Detektors für das single top Quark zu erklären (Siehe Abb. 5.8). Zusätzlich ist die Auflösung für die Asymmetrie der Signalverteilung mitverantwortlich.

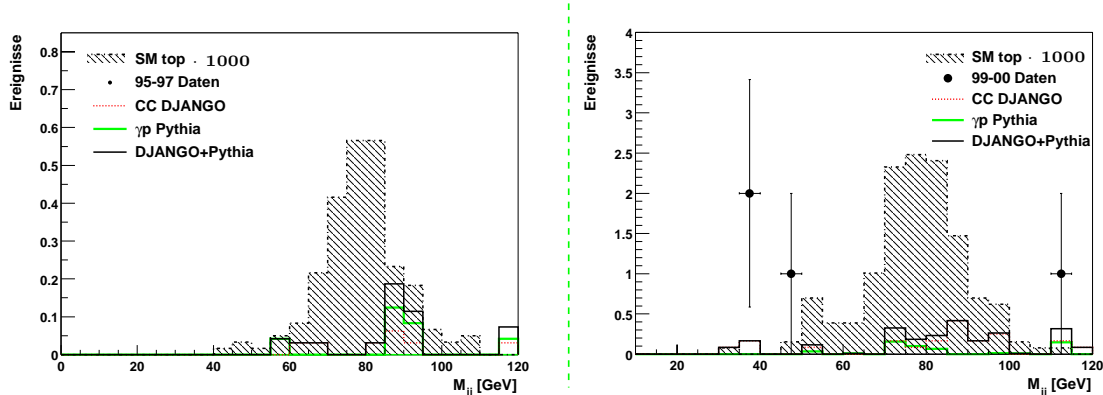


Abb. 5.6: Abgebildet ist die nächste 2-Jet-Masse zu der W-Masse von 80.4 GeV .

Nach der Konstruktion der W-Masse wurde ein symmetrischer Schnitt von 15 GeV um das Signalmaximum von ca. 79 GeV gewählt, um weitere Untergrundereignisse vom Signal zu trennen. Dieser Schnitt entfernt die restlichen Datenereignisse aus der Probe. Vom Signal Monte Carlo entfernt es nur ca. 15% der Ereignisse. Die endgültigen Resultate sind in die Tabelle 5.1 eingetragen. Die Ausschlußgrenzen wurden wie in Kapitel 4.2 besprochen ausgerechnet.

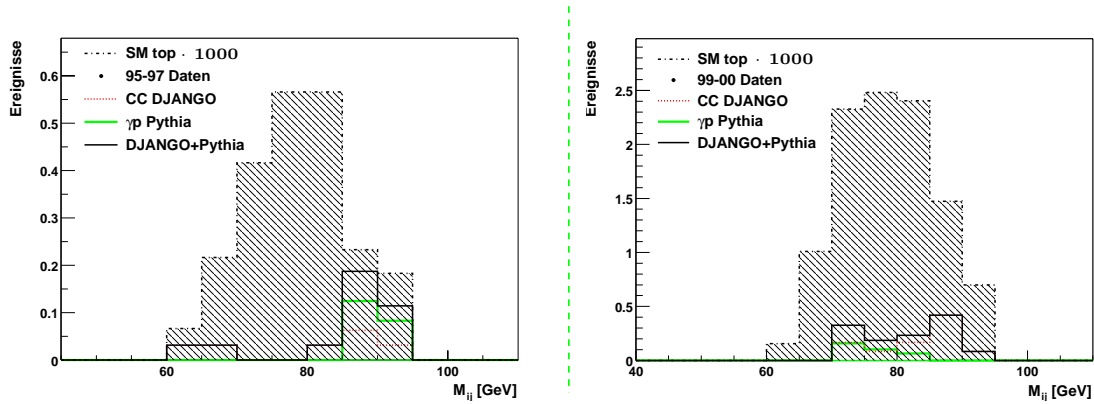


Abb. 5.7: Abgebildet ist die nächste 2-Jet-Massen zu der theoretischen W-Masse von 80.4GeV.

	95-97 Daten	99-00 Daten
$N_{\text{Datenergebnisse}}$	0	0
$N_{\text{Monte-Carlo-Vorhersage}}$	0.3956	1.2450
Effizienz	0.194	0.198
Luminosität	34.887	78.855
$\overline{\sigma}^{95\%}$ [pb]	0.664	0.288

Tab. 5.1: SM top Resultate.

