

**Monte-Carlo-Untersuchungen der  
W-Boson Produktion und  
konkurrierender Prozesse  
bei HERA**

**I. P H Y S I K A L I S C H E S I N S T I T U T  
D E R  
R H E I N . - W E S T F . T E C H N . H O C H S C H U L E A A C H E N**

Monte-Carlo-Untersuchungen der  
 $W$ -Boson Produktion und  
konkurrierender Prozesse  
bei HERA

von

Elmar Theuer

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule  
Aachen  
im Februar 1991

angefertigt im  
I. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Das theoretische Umfeld des <math>W</math>-Prozesses</b>	<b>5</b>
2.1	Der Inklusivprozeß . . . . .	5
2.2	Der anomale $WW\gamma$ -Vertex . . . . .	8
2.3	Nachweis der Vertexanomalie . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Details zur Programmimplementierung des <math>W</math>-Prozesses</b>	<b>13</b>
3.1	Photonspektrum und Weizsäcker-Williams-Näherung . . . . .	13
3.2	Einzelheiten zur hadronischen Seite . . . . .	16
3.3	Komposition des Gesamtwirkungsquerschnittes . . . . .	17
3.4	Zerfall des $W$ -Bosons . . . . .	20
3.5	Intermezzo: die elastische $W$ -Produktion . . . . .	24
3.6	Variablenspektren der Grundkinematik . . . . .	26
3.7	Fragmentation und Schauerung . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Probleme und Eigenarten der <math>W</math>-Prozeßsignatur</b>	<b>31</b>
4.1	Unhadronisierte Ereignisse . . . . .	31
4.1.1	leptonischer Zerfall . . . . .	31
4.1.2	hadronischer Zerfall . . . . .	32
4.2	Hadronisierte Ereignisse . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Überblick und Grundsätzliches zu den hadronischen Konkurrenzprozessen</b>	<b>44</b>
<b>6</b>	<b>Details zur Programmimplementierung des Untergrundprozesses</b>	<b>47</b>
6.1	Faltungsfunktionen und Kinematik . . . . .	47
6.2	Grundsätzliches zur Schauerung . . . . .	53
6.3	LUSHOW/LUEXEC und die Farbtopologien des Untergrundprozesses . . . . .	55
6.3.1	Die benötigten QCD-Vertices und ihr Farbbeitrag . . . . .	56
6.3.2	Farbsituation der 3 Kanäle des QCD-Subprozesses $qg \rightarrow q'g'$ . . . . .	57
6.3.3	Die "Ränder" des QCD-Subprozesses . . . . .	59
6.3.4	Interferenzen und Wirkungsquerschnitte . . . . .	60
6.4	Gesamtwirkungsquerschnitt, Divergenzen und Schnitte . . . . .	64
<b>7</b>	<b><math>W</math>-Erzeugung und Untergrundprozeß im Vergleich</b>	<b>67</b>
7.1	Der $p_T$ -Schnitt und die Gegenüberstellung der unhadronisierten Prozesse . . . . .	67
7.2	$U$ versus $W_{hadr}$ : "Nichts geht mehr !?" . . . . .	72
<b>8</b>	<b>Programmstruktur und Bedienung von EPEWAX/QUAGS</b>	<b>80</b>
8.1	Generelles . . . . .	80
8.2	Benötigte Fremdrountinen und ihre Einsatzweise . . . . .	83
8.2.1	Monte-Carlo-Integration und Generation mit Hilfe des BASES-SPRING-Paketes . . . . .	83
8.2.2	Das vielzitierte JETSET-Paket . . . . .	85
8.3	Programmmodule und COMMON-Blöcke . . . . .	86
8.3.1	Verzweigungskaskade der Generatoren . . . . .	86
8.3.2	Aufgabenskizzierung für die wichtigsten Untermodule . . . . .	86
8.3.3	Die wichtigsten COMMON-Blöcke . . . . .	89
8.3.4	Quellcode zum Hauptprogramm, OUT und der 'steeringbank' XEXT . . . . .	91
<b>A</b>	<b>Beschreibung des <math>W</math>-Subprozesses</b>	<b>96</b>

Literatur	98
Abbildungsverzeichnis	100
Tabellenverzeichnis	101

# 1 Einleitung

Die zur Zeit wahrscheinlich beste Beschreibung der elementaren Materiebausteine und ihrer wechselseitigen Einflußnahme sehen die Physiker im sogenannten Standardmodell (SM). Es kennt – die Gravitation ist ausgeklammert – zwei elementare Wechselwirkungen, die starke und die elektroschwache. Beide Interaktionen finden hierbei in einer Konzeption ihren Ausdruck, in der die als Fermionen klassifizierten eigentlichen Materieteilchen (Quarks und Leptonen) nicht direkt, sondern mittels Feldquanten miteinander in Beziehung treten.

Ein adäquater theoretischer Apparat hierfür sind die sogenannten lokalen Eichfeldtheorien. Sie führen die Feldquanten, hier Eichbosonen genannt, durch Forderung nach lokaler Eichinvarianz der die freien Fermionfelder stellvertretenden Lagrangedichte (respektive ihrer Feldgleichungen) ein. Diese Invarianz unter einer orts- und zeitabhängigen Transformation bestimmt rückwirkend auch das Verhalten der Eichbosonen. Bei den verwendeten nichtabelschen Transformationsgruppen mit entsprechend mehreren Eichbosonen ist auch eine Wechselwirkung untereinander möglich, im Falle der elektroschwachen Wechselwirkung die zwischen zwei  $W$ -Bosonen und einem  $Z^0$  bzw.  $\gamma$ . Die Tatsache, daß gerade diese Kopplung unter allen des SM's bis heute am wenigsten bekannt ist, macht die sie enthaltenden Prozesse zu einem aktuellen Forschungsgegenstand. Darüberhinaus würde sich eine Abweichung des SM's von der Wirklichkeit in einer Modifikation des  $W - W - \gamma/Z^0$ -Vertexfaktors niederschlagen, was eine meßbare Anomalie physikalischer Größen zur Folge hätte. Dies könnte zum Beispiel der Fall sein, wenn das  $W$ -Boson nicht punktförmig wäre, sondern eine innere, eine Substruktur hätte – derartige Gedankenmodelle haben eine gewisse Parallele in der Entdeckung der Nichtpunktförmigkeit des Protons nach Erforschung des  $P - P - \gamma$ -Vertices [1].

Im Rahmen eines Elektron-Proton-Streuexperimentes ist der besagte 3-Boson-Vertex Bestandteil eines Teils der Feynmangraphen zur Erzeugung freier  $W$  bzw.  $Z$ -Bosonen. Bezeichnenderweise zeigen diese Prozesse eine klare Dominanz zugunsten der  $W$ -Erzeugung, wodurch eine detaillierte Analyse speziell der  $WW\gamma$ -Kopplung erleichtert wird.

Ein momentan so gut wie fertiggestellter Beschleuniger passenden Typs ist HERA<sup>1</sup>. Auf dem Hamburger DESY-Gelände untergebracht, 6.3 km lang und mit den zwei Detektoren H1 und ZEUS ausgestattet, wird er voraussichtlich Mitte 1991 die ersten Daten liefern. Neuartig für ein  $eP$ -Experiment ist die Auslegung als Speicherring, konkret werden dort Elektronen der Energie 30 GeV auf Protonen von 820 GeV geschossen, entsprechend einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  von 314 GeV. Die integrierte Luminosität  $\mathcal{L}$  wurde zuletzt (Ende 1990) mit  $100 \text{ pb}^{-1}/\text{a}$  veranschlagt, eine Polarisation der Elektronen ist geplant.

Unter Vorgabe dieser Beschleunigereckdaten können die bereits 1986 veröffentlichten Rechnungen von E. Gabrielli [3] als erste Abschätzung zu den jährlichen Ereignisraten genutzt werden. Zu Vergleichszwecken sei an dieser Stelle auch die für ca. 1997 geplante  $eP$ -Maschine LEP-LHC mit einbezogen.

Beschleuniger:	HERA	$\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{s} = 300 \text{ GeV} \\ \mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}/\text{a} \end{array} \right.$	LEP-LHC	$\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{s} = 1500 \text{ GeV} \\ \mathcal{L} = 200 \text{ pb}^{-1}/\text{a} \end{array} \right.$
Prozeß	$\sigma(\text{pb})$	Ereignisse/a	$\sigma(\text{pb})$	Ereignisse/a
$eP \rightarrow eW^- X$	0.42	42.0	6.9	1380
$eP \rightarrow eW^+ X$	0.35	35.0	7.7	1540
$eP \rightarrow \nu W^- X$	0.015	1.5	1.0	200
$eP \rightarrow eZ^0 X$	0.034	3.4	0.47	94

Aus der angeführten Tabelle gehen drei Dinge recht klar hervor:

- Die Erzeugungsrate an  $Z^0$ 's ist verhältnismäßig klein, weshalb sich die weiteren Untersuchungen auf die  $W$ -Erzeugung beschränken

<sup>1</sup>“HERA” steht für Hadron-Elektron-Ring-Anlage.

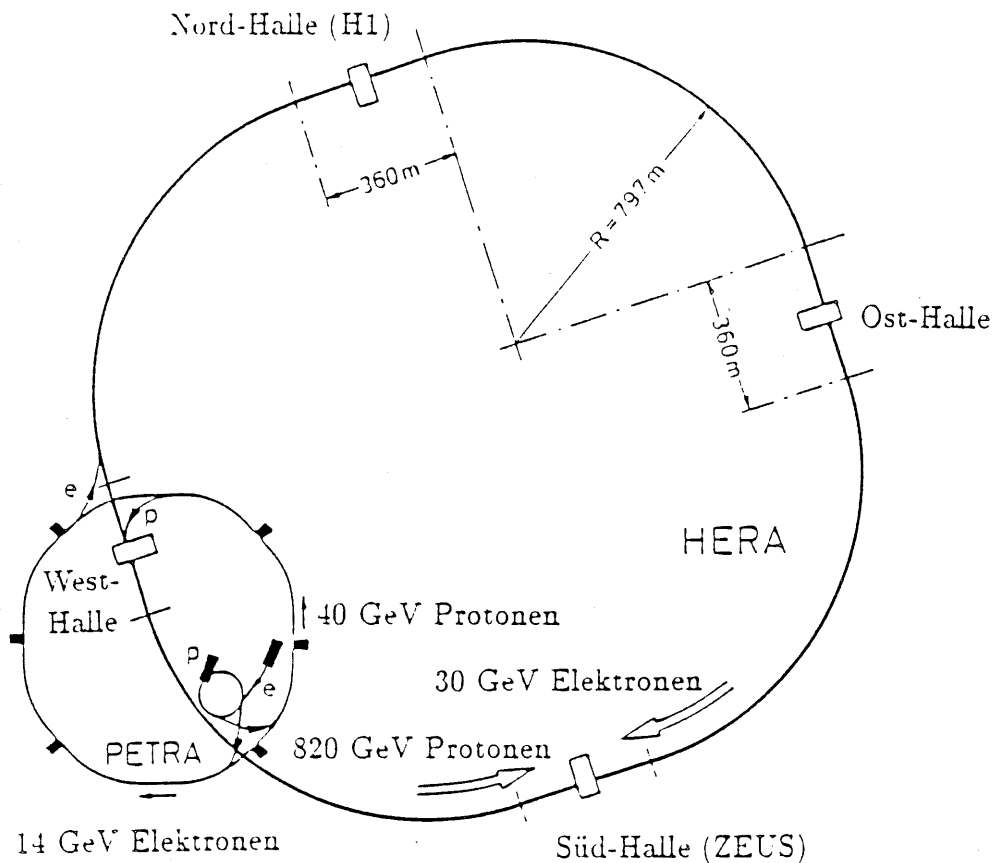


Abbildung 1: Draufsicht auf das um die "Westhalle" gelegene eigentliche DESY-Areal mit Elektron- und Protonvorbeschleunigern, Ausgangspunkt für den weit außerhalb (unterirdisch) geführten HERA-Speicherring mit seinen Detektorenklaven [2].

- Der  $W$ -Produktionsprozeß über geladene Ströme  $e^-P \rightarrow \nu_e W^- X$  steuert nur einen untergeordneten Beitrag zur Erzeugung der  $W$ 's bei und wird deshalb in Folge vernachlässigt.
- Die Statistik bei HERA ist insgesamt ziemlich gering und die Bereitstellung physikalisch verwertbarer Informationen bedarf langer Laufzeiten des Beschleunigers verbunden mit einer sorgfältigen Separierung gegenüber jedwedem Untergrundprozeß, was sich im Verlauf der folgenden Untersuchungen als zum Teil problematisch herausstellen wird.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen zwei sogenannte Generatoren mit Namen EPEWAX und QUAGS zur Simulation der  $W$ -Produktion über  $eP \rightarrow eW^\pm X$  und eines der Hauptuntergrundprozesse. Die Aufgabenstellung dieser FORTRAN-Computerprogramme ist eine zweigeteilte, bestehend aus

- (numerischer) Integration der theoretisch bereits erarbeiteten differentiellen Wirkungsquerschnitte zu den Vorgängen, wie sie sich zwischen den Elementarteilchen abspielen und ...
- der Weiterentwicklung dieser "Partonen" ( $e$ ,  $\gamma$ ,  $Gluon$ ,  $Quarks$  und  $Hadronreste$ ) hin zu den Lepton- und Hadronenzuständen, wie sie im Bereich der Beschleunigerstrahlröhre vor Eintritt in den umgebenden Detektor existieren.

Der Begriff Ereignisgeneration charakterisiert nun die Erzeugung einer Serie dieser letzteren von mir kurz als "Vollereignisse" bezeichneten Teilchensätze unter Leitung der über differentielle Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsraten vorgegebenen statistischen Verhältnismäßigkeiten. In dieser Art

der Prozeßsimulation sind die Geschehnisse innerhalb des Detektors noch nicht mit einbezogen. Sie endet mit Angabe der Vierervektoren und weiterer Teilchenspezifikationen nach abgeschlossener Hadronisation und den Zerfällen entsprechend kurzlebiger Teilchen.

Während im ersten Teil der Arbeit der  $W$ -Prozeß ausführlich diskutiert wird, umschließt der zweite Teil sowohl den Untergrundprozeß, als auch die Gegenüberstellung beider Prozesse hinsichtlich der kinematischen Ähnlichkeit ihrer Endzustände, wie zuvor definiert. Zielsetzung hierbei ist es natürlich, durch Eingrenzung geschickt ausgewählter kinematischer Größen eine "Filterungsprozedur" gegen den Untergrundprozeß zu entwickeln. In einem weiterführenden Schritt können darüberhinaus die Ergebnisse der Generatorsimulation genutzt werden, um eine Methodik zu etablieren, wie anhand der Datenfülle aller in den Detektor eintretender Teilchen eines  $W$ -Ereignisses die kinematischen Eigenschaften des Partonlevelprozesses zu rekonstruieren sind. Die beiden zuvor herausgestellten Hauptteile untergliedern sich ihrerseits in eine mehr oder weniger kurze theoretische Einleitung, die Umschreibung generatorspezifischer Probleme und eine graphische Darstellung eigener Partonereignis- und Vollereignisdaten mit anschließender kurzer Analyse, wobei sämtliche hinzugezogenen Daten unter der Prämisse "Standardmodellphysik bei HERA-Energien" zu lesen sind. Den Abschluß bildet eine Aneinanderreihung von technischen und strukturellen Details zu den Generatorquellcodes.

## 2 Das theoretische Umfeld des $W$ -Prozesses

### 2.1 Der Inklusivprozeß

Die unter HERA-Bedingungen lukrativste Gelegenheit einen  $WW\gamma$ -Vertex zu erforschen, ist der Inklusivprozeß

$$eP \rightarrow e'WX \text{ einschließlich } W \rightarrow f\bar{f} \quad (1)$$

In niedrigster Ordnung setzt er sich – soll die elektromagnetische Eichinvarianz gewahrt bleiben – aus der kohärenten Summe der Amplituden zu den folgenden 7 Feynmangraphen zusammen [4]:

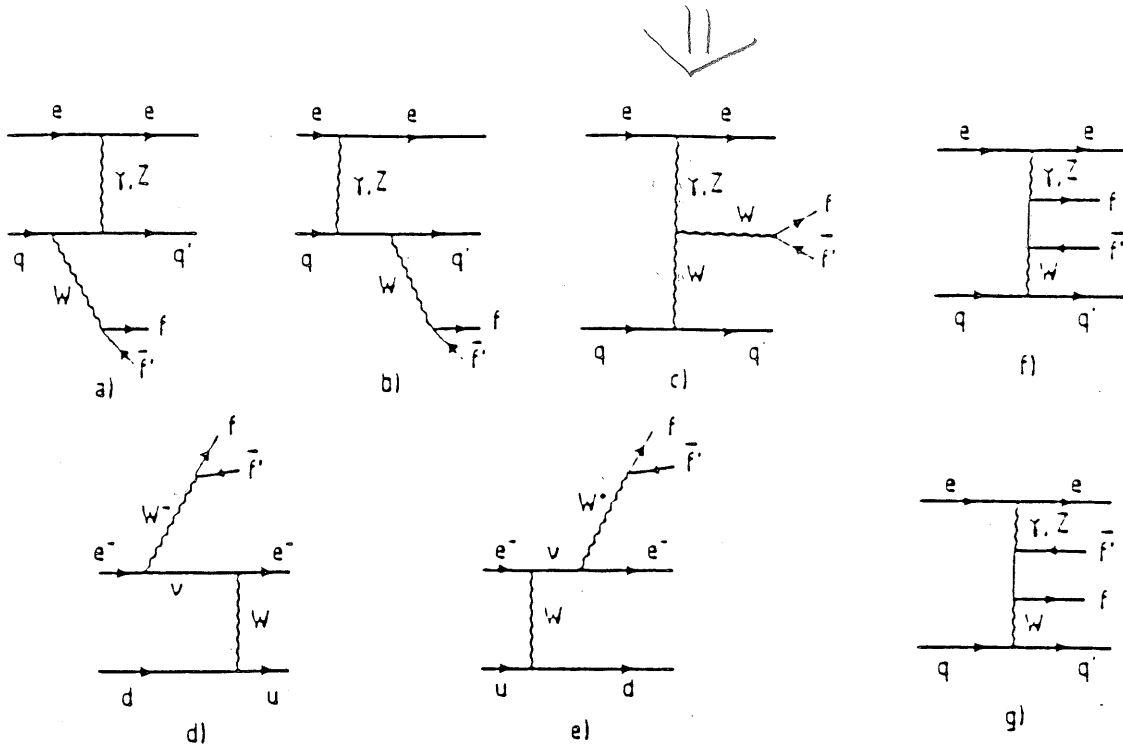


Abbildung 2: Kompletter Satz der 7 Graphen des  $W$ -Erzeugungsprozesses (1), die Auflösung des Protons in das Quark  $q$  (und Diquark  $dq$ ) ist nicht eingezeichnet.

Bevor ich zu den Details der einzelnen Graphen Stellung beziehe, ist eine kurze Anmerkung zu der von mir verwendeten Teilchennomenklatur angebracht. Die Teilchenkürzel, welche im Zusammenhang mit dem  $W$ -Prozeß eine Rolle spielen sind in Abbildung 5 mit dem inklusiven Feynmangraphen in Beziehung gesetzt. Diese Kürzel werde ich darüberhinaus, was nicht ungewöhnlich ist [11], für die Bezeichnung der zugehörigen Teilchenviererimpulse, in Erweiterung mit  $(\dots^0)$  für die Energie und bei darübergestelltem  $(\dots^1)$  für die Dreierimpulse verwenden. Doch nun zur Bedeutung der einzelnen Amplitudenanteile:

Wenn neben einem Photon auch ein  $Z^0$  als Austauscheteilchen zur Wahl steht, so ist letzteres durch die hohe Ruhemasse klar unterdrückt. Bei den Graphen f) und g) sind die beteiligten  $W$ 's virtuell, was den Beitrag der entsprechenden Amplituden unbedeutend klein macht. Bei d) und e) fehlt das sonst vorhandene quasireelle Photon, was im Umkehrschluß, bedingt durch den  $(\gamma^2 = 0)$ -Pol des  $\gamma$ -Austauschpropagators die verbleibenden drei Amplituden a), b) und c) überwiegen läßt.

Unter diesen 3 verbleibenden Graphen ist, wenn keine weiteren Schnitte gefordert werden, der Graph a) der stärkste, bei dem ein Quark im  $\hat{u}$ -Kanal der harten Streureaktion

$$q\gamma \rightarrow Wq' \quad (2)$$



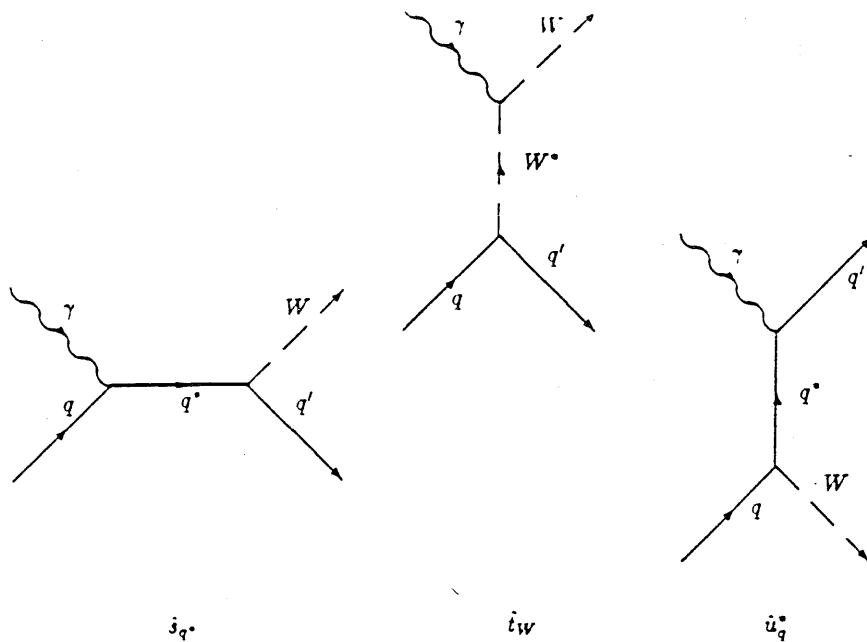


Abbildung 3: Die den  $W$ -Erzeugungsprozeß beherrschenden 3 Graphen auf der Ebene des harten Streuprozesses. Der mittlere Graph beinhaltet den physikalisch interessanten  $WW\gamma$ -Vertex.

ausgetauscht wird<sup>2</sup>.

Diese Topologie läßt sich auch anders beschreiben: Ein Photon löst sich in seine hadronischen "Bestandteile" auf, hier ein  $q'\bar{q}'$ -Paar. Während das Antiquark  $\bar{q}'$  mit einem Quarkkonstituenten  $q$  des Protons in Wechselwirkung tritt und dabei die Reaktion

$$\bar{q}' q \rightarrow W \rightarrow f \bar{f} \quad (3)$$

induziert, verläßt das Quark  $q'$  als Beobachter (engl.: 'spectator') mit dem dafür typischen niedrigen Transversalimpuls  $q'_T$  den Schauplatz, was heißt, es fliegt überwiegend in Elektronrichtung fort.

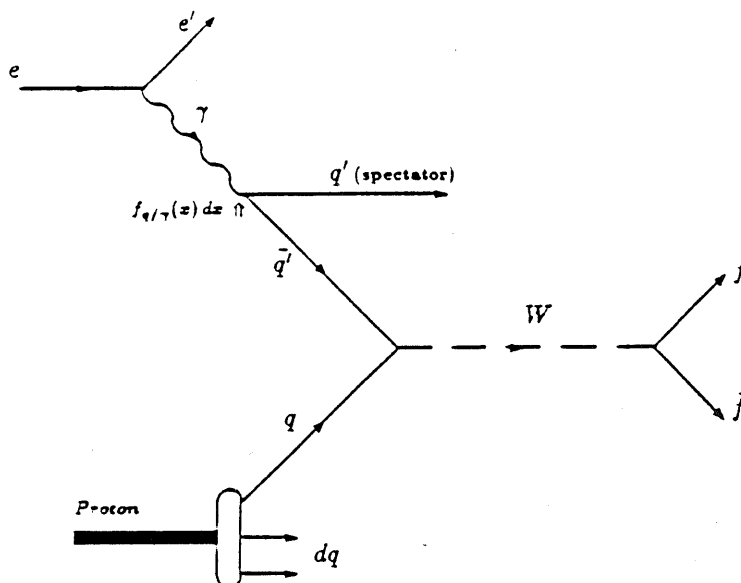


Abbildung 4: Unkonventionelle Perspektive des  $\hat{u}$ -Kanals.

<sup>2</sup>Größen dieses Subprozesses kennzeichne ich sukünftig generell mit '... '.

Diese Sichtweise und die Vernachlässigung aller Graphen neben a), dem in Anlehnung an den englischsprachigen Fachterminus sogenannten 'resolved'-Graphen, erlaubt es, den Wirkungsquerschnitt des Inklusivprozesses (1) näherungsweise aus der Quarkdichtefunktion<sup>3</sup>  $f_{q/\gamma}$  und den Amplituden der hinreichend bekannten Vektorboson-Fermion-Kopplung  $\bar{q}'q \rightarrow W$  bzw.  $W \rightarrow f\bar{f}$  zu berechnen. Ein derartiges Vorgehen ist typisch für Artikel [5], in denen es nur um die Gesamtraten erzeugter  $W$ 's geht.

Will man hingegen – wie in dieser Arbeit angestrebt – den  $WW\gamma$ -Vertex untersuchen, so ist es umgekehrt nötig, die Amplitude des  $\hat{u}$ -Kanals durch Forderung einer angemessenen  $q'_T$ -Untergrenze zu schwächen, was erwartungsgemäß auf Kosten der  $W$ -Erzeugungsrate geht. Der noch verbleibende Wirkungsquerschnitt wird jetzt wunschgemäß zu großen Teilen von Graph c), nennen wir ihn den  $\hat{t}_W$ -Kanal bestritten.

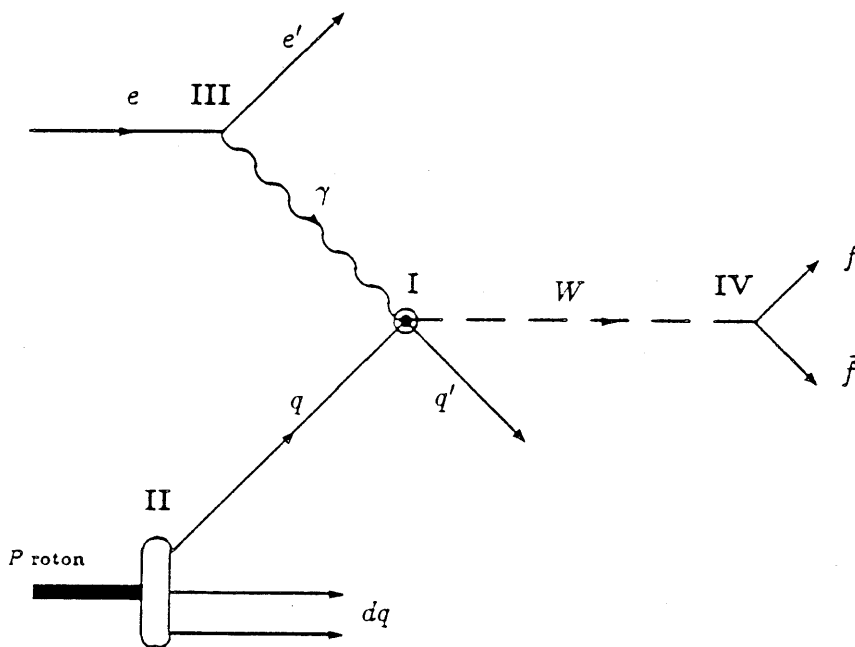


Abbildung 5: Aufschlüsselung der von mir verwendeten Prozess-topologie:

[I] harter Streuprozess  $\gamma q \rightarrow W q'$  in den Kanälen  $\hat{s}_q, \hat{t}_W$  und  $\hat{u}_q$ . (vgl. Abbildung 3)

[II] Partonmodell:  $q = xP, dq = (1-x)P$  (siehe auch 3.2)

[III] Photonspektrum  $\Gamma_t(y, Q_{lep}^2)$ : in Abschnitt 3.1 behandelt

[IV] hadronischer oder leptonicer  $W$ -Zerfall: Gegenstand von Abschnitt 3.4

Die gezeigte Teilchennomenklatur ist maßgebend für die restliche Arbeit.

<sup>3</sup>In Verallgemeinerung der Größe  $f_{q/P} = "q(x)"$  des Partonmodells bezeichne ich mit der  $x$ -Dichtefunktion  $f_{z/X}(x)$  die Wahrscheinlichkeit  $d\mathcal{P}/d\chi$ , daß ein Teilchen des Typs  $z$  mit dem Energiebruchteil  $x^0 = \chi X^0$  in  $X$  "ansutreffen" ist.

## 2.2 Der anomale $WW\gamma$ -Vertex

Im sogenannten Standardmodell (SM), wo eine  $SU(2) \times U(1)$ -Eichinvarianz der vereinigten elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zugrunde gelegt wird, können im Rahmen der resultierenden Feynmanregeln sämtliche existierenden Vertexfaktoren in Abhängigkeit zu recht gut verstandenen und gemessenen Größen gebracht werden und insoweit fixiert werden. Machen wir nun einen großen Schritt zurück und fordern für eine spezielle Wechselwirkung – in unserem Fall ist dies die weitgehend unvermessene Interaktion zwischen zwei  $W$ 's und einem Photon – einzig und allein die Kovarianz<sup>4</sup> der Wechselwirkungslagrangedichte  $\mathcal{L}_I$ . Unbeschadet dieser recht bescheidenen Forderung läßt sich dann eine der Struktur nach dem SM-Endprodukt sehr verwandte Parametrisierung für  $\mathcal{L}_I$  und daraus abgeleitet auch für den Vertexfaktor finden, bei der sich die gesamte Variabilität in einigen wenigen Parametern absorbieren läßt. Baur und Zeppenfeld [4] haben nun als erste diese sehr allgemeingültige Vertexparametrisierung in die Amplituden zum  $W$ -Erzeugungsprozeß (1) eingearbeitet, wobei konsequenterweise bei Ableitung der Prozeßamplituden die Faktoren aller übrigen "bekanntem" Feynmangraphensegmente unverändert belassen wurden. Dem Artikel dieser beiden Autoren folgend, stelle ich zunächst in Form verschiedener Schrifttypen die Lagrangedichte des  $WW\gamma$ -Vertexes in seiner SM-Gestalt (fett gedruckt) und nach beschriebener Erweiterung gegenüber:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WW\gamma} = & -ie\{g_1(\mathbf{W}_{\mu\nu}^+ \mathbf{W}^\mu \mathbf{A}^\nu - \mathbf{W}_\mu^+ \mathbf{A}_\nu \mathbf{W}^{\mu\nu}) \\ & + \kappa \mathbf{W}_\mu^+ \mathbf{W}_\nu \mathbf{A}^{\mu\nu} + \frac{\lambda}{m_W^2} W_{\mu\nu}^+ W^{\nu\sigma} A_\sigma^\mu \\ & + ig_4 W_\mu^+ W_\nu (\partial^\mu A^\nu + \partial^\nu A^\mu) \\ & - ig_5 \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (W_\mu^+ \vec{\partial}_\rho W_\nu) A_\sigma \\ & + \bar{\kappa} W_\mu^+ W_\nu \bar{A}^{\mu\nu} + \frac{\bar{\lambda}}{m_W^2} W_{\mu\nu}^+ W^{\nu\sigma} \bar{A}_\sigma^\mu \} \end{aligned} \quad (4)$$

Hierbei meint:

$$X^{\mu\nu} = \partial^\mu X^\nu - \partial^\nu X^\mu, \quad \bar{X}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} X_{\sigma\rho}, \quad X \vec{\partial}_\rho Y = X(\partial_\rho Y) - (\partial_\rho X)Y$$

Wie sich zeigt, enthält die Formel neben den Feldsymbolen und deren Ableitungen genau 7 Parameter, was eine leicht nachvollziehbare Erklärung hat: Der Zustand eines Vertices ist charakterisierbar durch einen vollständigen Satz *innerer* Quantenzahlen der beteiligten Teilchen, in unserem Fall ist dies z.B.:

$$T_{if}^{WW'\gamma} = \langle \lambda_\nu, \lambda_\mu | \vec{T} | J_\rho, J_\rho^z \rangle$$

Die Besetzung der Edukt- und Produktseite, verkörpert durch die Verteilung von  $W, W'$  und  $\gamma$  auf die griechischen Indizes, ist zunächst beliebig. Die Frage ist nun: Wieviele Kombinationen an Helizitätseigenwerten  $\lambda_\nu$  und  $\lambda_\mu$  sind bei gegebener dritter Spinkomponente  $J_\rho^z$  zulässig, wenn die Drehimpulserhaltung nicht verletzt werden darf?

Ergebnis: Solange das Photon auch eine virtuelle Masse einnehmen kann, d.h., solange longitudinale Helizitäten für alle 3 beteiligten Vektorbosonen möglich sind, gibt es 7 Kombinationszustände an  $(\lambda_\nu, \lambda_\mu, J_\rho^z)$ -Tripeln, ansonsten nur 4. In Tabelle 1 wird dies exemplarisch für den  $WW\gamma$ -Vertex der Reaktion  $W^* \rightarrow W\gamma$  durchexerziert.

Bei dem uns interessierenden Inklusivprozeß (1) setzt sich der Wirkungsquerschnitt, bedingt durch eine Singularität bei  $(Q_{lep}^2 = -\gamma^2 = 0)$ , überwiegend aus Werten zu kleinen Photonmassen zusammen. Es bleiben also effektiv nur 4 Parameter  $\kappa, \bar{\kappa}, \lambda, \bar{\lambda}$ , die Einfluß auf diesen Prozeß haben können.

Sämtliche Parameter müssen im Hochenergielimes, d.h. für  $W^2, W'^2, \gamma^2 \rightarrow \infty$  die SM-Werte (Tabelle 2) wieder einnehmen, weil ansonsten die Unitarität des Streuoperators einiger Baumgraphen

<sup>4</sup>d.h.,  $\mathcal{L}$  ist Lorentzskalar  $\Rightarrow$  die Form der Lagrangedichte und damit auch die der Feldgleichungen ist vom Bezugssystem unabhängig.

$\lambda_{\gamma^*}/\lambda_{\gamma}$	$\lambda_W$	$ J_{\gamma+W}^z(\vec{e}_W)  (\leq J_{\gamma+W} = J_{W^*})$	$WW\gamma^*$	$WW\gamma$
1/1	1	0	✓	✓
1/1	0	-1	✓	✓
1/1	-1	-2	—	—
0/—	1	1	✓	—
0/—	0	0	✓	—
0/—	-1	-1	✓	—
-1/-1	1	2	—	—
-1/-1	0	1	✓	✓
-1/-1	-1	0	✓	✓
Anzahl der zulässigen Kombinationen			7	4

Tabelle 1: Mögliche  $(\lambda_{\gamma}, \lambda_W, J_{W^*}^z)$ -Tripel der Reaktion  $W^* \rightarrow W\gamma^{(*)}$  für ein virtuelles oder reelles Photon im Endzustand, analysiert im  $W^*$ -Ruhsystem.

	$g_1$	$\kappa$	$\lambda$	$g_4$	$g_5$	$\tilde{\kappa}$	$\tilde{\lambda}$
C	✓	✓	✓	—	—	✓	✓
P	✓	✓	✓	✓	—	—	—
T	✓	✓	✓	—	✓	—	—
SM	1	1	0	0	0	0	0

Tabelle 2: Symmetrieeigenschaften und SM-Werte der 7 unabhängigen  $WW\gamma$ -Parameter.