Aus der Ausschlußgrenze für die 99-00 Daten von $\sigma=0.288$ pb wird die erwartete Ereignissanzahl $N_{e+\mu}$ für den leptonen W-Zerfall im Elektronen- und Myonen-Zerfallskanal folgendermassen berechnet:

$$N_{e+\mu} = \frac{\Gamma_{e+\mu}}{\Gamma} \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{\text{leptonisch}} \cdot \mathcal{L}$$

Die Schnitteffizienz ist $\varepsilon_{\text{leptonisch}} \approx 0.4$ [14] und das Verzweigungsverhältnis Γ für die Zerfallskanäle $W \rightarrow e + \nu_e$ und $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ ist $\Gamma_{e+\mu}=21.15$ [33]. Für $N_{e+\mu}$ ergibt sich 1.92.

Aus der Kombination von 95-97 und 99-00 Datensätzen ergibt sich $\varepsilon \approx 0.196$ und damit wird die Ereignissanzahl von $N_{e+\mu}=1.3$ berechnet. Man kann nun umgekehrt aus der Ausschlußgrenze vom Wirkungsquerschnitt zur Illustration die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von n Ereignissen angeben. Um die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von 5 Ereignissen zu veranschaulichen, kann man argumentieren, daß die Wahrscheinlichkeit von $\overline{N}_{e+\mu}=1.9$ 5% beträgt. Mit diesem Mittelwert ist die Wahrscheinlichkeit 5 Ereignisse zu messen ca. 0.008. Hieraus ergibt sich für die

Gesamtwahrscheinlichkeit $(0.05 \cdot 0.008)=0.0004$, d.h. die 5 isolated lepton Ereignisse sind sehr unwahrscheinlich SM single top Quark Ereignisse.

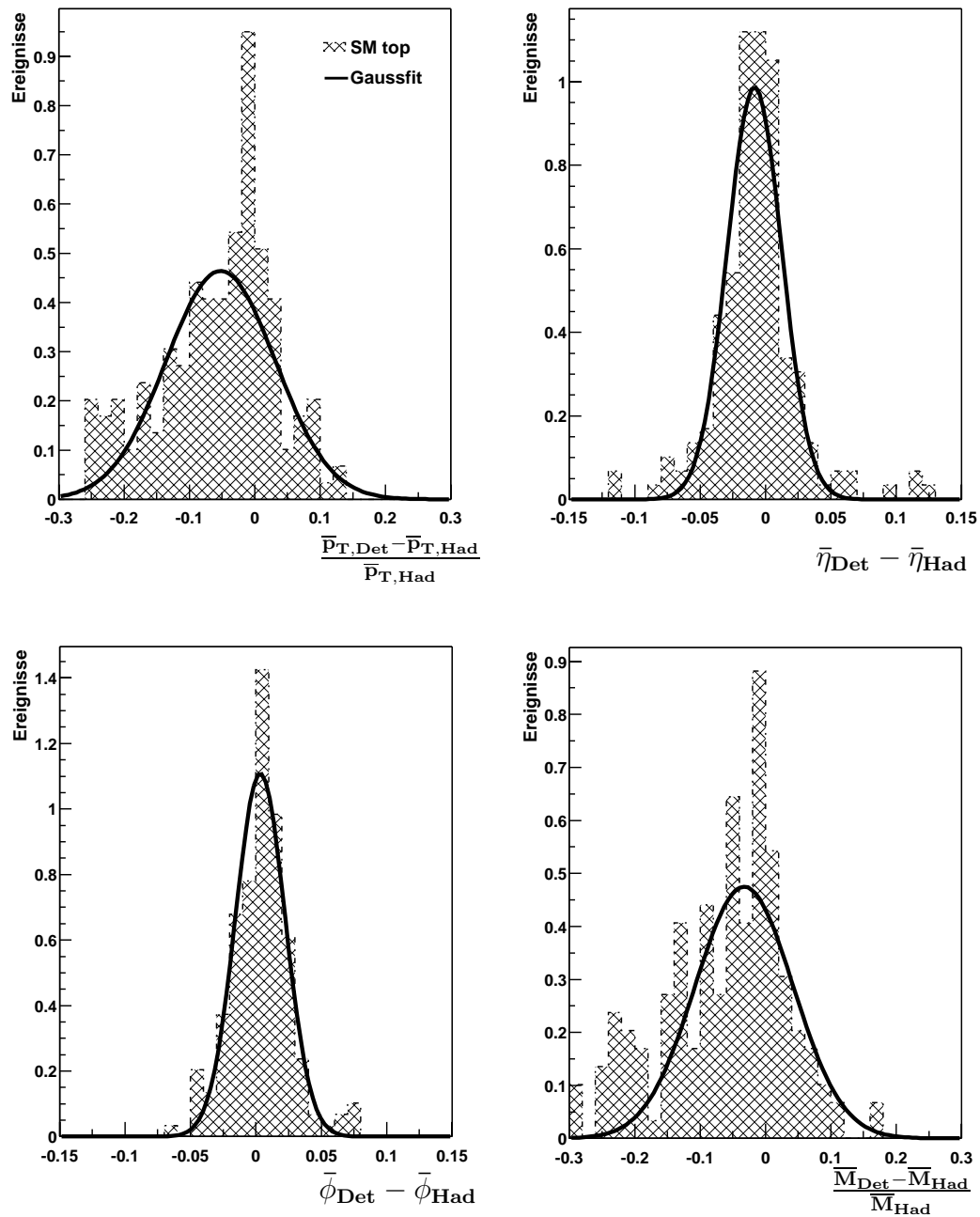


Abb. 5.8: Auflösung einiger Jetgrößen für das SM top Quark. Wegen der geringen Statistik des Monte Carlo Generator sind die Verteilungen für die Größen mit einer großen Halbwertsbreite stärker zerfrant, als die mit einer kleinen Halbwertsbreite.