(z.B.  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow W^+W^-$ ) nicht gewährleistet ist. Eine weitere Einschränkung besteht speziell für  $\tilde{\kappa}$ . Sein  $\mathcal{L}$ -Beitrag ist nicht  $CP$ -invariant [6] und dies läßt sich im Gegensatz zu den Verhältnissen, wie sie beim  $\tilde{\lambda}$  vorliegen, in Zusammenhang mit den Ergebnissen bei der Bestimmung von  $d^{el}$  (Neutron) bringen [4]. Infolge wird die mögliche Abweichung vom SM-Wert auf eine Größenordnung eingeeengt ( $10^{-3}$ ), die weit unter der veranschlagten HERA-Genauigkeit liegt.

Über die Lagrangedichte und den Vertexfaktor sind nun sämtliche physikalischen Größen in Beziehung zu den beschriebenen Parametern zu bringen; eine sehr unmittelbare Anbindung existiert für die elektromagnetischen Multipolmomente des  $W$ 's, die ein Ausdruck seiner möglichen Struktur sein können.

- elektrisches Dipolmoment:  $d_W = \frac{e}{2m_W}(\tilde{\kappa} + \tilde{\lambda}) \quad (\xrightarrow{SM} 0)$
- magnetisches Dipolmoment:  $\mu_W = \frac{e}{2m_W}(1 + \kappa + \lambda) \quad (\xrightarrow{SM} \frac{e}{2m_W} \cdot 2)$
- elektrisches Quadrupolmoment:  $Q_W = -\frac{e}{m_W^2}(\kappa - \lambda) \quad (\xrightarrow{SM} -\frac{e}{m_W^2})$
- magnetisches Quadrupolmoment:  $\tilde{Q}_W = -\frac{e}{m_W^2}(\tilde{\kappa} - \tilde{\lambda}) \quad (\xrightarrow{SM} 0)$

Man beachte: Das "punktförmige"  $W$ -Boson des SM's hat ein nicht verschwindendes elektrisches Quadrupolmoment  $Q_W$  und  $\mu_W$  ist um das sogenannte anomale magnetische Moment  $\frac{e}{2m_W} \cdot \kappa = \frac{e}{2m_W}$  erweitert.

### 2.3 Nachweis der Vertexanomalie

Eine Frage, die sich nun nach Lesen der ersten beiden Abschnitte aufdrängt, ist, wie sich eine mögliche Anomalie der  $WW\gamma$ -Kopplung auf physikalisch meßbare Größen und Verteilungen des Inklusivprozesses (1) auswirkt, oder anders ausgedrückt: Wie sind die im vorherigen Abschnitt eingeführten Parameter zu bestimmen?

Um diese Verbindung korrekt und trotzdem anschaulich zu vollziehen, muß ich etwas ausholen. Die bereits erwähnten Rechnungen zum  $W$ -Erzeugungsprozeß sind von Baur und Zeppenfeld [4] unter zwei verschiedenen Näherungsansätzen durchgeführt worden. Zunächst die (fast) exakten Kalkulationen unter Einsatz der parametrisierten Amplituden zu

$$eq \rightarrow eWq' \text{ einschließlich } W \rightarrow f\bar{f} ,$$

bei der alle 7 prinzipiell möglichen Graphen (Abb. 2) berücksichtigt wurden; daneben eine deutlich stärkere Näherung, die nur das Matrixelement zu  $\gamma q \rightarrow Wq'$  enthält und mithin auch nur die 3 wichtigsten Graphen a), b) und c) mit einbezieht.

Mit dieser letztgenannten Lösung, die ich auch in meinem Generator EPEWAX eingebaut habe, und die nach Baur/Zeppenfeld von der ersteren nur um ca. 20 % im Wirkungsquerschnitt abweicht, wollen wir uns nun und auch den Rest der Arbeit hindurch beschäftigen. Die zitierten Rechnungen sind nur für masselose Quarks durchgeführt worden - im Zusammenwirken mit dem stets präsenten  $qqW$ -Vertex fixiert dies die Helizitäten der beteiligten (Anti-)Quarks zu  $-1 (+1)$ . Somit existieren 6 unabhängige Helizitätsamplituden<sup>5</sup>  $\mathcal{A}_{\lambda_\gamma, \lambda_W}$  zu  $\lambda_\gamma = \pm 1$  verknüpft mit  $\lambda_W = 0, \pm 1$  (Anhang A). Die Parameter  $g_1, g_4$  und  $g_5$  können, wie bereits in 2.2 erläutert, SM-mäßig fixiert werden. Sämtliche übrigen Parameter gehen auf Amplitudenebene linear ein:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\lambda_\gamma, \lambda_W} &= \left( \sum_{i=1}^4 \mathcal{A}_{|\lambda_\gamma, \lambda_W}^i(a_i) \right) + \mathcal{A}_{|\lambda_\gamma, \lambda_W}^{SM} \\ &= \sum_{i=1}^4 a_i \mathcal{A}_{|\lambda_\gamma, \lambda_W}^{0i} + \mathcal{A}_{|\lambda_\gamma, \lambda_W}^{SM} \end{aligned} \quad (5)$$

mit  $a_{i=1,4} = (\kappa - 1, \bar{\kappa}, \lambda, \bar{\lambda})$

woraus folgt, wenn nur ein  $a_j$  von Null verschieden ist

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\dots} &= a_j \mathcal{A}_{|\dots}^{0j} + \mathcal{A}_{|\dots}^{SM} \\ \Rightarrow \frac{d\hat{\sigma}}{d(\dots)} &= \frac{d\hat{\sigma}}{d(\dots)}_{|SM} + a_j \frac{d\hat{\sigma}}{d(\dots)}_{|Int} + a_j^2 \frac{d\hat{\sigma}}{d(\dots)}_{|anomal} \end{aligned}$$

Die Vervollständigung vom Sub- (2) zum Inklusivprozeß (1) geschieht nun mit Hilfe des Photonspektrums  $\Gamma_t$  zur Beschreibung des einlaufenden Photons (3.1), dem gewöhnlichen Partonmodell zur Formulierung des Quarkinhaltes im Proton (3.2) und mittels des nachträglichen  $W$ -Zerfalls, wie er in Abschnitt 3.4 näher beschrieben ist - man betrachte hierzu nochmals Abbildung 5. Dies bewirkt schließlich das in den folgenden Graphiken gezeigte Verhalten von  $\frac{d\sigma}{dq_T}$ ,  $\sigma(q_T' \geq p_T^{min})$  und  $\sigma$  bei Variation von  $\kappa$  und  $\lambda$  (<sup>6</sup>), ("B" bezeichnet hierbei einen Verzweigungsvorfaktor von 0.182).

<sup>5</sup> generell klassifiziert durch die Helizitäten der ein- und auslaufenden Teilchen.

<sup>6</sup>  $\bar{\kappa}$  ist aus den in 2.2 geschilderten Gründen uninteressant und sämtliche gezeigten  $\lambda$ -Abhängigkeiten gelten gleichermaßen für  $\bar{\lambda}$ .

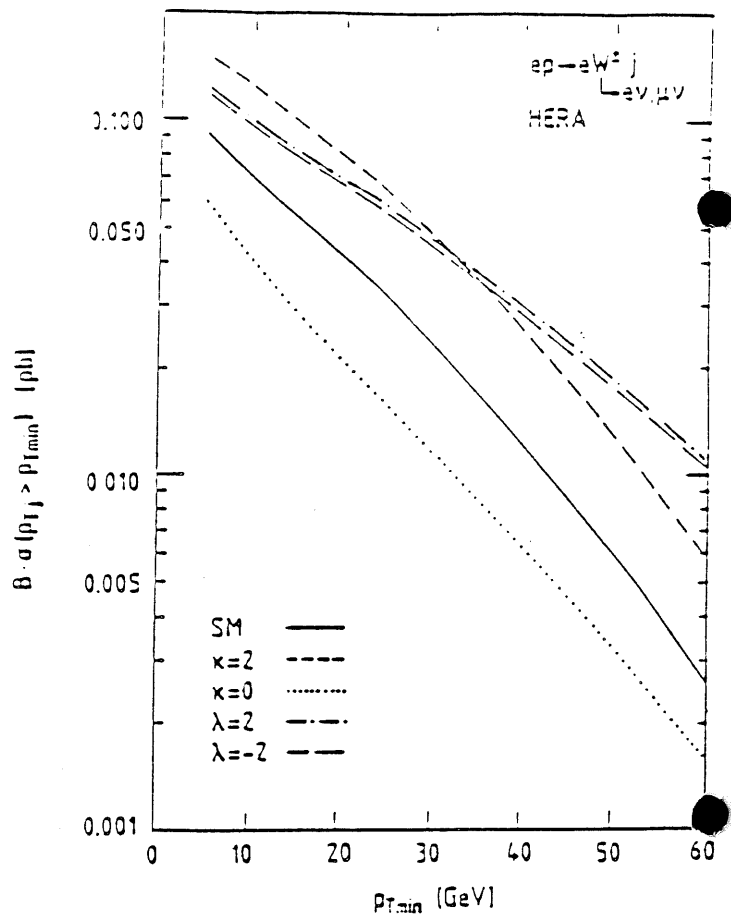
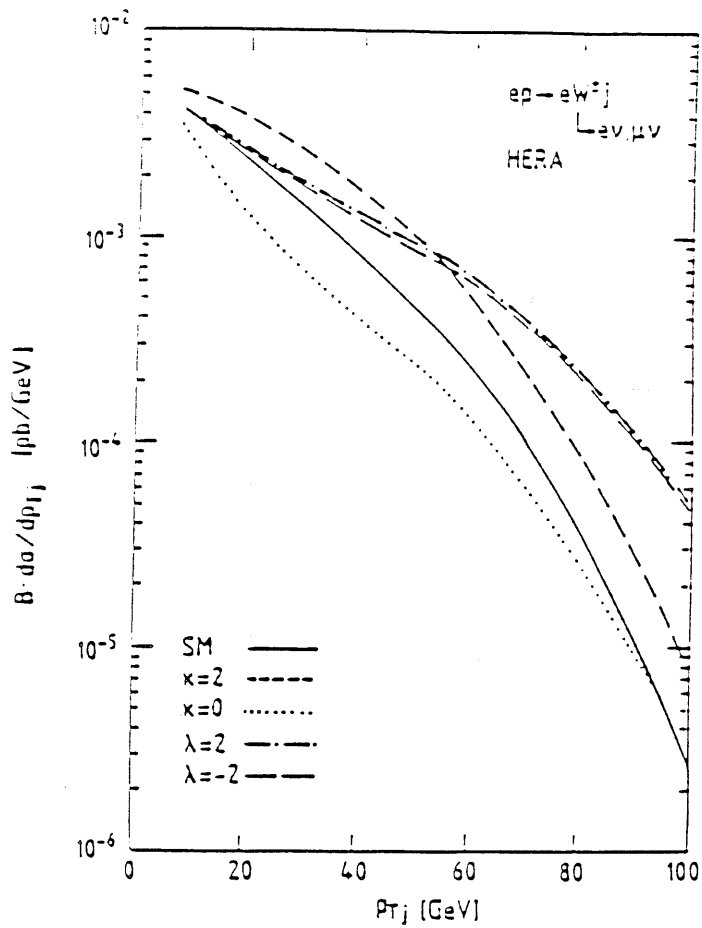


Abbildung 6:  $B \cdot \frac{d\sigma}{dq_T}$  (l) und  $B \cdot \sigma(q_T' \geq p_T^{min})$  (r) für verschiedene  $\kappa$  und  $\lambda$ . Die präziseste Parametermessung ist ganz offensichtlich für  $\kappa$  erreichbar, denn  $\sigma(p_T^{min} = 5 \text{ GeV})$  beispielsweise würde im Falle  $\kappa = 2$  um beachtliche 63 % überhöht (aus [4]).

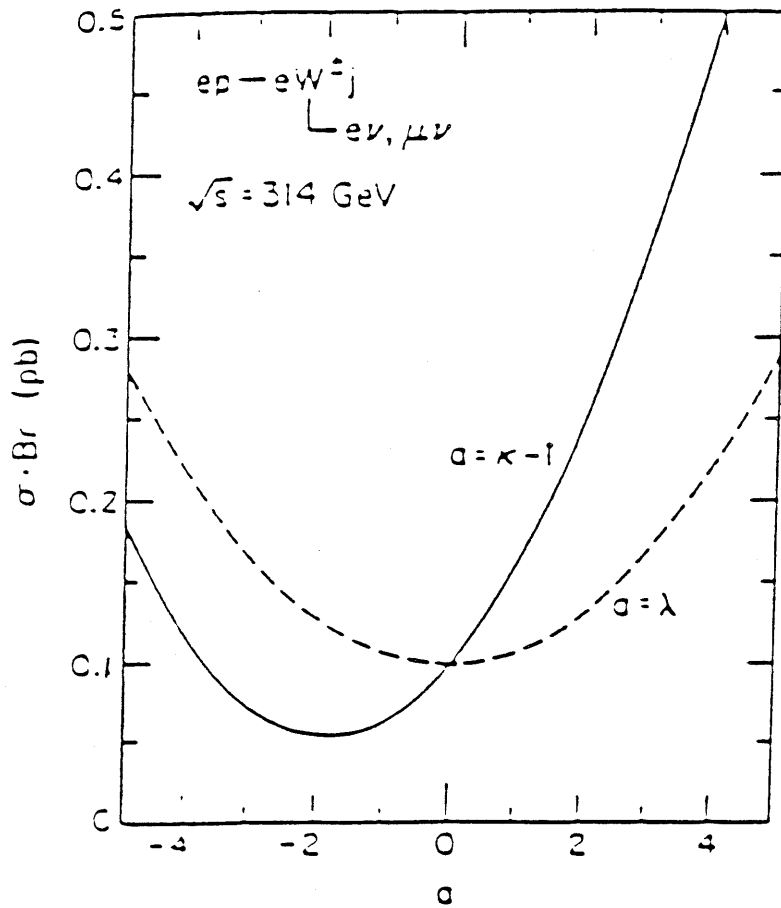


Abbildung 7:  $B \cdot \sigma$  in Abhängigkeit von  $\kappa - 1$  bzw.  $\lambda$  (aus [7]).

### 3 Details zur Programmimplementierung des $W$ -Prozesses

#### 3.1 Photonspektrum und Weizsäcker-Williams-Näherung

Ein probates Verfahren, die Übergangsamplituden eines neutralströmigen  $e-P$ -Inklusivprozesses mit vorwiegend quasireellem Photonenaustausch zu vereinfachen, besteht darin, den Beitrag des "Elektronenarmes"  $e \rightarrow e'\gamma$  durch einen "Vorfaktor" zu ersetzen, der völlig autark das Spektrum der vom Eingangselektron abgestrahlten Photonen beschreibt. Dies gelingt, indem der differentielle Wirkungsquerschnitt in die Anteile zu longitudinaler und transversaler Photonhelizität gemäß  $d\sigma = \Gamma_t d\sigma_t + \Gamma_l d\sigma_l$  zerlegt wird, worauf im Hinblick auf die geringe  $\gamma$ -Virtualität der Longitudinalanteil außer acht gelassen wird. Es verbleibt das transversale Photonspektrum  $\Gamma_t$ , mit Hilfe dessen dann der Wirkungsquerschnitt des gestutzten Prozesses  $d\sigma_t$  über die i.a. zwei unabhängigen Variablen der  $e' - \gamma$ -Kinematik gefaltet wird.

In einer weit stärkeren Approximation kann darüberhinaus die Abweichung von  $\gamma^2 = 0$  völlig vernachlässigt und die  $\gamma$ -Abspaltung über einen kollinearen Ansatz genähert werden, wonach das jetzt eindimensionale Faltungsintegral z.B. auf den Energiebruchteil  $z = \gamma^0/e^0$  bezogen wird. Die zugehörige Photondichtefunktion  $f_{\gamma/e}(z)$  ist gemeinhin unter dem Stichwort Weizsäcker-Williams-Funktion (WW) bekannt und in Analogie zu den Dichtefunktionen des Protoninhaltes im Rahmen des Partonmodells zu sehen. Auf sie werde ich bei der Behandlung des Untergrundprozesses noch einmal zurückkommen.

Für den  $W$ -Prozeß (Abbildung 5) hingegen empfiehlt es sich, die Akollinearität z.B. in Form des Elektronstreuwinkels  $\theta_{e'} = \angle(\vec{e}, \vec{e}')$  oder des Impulsübertrages  $Q_{lep}^2 = -(e - e')^2$  als zweite unabhängige Variable zu generieren. Der Grund, das  $W$ -Signal wird sich als nicht ungewöhnlich genug herausstellen, um ausreichend gegen den Untergrund abgehoben werden zu können und in diesem Zusammenhang ist insbesondere die Frage nach der Detektierbarkeit des gestreuten Eingangselektrons von Bedeutung. Das benötigte 2 dimensionale Photonspektrum lautet bei einer Elektronhelizität  $\lambda_e = \sigma_e/2 = \pm 1/2$  und einer weitergegebenen Photonhelizität  $\lambda_\gamma$  [4][8]:

$$\Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{\sigma_e, \lambda_\gamma} dy dQ_{lep}^2 = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{(1 + \sigma_e \lambda_\gamma) + (1 - \sigma_e \lambda_\gamma)(1 - y)^2}{y} \frac{1}{Q_{lep}^2} dy dQ_{lep}^2 \quad (6)$$

Eine gewisse Besonderheit von Gleichung 6 sind sicherlich die explizit mitgeführten Helizitäten von  $e$  und  $\gamma$ . Sie ermöglichen die vollständige Entfaltung der Helizitätskette  $\lambda_e \rightarrow \lambda_\gamma \rightarrow \lambda_W (\rightarrow \lambda_f)$ , nachdem die harten Wirkungsquerschnitte bereits in ihrer Abhängigkeit von  $(\lambda_\gamma, \lambda_W)$  zur Verfügung stehen (3.3) und sich  $\lambda_W$  relativ problemlos in den  $W$ -Zerfall involvieren läßt (3.4). Die Beziehung zwischen der Elektronpolarisation  $Pol_e$  und der Elektronhelizität ist standardgemäß:

$$Pol_e = \frac{\mathcal{P}_R - \mathcal{P}_L}{\mathcal{P}_R + \mathcal{P}_L} \Rightarrow \mathcal{P}_L = \frac{1}{2}(1 \pm Pol_e)$$

$$\wedge \quad \Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{Pol_e, \lambda_\gamma} = \mathcal{P}_L \cdot \Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{\sigma_e=-1, \lambda_\gamma} + \mathcal{P}_R \cdot \Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{\sigma_e=+1, \lambda_\gamma}$$

Die beiden Integrations-/Generationsvariablen sind die bekannte Skalenvariable  $y = \frac{\gamma \cdot P}{e \cdot P}$  und  $Q_{lep}^2 = -\gamma^2$ . Die Faltung mit dem restlichen Wirkungsquerschnitt findet über

$$\hat{s} = (\gamma + q)^2 = \hat{s}(x, y, \theta_{e'}(y, Q_{lep}^2))$$

statt, was eine Separation des Integrals über das Photonspektrum von den übrigen Integralen vereitelt.

Der Vollständigkeit halber möchte ich an dieser Stelle noch ein interessantes Detail zur Wahl des in  $\Gamma_t$  verwandten Variablensatzes anbringen. Für nicht zu große Streuwinkel  $\theta_{e'}$  liegt es sicherlich nahe,  $y$  durch das bei der WW-Funktion üblicherweise verwendete  $z = \gamma^0/e^0$  zu ersetzen, denn es gilt ja:

$$y = \frac{\gamma \cdot e^0 - e'^0 \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2}}{e^0} \Rightarrow \lim_{\theta_{e'} \rightarrow 0} y = z$$



Dies brächte ohne Zweifel eine vereinfachte Handhabung der  $e' - \gamma$ -Kinematik mit sich; unter den bei uns vorliegenden Umständen führt diese zusätzliche Näherung aber in ein Fiasko.

Die folgenden Überlegungen sind zwar auf den  $W$ -Prozeß zugeschnitten, lassen sich aber ohne weiteres auf viele andere neutralströmige  $e - P$ -Reaktionen übertragen, mehr noch, das beschriebene Problem stellt sich dort meist in viel schärferer Form.

Betrachten wir zunächst das Photonspektrum wie in Gleichung 6 aufgeführt. Es besitzt, oberflächlich besehen, zwei Divergenzstellen,  $y(z) \rightarrow 0$  und  $Q_{lep}^2 \rightarrow 0$ ; bei genauerem Nachrechnen zeigt sich, daß  $Q_{lep}^2$  nur für  $y(z) = 0$  selbst 0 werden kann, bleibt also eine Divergenz bei  $y(z) = 0$ . Diese sollte nun durch die natürliche Bedingung ( $E_{CMS} = \sqrt{s} > m_W$ ) - Folge der  $W$ -Erzeugung im harten Streuprozeß (2) - zu eliminieren sein. Wie in Abbildung 8 zu sehen, funktioniert dies aber nur für  $y$ , nicht hingegen für  $z$ .

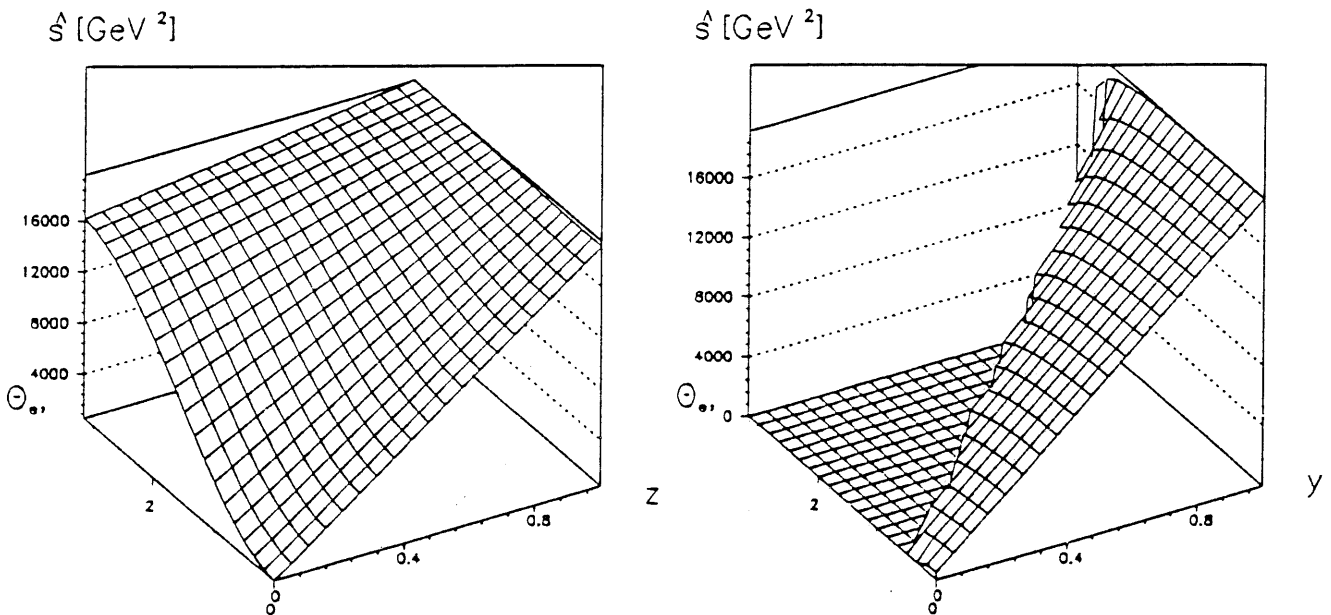


Abbildung 8: Dargestellt ist  $\hat{s}(z||y, \theta_{e'})|_{x=0.2}$ , ein Wert von  $x=q^0/P^0=0.2$  ist beim  $W$ -Erzeugungsprozeß recht häufig anzutreffen.

In der linken Graphik bleibt  $\hat{s}$  offensichtlich auch entlang der Linie ( $z = 0$ ) größer als  $m_W^2$ , sofern nur Elektronstreuungswinkel  $\theta_{e'}$  von mindestens einigen Grad vorausgesetzt werden. Mit anderen Worten, der vom  $\hat{s}$ -Schnitt nicht ausgeschlossene Phasenraumbereich, also der, in dem die Kurve über einer gedachten Ebene durch  $\hat{s} = m_W^2$  liegt, umfaßt auch Divergenzstellen von  $\Gamma_L$ . Rechnerisch läßt sich dies nur für den Extremfall  $\theta_{e'} = \pi$  in gebotener Kürze zeigen (die  $z$ -Achse zeigt konventionsgemäß in Protonenrichtung):

$$\gamma = (e - e') \xrightarrow{\theta_{e'} = \pi} \begin{pmatrix} z e^0 \\ 0 \\ 0 \\ (-|\vec{e}|) - (|\vec{e}'|) \end{pmatrix} \xrightarrow{z=0} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -2e^0 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \hat{s} = (\gamma + q)^2 \approx \gamma^2 + 2\gamma^0 q^0 - 2|\vec{\gamma}||\vec{q}| \cos \pi \approx -4(e^0)^2 + 4e^0 x P^0 \approx 4e^0(x P^0 - e^0)$$

Der letzte Ausdruck kann für nicht zu kleines  $x$  <sup>(8)</sup> ohne weiteres größer als  $m_W^2$  sein. Andere

<sup>7</sup>siehe Formel 7 am Ende des Abschnittes.

<sup>8</sup>Mit  $x$  werde ich durchweg die Energiefraktionierung  $q^0/P^0$  kennzeichnen, was unter den kinematischen Gegebenheiten nicht mit Bjorken- $x = \frac{q_{1+z}^2}{\gamma \cdot P}$  gleichzusetzen ist.

physikalisch begründbare Schnitte, die das Problem lösen könnten, sprich, große Streuwinkel oder kleine Photonenergien ausschließen, lassen sich nicht finden.

Wird hingegen  $y$  eingesetzt, so gilt für die exemplarisch herausgestellte  $(\theta_{e'} = \pi)$ -Linie:

$$y = \frac{\gamma \cdot P}{e \cdot P} = \frac{e \cdot P - e' \cdot P}{e \cdot P} \approx \frac{2e^0 P^0 - e'^0 P^0 (1 + \cos \theta_{e'})}{2e^0 P^0} = \frac{e^0 - e'^0 \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2}}{e^0} \xrightarrow{\theta_{e'} = \pi} 1 \quad (7)$$

Das Verhalten über den gesamten  $\theta_{e'}$ -Bereich ist in der rechten Graphik von Abbildung 8 dargestellt, die Divergenzlinie um  $y = 0$  ist offenbar ausgeschlossen. Der Vergleich beider Graphiken zeigt zudem die Identizität beider Variablen  $y$  und  $z$  in der Zone um  $\theta_{e'} = 0$ , aber eben nur dort.

### 3.2 Einzelheiten zur hadronischen Seite

Punktförmiger Streupartner des in 3.1 abgehandelten Photons ist ein  $u$ - oder  $d$ -Quark, und zwar im wesentlichen ein entsprechendes Valenzquark; Seequarks sind nur zu etwa 5 % an der Erzeugung der  $W$ 's beteiligt. Dies ist Ergebnis eigener Rechnungen mit dem Generator EPEWAX. Die verwendete Parametrisierung der Quarkdichtefunktion  $f_{q/P} \equiv q(x, Q^2)$  ist standardmäßig Satz 1 von Duke und Owens [9].<sup>9</sup> Auf Wunsch ist aber auch der Einsatz anderer Entwicklungen der Protonstruktur aus einem Sortiment von insgesamt 6 angebotenen möglich, bei meiner Wahl habe ich mich an den bereits mehrfach erwähnten Rechnungen von Baur und Zeppenfeld orientiert [4].

Eine weitere Auswahlmöglichkeit besteht angesichts der in  $q(x, Q^2)$  verwendeten QCD-Skala  $Q^2$ . Den zitierten Autoren zufolge habe ich zunächst  $\hat{t} = -(q-q')^2$  genommen. Dies bestätigt recht gut die von ihnen vorausgesagte 20 %-Abweichung zwischen meinen "genäherten" Wirkungsquerschnitten und denen ihrer exakten Integration des  $W$ -Erzeugungsprozesses (vgl. Abschnitt 2.3). Als Alternative böte sich die natürliche Wahl  $Q^2 = Q_{lep}^2 = -\gamma^2$  an, was bei Separation des  $ee'\gamma$ -Vertices und Gebrauch von  $\Gamma_t$  nur möglich ist, wenn  $\gamma^2$  gesondert, unter geeigneter Wahl der Grenzen, gemittelt wird; hier verweise ich auf die Inhalte der Papiere von Altarelli [12] und (als Weiterentwicklung) von Gabrielli [3].  $\gamma^2$  selbst unterschreitet im allgemeinen die  $4 \text{ GeV}^2$ -Marke, Entwicklungspunkt und damit definitive Untergrenze der eingesetzten Parametrisierung. Nach entsprechend umfangreichen Rechnungen in besagten Papieren wird als die zu  $Q_{lep}^2$  äquivalente Wahl bei "Faktorisierung" des Elektronenarmes

$$Q_{Altarelli}^2 \simeq \frac{2 t_{max} \log(xs/m_W^2)}{\log^2(t_{max}/t_{cut})}$$

mit  $x = q^0/P^0$ ,  $t \equiv Q_{lep}^2$ ,  $t_{max} = xs - m_W^2$  und  $t_{cut} = \mathcal{O}(m_e^2)$

genannt. Mit dieser QCD-Skala lassen sich recht gut die Ergebnisse von Baur und Zeppenfeld reproduzieren, die sich einstellende ( $Q^2$ -)Verteilung läßt den kritisch niedrigen Bereich außen vor. In der angefügten Tabelle sind nun eigene und ausgewählte Literaturergebnisse gegenübergestellt [4][3]. Auf die Bedeutung des  $\hat{p}_T$ -Schnittes im Zusammenhang mit dem  $\hat{u}$ -Pol wird in Abschnitt 3.3 näher eingegangen.

Herkunft	$\sqrt{s}$ [GeV]	WW-Näh.	$\hat{u}$ -Pol	QCD-Skala	Schnitte	$\sigma(eP \rightarrow e'W^\pm X)$ [pb]
EPEWAX	313.9	✓	diverg.	$-\hat{t}$	$\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$	0.4765
EPEWAX	313.9	✓	diverg.	$Q_{Alt.}^2$	$\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$	0.5634
Baur/Zeppenf.	313.9	—	regul.	$-\hat{t}$	—	1.318
Baur/Zeppenf.	313.9	—	regul.	$-\hat{t}$	$\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$	0.5714
Gabrielli	300.0	✓	regul.	$Q_{Alt.}^2$	$-\gamma^2 > m_e^2$	0.77

Ziemlich außer der Reihe und deshalb von mir ganz bewußt ausgeklammert liegen die Ergebnisse von Böhm und Rosado [13]. Bei der Schnittkonstellation ( $-\gamma^2 > 4 \text{ GeV}^2$ ,  $-\hat{t} > 4 \text{ GeV}^2$ ,  $W^2 > 10 \text{ GeV}^2$ ) wurde vor allem für  $\sigma(eP \rightarrow e'W^\pm X)$  mit ca. 0.18 pb ein für mich unerklärlich niedriger Wert errechnet, der sich mit EPEWAX nicht annähernd bestätigen ließ. Inwieweit die theoretischen Ansätze von Baur/Zeppenfeld und Böhm/Rosado, z.B. in Anbetracht der zusätzlich einbezogenen Graphen vergleichbar sind, muß ich dahingestellt lassen. Abschließend verbleibt festzuhalten, daß die Konstruktion von  $Q^2$  erstaunlich starken Einfluß auf die Integrationsergebnisse des  $W$ -Prozesses hat ( $\mathcal{O}(20 \%)$ ). Alle weiteren Untersuchungen stützen sich diesbezüglich auf  $Q_{Altarelli}^2$ ; ein Wechsel nach  $-\hat{t}$  beispielsweise hätte freilich keine gravierende Einwirkung auf den Verlauf, sondern lediglich auf die Normierung der noch zu besprechenden Verteilungen.

<sup>9</sup>Der Programmcode entstammt der Routine PYSTFU, Bestandteil des Hadron-Hadron-Simulationsprogrammes PYTHIA48 [10].

### 3.3 Komposition des Gesamtwirkungsquerschnittes

Nach den Abschnitten 3.1 und 3.2, die sich mit der näherungsweise Behandlung der "Randbezirke" des Inklusivprozesses (1) auseinandergesetzt haben, sind wir nun in der Lage, sämtliche Komponenten zum Gesamtwirkungsquerschnitt zusammenzufügen. Hierzu sind vorweg einige weitergehende Nomenklaturerläuterungen angebracht:

- Der harte Streuprozeß ( . . . ) lautet im Detail :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} + \gamma \rightarrow \begin{pmatrix} d \\ u \end{pmatrix} + W^\pm$$

Ich werde die beiden Fälle über die  $W$ -Ladung  $e_W$  unterscheiden.

- Der zugehörige Streuwinkel  $\hat{\theta}$  ist als  $\angle(\vec{q}, \vec{q}') = \angle(\vec{\gamma}, \vec{W})$  definiert,  $\hat{p}$  steht immer für  $\frac{\hat{s} - m_W^2}{2\sqrt{\hat{s}}}$ , dem 3er-Impulsbetrag der auslaufenden Teilchen des Subprozesses im  $\widehat{CMS}$ .
- $\beta$  ist Abkürzung für  $(1 - m_W^2/\hat{s})$ ,  $\beta_W$  ersetzt  $(\hat{s} - m_W^2)/(\hat{s} + m_W^2)$ .
- $\lambda_\gamma$  und  $\lambda_W$  sind Teilchenhelizitäten, nicht zu verwechseln mit den ähnlich lautenden Parametern  $\lambda, \bar{\lambda}$  des  $WW\gamma$ -Vertices; diese Größen -  $\kappa, \bar{\kappa}, \lambda$  und  $\bar{\lambda}$  - habe ich bei den Übergangsamplituden  $\mathcal{A}_{...}$  der Übersicht halber unterdrückt.

Alle übrigen Symbole müßten vertraut sein, gehen wir also ans Werk:

$$\frac{d\sigma}{dx dy d \cos \hat{\theta} dQ_{lep}^2|_{Pol_e}} = \sum_{e_W = \pm 1} \sum_{\lambda_\gamma = \pm 1} \sum_{\lambda_W = 0, \pm 1} \frac{d\sigma}{dx dy d \cos \hat{\theta} dQ_{lep}^2|_{\lambda_\gamma, \lambda_W}^{e_W, Pol_e}} \quad (8)$$

und weiter

$$\frac{d\sigma}{dx dy d \cos \hat{\theta} dQ_{lep}^2|_{\lambda_\gamma, \lambda_W}^{e_W, Pol_e}} = \Gamma_t(y, Q_{lep}^2|_{Pol_e, \lambda_\gamma}) \cdot \frac{d\hat{\sigma}^{e_W}}{d \cos \hat{\theta}|_{\lambda_\gamma, \lambda_W}}(\cos \hat{\theta}, \hat{s}) \cdot q(x, Q^2; e_W) \quad (9)$$

und

$$\frac{d\hat{\sigma}^{e_W}}{d \cos \hat{\theta}|_{\lambda_\gamma, \lambda_W}}(\cos \hat{\theta}, \hat{s}) = \frac{\beta}{64\pi\hat{s}} \left[ \frac{e^2}{\sqrt{2} \sin \theta_{Wb}} \frac{\hat{s}}{\hat{s} + m_W^2} \sqrt{\beta} \right]^2 \cdot |\mathcal{A}_{\lambda_\gamma, \lambda_W}^{e_W}(\cos \hat{\theta}, \hat{s})|^2 \quad (10)$$

$\Gamma_t(\dots)_{...}$  und  $q(\dots)$  sind in Kapitel 3.1 bzw. 3.2 vorgestellt worden;  $\mathcal{A}_{...}$  habe ich komplett aus [4], S.258 übernommen - eine Abschrift ist im Anhang A zu finden. Der Vorfaktor  $\frac{1}{64}$  in Gleichung 10 berücksichtigt bereits, daß die beteiligten Quarks - sie hatten wir als masselos angenommen - nur einen Helizitätszustand  $\lambda_q = -1/2$  einnehmen können.

Nicht explizit aufgeführt sind die zwei Azimutalwinkel  $\phi_e$ , für die von  $\vec{e}'$  und  $\vec{\gamma}$  aufgespannte Ebene und  $\hat{\phi}$  der Subprozeßprodukte  $\vec{W}$  und  $\vec{q}'$  (in  $\widehat{CMS}$ ). Sie werden beide als voneinander unabhängig und gleichverteilt ( $[0, 2\pi]$ ) angesetzt, worin eine schwache Näherung steckt. In der Sichtweise der klassischen E-Dynamik ausgedrückt läßt sich dies wie folgt verstehen: In dem Maße wie  $\theta_e$  und infolge  $Q_{lep}^2$  ansteigen, muß sich der Polarisationsvektor der vom Elektron  $e$  abgestrahlten elektromagnetischen Welle zur  $\vec{e} - \vec{e}'$ -Ebene (in der neben  $\vec{\gamma}$  auch  $\vec{P}$ ,  $\vec{q}$  und  $d\vec{q}$  liegen) senkrecht ausrichten, womit erzwungenermaßen der Anteil transversal polarisierten "Lichtes" verstärkt wird. Im Korrespondenzschluß zur quantentheoretischen Formulierung bedeutet dies, daß strenggenommen mit anwachsender  $\gamma$ -Virtualität die Helizitätseigenzustände des Photons als Pendant zu zirkular polarisiertem Licht

durch entsprechende Linearkombinationen von  $|\lambda_\gamma = \pm 1\rangle$  zu ersetzen sind, die bereits auf Amplitudenebene den  $ee'\gamma$ -Vertex mit den Subprozeßamplituden  $\mathcal{A}_{\lambda_\gamma, \lambda_W}$  verquicken. In Anbetracht der stark bei Null konzentrierten Verteilungen von  $\theta_{e'}$  (Abb.19) und  $Q_{lep}^2$  (Abb.18) ist die Separation beider Vertices und in Konsequenz die Vernachlässigung der Korrelation zwischen  $\phi_{e'}$  und  $\hat{\phi}$  allerdings als vergleichsweise geringfügige Approximation anzusehen.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt, wie ihn Gleichung 8, 9 und 10 zeigen, besitzt, neben der in 3.1 bereits behandelten Divergenz bei  $y = 0$ , weitere Pole bei  $\cos \hat{\theta} = -1$  und  $x = 0$ , die sich folgendermaßen eliminieren lassen.  $\hat{\theta} = \pi$  ist für nicht zu großes  $\theta_{e'}$  (\*) gleichbedeutend mit  $\hat{u} = 0$ , denn

$$\hat{u} = (\gamma - q')^2 \stackrel{*}{\approx} -2\gamma \cdot q' \approx -2|\vec{\gamma}||\vec{q}'|\{1 - \cos(\pi - \hat{\theta})\} = -2|\vec{\gamma}||\vec{q}'|(1 + \cos \hat{\theta})$$

Eine Einbeziehung des  $ee'\gamma$ -Vertices in das Prozeßmatrixelement würde diesen  $\hat{u}$ -Pol regularisieren, und zwar vermittelt der Untergrenze für  $-\gamma^2$  infolge der von Null verschiedenen Elektronmasse. Dies wird z.B. in den Rechnungen von Baur/Zeppenfeld oder Altarelli/Gabrielli ausgenutzt. Im Fall unseres auf den Subprozeß  $\gamma q \rightarrow Wq'$  beschränkten Matrixelementes ist diesem Problem nur über einen Grundschnitt beizukommen, z.B. einer Untergrenze für  $\hat{p}_T = \hat{p} \sin \hat{\theta} \approx q'_T \approx W_T$ . Im Einklang mit der Stärkung des  $\hat{t}_W$ -Kanals (Absch.2.1) stehen deshalb alle weiteren Ergebnisse und Graphiken unter der Auflage  $\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$ . Die verbleibende Divergenz bei  $x = 0$  - Verursacher ist  $q(x, Q^2)$  - wird durch die "natürliche" Bedingung  $\hat{s} > m_W^2$  umschifft. Aus  $x = 0$  folgt:

$$q = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \hat{s} = \gamma^2 = (e - e')^2 = 2m_e^2 - 2e \cdot e' \approx 2m_e^2 - 2e^0 e'^0 (1 - \cos \theta_{e'}) \leq 2m_e^2 \ll m_W^2$$

In Abbildung 9 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses (10) im SM bezüglich seiner  $\hat{s} - \cos \hat{\theta}$ -Abhängigkeit zu sehen. Es wurde über die  $W$ -Ladung und  $W$ -Helizität summiert, respektive über die Photonhelizität gemittelt. Genaugenommen ist die zu sehende Graphik nicht mit den Baur/Zeppenfeld-Formeln, sondern nach einem Papier von Kamal, Ng und Lee erstellt worden [14][15](Anh. A). Diese bereits 1981 erschienene Veröffentlichung läßt die Helizitäten unberücksichtigt, behandelt  $\lambda_\gamma$  und  $\lambda_W$  also wie oben beschrieben. Sie involviert zwecks Parametrisierung der  $W$ -Struktur nur  $\kappa$  und leitet einen entsprechenden differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der Mandelstamvariablen  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  und  $\hat{u}$  ab, der (nach Vernachlässigung des Cabibbo-Winkels) mit der bisher verwendeten Variante exakt übereinstimmt. Diese Tatsache gibt den in EPEWAX zum Einsatz kommenden Formeln 8 bis 10 eine zusätzliche Vertrauenswürdigkeit und bietet zudem bei einer ganzen Reihe von Fällen die Möglichkeit, sie durch die wesentlich kürzeren und Rechenzeit sparenden "Lee-Formeln" zu ersetzen. Die abschließende Graphik (Abb. 10) zeigt den SM-Gesamtwirkungsquerschnitt  $\sigma(eP \rightarrow e'WX)$  unter HERA-Bedingungen in Abhängigkeit von dem zuvor eingeführten, unumgänglichen Grundschnitt im Transversalimpuls der Subreaktion  $\hat{p}_T \approx q'_T \approx W_T$ .

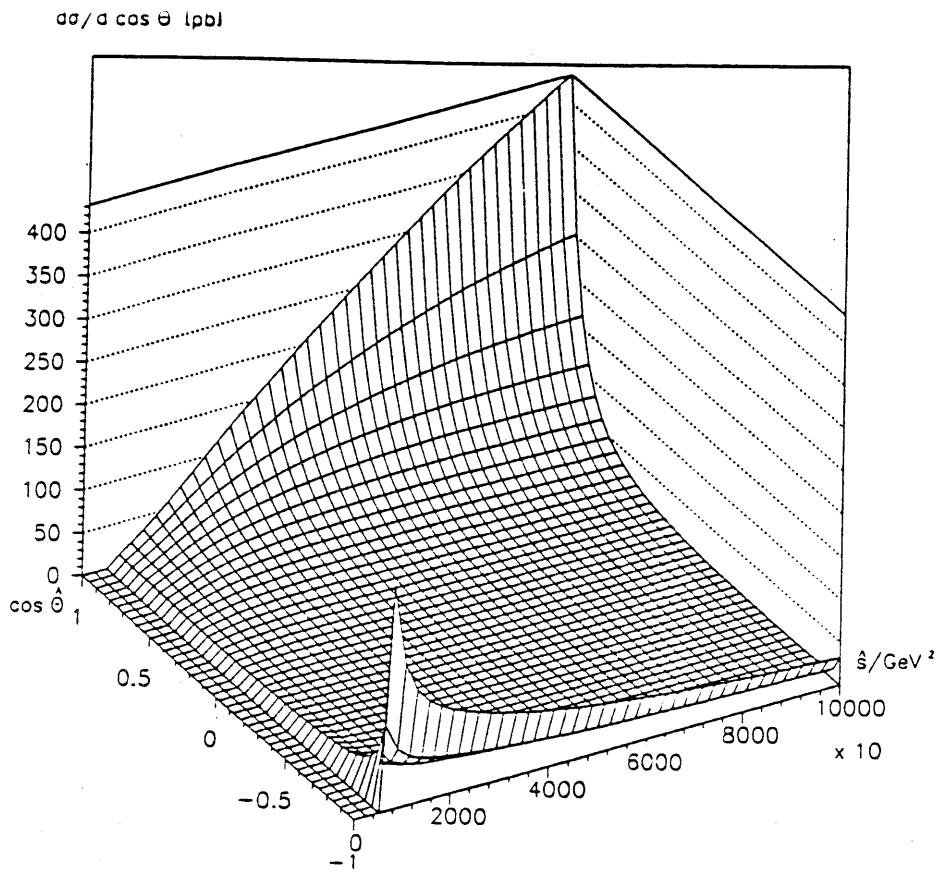


Abbildung 9:  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}(\cos\hat{\theta}, \hat{s})$ ; es ist sehr schön der  $\hat{u}$ -Pol ( $\cos\hat{\theta} = -1, \hat{s} \rightarrow m_W^2$ ) und die " $\hat{t}$ -Wand" ( $\cos\hat{\theta} \rightarrow 1$ ) zu sehen. Eine Mindestforderung an  $\hat{p}_T$  schneidet besonders an den "Ecken" ( $\cos\hat{\theta} \rightarrow \pm 1, \hat{s} \rightarrow 0$ ) sehr stark weg und hebt somit den Anteil des  $\hat{t}$ -Kanals gegenüber dem ansonsten zu dominierenden  $\hat{u}$ -Kanal.

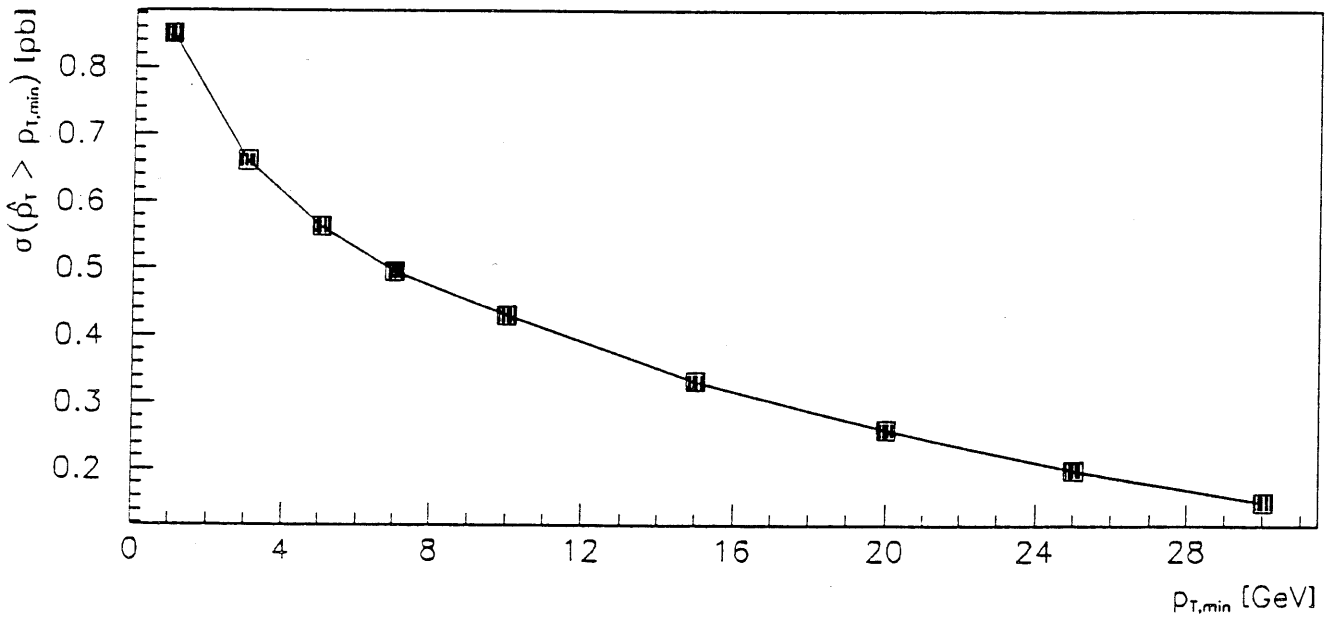


Abbildung 10:  $\sigma(\hat{p}_T > p_{T,min})$  über  $p_{T,min}$ , wie von EPEWAX berechnet; es gelten die im Text gemachten Angaben.

### 3.4 Zerfall des $W$ -Bosons

Das  $W$ -Boson kann sich bei einer Lebensdauer von ungefähr  $10^{-25}$  Sekunden dem Detektor nur über seine Zerfallsprodukte "kundtun", es selbst ist nicht direkt meßbar. Eine Prozeßgeneration ist mithin erst vollständig, wenn sie die Vierervektoren der  $W$ -Zerfallsprodukte, z.B. zweier Leptonen oder, nach hadronischem Zerfall, zweier vollständig aushadronisierter Jets, enthält. Angesichts der von neueren Analysen prognostizierten Topmasse jenseits 80 GeV verbleiben für den  $W$ -Zerfall die in Tabelle 3 präsentierten Kanäle.

$W$ -Zerfallskanal	Anteil
$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ * $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$	10.5 %
$W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ * $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	10.5 %
$W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ * $W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$	10.5 %
$W^+ \rightarrow u\bar{d}$ * $W^- \rightarrow d\bar{u}$	32.9 %
$W^+ \rightarrow c\bar{s}$ * $W^- \rightarrow s\bar{c}$	32.9 %
$W^+ \rightarrow u\bar{s}$ * $W^- \rightarrow s\bar{u}$	1.35 %
$W^+ \rightarrow c\bar{d}$ * $W^- \rightarrow d\bar{c}$	1.35 %

Tabelle 3:  $W$ -Zerfallsraten, alle übrigen Kanäle haben einen verschwindenden Anteil.

EPEWAX integriert der Einfachheit halber nicht direkt über den Gesamtprozeß (1). Stattdessen wird der  $W$ -Zerfall nachträglich ausgeführt, es besteht somit keine Kohärenz zu den übrigen Vertices, die Integration der Zerfallsvariablen ist faktorisiert. Genaugenommen vollzieht mein Programm nur den unmittelbaren Zerfall  $W \rightarrow f\bar{f}$ . Weitere Zerfälle und insbesondere die Fragmentation der hadronischen Kanäle übernimmt das Jetfragmentations-Monte-Carlo JETSET72 ([16], 8.2.2). Besagtes Programm wäre auch in der Lage, den Zerfall des  $W$ 's zu würfeln, sein Manko ist nur, daß es die Polarisation der beteiligten Teilchen nicht berücksichtigt. Dies stellt an sich schon eine Näherung dar, läßt es aber insbesondere nicht zu, den Einfluß des  $WW\gamma$ -Vertices zu simulieren, der über die Besetzung der  $W$ -Helizitäten  $\lambda_W$  gemäß  $\sigma_{(eW),\lambda_W}(\kappa, \bar{\kappa}, \lambda, \bar{\lambda})$ <sup>10</sup> ins Spiel kommt. Konsequenz wäre, daß ein zusätzliches wenn auch schwierig meßbares Indiz für die gesuchte Kopplungsanomalie nicht zugänglich wäre.

Die Beziehung zwischen  $\lambda_W$  und der Winkelverteilung von  $f$  bzw.  $\bar{f}$  im  $W$ -Ruhssystem (WS) sieht im einzelnen so aus: Jeder Zweikörperzerfall eines Ausgangsteilchens mit Spin  $J$  und Spinprojektion  $J_3$  in Endteilchen der unbeobachteten Helizitäten  $\lambda_1, \lambda_2$  ( $\lambda =: \lambda_1 - \lambda_2$ ) läßt sich bei geeignet gewählter Darstellung der 1- bzw. 2-Teilchenzustände als Linearkombination von quadratischen  $d$ -Matrizen ausdrücken, in denen die gesamte variable Kinematik absorbiert ist:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega_{|J,J_3}} \sim \sum_{\lambda_1, \lambda_2} (d_{J_3\lambda}^J(\bar{\theta}))^2 |t_{\lambda_1\lambda_2}|^2 \quad (11)$$

$\bar{\theta}$  ist ansatzgemäß der Winkel zwischen der Flugrichtung des "1." Teilchens und der Quantisierungsachse des  $W$ -Spins, beides in Bezug auf WS. Auf der anderen Seite ist unsere Eingabevariable  $\lambda_W$ , und zwar bezogen auf  $\widehat{CMS}$  - die erhebliche, keineswegs zu vernachlässigende Masse des  $W$ -Bosons bedingt die Bindung von  $\lambda_W$  an ein Bezugssystem. Erst die Definition  $\bar{\theta} = \angle(\vec{f}_{WS}, \vec{W}_{\widehat{CMS}})$ , wobei Teilchen 1(2) nun mit  $f(\bar{f})$  identifiziert wurde, macht bei Verwertung des Zusammenhangs

$$\lambda_W(\widehat{CMS}) = \dots (\text{Boost: } \vec{W}_{\widehat{CMS}} \rightarrow \epsilon \vec{W}_{\widehat{CMS}}) \dots = \lambda_W(\epsilon) \stackrel{\epsilon \rightarrow 0}{=} J_{|\vec{W}_{\widehat{CMS}}}^3(W_S)$$

<sup>10</sup>nach Integration der bis auf  $\sum_{\lambda_\gamma}$  aufgelösten inkohärenten Summe in Gleichung 8.

die Substitution  $J_3(WS) \rightarrow \lambda_W(\widehat{CMS})$  möglich. Desweiteren können dann wegen  $m_f \ll f_{WS}^0 = \frac{m_W}{2}$  die Helizitäten von  $f$  zu  $\lambda_f = -\frac{1}{2} = -\lambda_{\bar{f}}$  festgesetzt werden, mit der Konsequenz:

1.  $|t_{\lambda_1 \lambda_2}|^2 = |t_{-\frac{1}{2} \frac{1}{2}}|^2$  wird unabhängiger Vorfaktor
2.  $\sum_{\lambda_1, \lambda_2}$  fällt zusammen
3.  $\lambda = \lambda_f - \lambda_{\bar{f}} = -1$

Unter diesen Bedingungen läßt sich Gleichung 11 stark vereinfachen:

$$\frac{d\Gamma^{W \rightarrow f\bar{f}}}{d\Omega} \Big|_{\lambda_W = \begin{pmatrix} \pm 1 \\ 0 \end{pmatrix}} \sim (d_{\lambda_W -1}^1(\bar{\theta}) \Big|_{\lambda_W = \begin{pmatrix} \pm 1 \\ 0 \end{pmatrix}})^2 \sim \left( \frac{\frac{1}{2}(1 \mp \cos \bar{\theta})^2}{\sin^2 \bar{\theta}} \right) = \left( \frac{\frac{1}{2}(1 - (\lambda_W) \cos \bar{\theta})^2}{\sin^2 \bar{\theta}} \right) \quad (12)$$

Die scheinbare Invarianz unter  $C$ -Transformation - Gleichung 12 ist nominell frei von irgendwelchen Flavourindizes - wird durch die geschickte Wahl der Winkeldefinition nur vorgetäuscht.  $\bar{\theta}$  ist gerade so definiert, daß bei Teilchen-Antiteilchen-Konjugation auch der Winkelbezug wechselt.

Verantwortlich für die Bevorzugung oder Benachteiligung bestimmter  $\bar{\theta}$ -Regionen bei gegebenem  $\lambda_W$  ist die Stellung der Spins zueinander, was in der Frage nach Auftreten oder Nichtauftreten eines *Spinflips* kulminiert. Ein Blick auf Abbildung 13 vergegenwärtigt diese Art einer "geometrischen" Plausibilisierung der Abhängigkeiten aus Gleichung 12: Mit den invarianten Helizitäten von  $f$  und  $\bar{f}$  ist die Projektion des  $f - \bar{f}$ -Gesamtspins in Richtung der Quantisierungsachse ( $\vec{W}_{\widehat{CMS}}$ ) einzig von  $\bar{\theta}$  abhängig, sodaß mit Angabe von  $\lambda_W$  über den Koinzidenzgrad der Spinprojektionen von Edukt- und Produktseite eine rudimentäre Abschätzung zur Wahrscheinlichkeit der betrachteten Situation möglich ist.

Die Transversalimpulsverteilung von  $f(\bar{f})$  kann nun sofort abgeleitet werden (eine mit  $\bar{\cdot}$  gekennzeichnete Größe bezieht sich auf das  $W$ -Ruhsystem WS):

$$\frac{d\Gamma}{d\bar{p}_T} = \left| \frac{d\bar{p}_T}{d \cos \bar{\theta}} \right|^{-1} \frac{d\Gamma}{d \cos \bar{\theta}} = \dots = \frac{\bar{p}_T}{\bar{p}} \frac{1}{\sqrt{\bar{p}^2 - \bar{p}_T^2}} \frac{d\Gamma}{d \cos \bar{\theta}}$$

Es ist dies die bekannte durch den Variablenwechsel charakterisierte Verteilung mit dem 'Jacobian'-Peak am oberen Limit bei  $\bar{p}_T \xrightarrow{\bar{\theta}=\pi/2} \bar{p} \stackrel{\text{hier}}{=} \frac{m_W}{2}$ . Auch nach Transformation ins Laborsystem(LS) mit der zugehörigen Verschmierung der  $\bar{p}_T$ -Verteilung um den  $W$ -eigenen Transversalimpuls  $W_T(LS)$  - bei der infolge die Transversalimpulse der Zerfallsprodukte auch Regionen oberhalb  $m_W/2$  erreichen - bleibt dieser Peak eine hilfreiche Größe bei der Auslese der  $W$ -Ereignisse.



Ereignisanzahl

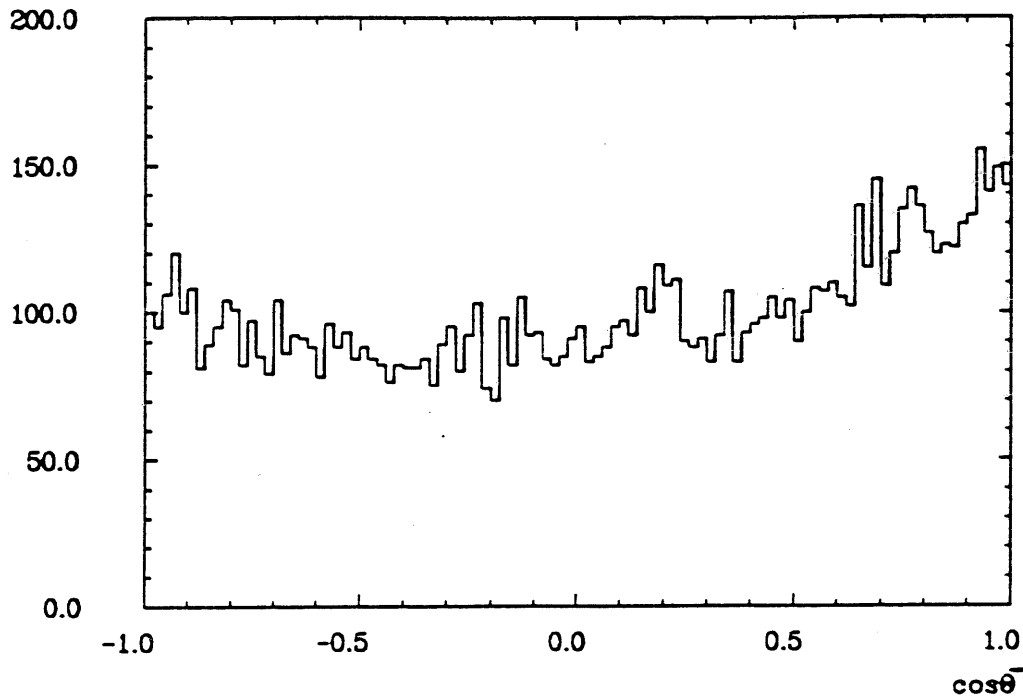


Abbildung 11:  $\cos \bar{\theta}$ -Verteilung bei unpolarisierten Strahlelektronen unter Zugrundelegung des Standardmodells. Der  $W$ -Zerfall ist augenscheinlich nahezu isotrop, d.h.  $\sum_{\lambda_W} \sigma_{(eW),\lambda_W} \cdot \frac{d\Gamma}{d \cos \theta |_{\lambda_W}}$  ist nur schwach von  $\cos \bar{\theta}$  abhängig.

Ereignisanzahl

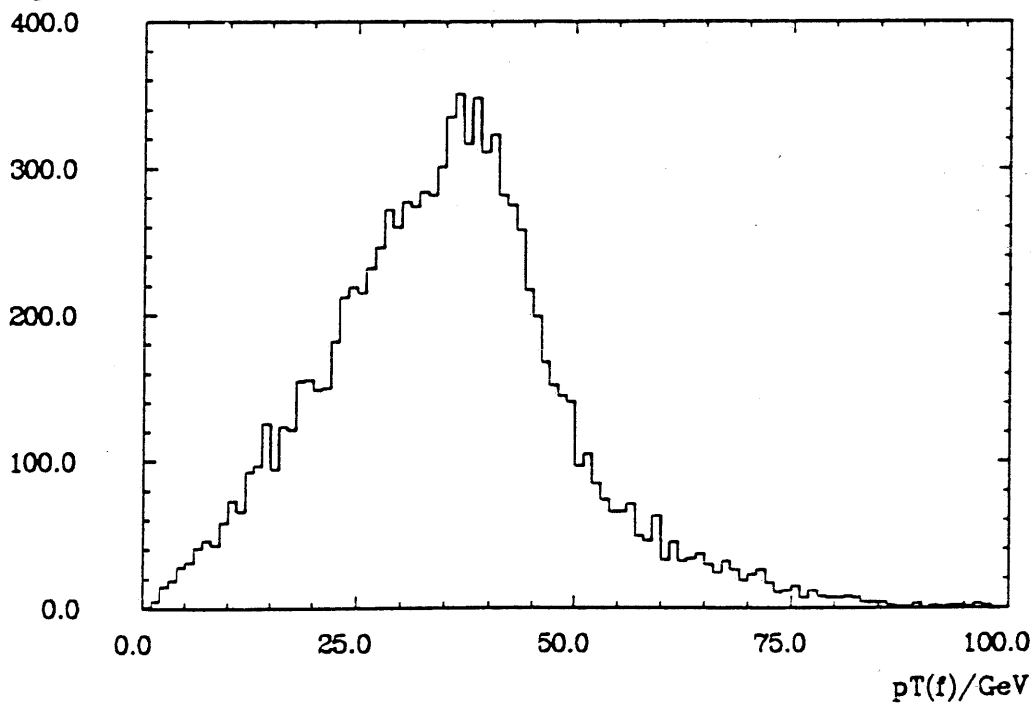


Abbildung 12:  $p_T(f)$ -Verteilung unter der Restriktion  $\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$ ; darüberhinaus gelten die in Figur 11 aufgeführten Bedingungen. Der gezeigte Verlauf ist für  $f$  und  $\bar{f}$  identisch (trotz  $\hat{p}_T$ ), ein weiteres Indiz für die Zerfallsisotropie.

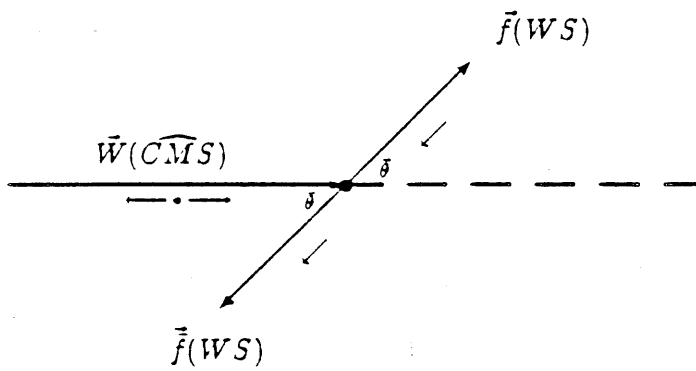


Abbildung 13: Beispiel für eine Winkel-Helizitäts-Konstellation beim  $W$ -Zerfall, man beachte die Stellung des  $f - \bar{f}$ -Gesamtspins (in Abhängigkeit von  $\bar{\theta}$ ) zum  $W$ -Spin (bei gegebenem  $\lambda_W$ ).

### 3.5 Intermezzo: die elastische $W$ -Produktion

Nachdem nun alle wichtigen Formeln, Beziehungen und Größen eingeführt sind, die bei der Integration der *inelastischen  $W$ -Produktion* (1) eine Rolle spielen, möchte ich in einem kurzen Abstecher eine interessante, etwas exotische Abart, die *elastische  $W$ -Produktion* vorstellen. Wie in der Bezeichnungsweise des Prozesses bereits angedeutet, findet hierbei keine Auflösung des Protons in seine partonischen Bestandteile statt. Vielmehr strahlt es unter Wahrung seiner Konsistenz ein quasireelles Photon ab, das entweder direkt ( $\hat{s}_e$ -Kanal) oder – nach vielzitiertem  $\gamma WW$ -Übergang – vermittelt des virtuellen  $W$ 's ( $\hat{t}_W$ -Kanal) mit dem einlaufenden Elektron in Interaktion tritt (Abb. 14). In gewohnter Kurzform:

$$e^- P \rightarrow \nu_e W^- P'$$

Ein kurzer Blick auf die Feynmangraphen entlarvt die Verwandtschaft zur inelastischen  $W$ -Erzeugung: Lepton- und Hadronseite sind quasi vertauscht; der "Protonarm" ( $P \rightarrow P' \gamma$ ) hat die Stelle des "Elektronarmes" ( $e \rightarrow e' \gamma$ ) eingenommen und im Gegenzug ist der hadronische Flavourwechsel ( $q \rightarrow q'$ ) jetzt ein leptonischer ( $e^- \rightarrow \nu_e$ ).

Ein bedeutender Unterschied ist allerdings das Fehlen des  $\hat{u}$ -Kanals, hierbei müßte das Photon direkt mit dem  $\nu_e$  verkoppelt werden. Es kann infolge auf einen  $\hat{p}_T$ -Schnitt verzichtet werden, nichtsdestotrotz bleibt der Gesamtwirkungsquerschnitt ziemlich klein. Unter HERA-Bedingungen und den noch zu diskutierenden Details (s.u.) habe ich mit einer entsprechend modifizierten EPEWAX-Version einen Wert von ca. 0.028 pb (ohne Schnitte) bestimmt. Drei Gründe können hier auf Anhieb ins Feld geführt werden:

1. Es kann nur ein Ladungszustand des  $W$ 's erzeugt werden,
2. es fehlt ein Kanal ( $\hat{u}$ ) mit seinen zwei Interferenztermen – letzteres scheint im  $\hat{p}_T (\approx \nu_{e;T} \approx W_T)$ -starken Bereich einen wesentlichen Anteil an der Prozeßrate zu stellen – und ...
3. die Photondichtefunktion des Protons  $f_{\gamma/P}(\chi)$  ist im Vergleich zum elektronischen Photonspektrum  $\Gamma_t$  in der Energieabzweigung zum  $\gamma$  so weich, daß trotz der fehlenden Faltung über die  $P - q$ -Fraktionierung die Energieschwelle  $E_{\widehat{CM}S} = \sqrt{\hat{s}} = \sqrt{\chi s} \geq m_W$  zu selten überschritten wird.

Den erwähnten  $PP'\gamma$ -Vertex habe ich mit Hilfe einer erst kürzlich abgeleiteten sehr aufwendigen Parametrisierung in  $\chi = \gamma^0/P^0$  beschrieben [17]. Hierbei wurde eine Photonpolarisation nicht mit einbezogen, die Verwendung der "Lee-Variante" für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Subprozesses  $e\gamma \rightarrow \nu_e W$  bleibt mithin ohne weiteren Informationsverlust:

$$\frac{d\sigma}{d\chi d\hat{t}} = f_{\gamma/P|unpol P,\gamma}(\chi) \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}|_{Q=1}(\hat{s} = \chi s, \hat{t})$$

Der Parameter  $Q$  steht im Originalpapier [14][15] für den Ladungsbetrag des einlaufenden Quarks  $q$ . Er ist hier durch  $|e_{(e^-)}| = |-1|$  zu ersetzen mit der bereits erwähnten Konsequenz, daß alle  $\frac{1}{2}$ -Terme verschwinden. Zum Schluß eine Bemerkung zur Signatur. Selbst nach hadronischem  $W$ -Zerfall kann die Kombination aus zwei  $p_T$ -starken Jets plus hochenergetischem eigenständigen Proton oder gänzlich signalfreier Strahlrohrumgebung im Vorwärtsbereich<sup>11</sup> als äußerst ungewöhnlich und selten angesehen werden. Die zusätzliche, vom  $W$ -Zerfall unabhängige  $p_T$ -Unbalanciertheit durch das Neutrino  $\nu_e$  ist zumeist eher klein.

<sup>11</sup>Hierüber wird erst die Einführung der Winkelabhängigkeit in  $f_{\gamma/P}$  oder eine exakte Kalkulation endgültig Aufschluß geben (vermutlich ist letzteres zutreffend).

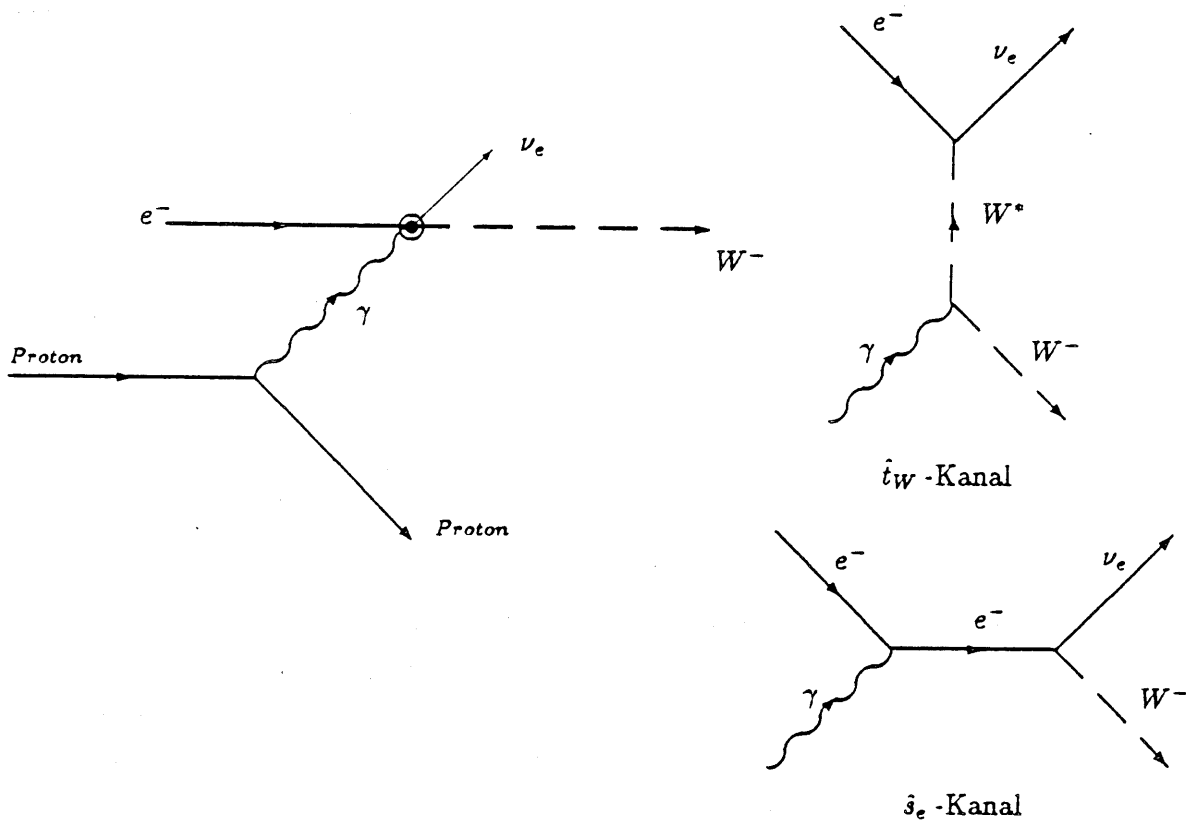


Abbildung 14: Feynmangraphen zu Inklusivprozeß und den beiden Subprozeßkanälen der elastischen  $W^-$ -Erzeugung.