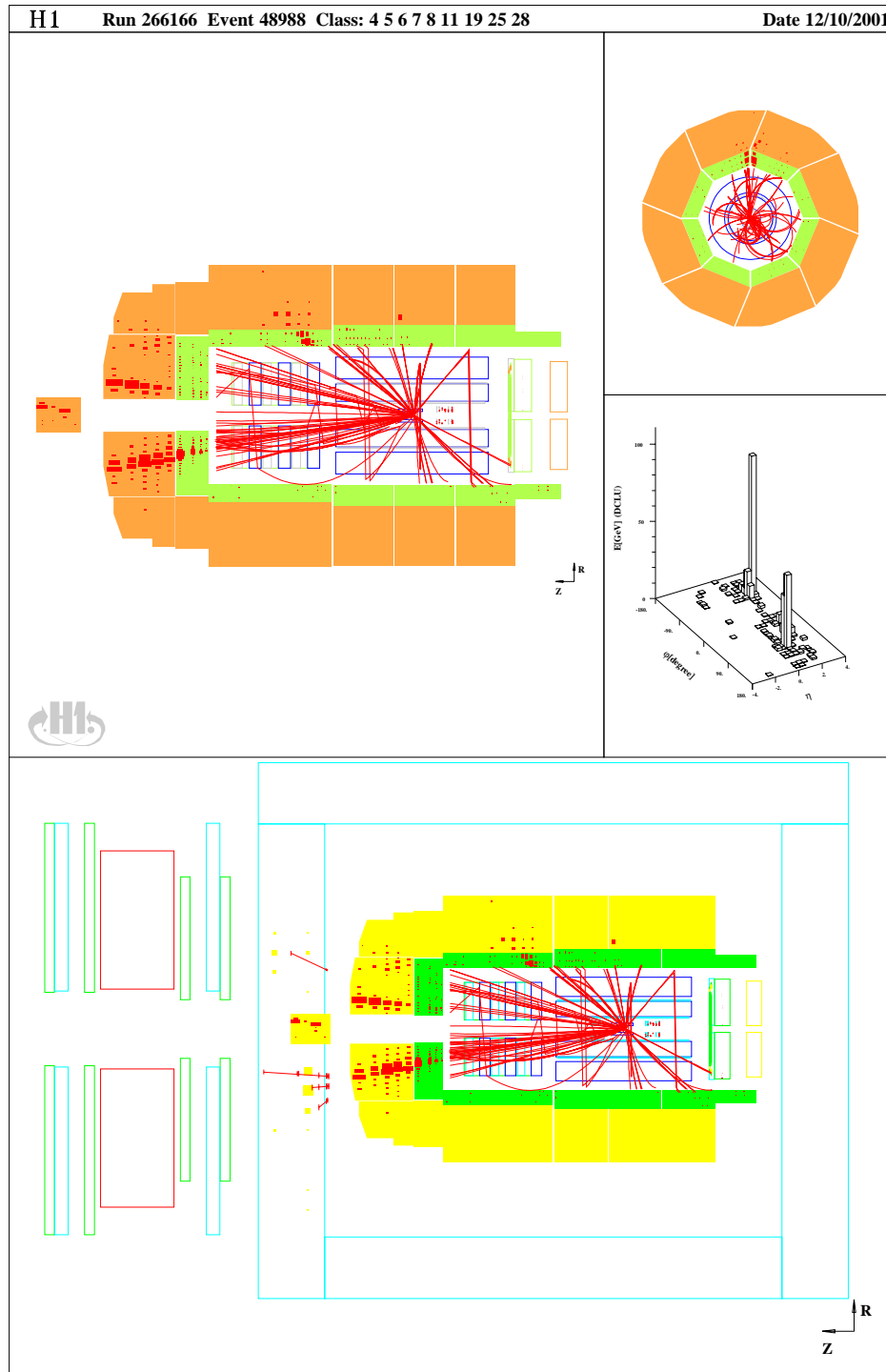


Abb. 5.9: Ereignisdisplay für das Ereignis mit $p_{T,1jet}=61.8$ GeV und $M_{123}=140.5$ GeV.

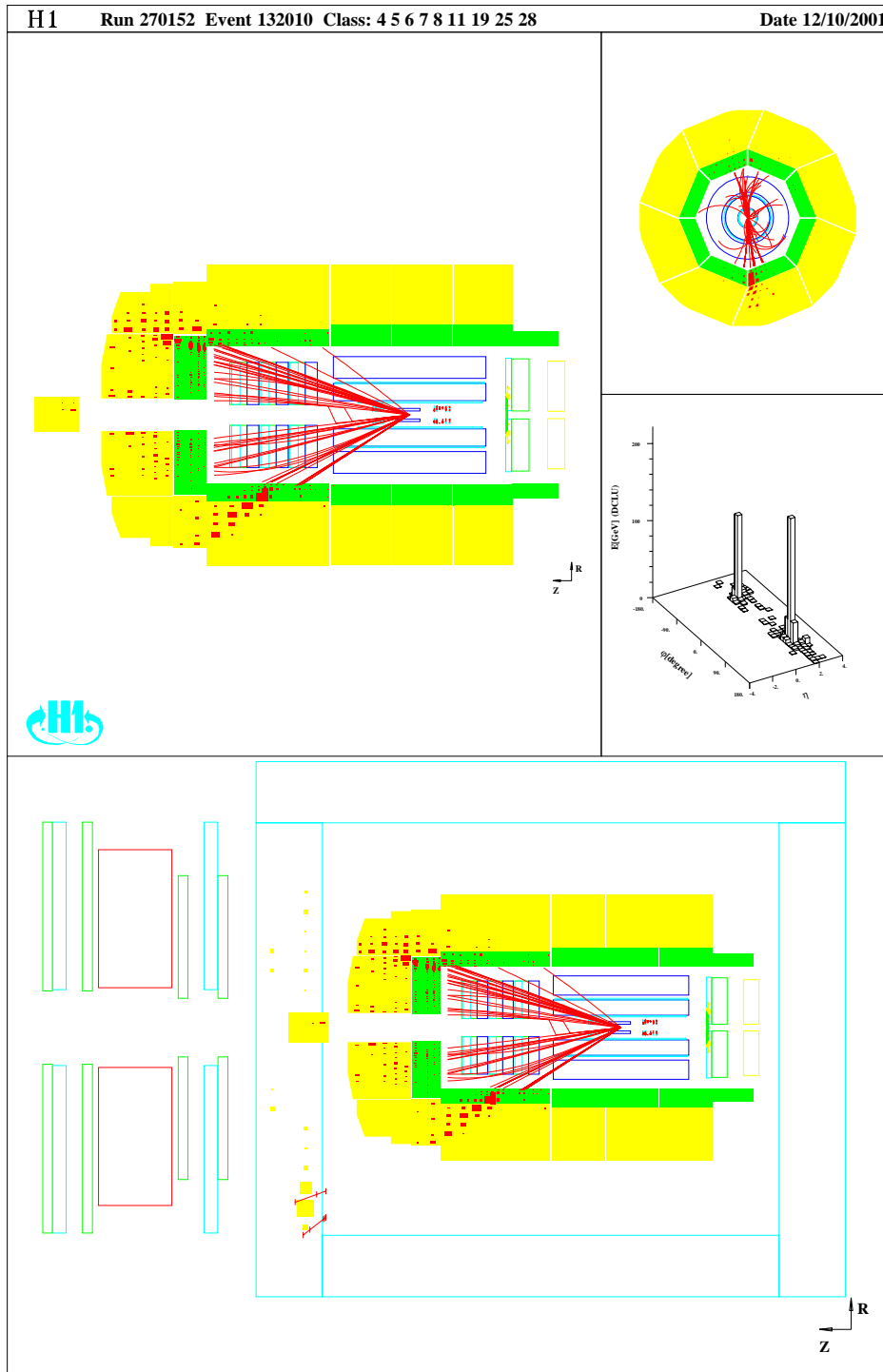


Abb. 5.10: Ereignisdisplay für das Ereignis mit $p_{T,1jet} = 89.6$ GeV und $M_{123} = 162.4$ GeV.