### 3.6 Variablenspektren der Grundkinematik

Bevor ich mich in Abschnitt 3.7 dem Wirkungsbereich und der Funktionsweise des Jetfragmentations-Monte-Carlos JETSET72 widme, möchte ich zuvor die interessantesten der Ergebnisse vorstellen, die mit EPEWAX ohne Einsatz der Fragmentation zu gewinnen sind.

Zunächst, als Bestätigung des in Abschnitt 2.1 zum Einfluß der einzelnen Graphen Gesagten, die  $\cos\hat{\theta}$ -Verteilung. Von zentraler Bedeutung für ihr Aussehen ist der  $\hat{p}_T$ -Schnitt. Er verschiebt die Majoritäten an generierten Ereignissen zwischen den Graphen von Abbildung 3. Je kleiner der  $\hat{p}_T$ -Schnitt, umso dominanter ist der  $\hat{u}_q$ -Graph mit  $\widehat{CM S}$ -Streuwinkeln um  $\hat{\theta} = \pi$ , je größer der  $\hat{p}_T$ -Schnitt, umso stärker wird der vom  $WW\gamma$ -Vertex geprägte  $\hat{t}_W$ -Graph mit Streuwinkeln von 0 bis  $\frac{\pi}{2}$ . Für die graphische Gegenüberstellung habe ich exemplarisch  $\hat{p}_T > 0.5 \text{ GeV}$  und  $\hat{p}_T > 5.0 \text{ GeV}$  gewählt.

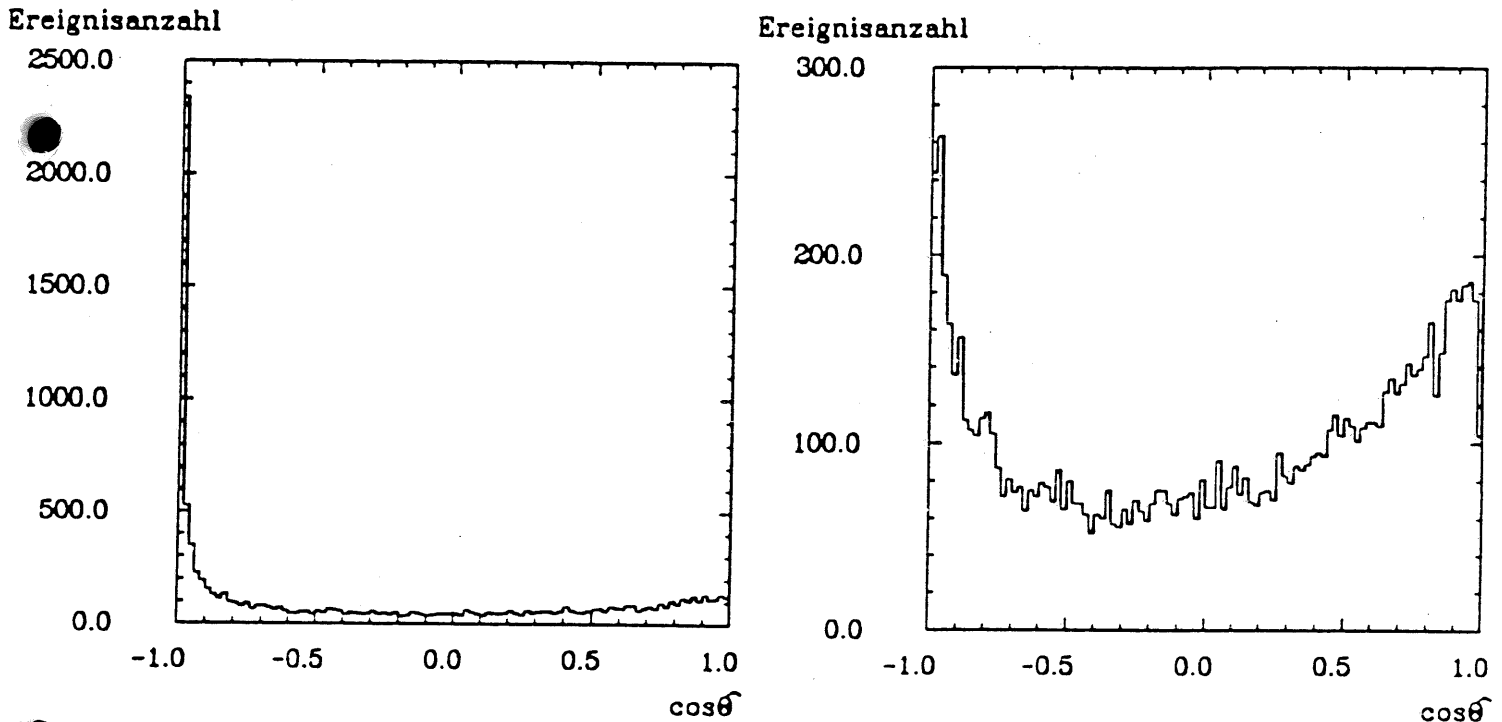


Abbildung 15: Würfelspektrum von  $\cos\hat{\theta}$  für  $\hat{p}_T > 0.5 \text{ GeV}$  (links) und  $\hat{p}_T > 5.0 \text{ GeV}$  (rechts) unter HERA-Bedingungen.

Weitere zentrale Größen der Prozeßkinematik sind  $x_{(q)}$  ( $= q^0/P^0$ ) und  $y$ . Sie sind die Variablen der Faltungsfunktionen,  $\Gamma_e$  für die Elektronenseite und  $q(x_{(q)}, Q^2)$  für die Protonenseite. Betrachtet man hierzu die über den Gesamtwirkungsquerschnitt generierten Verteilungen dieser Größen, so ist vom ursprünglichen Verlauf und Aussehen dieser Funktionen nicht mehr viel zu sehen. Ein bestärkendes Indiz dafür, daß sich diese Faltungen auf keinen Fall vom Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses getrennt generieren lassen, sozusagen vorgenerieren. Die Ursache dieser "Verzerrung" wird bei Anblick von Abbildung 17 sofort einsichtig. Die  $\sqrt{\hat{s}}$ -Verteilung ist erwartungsgemäß durch die  $W$ -Masse nach unten begrenzt, schnellst um  $\sqrt{\hat{s}} = m_W$  nach oben um hinter der Schwelle wieder langsam auf Null abzusinken. Wenn man sich nun vor Augen hält, daß für die meisten Ereignisse, nämlich all jene, für die  $\theta_e$  nicht zu groß ist, gilt

$$\hat{s} = (\gamma + q)^2 \approx 2\gamma \cdot q \approx 2\gamma^0 q^0 (1 - \cos\pi) = 4\gamma^0 q^0 \approx 4 y e^0 x P^0 \approx x y s ,$$

so werden folglich überhaupt nur Ereignisse akzeptiert, bei denen das Produkt  $(x \cdot y)$  den Wert  $\frac{m_W^2}{s} \stackrel{\text{HERA}}{\approx} 0.068$  nicht unterschreitet.

Das Histogramm zu  $Q_{lep}^2$  (Abb.18) zeigt sich hingegen im Vergleich zum  $1/Q_{lep}^2$ -Verlauf des Photonspektrums  $\Gamma_t$  nur unwesentlich verändert, die Modifikation durch den Rumpfwirkungsquerschnitt zu  $\gamma P \rightarrow W q' d q$  ist bei dieser Variable offenbar zu vernachlässigen. Dies deutet schon jetzt auf eine stark kollineare Abstrahlung des Photons hin, was gleichbedeutend mit einem überwiegend in der Strahlachse verschwindenden Elektron ist.

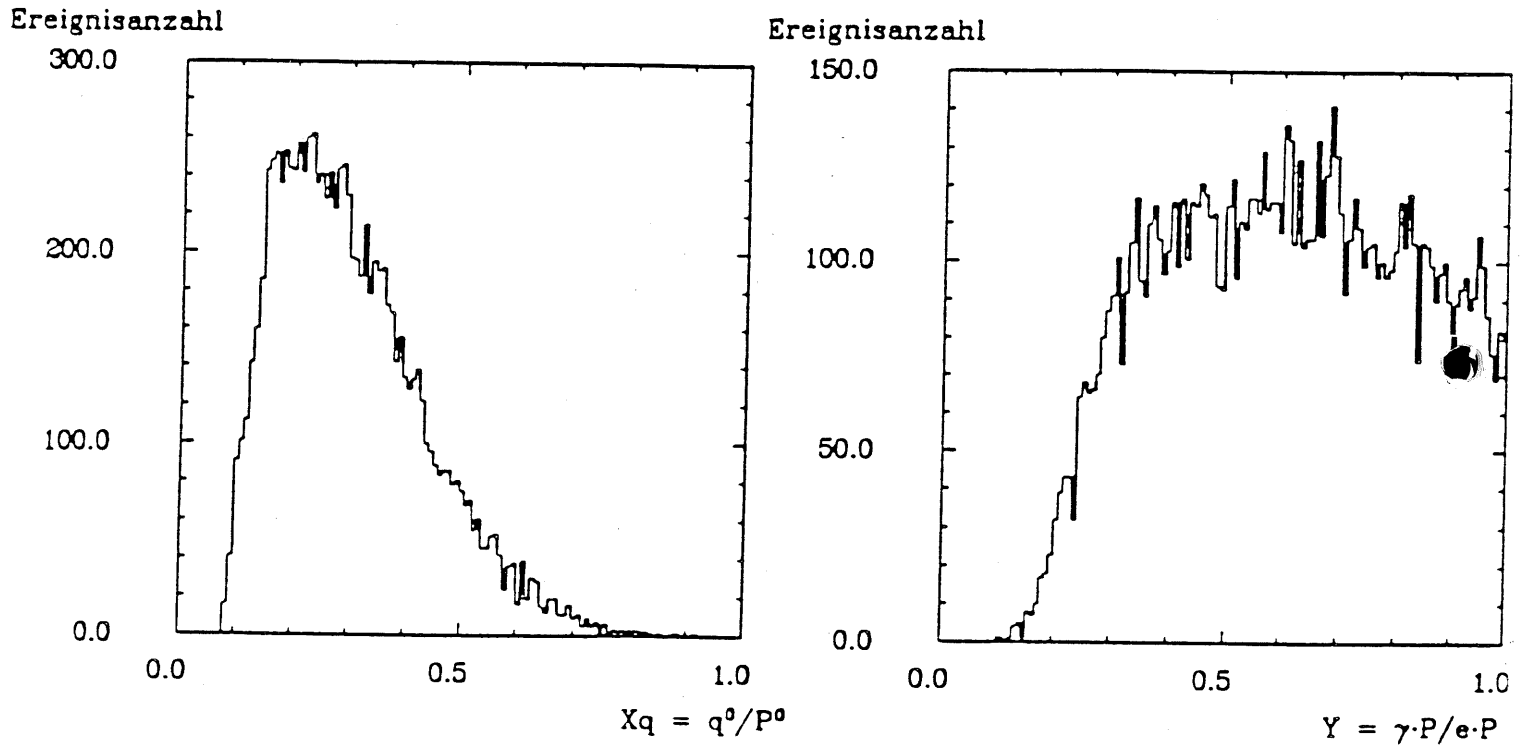


Abbildung 16: Würfelspektrum von  $x_{(q)}$  (l) und  $y_{(r)}$  bei  $\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$  (Grundschnitt).

Ereignisanzahl

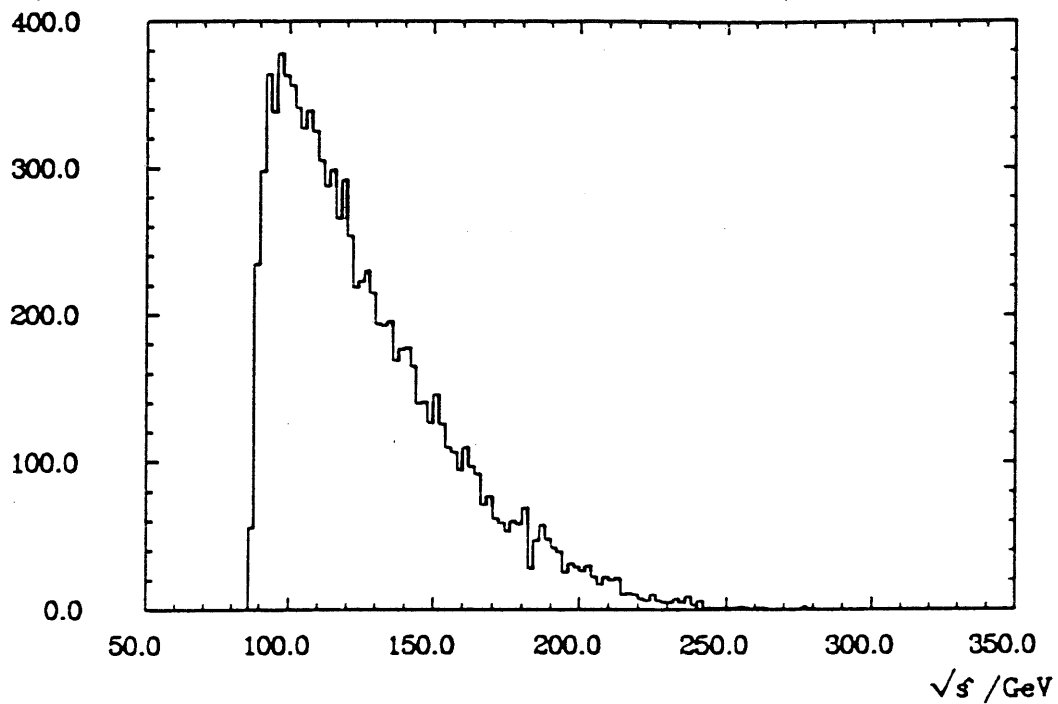


Abbildung 17: Würfelspektrum von  $E_{\widehat{CMs}}$  ( $p_T > 5 \text{ GeV}$ ).

Ereignisrate  $\leftrightarrow c/Q^2_{lep}$

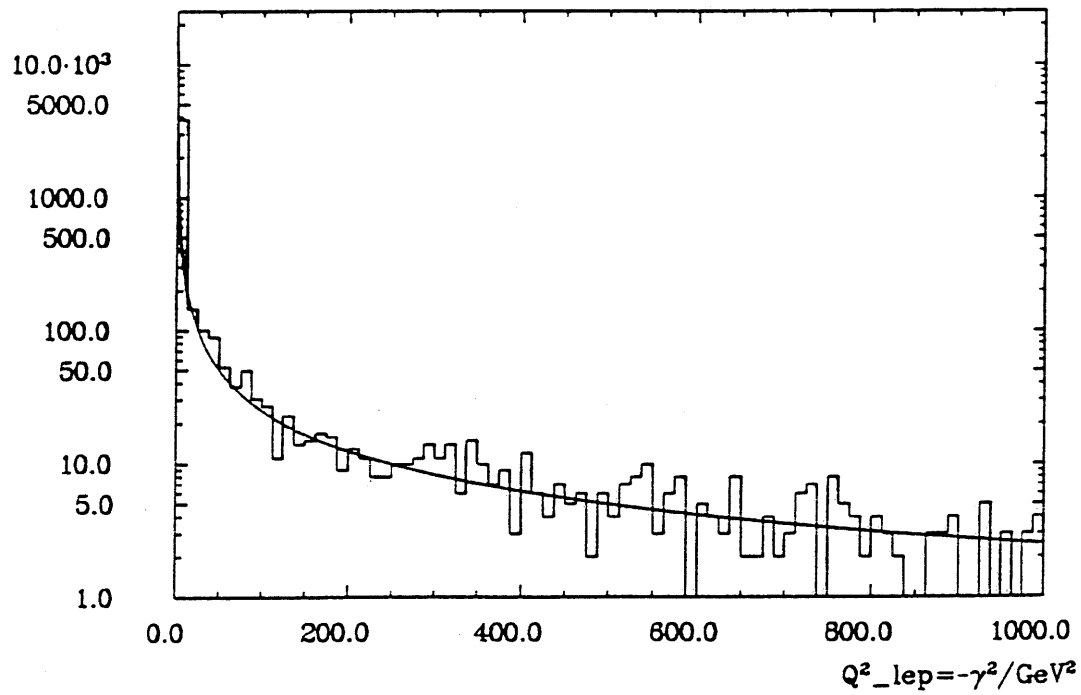


Abbildung 18: Würfelspektrum von  $Q^2_{lep} = -(e - e')^2 = -\gamma^2$ .

### 3.7 Fragmentation und Schauerung

Die vollständige Entwicklung eines hadronischen Streuprozesses läßt sich generell in 3 oder 4 Stufen zerlegen:

1. Die Reaktion punktförmiger Teilchen im Subprozeß, aus dem farbtragende und farblose Partonen hervorgehen, angereichert um die Hadronreste und Beobacherteilchen (engl.: 'spectator'). Die stark wechselwirkenden Teilchen befinden sich hierbei in der asymptotisch freien Phase, ihr Verhalten ist mit den Gesetzmäßigkeiten der perturbativen QCD gut beschreibbar.
2. Stufe 1 kann durch Einflechten höherer Ordnungen der QCD komplettiert werden. Dies geschieht in Form einer Schauerentwicklung, d.h. iterative Verzweigungen  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  und  $g \rightarrow q\bar{q}$ , beschrieben durch die zugehörigen Evolutionsgleichungen nach Altarelli und Parisi [18].
3. Die Partonen aus Stufe 1, u.u. vermehrt in Stufe 2, haben sich derart weit ( $> 1 fm$ ) auseinander bewegt, daß sie das 'confinement' zwischen ihren Farbladungen spüren. Sie gruppieren sich über mehrere Zwischenstufen zu farblosen, "weißen" Hadronen zusammen.
4. Die Hadronen und übrigen Teilchen zerfallen über mehrere Generationen in die schließlich den Detektor erreichenden stabilen oder zumindest langlebigen Teilchen.

Stufe 3 wird gemeinhin als Fragmentation bezeichnet, Stufe 2 und 3 werde ich unter dem Begriff Hadronisation zusammenfassen. Alle bisherigen Ausführungen betrafen ausschließlich die Stufe 1 des  $W$ -Prozesses, weil es der von mir bearbeitete Teil ist. Stufe 2 bis 4, bezogen auf die auslaufenden Teilchen ( $e'$ ),  $q'$ ,  $dq$ ,  $f$  und  $\bar{f}$  übernimmt das Jetfragmentations-Monte-Carlo JETSET72 [16]. Dieses von der LUND-Gruppe geschriebene Programm ist als sogenanntes 'slave'-System ausgelegt: Nach entsprechender Präparation des eigenen Generatoroutput's (Stufe 1) wird durch Aufruf eines zentralen Unterprogramms dieses Paketes eine ganze Kaskade weiterer Routinen in Gang gesetzt, die eine gewünschte Aufgabe ausführen.

Die mit Abstand komplexeste und für uns wichtigste Aufgabe, die auch entsprechend umfangreicher Vorbereitungen bedarf, ist die Fragmentation eines oder mehrerer Partonensinglets.

Man unterscheidet hierbei zwischen zwei verschiedenen Verfahren, der unabhängigen oder Einzelfragmentation (UF) und der LUND-String-Fragmentation (LSF).

Beiden Verfahren gemeinsam ist, daß sie die Vorgeschichte des Ereignisses unbeachtet lassen und daß sie über Wahrscheinlichkeitsfunktionen gesteuert werden, deren Struktur sich zwar an einigen übergeordneten Prinzipien und physikalischen Ideen orientiert, deren Parametrisierungseinstellung aber an die vorhandenen experimentellen Daten möglichst gut angepasst ist. Einheitliches Grundprinzip ist auch, daß den zwischen den Partonen herrschenden Farbkräften dadurch Rechnung getragen wird, daß bei zu großen Abständen entlang der Verbindungslinien, der sogenannten Farbstrings,  $q\bar{q}$ -Paare gebildet werden. Flavour, Transversalimpuls und der nachfolgende Zusammenschluß zu Mesonen und Baryonen werden durch vorgegebene Wahrscheinlichkeitsverteilungen gesteuert. Die Art und Weise, wie die Strings auseinanderbrechen, macht aber den Unterschied der beiden Verfahren aus.

Bei der UF beschränkt man sich darauf, die Energieabspaltung für das  $q\bar{q}$ -Paar entsprechend einer zugehörigen Verteilung zu würfeln, was nachfolgend für die entstandenen Stringsysteme rekursiv wiederholt wird. Unumgänglich bei diesem Verfahren ist, daß je nach Definition der Fraktionierungsfunktion entweder Energie oder Impuls erhalten sind, niemals aber beide. Vorteilhaft ist seine einfache Handhabung, das Programm benötigt im Gegensatz zur LSF keine Einordnung der Stufe-1-Partonen in Farbsinglets, es reichen Viererimpuls und Flavourangaben.

Bei der LSF wird der Begriff des Farbstrings etwas wörtlicher genommen, im Sinne eines "Gummibandes", das zwischen den farbtragenden Teilchen gespannt wird, das die auseinanderfliegenden Teilchen abbremst, zurückbeschleunigt, sich kreuzen und wieder auseinanderfliegen läßt. Der Vorgang besitzt eine (1+1)-dimensionale raumzeitliche Dynamik, das Auseinanderbrechen ist über eine



Wahrscheinlichkeit der Form [11][19][20]

$$\frac{dP}{dx dt} \approx e^{-\frac{\pi m^2}{\kappa}}$$

zufallsgesteuert. Hierin bezeichnet  $\kappa$  die String-Spannung und  $m$  steht für die Masse des zu erzeugenden Quarks. Für uns von Bedeutung ist vor allem, daß die  $q\bar{q}$ -Paarbildung auf die Strings lokalisiert bleibt. Dies setzt hinsichtlich der Programmbedienung konkrete Angaben zur Singletzugehörigkeit der beteiligten Quarks und Gluonen voraus, in mehrdeutigen Fällen sogar die genaue Festlegung der Farbbeziehung zwischen den Mitgliedern des Singlets. Es ist gleichzeitig die Ursache für meßbare Unterschiede zwischen den beiden Verfahren.

Ein Präzedenzfall in diesem Zusammenhang ist die Fragmentation der Reaktionsprodukte von  $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$ . Bei der UF wird zunächst das Gluon durch ein  $q\bar{q}$ -Paar passender Farben mit gewürfelter Energieaufteilung ersetzt. Während die "vier" Teilchen auseinander fliegen werden um ihre Flugrichtungen herum Mesonen und Baryonen erzeugt. Im Verständnis der LSF sitzen die 3 Teilchen in einem Singlet, durch einen Farbstring, sagen wir der Farbe  $c1$ , zwischen  $q$  und  $g$  und einen weiteren, vielleicht  $c2$ , von  $\bar{q}$  nach  $g$  verbunden. Folge, zwischen den Flugrichtungen von  $q$  und  $\bar{q}$  werden im Vergleich zur UF signifikant weniger Hadronen vorausgesagt, weil sich dort kein Farbstring befindet.

Dieser "Stringeffekt" wurde bei  $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$  im Gegensatz zu  $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}\gamma$  gefunden [21], eine klare Präferenz für das LUND-Verfahren, ein Grund, warum ich es in meinem Generator standardmäßig verwende.

Wie schauen nun die Singlets in unserer konkreten Situation aus? – Zerfällt das  $W$  hadronisch, so bilden die Zerfallsprodukte  $f\bar{f}$  sicherlich ein Singlet, denn: Das  $W$  ist kein stark wechselwirkendes Teilchen, also farbneutral, an Vertices gilt Farberhaltung und folglich besitzen  $f$  und  $\bar{f}$  entgegengesetzte Farben, sind zusammen farbneutral, mithin ein  $SU(3)_C$ -Singlet.

Ähnliches gilt für das zweite Singlet  $q' - dq$ , was unabhängig vom  $W$ -Zerfall immer anzutreffen ist.  $q$  und  $dq$  sind zusammen wie das Proton  $P$ , ihr Mutterteilchen, farbneutral und zwischen  $q$  und  $q'$  liegt kein Vertex, an dem andere Farbladung tragende Teilchen angreifen.

Sollen die beiden Singlets vor der Fragmentation einer Schauerung unterworfen werden, so müssen innerhalb der Singlets immer die exakten Farbbeziehungen angegeben werden, auch wenn sie, wie in unserem Fall, eindeutig sind. Dies, damit das Programm (JETSET72) nach der Schauerung, bei der an jedem Vertex eine weitere Farbaufspaltung stattfindet, in der Lage ist, die jetzt stark erhöhte Anzahl an Partonen zu neuen Singlets zu reorganisieren.

In unserem Beispiel lautet die Beziehung der je 2 Singletmitglieder einfach: *Farbe zu Antifarbe*.

Auf dieses Thema werde ich bei der Behandlung des Untergrundprozesses noch einmal zurückkommen, dort liegt eine kompliziertere, uneindeutige Farbkonfiguration vor.

## 4 Probleme und Eigenarten der $W$ -Prozeßsignatur

### 4.1 Unhadronisierte Ereignisse

Bevor ich die komplexe Signatur der komplett aushadronisierten Ereignisse zu diskutieren versuche, ist es sicher hilfreich, sich über die Charakteristika der unhadronisierten Ereignisse im klaren zu sein, weil diese, so zu hoffen, als Leitfaden für die Analyse der endgültigen "Vollereignis-Signatur" dienen können.

Den Inklusivprozeß (1) verlassen insgesamt 5 Teilchen mit folgenden Eigenarten:

$e'$ : Seine Kinematik wird mit Hilfe des zweidimensionalen Photonspektrums  $\Gamma_t$  einbezogen. Eine derartige Behandlung ist offensichtlich gerechtfertigt (Abb.18) – selbst mit der Weizsäcker-Williams-Näherung  $f_{\gamma/e}(z)$  haben Baur/Zeppenfeld [4] eine brauchbare Übereinstimmung mit den Rechnungen erzielt, die sie unter Einschluß des  $ee'\gamma$ -Vertices ins Matrixelement ausgeführt haben. Die Winkelverteilung ist mithin wirklich weich, die Mehrzahl der Elektronen wird im Strahlrohr unentdeckt verschwinden (Abb. 19).

$q'$ : Es ist das zweite Teilchen, was neben dem  $W$ -Boson der harten Streureaktion entspringt. Es gilt dank schwachem Transversalimpuls des auslaufenden Elektrons:  $q'_T \approx W_T \approx \hat{p}_T$ , was bei unseren Kalkulationen zu *mindestens 5 GeV angesetzt ist* (3.3). Von daher sollten die Hadronisationsprodukte des auslaufenden Quarks den Detektor erreichen (Abb. 20).

$f\bar{f}$ : Die hadronischen oder leptonischen Zerfallsprodukte des  $W$ -Bosons stellen die Besonderheit des Signals der freien  $W$ -Erzeugung dar. Sie sind energiereich und haben passable Streuwinkel, Resultat des in Abschnitt 3.4 besprochenen 'Jacobian-Peak' in der Transversalimpulsverteilung (Abb. 21). Desweiteren ist ihre invariante "Paar"-Masse zu ungefähr 80 GeV fixiert.

$dq$ : Symbol für den Protonrest, ein  $uu$ - oder  $ud$ -Diquark. Ansatzgemäß fliegt es in Protonrichtung, der Viererimpuls ergibt sich aus der gleichnamigen Erhaltung durch  $dq = (1-x)P$ .

Für das letztendliche "Aussehen" der  $W$ -Ereignisse ist der Typ des  $W$ -Zerfalls von maßgebender Bedeutung, weshalb ich alles weitere dementsprechend gegliedert habe.

#### 4.1.1 leptonischer Zerfall

Unter den leptonischen Ereignissen werden die tauonischen im allgemeinen nicht weiter betrachtet. Ihre komplizierte  $\tau$ -Zerfallsstruktur, die sich dem Detektor darbietet, macht eine Rekonstruktion unverhältnismäßig schwer. Die verbleibenden 4 leptonischen Kanäle werden, was die Identifikation aus der Fülle aller übrigen bekannten HERA-Prozesse anbetrifft, als unproblematisch angesehen [4]. Sie machen allerdings auch nur ca. 21% der  $W$ -Erzeugungsrates aus, obwohl bereits alle das Topquark enthaltenden Kanäle herausgenommen sind. Ihre Signatur lautet kurzgefaßt:

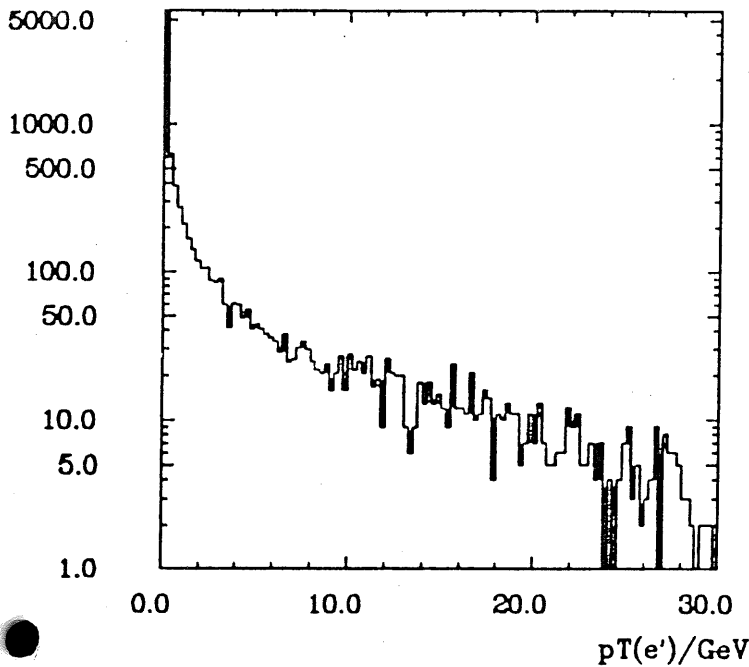
$$e^-P \rightarrow l^\pm + Jet + \not{p}_T (+e^-)$$

$l$  steht für die zwei möglichen Leptonflavour  $e$  und  $\mu$ . Ihre Zerfallspartner, die individuellen Flavour-neutrinos, sind sicherlich nicht nachzuweisen und verleihen folglich den Ereignissen eine transversale Unbalanciertheit  $\not{p}_T$  von im Mittel um die 40 GeV.

Konkurrenz erwächst diesem sicherlich außergewöhnlichen Signal allenfalls, wenn das  $W$  elektronisch zerfällt. Das  $p_T$ -starke Einzelelektron mit zusätzlichem Parton läßt sich mit mindestens vergleichbarer Wahrscheinlichkeit durch die gewöhnliche neutrale tiefinelastische  $eP$ -Streuung imitieren [4]:

$$e^-P \rightarrow e^-X \stackrel{?}{\rightarrow} e^-(W)X(q')$$

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

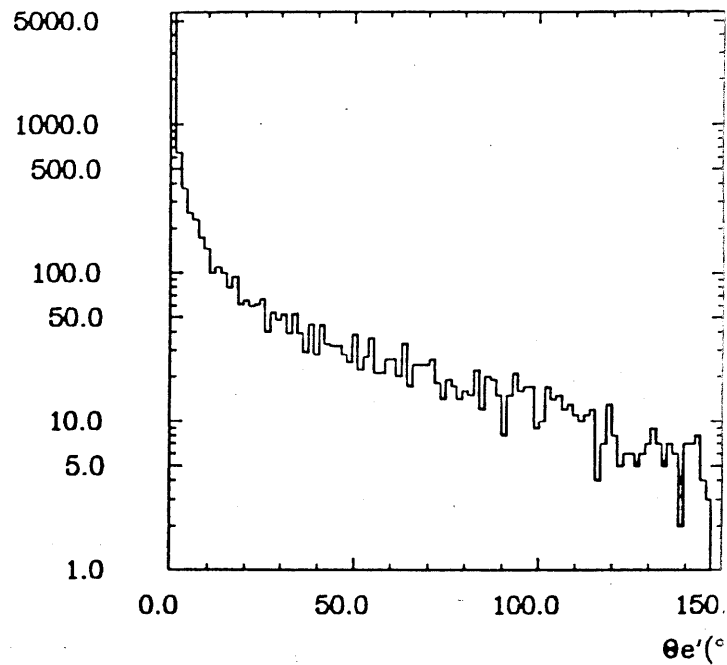


Abbildung 19: Transversalimpuls- (l) und LS-Winkelverteilung (r) des auslaufenden Elektrons  $e'$  unter HERA-Bedingungen.

Die verlangte  $p_T$ -Unausgeglichenheit setzt allerdings eine entsprechende Meßgenauigkeit von mindestens 10 GeV voraus, bevor es zu einer nennenswerten Fehlinterpretation kommt. Aber selbst dann könnte mit einer  $x$ - und  $Q_{lep}^2$ -Analyse Abhilfe geschaffen werden [4]. Alles in allem gilt auch der elektronische Kanal als untergrundfrei.

#### 4.1.2 hadronischer Zerfall

Das mindeste an Voraussetzung, was ein potentieller Untergrundprozeß zu dieser Variante der  $W$ -Erzeugung erfüllen muß, ist die Bereitstellung von zwei  $p_T$ -starken Partonen. Es existieren nun eine Reihe von Prozessen, die zwei Partonen, wenn auch nicht außergewöhnlich  $p_T$ -starke, erzeugen. Ihre Wirkungsquerschnitte sind aber bei Forderung üblicher Schnitte derart groß, daß selbst unter den Extrembedingungen unserer betrachteten  $W$ -Signatur eine mindestens vergleichbare Ereignisrate übrigbleibt.

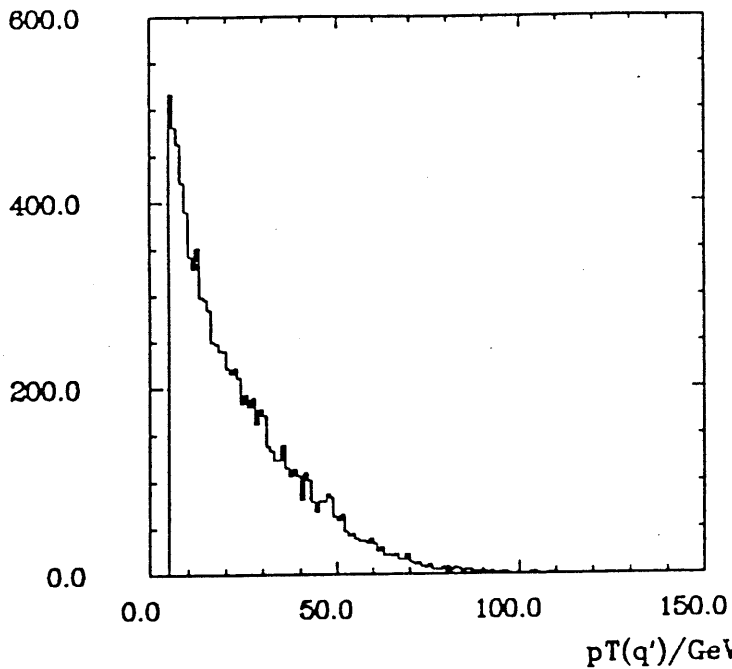
Diese Prozesse lassen sich in zwei Klassen unterteilen, die 'direct'- und die 'resolved'-Prozesse<sup>12</sup>. Bei den ersteren tritt das vom einlaufenden Elektron abgezweigte Photon mit einem Konstituenten des Protons (Quark oder Gluon) *unmittelbar* in Wechselwirkung. Beispiele hierfür sind die QCD-Comptonstreuung und die Photon-Gluon-Fusion wie in Abbildung 22 dargestellt.

Die 'resolved'-Prozesse verdanken ihren Namen der Tatsache, daß sich neben dem Proton auch das "elektronische" Photon in seine hadronischen Bestandteile ( $q\bar{q}$  bzw.  $q\bar{q}g$ ) auflöst und eine starke Wechselwirkung zwischen je einem Parton der beiden Seiten in Gang setzt, wie sie von Hadron-Hadron-Beschleunigern geläufig sind (Tabelle 7). Prozesse dieser Art werden im Mittelpunkt der Diskussionen zum hadronischen  $W$ -Untergrund im zweiten Teil dieser Arbeit stehen, in Abbildung 31 z.B. ist das Grundmuster der betreffenden Feynmangraphen zu sehen.