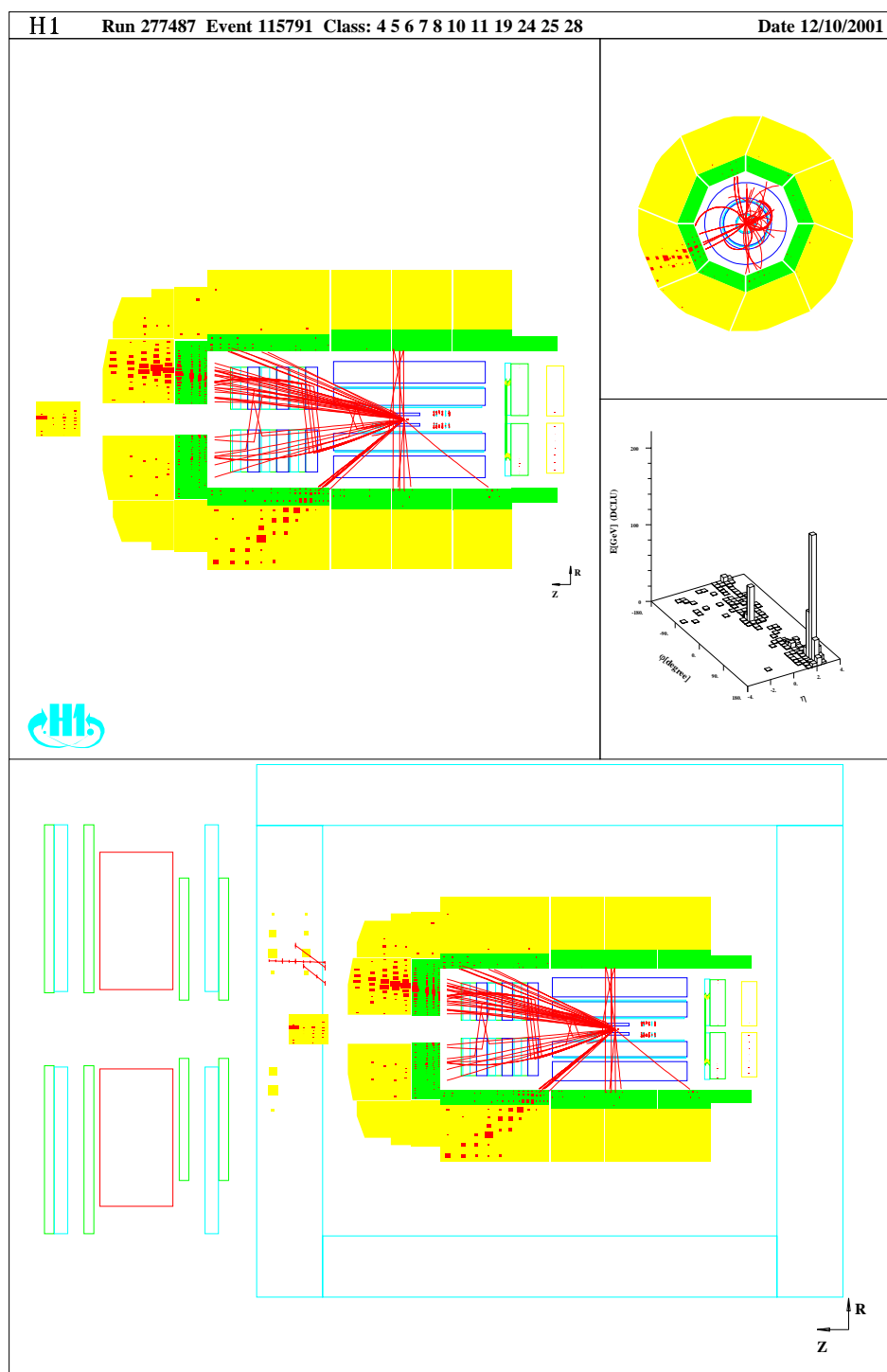


Abb. 5.11: Ereignisdisplay für das Ereignis mit $p_{T,1jet}=78.4$ und $M_{123}=145.7$ GeV.

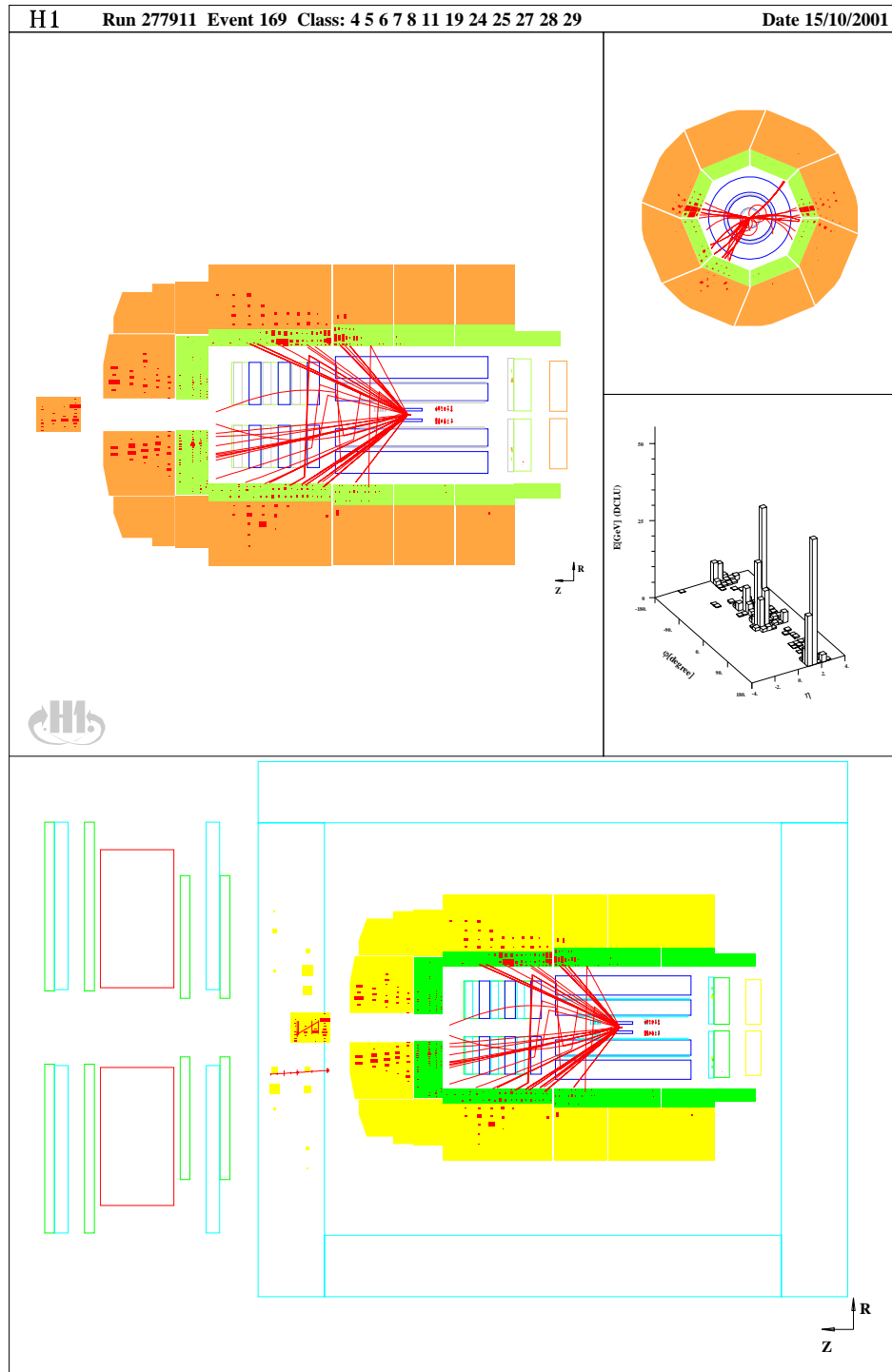


Abb. 5.12: Ereignisdisplay für das Ereignis mit $p_{T,1jet}=102.4$ GeV und $M_{123}=216.6$ GeV.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde in den H1 Daten zuerst nach FCNC single top Quark Ereignissen im hadronischen W-Zerfallskanal gesucht. Dabei wurden für die Selektion konservative Schnitte an die Proben angewandt, weil die QCD-Prozesse in diesem Phasenraum gut verstanden sind. Nach den Schnitten konnte keine Abweichung von der SM Vorhersage festgestellt werden. Die Daten wurden im Rahmen einer Standardabweichung sehr gut von der SM Vorhersage beschrieben. Anschließend wurde mit den Resultaten eine Ausschlußgrenze für die magnetische Kopplungskonstante k_γ berechnet. Mit $k_\gamma < 0.387$ konnten die Ausschlußgrenzen für die Kopplungskonstante von H1 von $k_\gamma < 0.305$ [29] oder von ZEUS $k_\gamma < 0.19$ [37] nicht verbessert werden. Obwohl in einem gut verstandenen Phasenraumbereich keine Abweichungen entdeckt wurden, kann noch nicht die Hypothese des FCNC single top Produktion als Ursache für den Überschuß an Ereignissen (siehe Einleitung) falsifiziert werden.

In der SM single top Analyse wurde der Frage nachgegangen, ob vielleicht dieser Kanal den Überschuß erklären kann. Wie in der ersten Analyse wurden bei der zweiten Analyse auch nur konservative Schnitte angewandt. Wegen der geringeren Statistik ergaben sich stärkere Fluktuationen als bei der ersten Analyse. Jedoch war in den meisten Fällen die SM-Vorhersage richtig. Nach dem 3-Jet- und dem 2-Jet-Massenschnitt blieben bei einer Schnitteffizienz von ca. 20% keine Ereignisse mehr übrig. Danach wurde für die 95-97 und 99-00 Datenproben eine Ausschlußgrenze angegeben. Beide Ausschlußgrenzen wurden zu einem Wirkungsquerschnitt kombiniert und mit diesem wurde zur Illustration, die Anzahl der erwartete Ereignisse im leptonischen Zerfallskanal bestimmt.