Beiden Reaktionsklassen ist gemein, daß ihre Prozesse neben den beiden  $p_T$ -starken Partonen lediglich 'spectator'-Partonen erzeugen, jeweils die Teilchen, die nicht am harten Streuprozess teilnehmen. Würfelt man diesen Teilchen - wie dies für Lepton-Hadron-Simulationsprogramme üblich ist [23] - einen Transversalimpuls gemäß einer Gaussverteilung der Breite 0.4 - 0.5 GeV bei, so sind sie

<sup>12</sup>Ins Deutsche vielleicht mit "unmittelbar" bzw. "aufgelöst" zu übersetzen.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

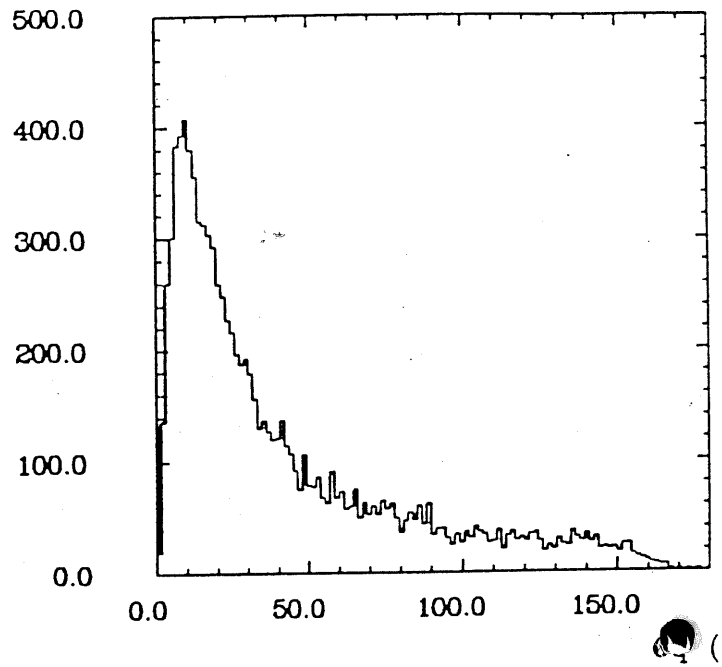
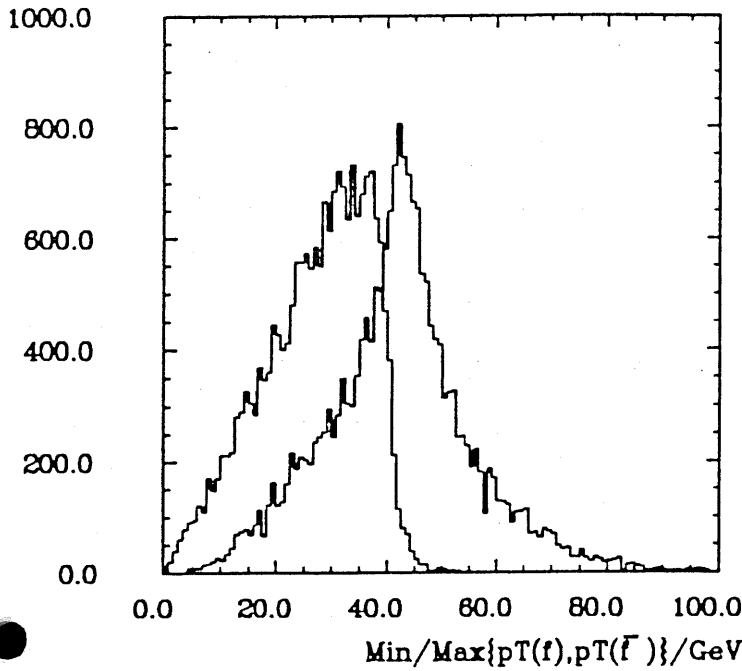


Abbildung 20: Transversalimpuls- (l) und LS-Winkelverteilung ( $\theta$ ) des Quarks  $q'$  aus der harten Streureaktion unter HERA-Bedingungen.

nicht in der Lage, dem  $p_T$ -schwächeren dritten Parton unseres betrachteten  $W$ -Prozesses gefährlich zu werden.

**Fazit:** Solange ich die Partonviererimpulse mit den jeweiligen Jetviererimpulsen (eine leichte Verschmierung eingeschlossen) gleichsetze und solange ich dann nach einem 3-Jet-Ereignis verlange, bei dem die invariante Masse  $m_{JJ'}$  eines der Jetpaare der  $W$ -Masse nahe kommt und alle drei Jets einen Transversalimpuls jenseits von 5 GeV besitzen, solange ist unser Prozeß auch bei hadronischem  $W$ -Zerfall isolierbar.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

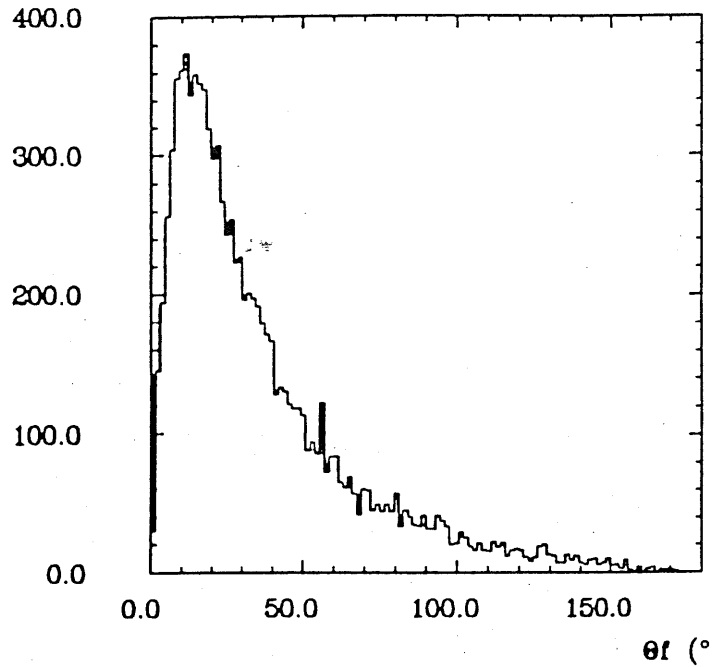


Abbildung 21: Transversalimpulsverteilung des jeweils  $p_T$ -stärkeren bzw. -schwächeren der  $W$ -Zerfallsprodukte  $f$  und  $\bar{f}$  (l) und die LS-Winkelverteilung von  $f$  oder  $\bar{f}$  (r), beides bei unpolarisierten Elektronen ...

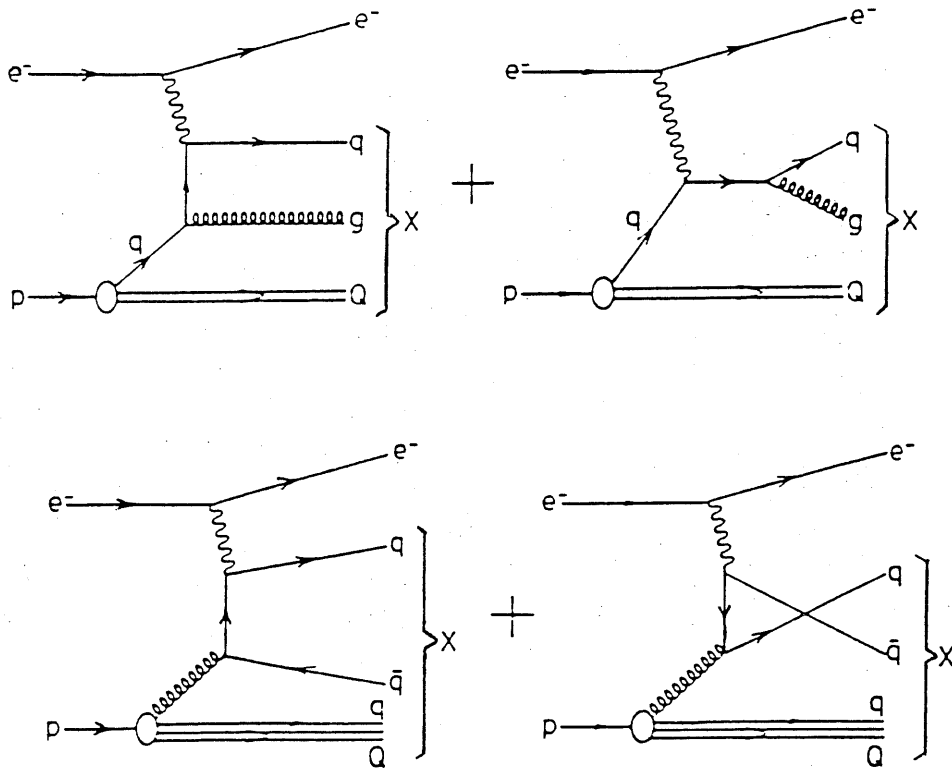


Abbildung 22: QCD-Comptonstreuung (oben) und Photon-Gluon-Fusion (unten).

## 4.2 Hadronisierte Ereignisse

Gegenstand dieses den  $W$ -Prozeß abschließenden Teils kann es nicht sein, ein ausgefeiltes Extraktions- und Rekonstruktionsschema der "wirklichen", im Detektor einmal zu registrierenden  $W$ -Ereignisse zu bieten. Vielmehr geht es darum, einen Eindruck vom Einfluß der Fragmentation einschließlich einer möglicherweise vorgelagerten Schauerung auf das Aussehen der Partonereignisse  $eP \rightarrow e'q'f\bar{f}dq$  zu vermitteln. Darauf aufbauend wird ein Rahmen für die Extraktion, das "Herausfischen" der  $W$ -Ereignisse aus der Vielzahl anderer Ereignisse abgesteckt.

Die Aufgabe einer Rekonstruktion, nämlich dann einen Weg von, letztlich, den Detektorsignalen der identifizierten Ereignisse zu den Teilchenviererimpulsen des Partonereignisses (Prüfstein physikalisch aktueller Ideen) zu finden, muß weiterführenden Arbeiten überlassen bleiben.

Für beide Problemstellungen spielen die Transversalimpulse der auslaufenden Teilchen eine zentrale Rolle. Sie sind exponiertes Kriterium der in Abschnitt 4.1 gefundenen  $W$ -Signatur auf Partonlevel und bilden gleichzeitig das Bindeglied zum physikalischen Untersuchungsgegenstand. Speziell  $\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T}$  würde durch eine Anomalität in der  $WW\gamma$ -Kopplung wesentlich modifiziert (Abschnitt 2.3).

Wenn ich im folgenden von Fragmentation spreche, so ist dies gleichzusetzen mit einer LUND-String-Fragmentation unter Zuhilfenahme der Routine LUEXEC aus dem vielzitierten Programmpaket JETSET72. Der Begriff Schauerung steht für eine kohärent verzweigte reine QCD-Schauerung der Endzustände durch LUSHOW aus genanntem Paket.

Sämtliche Größen, die Einfluß auf die Simulation von Schauerung und Fragmentation haben, wie die zum Teil sensiblen Parameter oder die Festlegung auf eines unter verschiedenen angebotenen Verfahren, wurden für die folgenden Rechnungen so belassen, wie es die Standardbesetzung des Programms vorgibt. Mithin ist es die Einstellung, die nach Meinung der Autoren die zugrundegelegten experimentellen Daten und ihre persönlichen Vorstellungen am besten widerspiegeln.

Wie bereits angedeutet wurde die Verringerung bzw. Modifikation der kinematischen Ereignisdaten bei Eintritt der Teilchen in den Detektor durch dessen eigene Einwirkung nicht berücksichtigt. Sie sind zum Teil nur unzureichend in systematischen und statistischen Fehlerbreiten auszudrücken und erst ein von mir nicht vollzogenes "Durchschleusen" der Ereignisse durch eine Detektorsimulation würde diesen Effekten bestmöglich Rechnung tragen. Die Tatsache, daß ich die Prozeßsimulation nach der Fragmentation beende bedingt auch, daß meine Aussagen und Schlüsse auf die Topologie der Ereignisse beschränkt bleiben müssen. Zusätzliche Informationen, z.B. aus einer expliziten Teilchenerkennung im Detektor, die die geschilderte Situation verbessern würden, können nicht berücksichtigt werden.

Leitfaden der folgenden Überlegungen ist die Frage:

Lassen sich die in Abschnitt 4.1 gefundenen prozeßtypischen leptonischen und hadronischen Signaturen auch nach Schauerung und Fragmentation wiederfinden?

Dies hieße für hadronische  $W$ -Ereignisse:

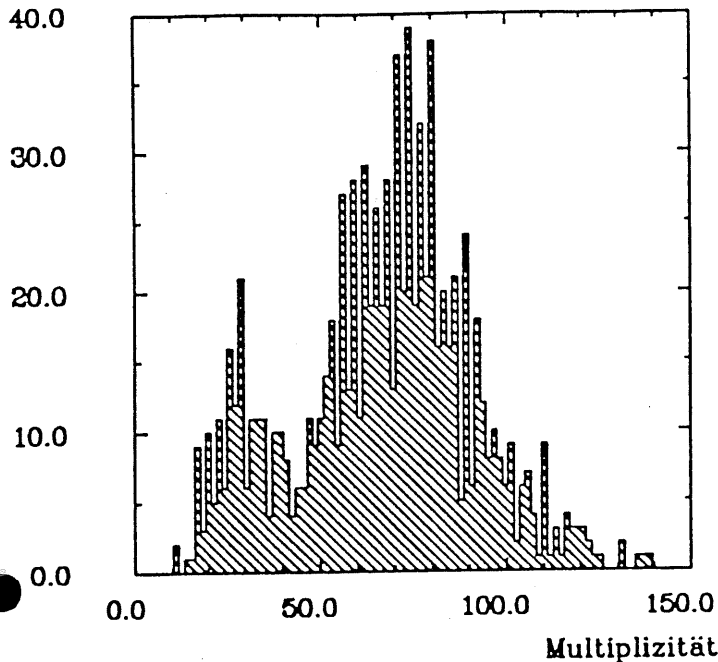
*Drei Jets mit wenigstens 5 GeV Transversalimpuls, wobei zwei der drei Jets mit einer invarianten Masse um 80 GeV die  $W$ -Masse rekonstruieren.*

Die entsprechende Wunschsignature für ein leptonisches Ereignis bei Ausschluß der  $\tau$ -Kanäle lautet:

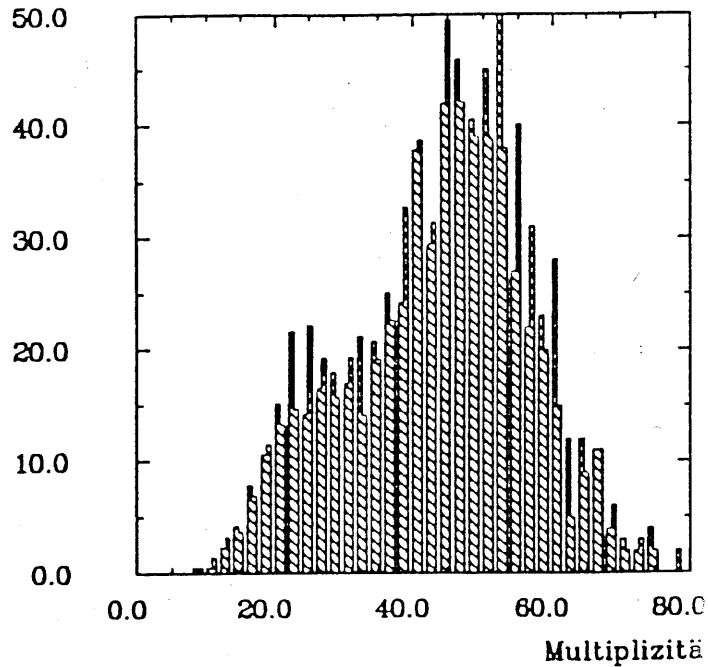
*Eine Kombination aus Jet plus Einzelteilchen, beide mit mehr als 5 GeV Transversalimpuls und darüberhinaus ein hohes Defizit im Gesamttransversalimpuls, konzentriert um 40 GeV.*

Zunächst möchte ich ohne zu tief in die Materie der Hadronisationssimulation einzudringen, einige leichtverständliche Eckdaten dieses Prozesses vorstellen. Abbildung 23 zeigt die Gegenüberstellung der Ereignismultiplizitäten, also die Zahl aller den Detektor erreichender Teilchen, mit und ohne Schauerung, jeweils leptonische und hadronische Ereignisse in einem Histogramm zusammengefaßt. Die Figuren haben die Form einer Überlagerung von zwei Erhebungen, die untere für die leptonischen, die obere (mit größerer Anzahl (semi-)stabiler Endprodukte) für die hadronischen Ereignisse.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

Abbildung 23: Gesamtmultiplizität aller  $W$ -Ereignisse, mit (l) und ohne (r) Schauerung.

Die Multiplizitäten der geschauerten Ereignisse sind erwartungsgemäß höher als bei direkter Fragmentation der Partonprozeßteilchen. Ursache ist natürlich die erweiterte Anzahl der Partonen vor Einsetzen der Fragmentation durch Erzeugen von Gluonen und  $q\bar{q}$ -Paaren; Abbildung 24 zeigt die Gluonmultiplizitäten (bei Schauerung), diesmal sind leptonische und hadronische Ereignisse getrennt aufgeführt. Die Raten der zusätzlich erzeugten  $q\bar{q}$ -Paare sind die folgenden:

Anzahl der zusätzlichen $q\bar{q}$ -Paare	hadronische Ereignisse	leptonische Ereignisse
0	64.9 %	88.7 %
1	27.8 %	10.2 %
2	6.8 %	1.1 %

Tabelle 4: Schauerbedingte  $q\bar{q}$ -Paare:

Die vorgestellten Zahlen lassen die Befürchtung aufkommen, daß die geschauerten Ereignisse wesentlich diffusere Signaturen abgeben als die ungeschauerten. Dies soll die nachfolgende Cluster- oder Jetanalyse klären.<sup>13</sup>

Als Clusteralgorithmus habe ich den neuerdings favorisierten sogenannten Jade-Algorithmus verwendet. Er ist in der JETSET72-Routine LUCLUS als einer unter mehreren angebotenen Clusteralgorithmen implementiert. Die Bedeutung des einzig wirklich einflußreichen Steuerparameters  $d_{join}$  ist für jedes der 4 angebotenen Verfahren individuell verschieden.

$d_{join}$  ist im weitesten Sinne der maximale "Abstand", bis zu dem zwei bestehende Cluster zu einem übergeordneten zusammengeschlossen werden. Genauer, die Prozedur startet mit den einzelnen auslaufenden Teilchen, als "Urclustern" sozusagen, sie kombiniert sukzessive jeweils das Paar mit dem kleinsten "Abstand"  $d$  und ist beendet wenn jeder weitere Zusammenschluß  $d_{join}$  überschreiten würde.

<sup>13</sup>Die Reaktionsprodukte, Hadronen und Leptonen, werden ob ihrer kinematischen Affinität zu "Clustern" gruppiert, die je nach Multiplizität und Teilcheninhalt als "Jets" interpretiert werden.

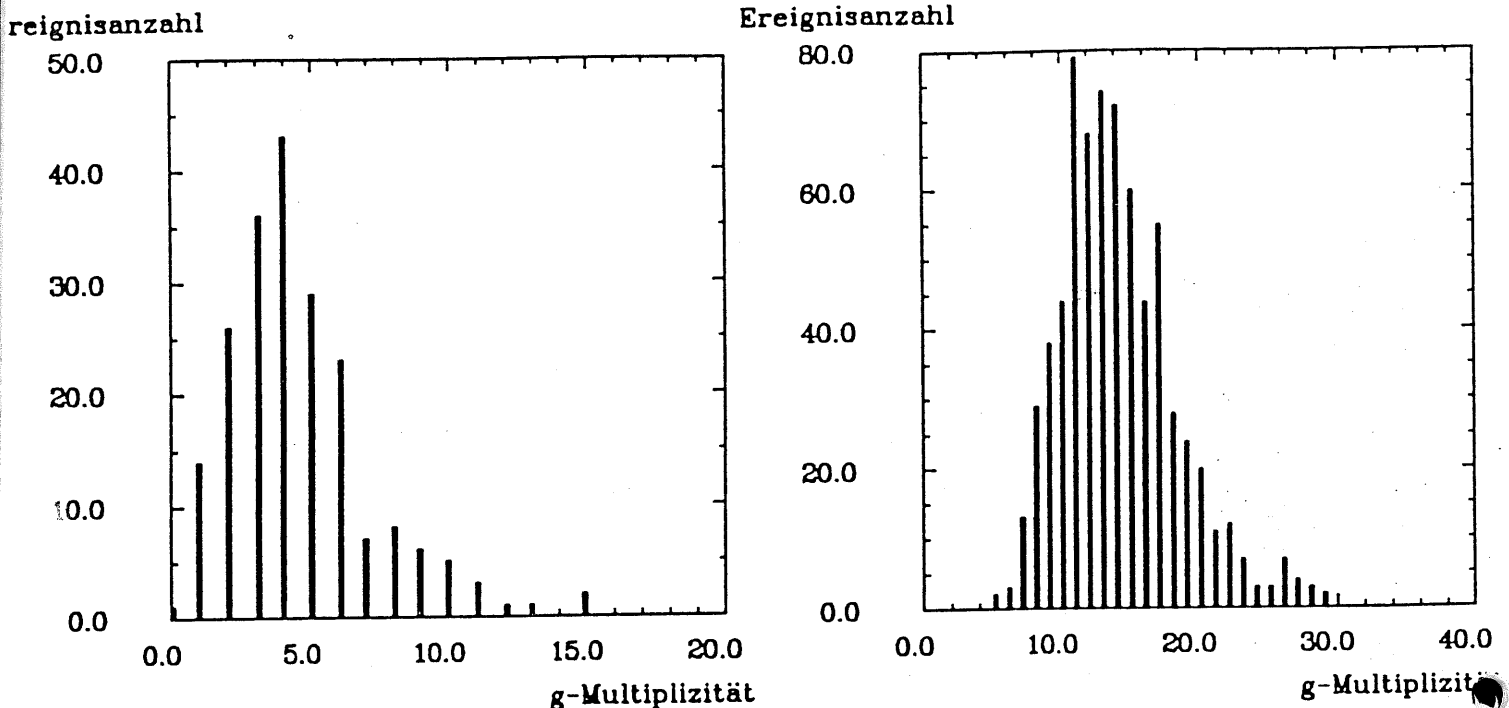


Abbildung 24: Gluonmultiplizität für leptonische (l) und hadronische (r)  $W$ -Ereignisse, entstanden bei Schauerung der ein bzw. zwei 2-Parton-Singlets.

Die Anzahl der verbleibenden Cluster fällt natürlich in dem Maße ab, wie  $d_{join}$  "hochgefahren" wird. Im Prinzip ist  $d_{join}$  ein freier Parameter, der je nach Aufgabenstellung zu adjustieren ist. In diesem Sinne ist im Rahmen einer Rekonstruktion des Partonprozesses  $d_{join}$  soweit zu steigern, daß nur noch die wenigen groben Partonstrukturen aufgelöst und eine Entsprechung zwischen Parton- und Clusterviererimpulsen gefunden wird.

Für unseren Jade-Algorithmus ist der Abstand  $d$  mit  $m_{ij}$  zu identifizieren, es wird also jeweils das Clusterpaar  $(i, j)$  mit der kleinsten gemeinsamen invarianten Masse  $m_{ij}$  zusammengeführt, solange bis

$$\min\{m_{ij}\} > m_{join}$$

Die Ergebnisse sind hierbei offensichtlich uneingeschränkt lorentzinvariant.

Kommen wir nun zur Festlegung von  $m_{join}$  im Hinblick auf eine Rekonstruktion der Viererimpulse von  $e'$ ,  $f$ ,  $\bar{f}$ ,  $q'$  und  $dq$ . Hierbei bin ich zwei Wege gegangen. Zum einen habe ich versucht, die Verteilung der Clusteranzahl  $n_{clu}$  für die hadronischen Ereignisse möglichst stark um  $n_{soll} = 5$  zu konzentrieren. Zum anderen habe ich von Hand oder besser per Augenschein die Ereignisse einzeln durchgemustert. Als Grundlage hierzu diente mir ein selbstgeschriebenes Programm (CLUDISP), das die Dreierimpulse der Partonen ( $+e'$ ), aller den Detektor erreichender Teilchen des Vollereignisses und die Clustergesamtdreierimpulse in einer Graphik zusammenprojiziert (Abb. 25). Mein Augenmerk galt dabei besonders den "pathologischen" Ereignissen, z.B. mit zwei eng benachbart fliegenden Partonen, einem stark gespreizten Singlet oder hohen Multiplizitäten.

Als optimale Wahl für  $m_{join}$  ergab sich 9 GeV für ungeschauerte und 15 GeV für geschauerte Ereignisse. Beide Werte besitzen eine gewisse Toleranz, ein gemeinsamer Wert von 12 GeV gibt in beiden Fällen befriedigende Ergebnisse.

An dieser Stelle einige Bemerkungen zur Idee eines skalierten Abstandsparameters  $y = (\frac{m_{ij}^2}{X^2})$ . An bestehenden Daten lassen sich z.B. die für LEP gemachten Untersuchungen mit der "natürlichen" Skala  $X^2 = E_{vis}^2 = \mathcal{O}\{s = (e^+ + e^-)^2\}$  heranziehen [24]. Sie dokumentieren eine exzellente Übereinstimmung zwischen Theorie-, Monte-Carlo- und Experimentdaten für die Verhältnisse der Ereignisraten zu fester Jetmultiplizität in ihrer Abhängigkeit von  $y_{join}$ . Danach kristallisiert sich in einem Bereich  $y_{join}$  um



0.03 die Struktur des Partonprozesses niedrigster Ordnung heraus, um bei weiter anwachsendem  $y_{join}$  alle Clusterungen mit höherer Multiplizität mehr und mehr zu überflügeln.

Es stellt sich nun die Frage nach der Skala des  $W$ -Prozesses, oder genauer, der partonischen Streureaktion in niedrigster Ordnung (1). Fragen wir deshalb umgekehrt nach einem  $X^2$ , sodaß  $y_{join} X^2 \stackrel{!}{\approx} m_{join}^2(s.o.)$  mit  $y_{join} \approx 0.03$ , so fällt  $X^2$  in den Bereich von  $m_W^2$ , was sicherlich eine sinnvolle Größenordnung für eine Skala ist, die Strukturen des "Abstandes"  $f$  zu  $\bar{f}$  bzw.  $q'$  zu  $dq$  aufzulösen hat.  $X^2 = m_W^2$ , die einzig physikalisch sinnvolle, naheliegende und mit den LEP-Daten kompatible Skala ist demzufolge eine Invariante und wir können ebensogut mit den beiden festen Einstellungen für  $m_{join}$  arbeiten, was bei allen folgenden Analysen auch getan wurde.

Zunächst zeigt Tabelle 5 die Clustermultiplizität für leptonische und hadronische Ereignisse, mit und ohne Schauerung.

leptonische Ereignisse	ohne Schauerung	mit Schauerung
3 Cluster	11.0%	19.2%
4 Cluster	83.5%	70.9%
5 Cluster	5.5%	9.9%
< #Cluster >	$3.94 \pm 0.4$	$3.92 \pm 0.56$
hadronische Ereignisse	ohne Schauerung	mit Schauerung
4 Cluster	13.7%	16.4%
5 Cluster	71.8%	53.3%
6 Cluster	14.1%	24.1%
>6 Cluster	0.0%	6.2%
< #Cluster >	$4.99 \pm 0.53$	$5.18 \pm 0.80$

Tabelle 5: Clustermultiplizitäten, beide Zerfallstypen wurden mit einem  $m_{join}$  von 9 bzw. 15 GeV bearbeitet.

Wie bereits erwähnt, ist das Elektron jeweils mit eingeschlossen, weil ich ohne Detektorsimulation keine Informationen hinzuziehen konnte, die über rein kinematische Eigenschaften hinausgehen, sodaß ich das Elektron hätte von vornherein ausklammern können. Auf der anderen Seite tangiert dies die übrige Rekonstruktion nicht nennenswert, weil sich zeigt, daß  $e'$  zu praktisch 100 % isoliert geclustert wird.

Greifen wir nun, bei gegebener Clusterung, die 3(2)  $p_T$ -stärksten Cluster der hadronischen (leptonischen) Ereignisse heraus und tragen ihre Transversalimpulsverteilungen gegen die der jeweiligen Punktteilchen aus dem Partonereignis mit gleichem  $p_T$ -Rang auf (Abbildung 26ff) auf, so läßt sich dreierlei ablesen:

1. Die für die Signatur wichtigen Jets weichen in ihrem Transversalimpuls nicht signifikant von dem der Partonen ab.
2. Die Unterschiede zwischen geschauerten und ungeschauerten Ereignissen haben nicht die befürchteten Ausmaße.
3. Insbesondere läßt sich das "3(2)- $p_T$ -Kriterium" an die leptonische bzw. hadronische Signatur aufrechterhalten.

Die Zuordnung der Partonereignisteilchen ( $e'$ ,  $q'$ ,  $dq$ ,  $f$ ,  $\bar{f}$ ) auf die  $p_T$ -Ränge ist natürlich nicht eindeutig, es bestehen allerdings deutliche Präferenzen, Ansatz für eine Rekonstruktion (Tabelle 6).

Verbleibt die Nachfrage nach dem Signaturkriterium der "invarianten Paarmasse" für die hadronischen und des " $p_T$ -Defizits" für die leptonischen Ereignisse. Hierzu geben die Abbildungen 29 und 30 Auskunft.

Für das erstere wurde zum einen die invariante Masse der zwei  $p_T$ -stärksten Cluster gebildet, jeweils wieder geschauerte und ungeschauerte Ereignisse (Abb. 29); zum anderen wurden sämtliche Cluster paarweise auf die Kombination mit der  $m_W$ -nächsten gemeinsamen Masse durchsucht (nicht abgebildet). In beiden Fällen wird die  $W$ -Masse ähnlich gut rekonstruiert, alle drei Kriterien der hadronischen Ereignisse sind somit wiederzuerkennen.

Zum  $p_T$ -Defizit der leptonischen Ereignisse: Auch diese Besonderheit ist nach abgeschlossener Hadronisation am Transversalanteil der in Einheiten einzelner Ereignisse aufsummierten Clusterimpulse ablesbar.

Alles in allem läßt sich festhalten, daß die an die  $W$ -Signatur gestellten Forderungen auch von der Hadronisation, ob mit oder ohne Schauerung, nicht verwischt werden.

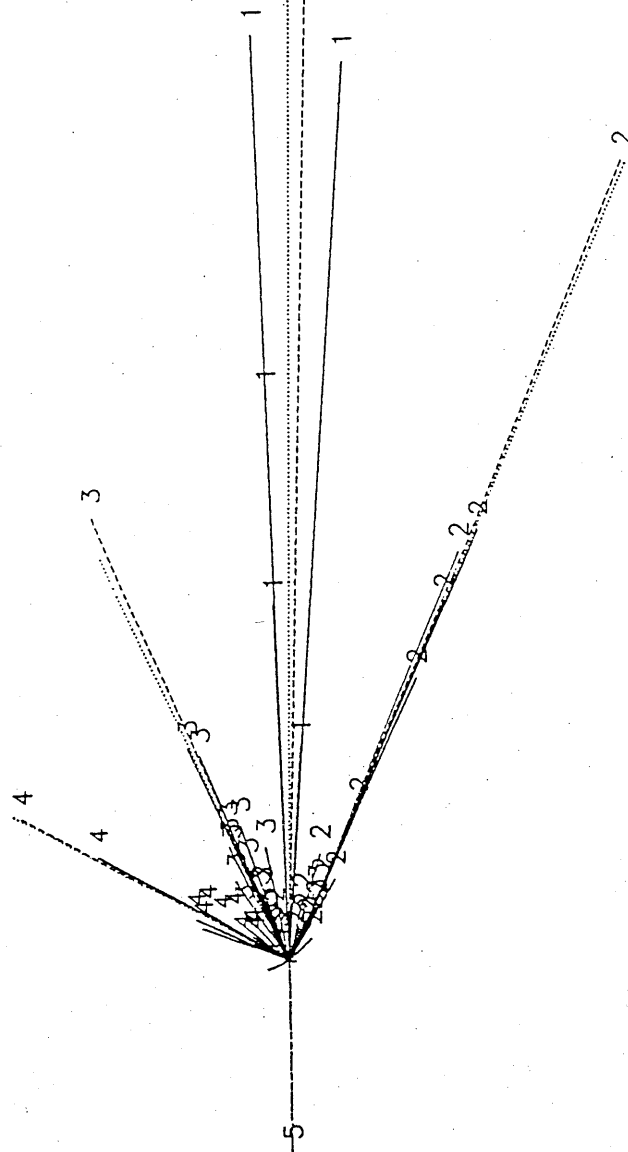


Abbildung 25: Projektion der wurzelskalierten 3er-Impulse der auslaufenden (semi-)stabilen Teilchen (durchgezogen, mit Clusternummer), der Partonen (gepunktet) und der numerierten Clustergesamt-dreierimpulse (gestrichelt) in der Y-Z-Draufsicht für ein typisches ungeschauertes hadronisches  $W$ -Ereignis. Das zugehörige interaktive Graphikprogramm (CLUDISP) gestattet es, ein gegebenes Ereignis unter Variation der Steuerparameter wiederholt zu clustern.

leptonische Ereignisse		
Teilchen	$l^\pm$ aus $W$ -Zerfall	$q'$
$p_T$ - Rang 1	75.1 %	24.3 %
$p_T$ - Rang 2	24.8 %	73.6 %
hadronische Ereignisse		
Teilchen	Parton aus $W$ -Zerfall	$q'$
$p_T$ - Rang 1	89.2 %	10.8 %
$p_T$ - Rang 2	73.0 %	26.2 %
$p_T$ - Rang 3	36.3 %	60.2 %

Tabelle 6: Verteilung der wichtigsten Partonprozess­teilchen  $f, \bar{f}$  und  $q'$  auf die oberen  $p_T$ -Ränge. Wie auch bei den übrigen Graphen ist eine 5 GeV-Untergrenze für  $\hat{p}_T \approx q'_T \approx W_T$  zugrundegelegt.

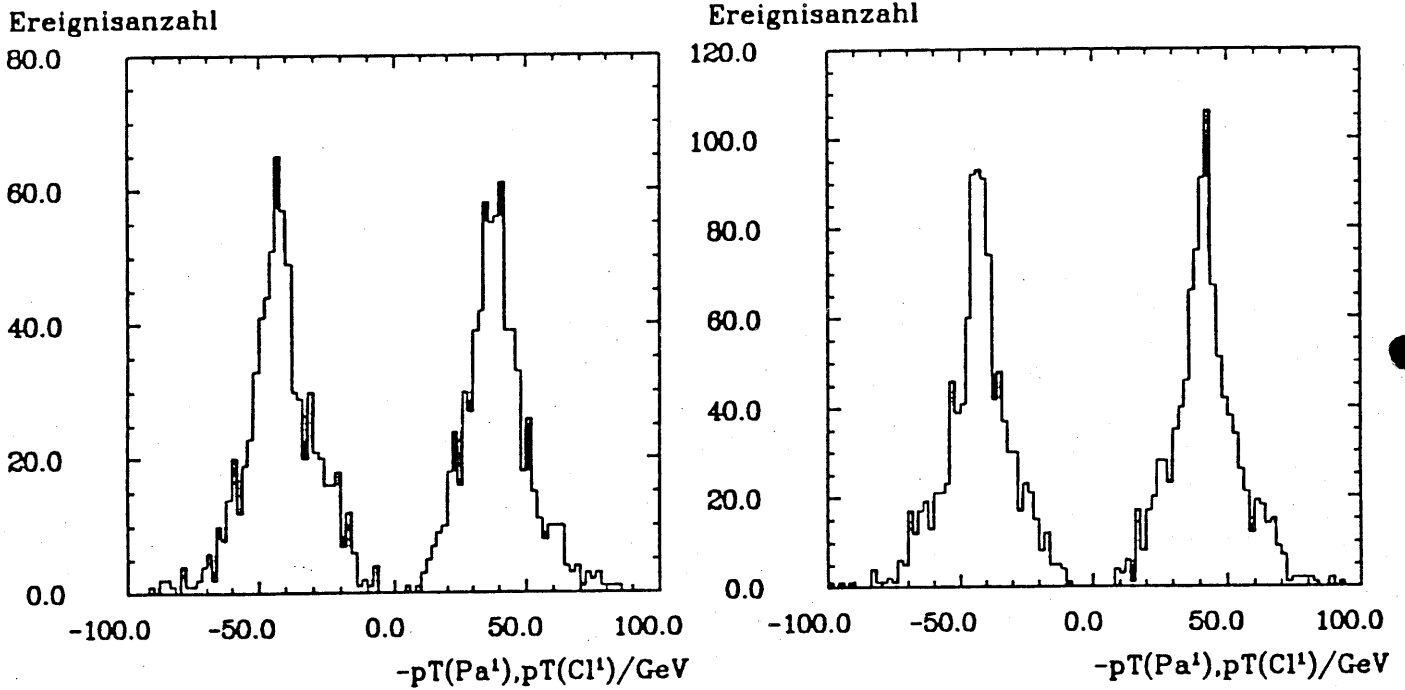
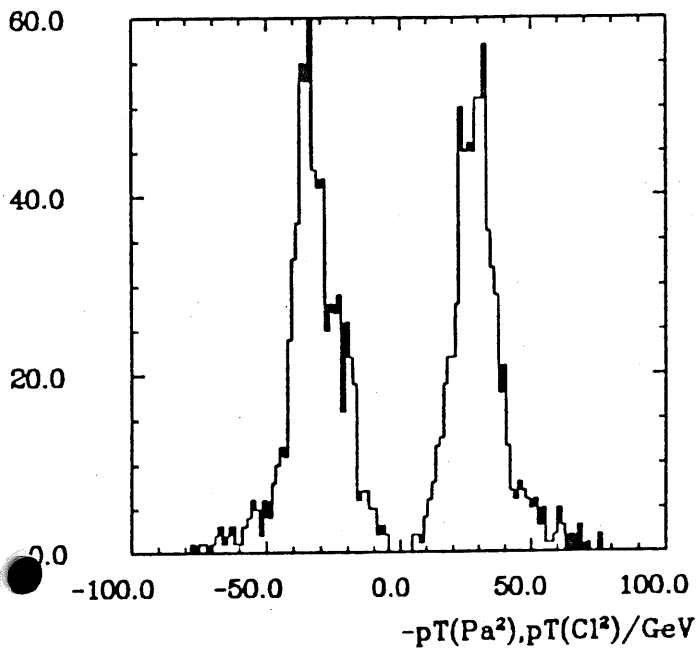


Abbildung 26: Transversalimpulsverteilung des jeweils  $p_T$ -stärksten Partons ( $< 0$ ) bzw. Clusters ( $> 0$ ) für geschauerte(l) und ungeschauerte(r) hadronische Ereignisse.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

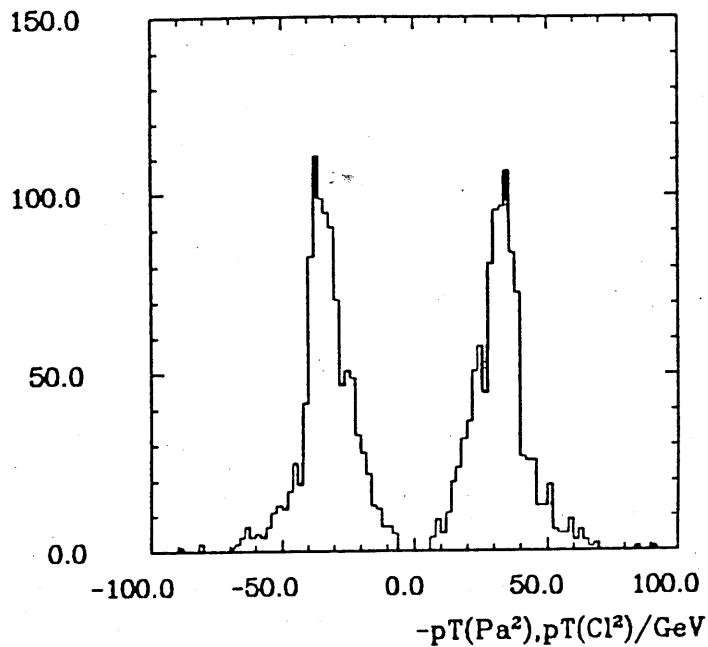
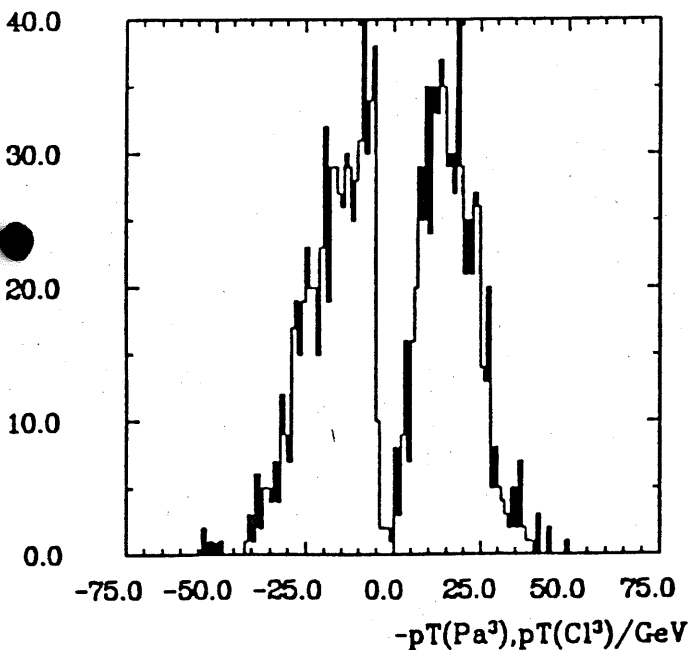


Abbildung 27: Transversalimpulsverteilung des jeweils zweit- $p_T$ -stärksten Partons ( $< 0$ ) bzw. Clusters ( $> 0$ ) für geschauerte(l) und ungeschauerte(r) hadronische Ereignisse.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

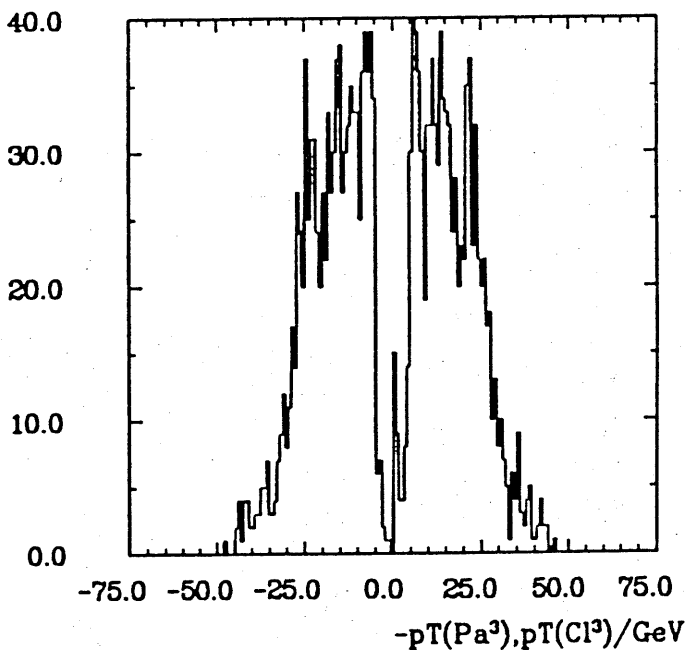
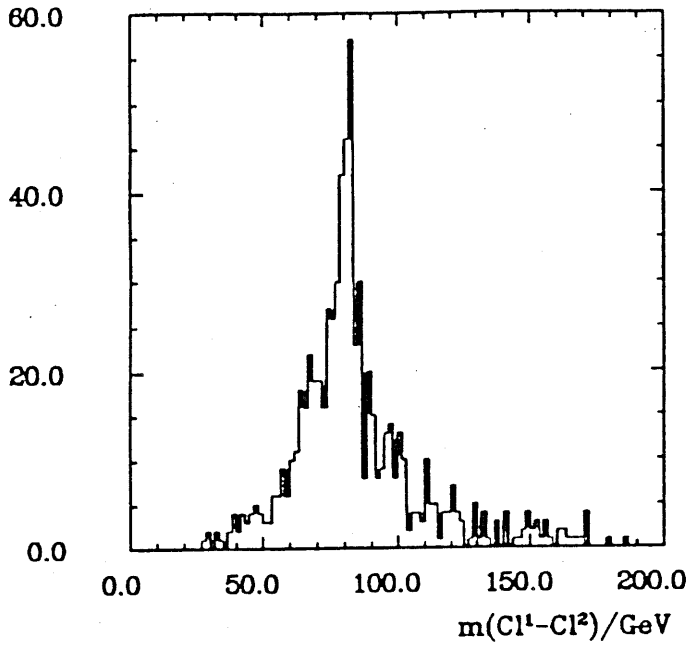


Abbildung 28: Transversalimpulsverteilung des jeweils dritt- $p_T$ -stärksten Partons ( $< 0$ ) bzw. Clusters ( $> 0$ ) für geschauerte(l) und ungeschauerte(r) hadronische Ereignisse.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

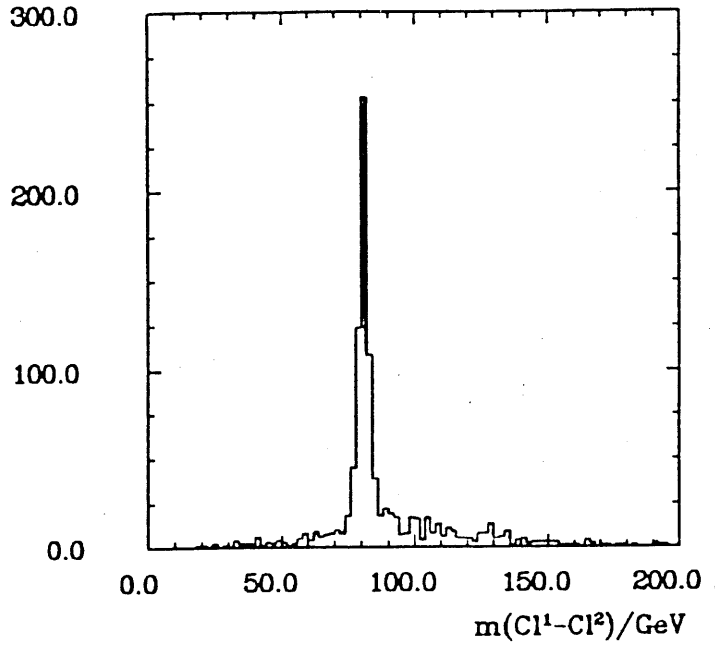
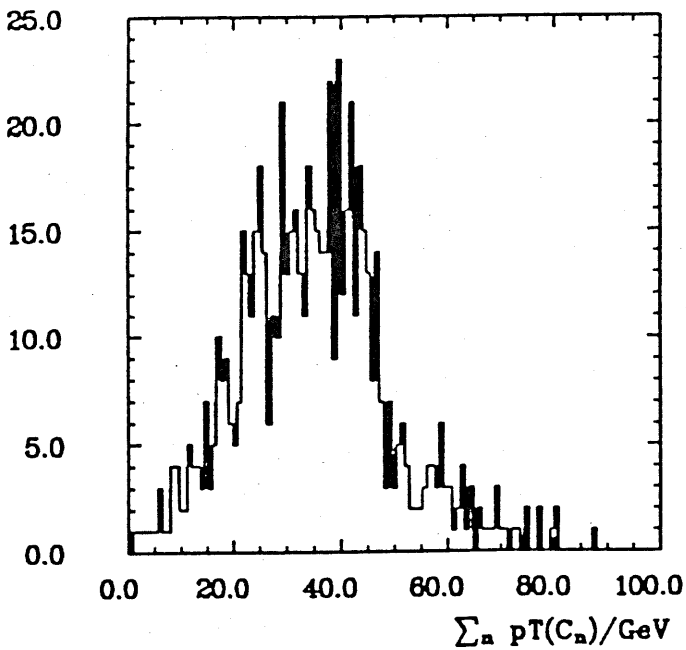


Abbildung 29: Invariante Paarmasse der 2  $p_T$ -stärksten Cluster für geschauerte(r) und ungeschauerte(l) hadronische Ereignisse.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

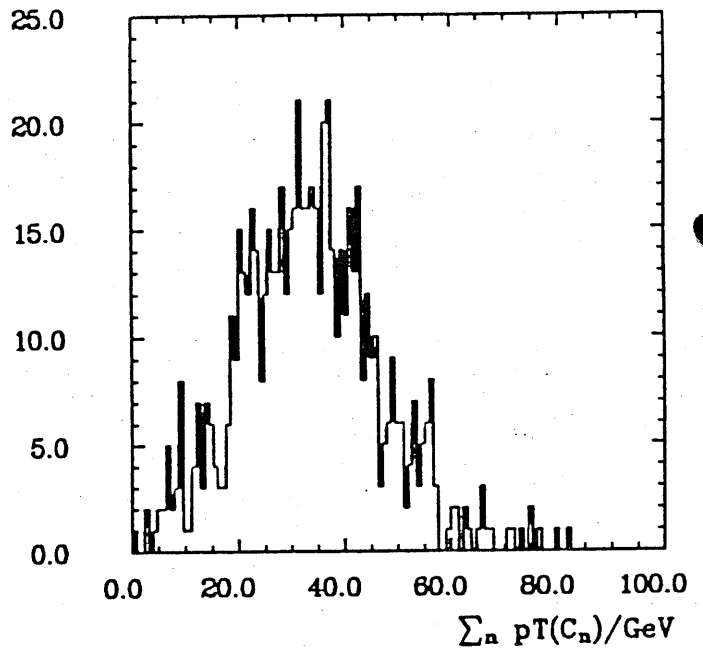


Abbildung 30: Transversalimpulsverteilung, abgeleitet aus den Gesamtdreierimpulsen der Cluster, für geschauerte(l) und ungeschauerte(r) leptonische Ereignisse.

## 5 Überblick und Grundsätzliches zu den hadronischen Konkurrenzprozessen

Während sich die vorhergehenden Abschnitte ausführlich mit dem  $W$ -Erzeugungsprozeß (1) als eigenständigem Untersuchungsgegenstand auseinandergesetzt haben, gilt es jetzt, sein physikalisches "Erscheinungsbild" in das Umfeld diesbezüglich vergleichbarer Prozesse einzuordnen. Dieser zweite Teil der vorliegenden Arbeit zielt ganz selektiv auf die Extraktion des hadronischen  $W$ -Signals ab, weil dort im Vergleich zur leptonenischen Zerfallsklasse sicher die interessantere, weniger eindeutige Untergrundkonstellation vorherrscht. Das prägende Signaturmerkmal des hadronischen  $W$ -Prozesses sind seine zwei  $p_T$ -starken Partonen  $f$  und  $\bar{f}$ , die sich auch nach Schauerung und Hadronisation als  $p_T$ -starke Jets wiederfinden lassen. Potentielle Konkurrenzprozesse, die im Stande sein könnten, diese Signatur zu imitieren, müssen mithin zwei  $p_T$ -starke Partonen im Endzustand haben. Neben den für  $e - P$ -Prozesse klassischen Anwärtern für diese Aufgabenstellung, die QCD-Compton-Streuung  $\gamma q \rightarrow gq$  und die Photon-Gluon-Fusion  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  ('direct'-Prozesse: 4.1.2, Abb.22), sind bei den Untersuchungen zur Situation bei HERA und LEP-LHC die sogenannten 'resolved Photoproduction'-Prozesse ins Gespräch gekommen [25][26][27]. Bei ihnen tritt das Photon nicht direkt, sondern vermittels seiner hadronischen Bestandteile, Quarks und Gluonen, mit den Konstituenten des Protons in Wechselwirkung (Abb. 31).

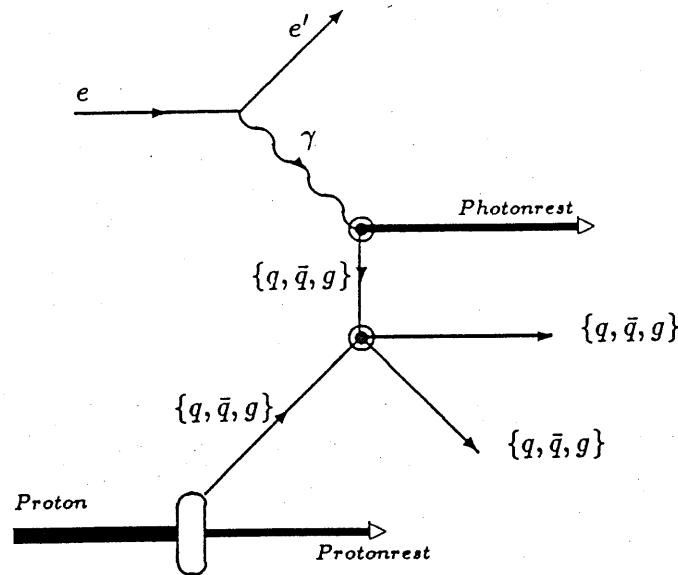


Abbildung 31: Grundmuster der Feynmangraphen zu den 'resolved'-Prozessen.

Der hadronische Photonrest liefert dabei die für diese Prozeßklasse charakteristischen rückwärts (Elektronrichtung) weggestreuten 'spectator'-Partonen, denen unter den für uns interessanten Bedingungen von der ohnehin spärlichen Photonenergie nur der kleinere Teil verbleibt. Ihre Energie bewegt sich in einer Größenordnung von wenigen GeV. Die Majorität der Photonenergie wird für die  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Subprozesse benötigt, aus denen schließlich die zwei  $p_T$ -starken Partonen hervorgehen sollen.

In Tabelle 7 sind diese Prozesse aufgeführt, jeweils mit ihrem dimensionslosen prozeßspezifischen WQ-Kernsegment nebst dem zugehörigen Funktionswert für einen Subprozeßstreuwinkel  $\hat{\theta}$  von  $\frac{\pi}{2}$  [11]. Letzteres kann man als ein Maß für die relative  $\hat{p}_T$ -Stärke der harten Streuprozesse bei gegebener Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  ansehen. Über den absoluten  $\hat{p}_T$ -Ertrag  $\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T}$  entscheidet darüberhinaus die Wahrscheinlichkeit, mit der zusätzlich eine möglichst hohe Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  aufgebracht wird, also die Härte der Verteilung  $\frac{d\sigma}{d\sqrt{s}}$ . Diese wiederum wird entscheidend von der Degression der 3 Energiefraktionierungsfunktionen ( $f_{a/P}, f_{\gamma/e}, f_{a'/\gamma}$ ) geprägt, weil sie die Energieabzweigung von den

Kollisionsteilchen  $e$  und  $P$  hin zum Subprozeß mehr oder weniger stark unterdrücken.

Subprozeß	$ \mathcal{M} ^2 = \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \frac{\hat{s}^2}{\pi\alpha_s^2}$	$ \mathcal{M} ^2_{\hat{\theta}=\pi/2}$
$\left. \begin{array}{l} qq' \rightarrow qq' \\ q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}' \end{array} \right\}$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	2.2
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}$	3.3
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$	0.2
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$	2.6
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}} - \frac{8}{3} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2}$	1.0
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}} - \frac{3}{8} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2}$	0.1
$qg \rightarrow qg$	$\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{u}\hat{s}}$	6.1
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{4} \left( \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} + 3 \right)$	30.4

Tabelle 7: Die 8 ( $2 \rightarrow 2$ )-Parton-Parton-Subprozesse der QCD [11]; Anmerkung zum Übergang von der mittleren zur rechten Spalte: für  $\hat{\theta} = \frac{\pi}{2}$  gilt bei Vernachlässigung der Partonmassen:  $\hat{t} = \hat{u} = -\hat{s}/2$

Graphik 32 zeigt die relative "multinormierte"  $\hat{p}_T$ -Stärke  $\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T|_i} / (\sum_i \frac{d\sigma}{d\hat{p}_T|_i})$  der (z.T. zusammengefaßten) 'resolved'-Prozesse, ergänzt um die beiden 'direct'-Prozesse (aus [26]). Will man mit Hilfe dieser Graphik die Verhältnisse der Gesamtwirkungsquerschnitte  $\sigma_i$  überschlagen, so ist es hilfreich sich zu vergegenwärtigen, daß  $(\sum_i \frac{d\sigma}{d\hat{p}_T|_i})$  natürlich sehr stark zu größeren  $\hat{p}_T$  abfällt. Unter dieser Vorgabe ist dann aber sehr schnell einzusehen,

- daß die Photoproduktion zweier  $p_T$ -starker Partonen durch die Berücksichtigung der 'resolved'-Prozesse erheblich verstärkt wird; nach Rechnungen von Drees [25][37] beispielsweise um einen Faktor 10 bei  $\hat{p}_T$  um 5 GeV ( $\sqrt{s} \approx 314$  GeV),
- daß vor allem im Bereich unterhalb von  $\hat{p}_T \approx 40$  GeV die "neuen" Prozesse absolut dominant sind,
- daß unter den 'resolved'-Prozessen diejenigen die stärksten Anteile in den hohen  $\hat{p}_T$ -Regionen aufbringen, bei denen von der Photon- oder Protonauflösung, am besten von beiden, jeweils ein Quark der Subreaktion beigesteuert wird,



- daß der von  $\hat{p}_T = 5$  GeV an aufwärts integrierte Wirkungsquerschnitt bei der Reaktion  $q(\gamma)g(P) \rightarrow qg$  am größten ist.

Für den Signaturvergleich mit dem  $W$ -Erzeugungsprozeß ist vor allem die Situation bei einem Transversalimpuls der 2 Partonen um und unterhalb von 40 GeV von speziellem Interesse, die recht klar von den Prozessen

$$e \rightarrow \gamma e', \gamma \rightarrow q_i \bar{q}_i, P \rightarrow q_j dq \Rightarrow q_i q_j \rightarrow q_i q_j \quad \wedge \quad \dots (q \leftrightarrow \bar{q}) \dots$$

und

$$e \rightarrow \gamma e', \gamma \rightarrow q \bar{q}, P \rightarrow g q_{val} dq \Rightarrow qg \rightarrow qg \quad \wedge \quad \dots (q \leftrightarrow \bar{q}) \dots$$

beherrscht wird.

Weil es zudem für die im Höchst- $p_T$ -Bereich über 40 GeV tonangebenden 'direct'-Prozesse bereits weitreichende Untersuchungen und insbesondere auch Generatoren gibt [22][28], habe ich mich bei meinen weiterführenden physikalischen Überlegungen, Signaturvergleichen und dem von mir geschriebenen Generator QUAGS ('quark-gluon-scattering') auf den Prozeß um die Subreaktion  $qg \rightarrow qg$  beschränkt. Er kann zwar nur exemplarisch für den  $W$ -Untergrund stehen, ist aber doch, wie zu erläutern versucht, von besonderer Bedeutung.

Es sei noch angemerkt, daß die Erkenntnisse aus den Simulationen zu diesem Prozeß auch im Rahmen der QCD und zur Vervollkommnung von Proton- und insbesondere Photonstrukturfunktion genutzt werden können, worauf ich aber nicht weiter eingehen werde.

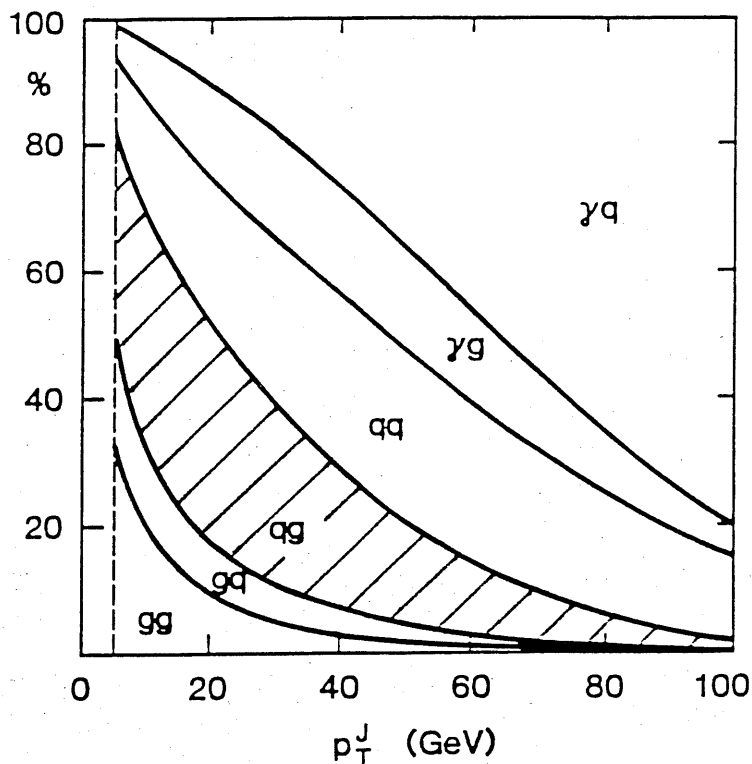


Abbildung 32: Schichtweise übereinander aufgetragen sind die (prozentualen) Anteile von  $\frac{d\sigma}{dp_T}|_i$  an  $(\sum_i \frac{d\sigma}{dp_T}|_i)$  in ihrer Abhängigkeit von  $\hat{p}_T$ , die Prozeßindizierung führt jeweils das Photon bzw. den Photonableger vor dem Protonableger auf.

## 6 Details zur Programmimplementierung des Untergrundprozesses

### 6.1 Faltungsfunktionen und Kinematik

Der von uns ausgewählte Untergrundprozeß, sein inklusiver Feynmangraph ist in Abbildung 33 zu sehen, umrahmt den harten Streuprozeß  $qg \rightarrow q'g'$ . Der zugehörige harte Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\hat{\sigma}}{dt}$ <sup>14</sup> leitet sich in niedrigster (zweiter) Ordnung aus der kohärenten Überlagerung der Amplituden zu den drei in Abbildung 34 dargestellten Feynmangraphen ab. Sie benenne ich, wie üblich, nach den Größen  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  und  $\hat{u}$ , geknüpft an die Übereinstimmung jener Größen mit der jeweiligen quadratischen invarianten Masse des Propagatorteilchens ( $q^*$  bzw.  $g^*$ ).

Die gewöhnliche Form dieses differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\hat{\sigma}}{dt}$  wurde bereits in Tabelle 7 des Abschnitts 5 vorgestellt. Aus noch zu erläuternden Gründen habe ich eine etwas andere differenzierte Form in meinem Generator verwendet, deren Ableitung und Diskussion ich des besseren Zusammenhangs wegen auf Abschnitt 6.3ff verschoben habe.

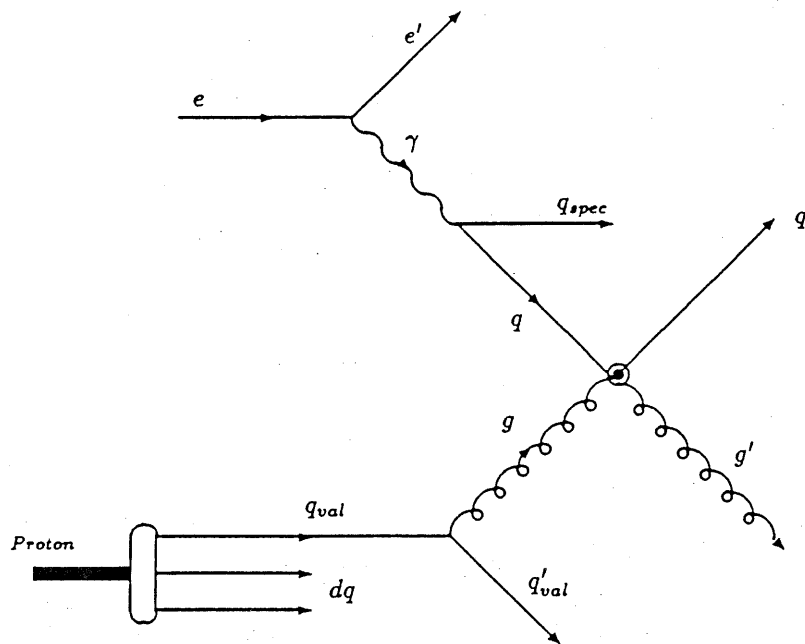


Abbildung 33: Feynmangraph des Inklusivprozesses  $eP \rightarrow e' q_{spec} q' g' q'_{val} dq$ , die Teilchennomenklatur ist maßgebend für den Rest der Arbeit.

Wie bereits in Kapitel 5 bemerkt, wird der Wirkungsquerschnitt des Inklusivprozesses

$$eP \rightarrow e' q_{spec} q' g' q'_{val} dq \quad (13)$$

(die Teilchenbezeichnung ist mit Abbildung 33 in Beziehung zu setzen) nicht nur durch den harten Streuprozeß, sondern wesentlich auch durch die Form der drei Faltungsfunktionen bestimmt. Da ist zunächst die (1 dim) Photondichtefunktion  $f_{\gamma/e}(z)$  zur Beschreibung der Abstrahlung des Photons vom Eingangselektron. Ihre Beziehung zum (2 dim) Photonspektrum  $\Gamma_t$  hatte ich schon in Abschnitt 3.1 kurz angedeutet. Ausgangspunkt unserer weiteren Ableitungen ist Gleichung 6 aus Abschnitt 3.1, von der wir nun eine auf unser Problem zugeschnittene Vereinfachung, die Weizsäcker-Williams-Näherung bilden werden.

Zweierlei Gründe waren für den Einsatz dieses Kollinearitätsansatzes beim Untergrundprozeß ausschlaggebend. Zum ersten die Absicht, die Dimension des zu integrierenden Phasenraums (4) nicht

<sup>14</sup>Wie üblich bezeichnet ... die Größen des harten Streuprozesses.

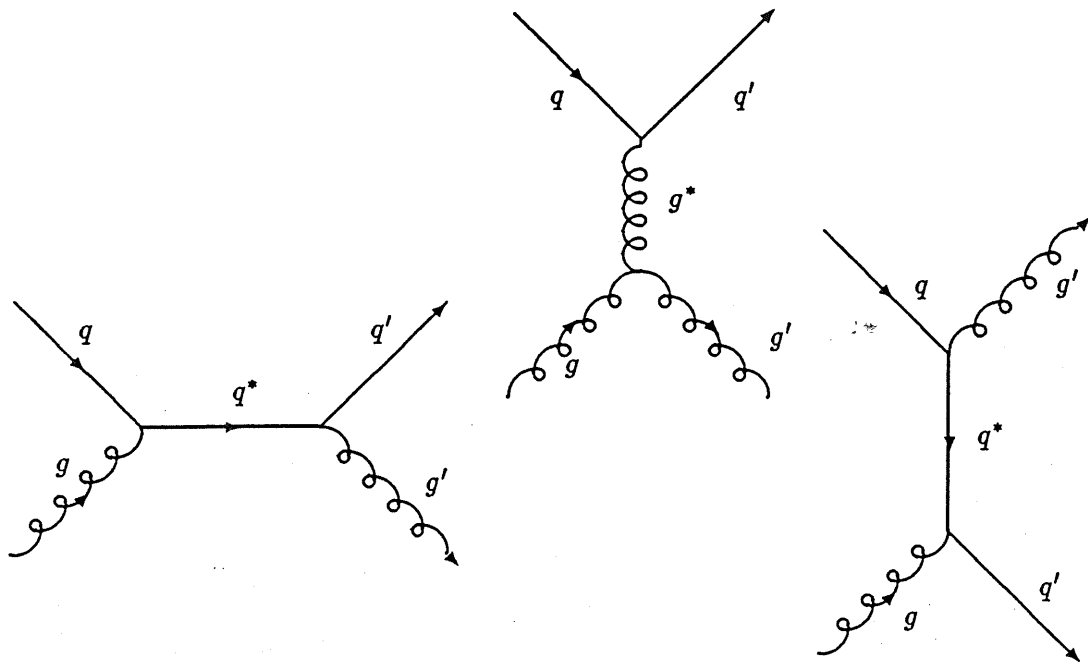


Abbildung 34: Feynmangraphen des harten Streuprozesses  $qq \rightarrow q'g'$ , mit dem  $\hat{s}$ -Kanal (l), dem  $\hat{t}$ -Kanal (m) und dem  $\hat{u}$ -Kanal (r), alle drei zusammen stehen stellvertretend für den in Abbildung 33 eingezeichneten Vertexkreis.

noch größer werden zu lassen, was gleichbedeutend mit einem deutlichen Anstieg der Rechenzeit meines Programmes wäre. Darüberhinaus die Überlegung, daß die 2. Dimension (zur Darstellung der Akollinearität von  $e'$  und  $\gamma$ ) für den Signaturvergleich mit dem  $W$ -Prozeß nicht unbedingt nötig ist. Die Rechnungen dort hatten gezeigt (Abb.18), daß dessen Photon überwiegend quasireell ist, das abstrahlende Elektron entsprechend schwach gestreut ist und – weil es selten den Detektor erreicht – wenig Einfluß auf die Signatur hat.

Die Helizität des Photons ( $\lambda_\gamma$ ) wird bei dessen Auflösung in ein  $q\bar{q}$ -Paar durch die von mir verwendeten Formeln nicht weiter verwertet. Folglich kann ein möglicher Einfluß von  $\lambda_\gamma$  auf den Wirkungsquerschnitt nicht berücksichtigt werden, womit die Kenntnis von  $\lambda_\gamma$  bedeutungslos ist. Wir können aus diesem Grund mit unpolarisierten Photonen rechnen. Anhand von Gleichung 6 ist nun abzulesen, daß nicht  $\sigma_e$  und  $\lambda_\gamma$  getrennt, sondern nur deren Produkt Einfluß auf  $\Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{\sigma_e, \lambda_\gamma}$  haben. Dies garantiert, daß

$$\begin{aligned} \Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{\sigma_e=-1, \gamma \text{ unpol}} &= \binom{(6)}{\lambda_\gamma=1}_{\sigma_e=-1} + \binom{(6)}{\lambda_\gamma=-1}_{\sigma_e=-1} \\ &= \Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{\sigma_e=1, \gamma \text{ unpol}} = \binom{(6)}{\lambda_\gamma=1}_{\sigma_e=1} + \binom{(6)}{\lambda_\gamma=-1}_{\sigma_e=1} \end{aligned}$$

ist, sodaß mithin unabhängig von der Elektronpolarisation gilt:

$$\begin{aligned} \Gamma_t(y, Q_{lep}^2)|_{Pol_e \text{ bel.}} &= \binom{(6)}{(\sigma_e \lambda_\gamma)=1} + \binom{(6)}{(\sigma_e \lambda_\gamma)=-1} \\ &= \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \frac{1}{Q_{lep}^2} \end{aligned} \quad (14)$$

Mit  $y$  ist wie gehabt die Skalen-Variable  $y = \frac{x'P}{e'P}$  gemeint,  $Q_{lep}^2$  steht für  $-\gamma^2 = -(e - e')^2$ .<sup>15</sup> Der Übergang von der 2 zur 1 dimensionalen Beschreibung geschieht (unter Preisgabe eines Frei-

<sup>15</sup>Den Index "lep" lasse ich um Vielfachindizierungen zu vermeiden an manchen Stellen weg.

heitsgrades) durch Integration über  $Q_{lep}^2$ :

$$f_{\gamma/e}(y) \Big|_{\substack{\text{Pole bel.} \\ \gamma \text{ unpol.}}} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \log \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}$$

Auf der Suche nach den Extremen von  $Q_{lep}^2$  zu gegebenem  $y$  erweist sich der Streuwinkel  $\theta_{e'} = \angle(\vec{e}, \vec{e}')$  als hilfreiche Leitgröße. Zunächst gilt:

$$y \stackrel{(\gamma)}{=} \frac{2e^0 - e'^0(1 + \cos \theta_{e'})}{2e^0} \\ \Rightarrow e'^0 = \frac{2e^0(1-y)}{1 + \cos \theta_{e'}} \quad \text{mit} \quad e'^0 \leq e^0 \quad (15)$$

Die angefügte Ungleichung ist eine zwangsläufige Randbedingung bei Verwendung des Variablensatzes  $(Q_{lep}^2, y)$  zur Beschreibung der  $e' - \gamma$ -Kinematik<sup>16</sup>. Es ist infolge leicht einzusehen, daß

$$e'^0(y)|_{min} = e'^0(y)|_{\theta_{e'}=0} = e^0(1-y) \quad (= e^0(1-z)) \quad (16)$$

$$e'^0(y)|_{max} = e'^0(y)|_{\theta_{e'}=\pi} \stackrel{Rb}{=} e^0 \quad (17)$$

und ferner

$$\begin{aligned} \theta_{e'} \approx 0: \quad Q_{lep}^2 &= -2m_e^2 + 2e^0 e'^0(y, \theta_{e'}) - 2|\vec{e}||\vec{e}'|(e'^0, m_e)| \cos \theta_{e'} \\ &> -2m_e^2 + 2e^0 e'^0(y, \theta_{e'})(1 - \cos \theta_{e'}) \\ &\Rightarrow Q_{min}^2(y) = Q^2(y)|_{\theta_{e'}=0} \\ \theta_{e'} \approx \pi: \quad Q_{lep}^2 &\approx 2e^0 e'^0(y, \theta_{e'})(1 - \cos \theta_{e'}) \\ &\Rightarrow Q_{max}^2(y) = Q^2(y)|_{\theta_{e'}=\pi} \end{aligned} \quad (18)$$

Gleichung 16 offeriert eine weitere nützliche Näherung, die schon beim  $W$ -Prozeß eine Rolle spielte:

$$\lim_{\theta_{e'} \rightarrow 0} y = z = \frac{\gamma^0}{e^0}$$

Dies vereinfacht fürs erste die Berechnung von  $Q_{min}^2$ . Für  $\frac{m_e}{e^0} \ll 1$  (aber  $m_e \neq 0!$ ), also  $z(=y) \neq 1$  gilt dann:

$$|\vec{e}'| \approx e'^0 \left(1 - \frac{m_e^2}{2(e'^0)^2}\right) \Rightarrow \dots \Rightarrow Q_{min}^2(z) \approx \frac{m_e^2 z^2}{1-z}$$

Die Integrationsobergrenze  $Q_{max}^2$  ist zunächst an  $\theta_{e'} = \pi$  gebunden (s.o.). Auf den ersten Blick vereitelt ein solch großer Streuwinkel den Übergang  $y \rightarrow z$  für die gesamte Photondichtefunktion, der, wäre er möglich, eine wesentlich vereinfachte Handhabung der Formel mit sich brächte.