Mit der Luminosität, die HERA II in den folgenden Jahren für die Großexperimente H1 und ZEUS zur Verfügung stellen wird, kann vermutlich geklärt werden, ob der Überschuß ein von der Statistik induziertes Resultat war oder nicht. Außerdem wird an einem Werkzeug zum taggen von b-Quarks gearbeitet [22], was vermutlich in der Laufzeit von HERA II zum Einsatz kommen wird. b-tagging würde Analysen mit top Quarks wesentlich vereinfachen.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Abachiet *et al.* [D0 Collaboration], "Observation of the top quark.", Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632
- [2] F. Abeet *et al.* [CDF Collaboration], "Observation of top quark production in anti- p p collisions.", Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626
- [3] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], "The H1 detector at HERA. ", Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.
- [4] C. Adloff *et al.*, "Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron proton collisions at large momentum transfer.", Eur. Phys. J. C **13** (2000) 609 [hep-ex/9908059].
- [5] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Observation of events with an isolated high energy lepton and missing transverse momentum at HERA. ", Eur. Phys. J. C **5** (1998) 575
- [6] H. Albrecht *et al.*, "A guide to PHAN. An H1 Physics analysis package. ", internal H1 software package.
- [7] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, "Parton Fragmentation And String Dynamics. ", Phys. Rept. **97** (1983) 31.
- [8] A. Bean *et al.* "Improved upper limit on flavor changing neutral current decays of the b quark.", Phys. Rev. **D35**(1987) 3533
- [9] A. Belyaev and N. Kidonakis, "QCD corrections to FCNC single top production at HERA. ", arXiv:hep-ph/0102072.
- [10] M. Bengtsson and T. Sjostrand, "Coherent Parton Showers Versus Matrix Elements: Implications Of Petra - Pep Data.", Phys. Lett. B **185** (1987) 435.
- [11] Ch. Berger, private communication
- [12] Ch. Berger, "Elementarteilchenphysik. Von den Grundlagen zu den modernen Experimente", Springer Verlag, ISBN: **3-540-41515-7**

- [13] G. C. Blazey *et al.*, "Run II jet physics", hep-ex/0005012.
- [14] S. Caron, private communication
- [15] S. Catani, Y. L. Dokshitzer and B. R. Webber, "The K -perpendicular clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions.", Phys. Lett. B **285** (1992) 291.
- [16] E. Chabert *et al.* [Marseille], "QBGFMAR: An Updated Phan Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High p_T Physics Analysis.", [h1-1198-556]
- [17] E.K. Charchula, G. A. Schuler and H. Spiesberger, "Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton - proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6.", Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 381.
- [18] K. Ehret, "Status and prospects of the HERA-B experiment.", Nucl. Phys. Proc. Suppl. **93** (2001) 362.
- [19] S. D. Ellis and D. E. Soper, "Successive combination jet algorithm for hadron collisions.", Phys. Rev. D **48** (1993) 3160 [arXiv:hep-ph/9305266].
- [20] CALOR97,
Manfred Fleischer: "The Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter."
- [21] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, "Longitudinally invariant $K(t)$ clustering algorithms for hadron-hadron collisions.", Nucl. Phys. B **406** (1993) 187.
- [22] G. Frising, private communication
- [23] H. Fritzsche and D. Holtmannspotter, "The production of single t -quarks at LEP and HERA. ", Phys. Lett. B **457** (1999) 186
- [24] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, "Improving the Weizsäcker-Williams approximation in electron - proton collisions. ", Phys. Lett. B **319** (1993) 339 [hep-ph/9310350].
- [25] T.K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics. ", Cambridge University Press, Cambridge, 1990
- [26] G. Gustafson and U. Pettersson, "Dipole Formulation Of QCD Cascades", Nucl. Phys. B **306** (1988) 746.
- [27] H1 SPACAL-Group
H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: The Hadronic Section. DE-SY Red Report 96-013

- [28] H1 Collaboration, "Observation of isolated jets with missing P_T and comparison to W production at HERA.", submitted to **EPS 2001**, July 12, 2001 Budapest
- [29] H1 Collaboration, "Search for Single Top Production in $e^\pm p$ collisions at HERA.", submitted to **EPS 2001**, July 12, 2001 Budapest
- [30] M. Klasen, T. Kleinwort and G. Kramer, "Inclusive jet production in gamma p and gamma gamma processes: Direct and resolved photon cross sections in next-to-leading order QCD.", [hep-ph/9712256].
- [31] L. Lonnblad, "ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model.", Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 15.
- [32] T. Nicholls *et al.* "Performance of an electromagnetic lead / scintillating fiber calorimeter for the H1 detector.", Nucl. Instrum. Meth. A **374** (1996) 149.
- [33] Particle Data Group Collaboration "Review of particle physics.", Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.
- [34] B. Pietrzyk, "LEP asymmetries and fit of the Standard Model.", in Proc. XXIX Recontres de Moreont (1994)
- [35] B.T. Sjostrand, "High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4.", Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [36] B. R. Webber, "A QCD Model For Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference.", Nucl. Phys. B **238** (1984) 492.
- [37] ZEUS Collaboration, "Search for Single Top Production in ep collisions at HERA.", submitted to **EPS 2001**, July 12, 2001 Budapest