Das sich dieses Ziel doch erreichen läßt, ist in der Tatsache begründet, daß für unseren Prozeß, wie auch für den  $W$ -Prozeß und viele andere  $e - P$ -Prozesse, das Photon i.a. quasireell bleibt (vgl. Abb.18). Der Löwenanteil des Wirkungsquerschnittes wird nämlich in einem  $Q_{lep}^2$ -Bereich unmittelbar über  $Q_{min}^2$  aufgebracht, denn die Verteilung  $\frac{d\sigma}{dQ_{lep}^2}$  ist durch den  $1/Q_{lep}^2$ -Faktor im Photonspektrum  $\Gamma_t$  schon recht gut beschrieben. Im Gegensatz z.B. zur  $\frac{d\sigma}{dy}$ -Verteilung ist die Einflußnahme durch die übrigen Komponenten des Wirkungsquerschnittes als sehr schwach anzusehen.

Mithin ist die Wahl von  $Q_{max}^2$  verhältnismäßig unkritisch, sofern es nur nicht in die Größenordnung von  $Q_{min}^2$  gesetzt wird;  $Q_{max}^2$  läßt sich ohne nennenswerte Verluste an Gesamtwirkungsquerschnitt in

<sup>16</sup>Der organische Variablensatz ist sicherlich ( $z = \gamma^0/e^0, \theta_{e'}$ ) mit den entflochtenen Randbedingungen  $z \in [0, 1], \theta_{e'} \in [0, \pi]$ .

einem Bereich plazieren, wo der "korrespondierende" Winkel die Näherung  $y \rightarrow z$  zuläßt. Dann ist aber

$$\begin{aligned} Q_{max}^2 &\stackrel{18}{=} 4(e^0)^2(1-z) \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \Big|_{\mathcal{O}(1^0)} \approx (e^0)^2(1-z) \theta_{e'}^2 \Big|_{\mathcal{O}(1^0)} \\ \Rightarrow f_{\gamma/e}(z) &= \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1+(1-z)^2}{z} \log\left(\frac{(e^0)^2(1-z)^2 \theta_{e'}^2}{m_e^2 z^2}\right) \\ &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{1+(1-z)^2}{z} \log\left(\frac{e^0(1-z)}{m_e z} \theta_{e'} \Big|_{\dots}\right) \end{aligned}$$

was in grober Näherung zu

$$f_{\gamma/e}(z) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1+(1-z)^2}{z} \log\left(\frac{e^0}{m_e}\right) \quad (19)$$

vereinfacht wird.

Die angesprochene Korrespondenz ist eine Eigenart der  $(Q_{lep}^2, y)$ -Kinematik. Gleichung 15 in Gleichung 18 eingesetzt und nach  $\cos \theta_{e'}$  aufgelöst führt uns auf

$$\cos \theta_{e'} = \frac{4(e^0)^2(1-y) - Q_{lep}^2}{4(e^0)^2(1-y) + Q_{lep}^2} \quad (20)$$

Ein kleiner Wert von  $Q_{lep}^2$  bedingt also immer ein  $\theta_{e'}$  um 0. Beschrieben wird von der Weizsäcker-Williams-Funktion (19) nun die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron der Energie  $e^0$  ein Photon der Energie  $\gamma^0 = ze^0$  abstrahlt. Streng genommen sind es nur solche Photonen, die in einem Kegel um die Elektronflugrichtung mit dem zu  $Q_{max}^2$  ( $y \approx z$  gegeben) korrespondierenden nicht zu großen Öffnungswinkel  $\theta_{e'}$  fliegen; in praxi werden die allermeisten Photonen kollinear zum Elektron abgestrahlt.

Auf die Faltung  $e^0$  (fest)  $\rightarrow \gamma^0$  folgt nun die Faltung  $\gamma^0 \rightarrow q^0$ , bevor das Quark oder Antiquark – alles in diesem Zusammenhang Gesagte gilt für beides gleichermaßen – den Subprozeß von der Elektronseite her erreicht. Die zugehörige Quarkdichtefunktion  $f_{q/\gamma}(z')$  ist in völliger Analogie zu den protonischen Dichtefunktionen zu handhaben und beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein  $q(\bar{q})$  der Energie  $q^0 = z'\gamma^0$  ( $z' \in [0, 1]$ ) im Photon "anzutreffen" ist. Aus Symmetrieüberlegungen ist leicht verständlich, daß gilt:  $f_{q/\gamma}(z') = f_{q/\gamma}(1-z')$ . Die Aufteilung der Energie zwischen dem in den Subprozeß einlaufenden Quark  $q(\bar{q})$  und dem verbleibenden 'spectator'-Quark  $\bar{q}_{spec}(q_{spec})$  ist (zunächst) im Mittel gleich.

Von dieser Gleichberechtigung wird nach Zusammenschluß mit den übrigen Komponenten des Wirkungsquerschnittes nicht viel übrig bleiben; insbesondere dann, wenn Mindestforderungen an die Subprozeßenergie  $E_{CMS} = \sqrt{\hat{s}}$  gestellt werden, die unter Verlust an Gesamtwahrscheinlichkeit nur solche Phasenraumbereiche nicht ausgrenzen, in denen  $q^0$  groß genug und infolgedessen  $q_{spec}^0$  dementsprechend klein ist. Die  $\frac{d\sigma}{dz'}$ -Verteilung wird im Vergleich zu  $f_{q/\gamma}(z')$  stark zu großen  $z'$ -Werten verschoben sein.

Die komplette von mir verwendete Quarkdichtefunktion, aus [8] übernommen, lautet:

$$f_{q/\gamma}(z', \hat{s}) \Big|_{fl,c} dz' = e_{fl}^2 \frac{\alpha}{2\pi} \{(z')^2 + (1-z')^2\} \log\left(\frac{\hat{s}}{m_{fl}^2}\right) dz' \quad (21)$$

$fl$  und  $c$  steht für Flavour und Colour des den Subprozeß erreichenden "Photonteils",  $e_{fl}$  und  $m_{fl}$  für die flavourspezifische Ladung (in Einheiten der Elementarladung) und Masse. Über die Farbe  $c$  kann losgelöst summiert werden, was einen zusätzlichen Faktor von 3 einbringt. Der Quotient  $\frac{\hat{s}}{m_{fl}^2}$  im sogenannten log-Faktor ist in kinematischer Anlehnung an das in der 2-Photon-Physik verwendete  $\frac{Q^2(1-x)}{m_{fl}^2 x} = \frac{W^2}{m_{fl}^2}$  gewählt worden ([8], 5.2ff). Ein bestehender Unterschied ist zweifellos, daß zu  $W^2 =$

$(\gamma + \gamma^*)^2$  in der 2-Photon-Physik mindestens ein hochvirtueller Vierervektor ( $\gamma^*$ ) beträgt, während  $\hat{s} = (q + g)^2$  die invariante Paarmasse zweier (i.a.) quasireeller Teilchen ist.

Die quadratische Quarkmasse im Nenner des log-Faktors bewirkt eine schwache Unterdrückung schwerer Quarkflavour. Eine vergleichsweise starke Flavourabhängigkeit wird demgegenüber durch das Ladungsquadrat  $e_{fl}^2$  ins Spiel gebracht:  $u, c, ..(\bar{u}, \bar{c}, ..)$  werden gegenüber  $d, s, b (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})$  im Verhältnis 4 : 1 bevorzugt.

Die Gluondichtefunktion des Protons  $f_{g/P} = g(x, Q_{QCD}^2)$  ist die dritte der eingebauten Faltungsfunktionen. Sie regelt den Energieübertrag  $P^0(\text{fest}) \rightarrow g^0 = xP^0$  (17) und ist wohl die geläufigste der 3 Dichtefunktionen. Ich verwende zu ihrer Darstellung wieder die Routine PYSTFU aus PYTHIA48 [10] mit ihren 6 zur Wahl stehenden Parametrisierungen für  $g(x, Q_{QCD}^2)$ . Meine Präferenz ist Satz 1 von Duke und Owens in direktem Bezug zu den  $W$ -Prozeß-Berechnungen. Was die Verwendung der QCD-Skala angeht – sie ist Bestandteil sowohl der Dichtefunktion  $f_{g/P}$  als auch von  $\alpha_s(Q_{QCD}^2)$  – so habe ich mich für  $Q_{QCD}^2 \equiv \hat{s}$  entschieden, in enger Anlehnung an Literaturstellungen zu vergleichbarer Situation [29]. Ich muß hinzufügen, die Wahl der QCD-Skala hat einen nicht unerheblichen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt. Ein Wechsel, z.B. nach  $Q_{QCD}^2 \equiv -\hat{t}$ , kann eine diesbezügliche Veränderung von ca. 25 % bewirken.

Was im Rahmen der Protonauflösung verbleibt ist die Behandlung des Protonrestes. Informationsquellen, die sich mit diesem Detail der  $e - P$ -Physik auseinandersetzen sind vor allem die Anleitungen und Begleitliteraturen zu den Simulationsprogrammen hadronischer Prozesse, hier zu allererst wieder PYTHIA [30][23]. Demnach kommt den physikalischen Resultaten vorangegangener Experimente die Auffassung am nächsten, daß eine Gluonabstrahlung von einem einzelnen der drei Quarks des Protons ausgeht. Nach besagter Abstrahlung ist dieses Quark an den Rest, einem kompakt zusammenhängenden Diquark, nur leicht gebunden. Es stellt sich nun unmittelbar die Frage, wie der Energierest

$$P^0 - g^0 = (1 - x)P^0 = (q'_v)^0 + dq^0 =: x_R P^0$$

auf die verbleibenden zwei Protonfragmente aufzuteilen ist. Einzige physikalische Vorgabe ist, den genannten Autoren zufolge, ein Verhältnis  $(q'_v)^0 : dq^0$  von im Mittel 1 : 2, also dem jeweiligen Flavouranzahlinhalt entsprechend. Die einfachste, auch von PYTHIA verwendete Funktion, die jene Randbedingung respektiert, ist

$$\frac{dP}{dx_{v'}} = \frac{2}{x_R^2} (x_R - x_{v'})$$

mit

$$x_{v'} =: \frac{(q'_v)^0}{P^0} \Rightarrow x_{v'} \in [0, x_R], \quad (x_R = 1 - x)$$

für die wie gewünscht gilt:

$$\langle x_{v'} \rangle = \int_0^{x_R} \frac{dP}{dx_{v'}} x_{v'} dx_{v'} = \dots = \frac{x_R}{3}$$

Die aufgeführte Wahrscheinlichkeitsverteilung läßt sich durch die Variablentransformation

$$x_{v'} \rightarrow x_z = \frac{x_{v'}}{x_R} \quad \left( \frac{\partial x_{v'}}{\partial x_z} = x_R \right) \text{ zu}$$

$$\frac{dP}{dx_z} = 2(1 - x_z) \quad \text{mit } x_z \in [0, 1]$$

noch etwas vereinfachen.

Beenden möchte ich diesen einleitenden Abschnitt mit der Ableitung einer Reihe nützlicher Beziehungen, insbesondere zwischen den Integrationsvariablen  $z, z', x, \cos \hat{\theta}$  und den aus der  $e - P$ -Streuung

<sup>17</sup>Man beachte auch hier den Unterschied von  $x = g^0/P^0$  zu Bjorken- $x = \frac{Q_{lep}^2}{2\gamma \cdot P}$ .

geläufigen Variablen. Ich werde dabei, was zu diskutieren bleibt, alle Massen der einlaufenden ( $e, P$ ) und auslaufenden ( $e', q_{spec}, q', g', q'_{val}, dq$ ) Teilchen zu Null setzen. Dann gilt:

$$\begin{aligned} \text{LS: } \gamma^0 &= ze^0, \quad \vec{\gamma} \parallel \vec{e} \parallel \vec{e}', \quad m_e = 0 \\ \Rightarrow \gamma^2 &= z^2(e^0)^2 - (|\vec{e}| - |\vec{e}'|)^2 = z^2(e^0)^2 - (e^0 - e'^0)^2 = 0 \end{aligned}$$

In völliger Analogie läßt sich zeigen, daß  $g^2 = 0$  ist, und unter Mitverwendung von  $\gamma^2 = 0$  auch das  $q^2 = 0$  ist. Wird dann der  $\widehat{CMS}$ -Streuwinkel wie üblich als  $\hat{\theta} = \angle(\vec{q}, \vec{q}') = \angle(\vec{g}, \vec{g}')$  definiert und aus der Masselosigkeit der 4 am Subprozeß beteiligten Teilchen gefolgert, daß sie einen gemeinsamen Dreierimpulsbetrag  $\hat{p}$  von  $\sqrt{\hat{s}}/2$  haben, so führt dies auf:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (q + g)^2 = 2q^0 g^0 (1 - \cos \pi) = 4q^0 g^0 = z z' x s \\ \hat{p}_T &= \hat{p} \sin \hat{\theta} = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \sin \hat{\theta} \\ \hat{t} \stackrel{z.B.}{=} (g - g')^2 &= -2\hat{p}^2 (1 - \cos \hat{\theta}) = -\frac{\hat{s}}{2} (1 - \cos \hat{\theta}) \\ \hat{u} &= -\hat{s} - \hat{t} = -\frac{\hat{s}}{2} (1 + \cos \hat{\theta}) \\ \left| \frac{\partial \hat{t}}{\partial \cos \hat{\theta}} \right| &= \frac{\hat{s}}{2} \\ W^2 &= (\gamma + P)^2 = 2\gamma^0 P^0 (1 - \cos \pi) = z s \\ \nu &= \frac{\gamma \cdot P}{m_P} = \frac{W^2}{2m_P} \end{aligned}$$

Diese so abgeleitete Kinematik möchte ich mal die "einfache Kinematik" nennen. Ihren Gültigkeitsbereich auszuloten ist nicht ganz einfach. Er hängt wesentlich vom Verhältnis der quadratischen invarianten Massen der 4 am Subprozeß beteiligten Partonen zu ihren Energiequadraten im  $\widehat{CMS}$  ab. Von diesen Quotienten läßt sich vor allem  $q^2/(q^0)^2 (< 0)$  nur schwer analytisch abschätzen. Die abgeleiteten (Näherungs-)Beziehungen werden in Abschnitt 6.4 benötigt, QUAGS selbst kann bei Bedarf mit der wesentlich komplizierteren "exakten Kinematik" arbeiten, die sämtliche beteiligten Massen korrekt mit einbezieht.

## 6.2 Grundsätzliches zur Schauerung

Wie die im Verlaufe der folgenden Abschnitte eingeleiteten Untersuchungen zur  $U$ -Signatur<sup>18</sup> zeigen werden, ist die Frage, ob die unhadronisierten Ereignisse (13) zunächst einer (Endzustands-) Schauerung unterzogen werden oder nicht von weit stärkerem Einfluß als dies beim  $W$ -Prozeß der Fall war. Als exponierte Variable in diesem Zusammenhang wird sich die Virtualität  $m^2$  der Schauerentwicklung herauskristallisieren. Diese und andere Einflußgrößen vorzustellen – inbegriffen das zugrundeliegende Funktionsprinzip – ist Aufgabe dieses Abschnittes (vgl. [11]).

In Analogie zur  $W$ -Simulation wird die Schauerung auch hier von der JETSET72-Routine LUSHOW ausgeführt. Sie wird bei Bedarf auf die Viererimpulse der auslaufenden Partonen des Inklusionsprozesses (13) "losgelassen" und liefert einen erweiterten Satz von Partonen, Ausgangspunkt für die sich anschließende Fragmentation mit LUEXEC. An der Methodenauswahl und den physikalischen Einflußparametern von LUSHOW habe ich, ausgenommen die unumgängliche Festlegung von  $m_{max}^2$  (s.u.), nichts verändert.

Die Aufgabe der Schauerung soll es sein, die komplizierten exakten Kalkulationen zu höheren Ordnungen der QCD zu substituieren, um so mit vertretbarem Aufwand eine theoretisch fundierte Physik bis an den "Rand" des der perturbativen Berechnung zugänglichen Bereiches ( $\alpha_s < 1$ ) vorantreiben zu können. Von da ab müssen die bereits vorgestellten halbempirischen Fragmentationsmechanismen (Abschnitt 3.7) verwendet werden. Arbeitsgrundlage der Schauerung sind Wahrscheinlichkeitsformeln – Interferenzen werden nicht originär berücksichtigt – mit denen die iterativ ausgelösten Verzweigungen  $q \rightarrow qq$ ,  $g \rightarrow gq$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$  gesteuert werden und die folgende Struktur aufweisen:

$$\frac{dP_{a \rightarrow bc}}{dm^2} = \frac{\alpha_s(Q^2(m^2))}{2\pi} \frac{1}{m^2} \int_{z_C}^{1-z_C} dz P_{a \rightarrow bc}(z) \quad (22)$$

Der Integrationskern  $P_{a \rightarrow bc}(z)$  ist verzweigungsspezifisch, er beschreibt die Abhängigkeit von der Energie-Impulsabspaltung  $z$  ( $z \stackrel{i.a.}{=} \frac{E' + p'_L}{E + p_L}$ ).  $[z_C, 1 - z_C]$  markiert den Bereich, außerhalb dessen eines der beiden Tochterteilchen als nicht abgelöstes Anhängsel des anderen gilt. Es werden auf diese Weise die Infrarotdivergenzen umschifft. Genaugenommen ist diese Grenze von der Differentialvariable  $m^2$  abhängig, wenn auch sehr schwach.

$m^2$ , an dessen Stelle oftmals auch  $t = \log(\frac{m^2}{\Lambda^2})$  mit  $dt = \frac{dm^2}{m^2}$  verwendet wird, steht für die der Verzweigung  $a \rightarrow bc$  gemäß (22) zugewürfelte Virtualität  $a^2 = (b+c)^2$  des Ausgangsteilchens  $a$ . Es ist ein Maß für die Härte der stattfindenden Abstrahlung und hat zunächst nichts mit der quadratischen Ruhemasse der beteiligten Teilchen zu tun.

Aufgrund kinematischer Überlegungen läßt sich zeigen, daß  $m^2$  erstens immer zeitartig ( $> 0$ ) ist und sich zweitens bei Generationswechsel verkleinern muß. Die gesamte Verzweigungsprozedur kann sich demzufolge nur solange fortsetzen, bis in sämtlichen Armen eine Untergrenze  $m_{min}^2$  erreicht ist. Diese Grenze – ihr LUSHOW-Wert beträgt  $1 \text{ GeV}^2$  – muß so eingerichtet sein, daß sie um einiges über  $\Lambda^2$  liegt, weil mit einem  $m^2$  um  $\Lambda^2$  der Bereich  $\alpha_s(m^2) < 1$  verlassen wird, eine perturbative Behandlung der QCD also nicht mehr gerechtfertigt ist.

$m_{max}^2$ , der Startwert von  $m^2$ , steht für die maximale (positive) Virtualität der einzelnen Mitglieder der ersten Generation. Er entscheidet über die Anzahl der Schauergenerationen, und zwar umso stärker, je näher er der Untergrenze  $m_{min}^2$  kommt. Als Referenz hinsichtlich der  $m_{max}^2$ -Eingabe für LUSHOW habe ich die bei der Reaktion

$$e^+ e^- \rightarrow q\bar{q} + \text{Schauerentwicklung}$$

übliche Verfahrensweise zu Rate gezogen. Bei dieser Reaktion, zu der sicherlich auch die in diesem Zusammenhang ausgiebigsten vergleichenden Analysen zwischen empirischen Daten und der theoretischen Vorhersage existieren, wird die Startvirtualität zu  $s = (e^+ + e^-)^2$  gesetzt. Dies ist bei Wahrung

<sup>18</sup>" $U$ " benutze ich künftig als Kürzel für den exemplarisch ausgewählten hadronischen  $W$ -Untergrundprozeß um die QCD-Streureaktion  $qg \rightarrow q'g'$ .



der Viererimpulserhaltung gerade die prinzipielle Obergrenze für  $q^2$  oder  $\bar{q}^2$ . Mit anderen Worten, eines der beiden Flavours des harten Streuprozesses könnte im "Moment" seiner Verzweigung für sich alleine eine invariante (virtuelle) Masse bis hinauf zur Beschleunigerenergie  $\sqrt{s}$  haben, also um Größenordnungen über seiner Ruhemasse. Abstrakter ausgedrückt ist  $m_{max}^2$  die quadratische invariante Masse des (hier einzigen) QCD-Singlets ( $q - \bar{q}$ ). Eine derartige "Singletbezogenheit" deckt sich obendrein mit der JETSET72-Handhabung bei interner Schauerung, z.B. im Rahmen der  $e^+e^-$ -Prozeßsimulation oder bei automatischer Schauerung nach hadronischem Zerfall eines entsprechend schweren Teilchens. Diese  $m_{max}^2$ -Vorschrift habe ich nun für die Vorgehensweise bei den Singlets  $S_\alpha$  von  $W$ - und  $U$ -Prozeß übernommen. Mithin gilt jeweils:

$$m_{max|\alpha}^2 = \left( \sum_{\substack{\text{Mitglieder } i \\ \text{von } \alpha}} P_i \right)^2$$

Es zeigt sich, daß  $m_{max}^2$  in eine Größenordnung fällt, in der die Schauerung nur schwach auf eine Veränderung dieses Wertes reagiert. Anders als bei der oben beschriebenen  $e^+e^-$ -Reaktion kommt es allerdings zu Konstellationen, wo die Mitglieder eines Singlets nicht gleichberechtigt oder ähnlich sind, sondern wo zum Beispiel eines von zwei Mitgliedern ein schauerunfähiges Diquark ist, was aber nichtsdestotrotz seinen Viererimpuls ansatzgetreu bei der Bildung von  $m_{max}^2$  beisteuert.

Zum Abschluß noch einige Bemerkungen zum Begriff der kohärenten Schauerentwicklung, wie sie auch von LUSHOW standardmäßig ausgeführt wird. Wie sich nachweisen läßt, würde eine vollständige Berücksichtigung der generationsübergreifenden Interferenzen (neben der  $m^2$ -Ordnung) eine Winkelordnung zur Folge haben, in dem Sinne, daß die Abstrahlung von Generation zu Generation immer kollinear wird.

Das kohärente Schauermodell von Webber und Marchesini [31] trägt den Interferenzen nun insoweit Rechnung, als daß es diese spezielle Folgeerscheinung als zusätzliche Randbedingung zu dem bisher Gesagten einführt. Darüberhinaus gilt unter diesen Umständen  $z(1-z)m^2 \approx p_T(\perp \vec{a})$  als adäquate  $\alpha_s$ -Skala  $Q^2$  anstelle von  $m^2$  oder  $m^2/4$ , wie sie bei der konventionellen Variante gebräuchlich sind.

### 6.3 LUSHOW/LUEXEC und die Farbtologien des Untergrundprozesses

Die im vorherigen Abschnitt besprochene Schauergeneration benötigte, abgesehen von der  $m_{max}^2$ -Festlegung, grundsätzlich keinerlei Angaben zur QCD-Singletstruktur der einbezogenen Quarks und Gluonen. Nichtsdestotrotz setzt der Aufruf von LUSHOW, soll er nicht abgebrochen werden, eine komplette Festlegung nicht nur der Singlets, sondern auch der noch zu besprechenden Farbbeziehungen zwischen deren Mitgliedern voraus.<sup>19</sup>

Die Erklärung ist recht einfach: Eine Schauung macht physikalisch nur dann Sinn, wenn ihr eine Fragmentation folgt und das heißt in unserem Fall – LUND-String-Fragmentation. Diese in Abschnitt 3.7 näher beschriebene Fragmentationsform setzt die Kenntnis der Singletzugehörigkeiten voraus. Damit diese nach Abschluß der Schauung gewonnen werden kann, muß während der Schauung über die "Farbfüsse" Buch geführt werden. Die Rekonstruktion der Singlets geschieht übrigens in der von LUEXEC zu allererst aufgerufenen Unterroutine LUPREP ('prepare'), erst danach kann LUSTRF ('string-fragm. '), das Herzstück von LUEXEC, gestartet werden.

Was benötigt nun LUSHOW, um arbeiten zu können?

Grob gesagt – die Details werden weiter unten ausgeführt – kann man jedes Quark/Antiquark durch eine der drei Farben/Antifarben und (fast) jedes Gluon durch eine Farb-Antifarb-Kombination klassifizieren. Betrachten wir zunächst der Einfachheit halber ein farbloses Teilchen, z.B. ein Photon, das sich in ein Quark und ein Antiquark aufspaltet. Zusammen bilden sie also wie das Photon ein QCD-Singlet. (Abbildung 35).

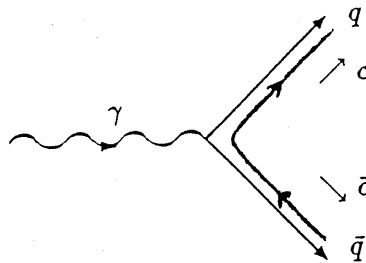


Abbildung 35: Beispiel für eine simple Farbtologie mit der zugehörigen Farblinie.

Da an allen Vertices Farberhaltung gilt und das Ausgangsteilchen ( $\gamma$ ) farbneutral ist, muß offensichtlich das Antiquark die korrespondierende Antifarbe zur Farbe des Quarks tragen, z.B. antiblau zu blau. Nun ist es generell möglich, ein auslaufendes Teilchen der Farbe  $c$  durch ein einlaufendes Antiteilchen der Antifarbe  $\bar{c}$  zu ersetzen (usw.). Mithin läßt sich eine Farblinie von  $\bar{q}$  über den Vertex nach  $q$  oder, gleichbedeutend, eine Antifarblinie von  $q$  nach  $\bar{q}$  ziehen.

Weil nun die Reaktionsedukte, zu allererst Elektron und Proton, farbneutral sind, lassen sich alle auslaufenden (Anti-)Quarks und Gluonen in ein oder mehrere Singlets einordnen, dergestalt, daß die auslaufenden Teilchen eines Singlets zusammen farbneutral sind. Dies bedeutet dann im Analogieschluß: Alle auslaufenden Teilchen jeweils eines Singlets lassen sich durch die beschriebenen (Anti-)Farblinien miteinander verbinden, sodaß sämtliche End(anti)farben "angeschlossen" und keine doppelt verknüpft ist. Die Information, mit der LUSHOW/LUEXEC versorgt werden muß, lautet mithin:

1. Von welchen (auslaufenden) Teilchen beziehen die beteiligten (auslaufenden) Quarks/Antiquarks ihre Farbe/Antifarbe?

<sup>19</sup>Genauer, diese Informationen müssen zwar gegeben sein, werden aber solange bis LUPREP in LUEXEC aufgerufen wird nicht essentiell benötigt.

2. Von welchen (auslaufenden) Teilchen beziehen die (auslaufenden) Gluonen ihre Farbe und woher ihre Antifarbe?

Es gibt nun drei "Schwierigkeitsgrade", in denen diese Fragestellung auftreten kann:

I: Der gegebene Prozeß besitzt nur eine insgesamt gültige Farbbeziehung zwischen seinen Partonen. Diesem Typ gehört die  $W$ -Reaktion an.

II: Es gibt mehrere Farblinienkonfigurationen, die sich aber eindeutig an die verschiedenen Feynmangraphen knüpfen, klassifizierbar z.B. durch die Mandelstamkanäle. Im Gegensatz zu I gibt es mit den Interferenzen zwischen den Graphen auch solche zwischen den Farblinienkonfigurationen. Weil vor Antritt der Schauerung aber jeweils fixe Farbbeziehungen angegeben werden müssen, kann nur jeweils eine feste Konstellation gewürfelt werden. Die Interferenzen müssen unberücksichtigt bleiben, der Gesamtwirkungsquerschnitt ist nur noch die Summe über die Amplitudenquadrate der einzelnen Graphen und mithin verändert. Auch wenn nicht geschaut wird, sondern nur eine LUND-String-Fragmentation initiiert werden soll, müssen trotzdem – bedingt durch die bei Nichtkenntnis der Kanäle mehrdeutige Farbsituation – die genauen Farbbeziehungen zwischen den zu fragmentierenden Partonen angegeben werden. Ein Reaktion dieser Kategorie ist zum Beispiel die um den Subprozeß  $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$ .

III: Die vorhandenen Farblinienkonfigurationen binden sich nicht oder nur teilweise an die verschiedenen Feynmangraphen. Über die Probleme von II hinaus werden nun vertiefte QCD-Kenntnisse zur Bewältigung der besagten Problemstellung benötigt, worauf ich im Anschluß hieran zurückkommen werde. Im Gegensatz dazu lassen sich die Situationen des Typs I und II nämlich durch eine Art Überschlagsbetrachtung lösen. Hierbei werden von den Singletwurzeln her den Armen des vorgegebenen Feynmangraphen feste Farben zugewiesen – unter Berücksichtigung folgender vier Regeln:

1. Quarks/Antiquarks besitzen je eine Farbe/Antifarbe.
2. Gluonen besitzen eine Farb-Antifarbkombination, der Einfachheit wegen nehme man nicht eine einfarbige Kombination.
3. An Vertices gilt Farberhaltung.
4.  $c$  auslaufend  $\equiv \bar{c}$  einlaufend und umgekehrt.

Mit etwas Geschick lassen sich dann die Endteilchen auf eindeutige Art zu farbneutralen Gruppen zusammenfassen, die mit den Singlets gleichzusetzen sind. Die gefundenen konkreten Farbbeziehungen der Verästelungsenden lassen sich infolge meist leicht verallgemeinern.

Der von uns untersuchte Untergrundprozeß um  $qg \rightarrow q'g'$  gehört dem schwierigsten der drei Typen an. Es gibt drei Feynmangraphen zu den Mandelstamkanälen  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  und  $\hat{u}$ , aber nur zwei Farblinienkonfigurationen, nennen wir sie in Zukunft A und B. Während sich eineindeutige Beziehungen zwischen dem  $\hat{s}$ -Kanal und der Farblinienkonfiguration A bzw. dem  $\hat{u}$ -Kanal und B aufstellen lassen, sind im  $\hat{t}$ -Kanal die Farblinienkonfigurationen A und B möglich, was ursächlich mit dem Vorkommen des 3-Gluon-Vertices zusammenhängt.

Um der gestellten Aufgabe gerecht zu werden, habe ich die folgenden Ausführungen in Unterabschnitte gegliedert.

### 6.3.1 Die benötigten QCD-Vertices und ihr Farbbeitrag

Von den vier möglichen Vertices der QCD treten in den  $\hat{s}$ - und  $\hat{u}$ -Kanalgraphen nur der linke Typ von Abbildung 36, im  $\hat{t}$ -Kanalgraph beide dort abgebildeten Vertices auf.

Der Vertexfaktor, den die QCD-Feynmanregeln dem linken Typ von Abb. 36 zuordnen, ist proportional zu  $(\underline{\lambda}^g)_{c'c}$ . In Worte gefaßt: Koppelt ein Quark der Farbe  $c$  an ein Gluon des Typs  $g$ , wobei

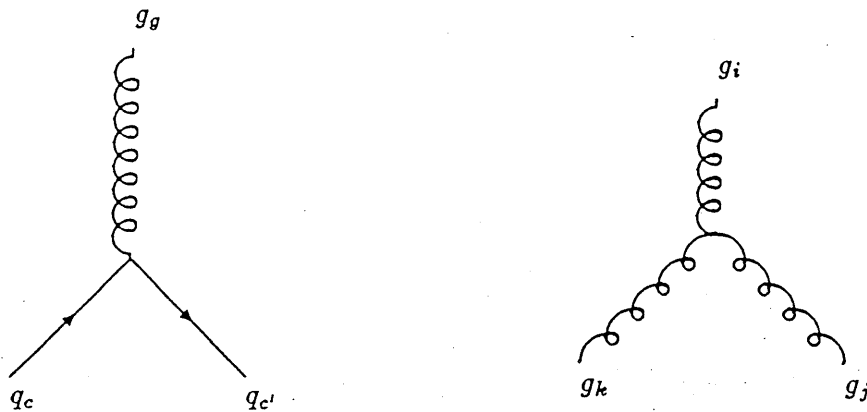


Abbildung 36: Die beiden in  $qq \rightarrow q'g'$  auftretenden Vertices.

das Quark im Verlaufe der Wechselwirkung seine Farbe nach  $c'$  wechselt, so wird der Einfluß der Farbe bei diesem Vorgang durch das Matrixelement  $(c', c)$  der  $g$ -ten ( $g = 1, \dots, 8$ ) Gell-Mann-Matrix beschrieben [32].

Betrachtet man nun die Gell-Mann-Matrizen, so ist abzulesen, daß 6 der 8 Typen von Gluonen nur jeweils eine nichtadjungierte Farb-Antifarb-Kombination der Quarks "an sich heranlassen" (z.B. Blau-Antigrün). Dies als Anmerkung zur 2. der 4 Überschlagsregeln. Die verbleibenden 2 Gluonen koppeln entsprechend gewichtet an mehrere adjungierte Farb-Antifarbkombinationen.

Der Farbanteil des 3-Gluon-Vertexfaktors ist bei Ankopplung der Gluontypen  $i, j, k$  identisch mit  $f_{ijk}$ , eine der  $SU(3)_C$ -Strukturkonstanten, für die nach Definition gilt [32]:

$$[\underline{\lambda}^i, \underline{\lambda}^j] = 2i f_{ijk} \underline{\lambda}^k \quad (23)$$

### 6.3.2 Farbsituation der 3 Kanäle des QCD-Subprozesses $qq \rightarrow q'g'$

Der Ausgangspunkt für die gesamte Farbsituation des Inklusivprozesses  $eP \rightarrow e'q_{spec} q'g'q'_{val} dq$  ist die 2.-Ordnung-QCD-Reaktion  $qq \rightarrow q'g'$ . Für sie gibt es genau genommen 4 Farblinienkonfigurationen, die wie folgt zu klassifizieren sind:

1.  $\hat{s}$ -Kanal mit ein- und auslaufenden Quarks ( $q, q'$ ): A
2.  $\hat{s}$ -Kanal mit ein- und auslaufenden Antiquarks ( $\bar{q}, \bar{q}'$ ):  $\bar{A}$
3.  $\hat{u}$ -Kanal mit ein- und auslaufenden Quarks ( $q, q'$ ): B
4.  $\hat{u}$ -Kanal mit ein- und auslaufenden Antiquarks ( $\bar{q}, \bar{q}'$ ):  $\bar{B}$

Exemplarisch werde ich nun Situation 1 im Detail diskutieren. Wie in Abbildung 37 zu sehen, besitzt der  $\hat{s}$ -Kanal 2 Vertices des  $qqg$ -Typs. Zusammen mit dem Kroneckersymbol  $\delta_{cc'}$  im Quarkpropagator läßt sich der Farbanteil der Amplitude sofort hinschreiben:

$$\mathcal{A}_A \sim \sum_c (\underline{\lambda}^i)_{c;c} (\underline{\lambda}^f)_{cc'} \quad (24)$$

Damit diese Summe von Null verschieden ist, müssen – das im vorherigen Unterabschnitt Gesagte berücksichtigt – folgende 3 Forderungen erfüllt sein:

- $c_i$ , die Farbe des einlaufenden Quarks, ist das Pendant der Antifarbe, oder genauer, einer der Antifarben, des einlaufenden Gluons ( $i$ ).
- Entsprechendes gilt für das auslaufende Quark ( $c_f$ ) und die Antifarbe(n) des auslaufenden Gluons ( $f$ ).
- Von den 3 möglichen Farben  $c$  des virtuellen Quarks können nur diejenigen wirklich vorkommen, die gleichzeitig in beiden Gluonfarbfunktionen enthalten sind. Ein- und auslaufendes Gluon haben auf jeden Fall dieselbe(n) Farbe(n).

Die abgeleiteten Farbbeziehungen innerhalb des Subprozesses lassen sich in Kurzform durch die in Abbildung 37 eingetragenen Farblinien symbolisieren.

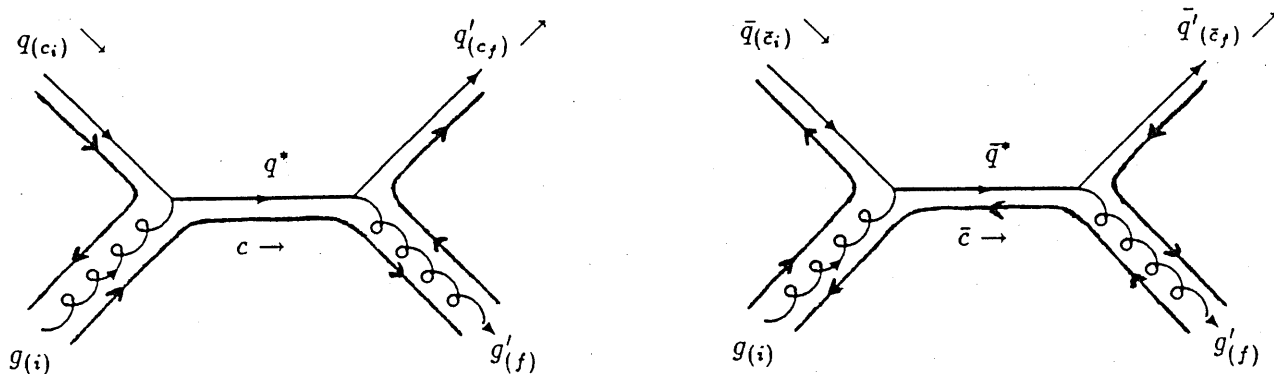


Abbildung 37: Farblinienkonfiguration A (l) und  $\bar{A}$  (r), respektive die des  $\hat{s}$ -Kanalgraphen zu  $qg \rightarrow q'g'$  und  $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}'g'$ .

Für die Amplituden der 3 anderen Farblinienkonfigurationen lassen sich auf ähnliche Weise die folgenden Farbanteile ableiten:

$$A_{\bar{A}} \sim \sum_c (\underline{\lambda}^f)_{c_f c} (\underline{\lambda}^i)_{c c_i} \quad (25)$$

$$A_B \sim \sum_c (\underline{\lambda}^f)_{c_i c} (\underline{\lambda}^i)_{c c_f} \quad (26)$$

$$A_{\bar{B}} \sim \sum_c (\underline{\lambda}^i)_{c_f c} (\underline{\lambda}^f)_{c c_i} \quad (27)$$

Was noch fehlt, ist die Aufteilung der Amplitude des  $\hat{t}$ -Kanals auf die vorgestellten Konfigurationen. Er beinhaltet beide zuvor besprochenen Vertextypen, für seine Amplitude gilt, falls Quarks ein- und auslaufen:

$$A_{\hat{t}} \sim \sum_{g=1}^8 (\underline{\lambda}^g)_{c_i c_f} f_{ifg} \stackrel{(23)}{\sim} [\underline{\lambda}^i, \underline{\lambda}^f]_{c_i c_f} = \sum_c (\lambda_{c_i c}^i \lambda_{c c_f}^f - \lambda_{c_i c}^f \lambda_{c c_f}^i) \quad (28)$$

Die Amplitude des  $\hat{t}$ -Kanals läßt sich also ganz offensichtlich in einen A- und einen B-Anteil zerlegen.

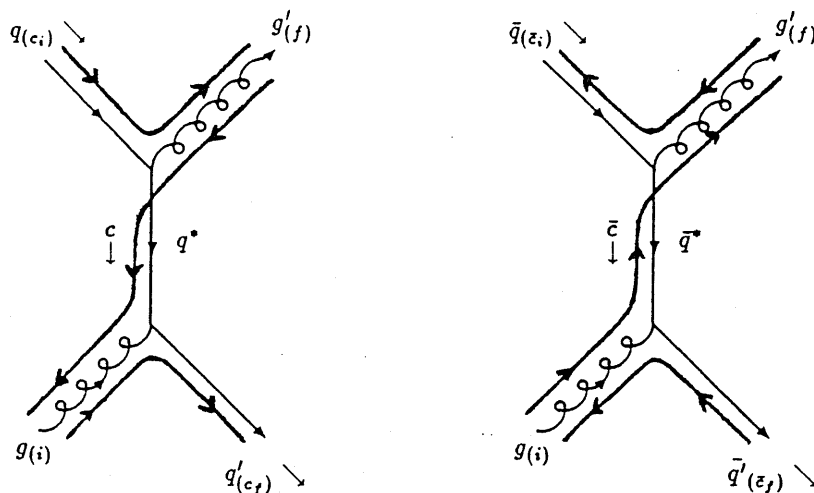


Abbildung 38: Farblinienkonfiguration B (l) und  $\bar{B}$  (r), respektive die des  $\hat{u}$ -Kanalgraphen zu  $qg \rightarrow q'g'$  und  $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}'g'$ .

### 6.3.3 Die "Ränder" des QCD-Subprozesses

Die für den Start der Schauerung benötigte Farblinienkonfiguration ist erst dann für LUSHOW verwertbar, wenn die Beziehungen zwischen den auslaufenden Partonen angegeben werden können. Dies, weil LUSHOW/LUEXEC und so gut wie alle ereignismanipulierenden Routinen des JETSET72-Paketes nur auslaufende Teilchen berücksichtigen. Bisher haben wir die Linien nur bis zu den Rändern des Subprozesses geführt. Auf der Photonseite läßt sich dieses Ende, wie in Abbildung 40 dargestellt, ohne weiteres vom in den Subprozeß einlaufenden  $\bar{q}/q$  über den Vertex am Photon zum auslaufenden 'spectator'-Quark/Antiquark weiterziehen. Was die Protonseite anbetrifft, so sind hierfür einige zusätzliche Überlegungen nötig.

Das Proton ist eine Linearkombination aus Quarktripeln, deren jedes sämtliche 3 Farben enthält, das insgesamt aber farbneutral ist. Verläßt ein Gluon das Proton, so ist der Protonrest natürlich nicht mehr farbneutral, sondern als Ganzes besitzt er den Antigluonzustand, man kann auch sagen, er ist Mitglied des  $SU(3)_C$ -Antioktetts. Bei der Behandlung des Protonrestes hat es sich aber eingebürgert (z.B. PYTHIA [10][30]), den Antioktetzustand in ein Quark (Triplet) und ein Diquark (Antitriplet) zu zerlegen, welche als nur schwach gebunden gelten sollen und insbesondere individuelle Farblinien besitzen. Das Gluon entspringt also einem einzelnen, spezifizierbaren Quark  $q_{val}$  mit einer verbindlichen Farbe, nennen wir sie  $c$  – somit hat dann das Diquark die Antifarbe  $\bar{c}$  (Antitriplet). Desweiteren kann das Gluon seine Farbe nur von  $q_{val}$  beziehen ( $c$ ), womit die Antifarbe des Gluons ihr Gegenstück in der (verbleibenden) Farbe des herausgestreuten Quarks  $q'_{val}$  haben muß. Die (Anti-)Farblinien des in den harten Streuprozeß einlaufenden Gluons lassen sich demnach wie in Abbildung 40 gezeigt zurückverfolgen.

Nach diesen Überlegungen lassen sich die Subprozeßfarblinien sämtlicher 4 Farblinienkonfigurationen mit den restlichen auslaufenden Partonen verbinden und ergeben schließlich die in Tabelle 8 aufgeführten Beziehungen zwischen den auslaufenden Quarks und Gluonen.

Ein Singlet ist nun jeweils eine Gruppe von Partonen, die Farbe und Antifarbe nur untereinander austauschen. In unserem Fall bildet jeweils das Gluon mit seinen zwei "Partnern" ein 3er-Singlet und die restlichen 2 Teilchen ein 2er-Singlet. Diese Information – in Tabelle 9 noch einmal ausführlich dargelegt – ist in sofern wichtig, als das LUSHOW aus Gründen der vereinfachten Buchführung über die Farbverästelungen die Singlets in zusammenhängenden Paketen gruppiert; die Singlets bilden im

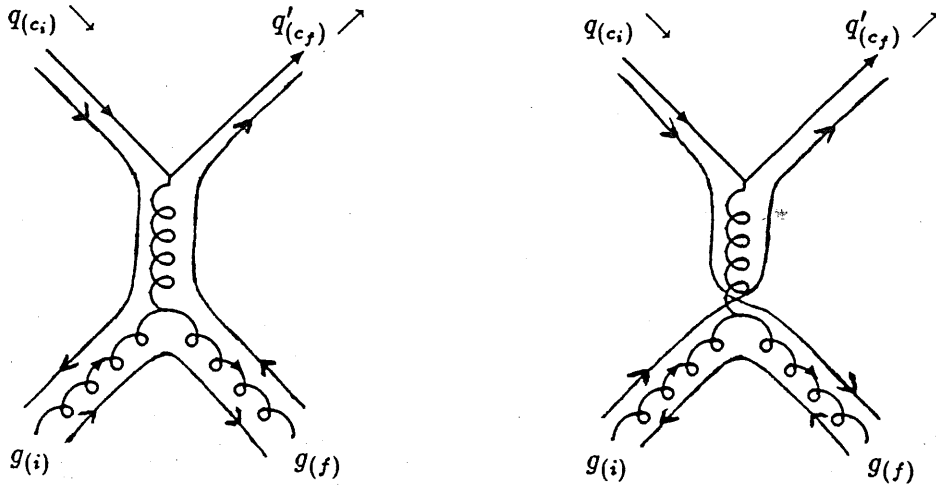


Abbildung 39: Zweideutigkeit der Farblinienkonfiguration des  $t$ -Kanals der Subreaktion  $qq \rightarrow q'g'$ .

Gegensatz zu den ansonsten willkürlich wählbaren die Teilchen stellvertretenden Teilchennummern eine Sequenz aufeinanderfolgender Nummern (Abschnitt 8.2.2).

#### 6.3.4 Interferenzen und Wirkungsquerschnitte

Ist die Zerlegung der Gesamtamplitude in Teilamplituden zu definierter Farblinienkonfiguration einmal gelungen, so läßt sich mit den üblichen Methoden für jede dieser Konfigurationen ein *individueller* differentieller Wirkungsquerschnitt ableiten. Dies führt schließlich in unserem Fall – nach Ausnutzung der Tatsache, daß

$$(\underline{\lambda}^i)_{cc'} = \text{sign}(i) (\underline{\lambda}^i)_{c'c} \Rightarrow |\mathcal{A}_A|^2 = |\mathcal{A}_{\bar{A}}|^2, |\mathcal{A}_B|^2 = |\mathcal{A}_{\bar{B}}|^2$$

auf folgende Einzelwirkungsquerschnitte [10]:

$$\frac{d\hat{\sigma}_A}{d\hat{t}} = \frac{d\hat{\sigma}_{\bar{A}}}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \frac{4}{9} \left( 2 \frac{\hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right) \quad (29)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_B}{d\hat{t}} = \frac{d\hat{\sigma}_{\bar{B}}}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \frac{4}{9} \left( 2 \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right) \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{d\hat{\sigma}_A}{d\hat{t}} + \frac{d\hat{\sigma}_B}{d\hat{t}} &= \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \left( \frac{8}{9} \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9} \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}} \right) \\ &= \frac{d\hat{\sigma}_0}{d\hat{t}} - \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \left( \frac{1}{9} \frac{\hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{1}{9} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2} \right) \end{aligned} \quad (31)$$

$\frac{d\hat{\sigma}_0}{d\hat{t}}$  symbolisiert den nach den Regeln der "Standard"-QCD gewonnenen Wirkungsquerschnitt unseres Prozesses  $qq \rightarrow q'g'$  (vgl. Abschnitt 5, Tabelle 7).

Es ist nun von einigen Theoretikern in Frage gestellt worden, daß  $\frac{d\hat{\sigma}_0}{d\hat{t}}$  der "richtige" Wirkungsquerschnitt und  $(\frac{d\hat{\sigma}_A}{d\hat{t}} + \frac{d\hat{\sigma}_B}{d\hat{t}})$  auf jeden Fall eine Näherung ist, die als Folge des gewählten Fragmentationsverfahrens und seiner Arbeitsweise unumgänglich ist. Es wird darauf hingewiesen, daß der maximale Satz quantenmechanischer Informationen eines QCD-Zustandes sich mit den bisherigen experimentellen Daten allein nicht determinieren läßt [33][34]. Dies hängt, hier zitiere ich jene theoretischen Papiere, ganz offensichtlich mit dem 'confinement' und in der Folge mit der Nichtexistenz von wirklich

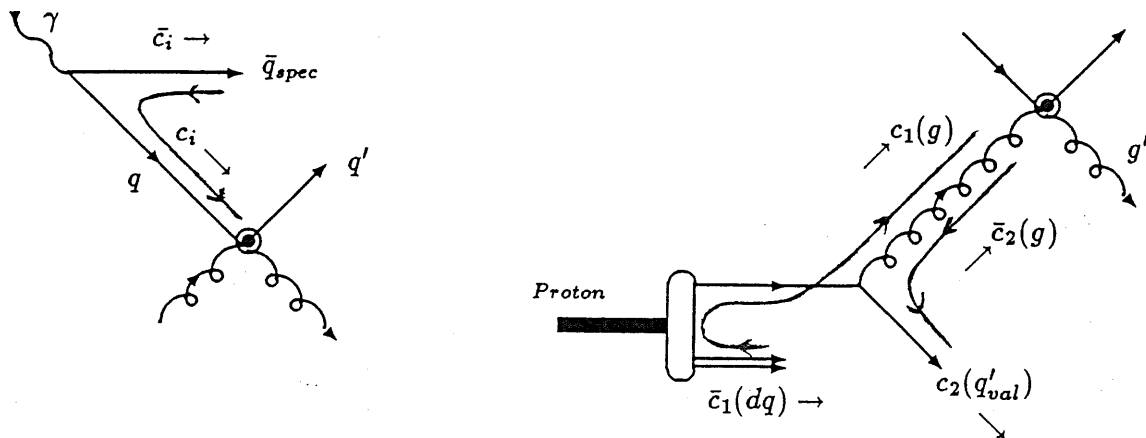


Abbildung 40: Weiterziehen der (Anti-)Farblinien von den einlaufenden Partonen des Subprozesses zurück zu den verbleibenden auslaufenden Partonen.

freien Quark/Gluonanfangs- und -endzuständen ( $t \rightarrow \pm\infty$ ) zusammen, wie es sie in der QED beispielsweise gibt. Somit könnte es sein, daß die Topologie der Farbfelder Bestandteil der QCD-Zustände ist, mit der unmittelbaren Konsequenz, daß Interferenzen zwischen den Topologien (hier also zwischen "A" und "B") verschwinden.

Dies ist weiterhin Forschungsgegenstand [34], wobei sich die Extraktion der Topologien – die Richtigkeit des interferenzfreien Ansatzes vorausgesetzt – durch einen passenden Satz von kinematischen Schnitten bewerkstelligen läßt, der nur eine Topologie zuläßt oder zumindestens stark bevorzugt. Die experimentelle Identifikation eines "Topologieeigenzustandes" geschieht mit Hilfe einer differenzierten Untersuchung der relativen Flugrichtung bestimmter Hadronen (z.B.  $K^\pm$ ) im aushadronisierten Endzustand.

Von den Gegnern dieser "Farbtopologienhypothese" wird vor allem angezweifelt, daß die für den Fragmentationsansatz benötigten Singlettmuster eine derart starke Rückwirkung über viele Größenordnungen in der Abstandsskala hinweg bis hin zu den perturbativ entwickelten harten QCD-Streuprozessen haben, deren folgenreichste Konsequenz die Veränderung des Streuprozesswirkungsquerschnittes ist. Auf diese Weise werden zwei in der Art deutlich verschiedene, für jeweils spezifische Abstandsskalen entwickelte physikalische Ansätze sehr stark miteinander in Korrelation gesetzt [35].

Soweit es die Verminderung des Wirkungsquerschnittes angeht, läßt sich zeigen, daß sie, bis auf wenige Ausnahmen (z.B.  $gg \rightarrow gg$ ) in einer Größenordnung von 10 % und damit etwa gleichauf mit den Korrekturen durch Einbeziehung höherer QCD-Ordnungen liegt.

Was die Behandlung dieser ungeklärten Fragestellung bei der Programmierung des Generators angeht bin ich so verfahren, wie dies im Hadron-Hadron-Simulationsprogramm PYTHIA auch geschehen ist: Dem Benutzer wird die Möglichkeit gegeben, sich zu entscheiden zwischen einerseits der Standardprozedur wie zuvor beschrieben und zusätzlich einer Option, bei der die Interferenzen, wenn auch sehr rudimentär, mit berücksichtigt werden.

Die letztgenannte Option wird durch Aufteilung des Differenzterms

$$\frac{d\hat{\sigma}_0}{d\hat{t}} = \sum_{Topol.} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} |_{Topol.}$$

auf die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Farblinientopologien realisiert. Leitfaden ist hierbei das



Parton (ausl.)	Farbe von	Antifarbe von
Farblinienkonfiguration A		
$\bar{q}_{spec}$	—	$q'_{val}$
$q'$	$g'$	—
$g'$	$dq$	$q'$
$q'_{val}$	$\bar{q}_{spec}$	—
$dq$	—	$g'$
Farblinienkonfiguration A		
$q_{spec}$	$dq$	—
$q'$	—	$g'$
$g'$	$\bar{q}'$	$q'_{val}$
$q'_{val}$	$g'$	—
$dq$	—	$q_{spec}$
Farblinienkonfiguration B		
$\bar{q}_{spec}$	—	$g'$
$q'$	$dq$	—
$g'$	$\bar{q}_{spec}$	$q'_{val}$
$q'_{val}$	$g'$	—
$dq$	—	$q'$
Farblinienkonfiguration B		
$q_{spec}$	$g'$	—
$q'$	—	$q'_{val}$
$g'$	$dq$	$q_{spec}$
$q'_{val}$	$\bar{q}'$	—
$dq$	—	$g'$

Tabelle 8: Farbbeziehungen des Untergrundprozesses.

Vorkommen der Mandelstamvariablen  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  und  $\hat{u}$ . Für unser Beispiel heißt dies, daß von

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \frac{1}{9} \frac{\hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \frac{1}{9} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2}$$

der erste Summand der Topologie A und der zweite entsprechend der Topologie B zugeschlagen wird. Deren Wirkungsquerschnitte vergrößern sich damit zu

$$\frac{d\hat{\sigma}_A}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \left( \frac{\hat{u}^2}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9} \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right) \quad (32)$$

Konfiguration	2er-Singlet	3er-Singlet
A	$\bar{q}_{spec}, q'_{val}$	$q', g', dq$
A	$q_{spec}, dq$	$\bar{q}', g', q'_{val}$
B	$q', dq$	$\bar{q}_{spec}, g', q'_{val}$
B	$q', q'_{val}$	$q_{spec}, g', dq$

Tabelle 9: Singlets des Untergrundprozesses.

$$\frac{d\hat{\sigma}_B'}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \left( \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9} \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right) \quad (33)$$

sodaß gilt

$$\frac{d\hat{\sigma}_A'}{d\hat{t}} + \frac{d\hat{\sigma}_B'}{d\hat{t}} = \frac{d\hat{\sigma}_0}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \left( \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9} \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}} \right)$$

Es werden also nicht eigentlich die Interferenzen (A - B) mit einbezogen, denn es kann weiterhin nur zwischen zwei zueinander orthogonalen Farblinienkonfigurationen gewürfelt werden, deren Wirkungsquerschnitte aber (möglichst sinnvoll) im Hinblick auf ihre Summe "aufgefüllt" wurden.

## 6.4 Gesamtwirkungsquerschnitt, Divergenzen und Schnitte

Bevor ich den Gesamtwirkungsquerschnitt zusammenstellen kann, muß vorweg die Frage geklärt werden, welche der 5 bekannten Quarkflavour, die am Photon im Prinzip alle erzeugt werden können, bei der Integration mit einzubeziehen sind. Es zeigt sich, daß wir bei der Entwicklung der Prozeßphysik bis hierher eine Reihe von Näherungen eingegangen sind, die bei Teilnahme schwerer Flavour am Subprozeß bzw. der assoziierten Produktion entsprechender 'Spectator' fragwürdig sind. Im großen und ganzen läßt sich die angesprochene Fragestellung in drei Problemkreise untergliedern.

Punkt 1, die in Abschnitt 6.1 abgeleitete "einfache Kinematik" steht und fällt mit der Größe der Quotienten  $\{\text{Vierimpulsquadrat}/(\text{Energie})^2[\overline{CMS}]\}$  der vier am Subprozeß beteiligten Partonen. Eine analytisch formulierbare Beziehung dieser Größen zu Invarianten des Prozesses läßt sich zum Teil nicht mehr in überschaubarem Rahmen konstruieren, dies gilt insbesondere für  $q^2/(q^0)^2 (< 0)$ . Ein numerischer Vergleich mit der exakt ausgeführten kinematischen Ableitung der wichtigsten Variablen bringt eine Fehlergrößenordnung von  $\frac{m_q^2}{\hat{s}_{min}}$  zu Tage. Den beschriebenen Schwierigkeiten läßt sich sicher ein Ende setzen, wenn unter Inkaufnahme deutlich erhöhter Rechenzeiten eine von mir parallel geschriebene Unteroutine zur Bereitstellung der "exakten Kinematik" verwendet wird. Insbesondere ist es dann möglich, im Einzelfall verlässlich zu klären, ob sich ihr Einsatz lohnt. Ist dies der Fall und divergieren zudem die Quarkmassen stark voneinander, so wird eine flavourspezifische Kalkulation für eine Reihe von Größen bzw. Formeln unumgänglich, verbunden mit einem weiteren Zuwachs an Rechenzeit und Komplexität.

Punkt 2, der Subprozeßwirkungsquerschnitt  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$  in seiner nach Farbtologien differenzierten Ausführung (Abschnitt 6.3) stand mir nur in einer die Quarkmassen vernachlässigenden Form zur Verfügung. Wenn es um Kriterien geht, die Güte dieser Näherung für ein gegebenes Quark der Masse  $m_q$  abzuschätzen, so können sicherlich die Größen  $\frac{m_q^2}{\hat{s}}$ ,  $\frac{m_q^2}{\hat{t}}$  und  $\frac{m_q^2}{\hat{u}}$  herangezogen werden.

Die Fehler, welche im Rahmen der unter Punkt 1 und 2 geschilderten Approximationen gemacht wurden, sind offensichtlich durch Ausschluß zu schwerer Quarks einzugrenzen, wenn sich gleichzeitig Untergrenzen für  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  und  $\hat{u}$  angeben lassen. Wie sich später zeigen wird, ist unser Prozeß ohnehin auf kinematische Schnitte angewiesen, welche geeignet sind, die Divergenzen des Wirkungsquerschnittes auszuschließen. Dies wird sich am besten mit einem kleinsten festzulegenden  $\hat{p}_T$  bewerkstelligen lassen. Stellen wir aber ein vorhandenes  $\hat{p}_{T,min}$  in Rechnung, so lassen sich unter Zuhilfenahme der in Abschnitt 6.1 abgeleiteten Beziehungen die geforderten Grenzen aufstellen:

$$-\hat{t} = \frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos \hat{\theta}) = \hat{s} \sin^2 \frac{\hat{\theta}}{2} \quad \wedge \quad -\hat{u} = \frac{\hat{s}}{2}(1 + \cos \hat{\theta}) \xrightarrow{\hat{\theta} \rightarrow \pi - \hat{\theta}} \frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos \tilde{\theta}) = \hat{s} \sin^2 \frac{\tilde{\theta}}{2}$$

$-\hat{t}(-\hat{u})$  wird mithin klein, wenn neben  $\hat{s}$  auch  $\hat{\theta}(\tilde{\theta})$  möglichst klein wird. Dann gilt aber:

$$\hat{p}_T = \hat{p} \sin \hat{\theta} \approx \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \hat{\theta} \approx \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \tilde{\theta}$$

$$\text{und} \quad -\hat{t} = \hat{s} \frac{\hat{\theta}^2}{4} = \hat{p}_T^2 = \hat{s} \frac{\tilde{\theta}^2}{4} = -\hat{u}$$

$$\text{zudem gilt:} \quad \hat{s} = \frac{4\hat{p}_T^2}{\sin^2 \hat{\theta}} \geq 4\hat{p}_T^2$$

$$\text{also} \quad \frac{\hat{s}_{min}}{4} = |\hat{t}|_{min} = |\hat{u}|_{min} = \hat{p}_{T,min}^2$$

Ergebnis, die bei Verwendung der "einfachen Kinematik" und der in Abschnitt 6.3 abgeleiteten Formeln für  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$  eingegangenen Näherungen bleiben solange gut, wie die Masse  $m_q$  des schwersten der beteiligten Quarks nicht in die Nähe von  $\hat{p}_{T,min}$  kommt.

Punkt 3 schließlich betrifft die Photonstrukturfunktion  $f_{q/\gamma}$ . Die von mir verwendete Formel (21) ist wohl als vergleichsweise einfache Parametrisierung anzusehen, was insbesondere für die Abhängigkeit von der Quarkmasse gilt [36][38]. Dies und die Tatsache, daß die Erzeugung schwerer  $q\bar{q}$ -Paare

durch 'resolved'-Photonen im Stadium gegenwärtiger Forschung anzusiedeln ist [37], der Schwerpunkt meiner Arbeit aber auf der Rolle als  $W$ -Untergrund liegt, war letztenendes ausschlaggebend, die Produktion von  $c$ - und  $b$ -Quarks selbst nicht weiter zu verfolgen. Stattdessen habe ich mich bei den weiteren Analysen auf die drei leichten Quarkflavours  $d$ ,  $u$  und  $s$  konzentriert, das schwerste mit einer Masse von ca. 0.5 GeV. Nichtsdestotrotz ist QUAGS so ausgelegt, daß sämtliche Quarkflavour ohne strukturelle Veränderungen des Programms mitgeführt werden können.

Es folgt nun die Aufsummation aller Komponenten zum differentiellen Gesamtwirkungsquerschnitt, wie er von QUAGS verwendet wird:

$$\frac{d\sigma}{dz dz' dx d\cos\hat{\theta}} = \frac{\hat{s}}{2} f_{\gamma/e}(z) g(x, Q_{CD}^2) \sum_{f=d,u,s} 6 f_{q/\gamma|f_l}(z', \hat{s}) \left[ \sum_{Topol=A,B} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}) \right] \quad (34)$$

$f_{\gamma/e}$ ,  $g$  und  $f_{q/\gamma}$  sind in Abschnitt 6.1 ausführlich diskutiert worden. Der  $f_{q/\gamma}$  vorangestellte Faktor 6 vertritt die unterdrückten Summationen über Antiquarks und Farbindizes, während der Gesamtvorfaktor  $\frac{\hat{s}}{2}$  den Wechsel  $\cos\hat{\theta} \rightarrow \hat{t}$  im Differentialquotienten des harten Wirkungsquerschnittes repräsentiert.

An Divergenzstellen werden von den Einzelkomponenten eingebracht:

$$\begin{aligned} f_{\gamma/e}(z) &: \lim_{z \rightarrow 0} \\ f_{q/\gamma}(z', \hat{s}) &: \text{keine Divergenz} \\ g(x, Q_{CD}^2) &: \lim_{x \rightarrow 0} \\ \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} &: \lim_{\hat{s} \rightarrow 0}, \lim_{\hat{t} \rightarrow 0}, \lim_{\hat{u} \rightarrow 0} \end{aligned}$$

Sämtliche dieser Phasenraumpunkte lassen sich durch eine beliebig kleine, aber von Null verschiedene Untergrenze für  $\hat{p}_T$  ausschließen. Für  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  und  $\hat{u}$  wurde dies bereits gezeigt (Abschn.6.1). Zusätzlich können infolge des nach unten beschränkten  $\hat{s}$  wegen  $\hat{s} \approx zz'xs$  (Abschnitt 6.1) auch  $z$  und  $x$  nicht mehr zu Null werden. Die Wahl des Basisschnittes fällt auf  $\hat{p}_T$ , weil hierdurch an Divergenzen "alle Fliegen mit einer Klappe zu schlagen sind" und weil es den direkten Vergleich mit den  $W$ -Ereignissen erleichtert. Ein weiterer, prozeßimmanenter Schnitt wird mit zunehmender Quarkmasse bei gleichzeitig hohem  $\hat{p}_T$ -Schnitt wirksam. Ein hoher  $q' - g'$ -Transversalimpuls bedeutet eine hohe Mindestforderung an  $E_{\widehat{CMS}}$  und dies heißt Verknappung des Energiereserves für die nicht am Subprozeß beteiligten Teilchen, z.B.  $q_{spec}^0$ . Mithin gelangt die Energieschwelle

$$q_{spec}^0 = z(1-z')e^0 > m_q$$

für die massereichen Quarkflavour zu nennenswerter Bedeutung.

Abrunden möchte ich diesen theoretischen Teil des  $U$ -Prozesses mit drei recht informativen Graphiken: Abbildung 41 zeigt den Verlauf des harten Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}$  - beide Topologien sind unter Einschluß der Interferenzen zusammengefaßt - im 2-dimensionalen Unterphasenraum  $\cos\hat{\theta}$  vers  $\hat{s}$  (vgl. Abb. 9).

Die linke Hälfte von Abbildung 42 vermittelt eine Vorstellung von der Degression des Gesamtwirkungsquerschnittes bei Anstieg des  $\hat{p}_T$ -Schnittes. Die rechte Hälfte -  $\hat{p}_T$ -Ableitung der linken Kurve - ist der Versuch einer Gegenüberstellung mit Literaturangaben zum Wirkungsquerschnitt unseres Prozesses. Es waren mir bis dato keine gesonderten Angaben zum QUAGS-Prozeß zugänglich; der Vergleich mit der akkumulierten  $\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T}$ -Kurve aller 'resolved'-Prozesse deutet im Verbund mit einigen ergänzenden Informationen auf einen eher unterbewerteten Wirkungsquerschnitt unserer Rechnungen hin [37].

Beide gezeigten (eigenen) Kurven wurden unter Einschluß der A-B-Interferenzen, den drei Quarks  $d$ ,  $u$  und  $s$  (inkl. Antiquarks) und mit  $\hat{s}$  als QCD-Skala gewonnen, was als *Standardrahmenbedingungen* bei allen weiteren Analysen vorauszusetzen ist.

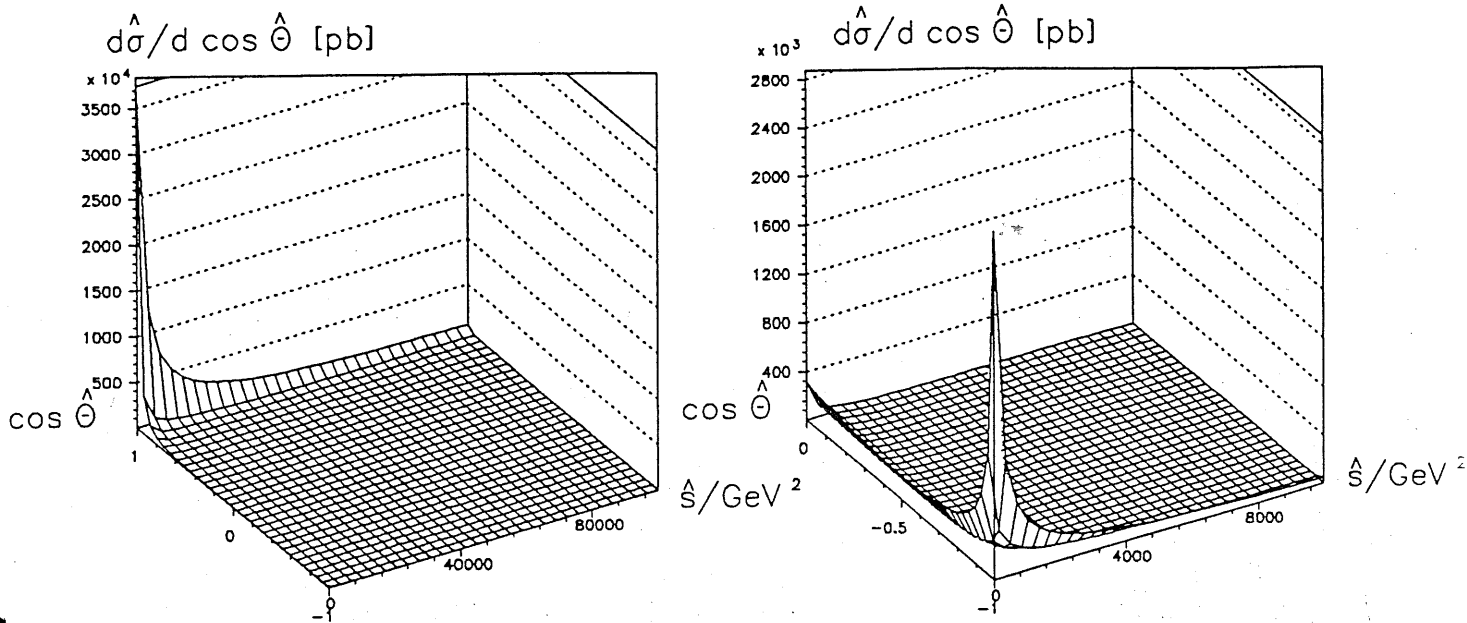


Abbildung 41:  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\hat{\theta}}$  als Funktion von  $\hat{s}$  und  $\cos\hat{\theta}$  bei einem  $\hat{p}_T$ -Minimalschnitt von  $10^{-5}$  GeV ( $\alpha_s$  ist zu 0.12 festgesetzt). Ein gewöhnlich dimensionierter  $\hat{p}_T$ -Schnitt schließt vornehmlich die Ecken ( $\hat{s} \rightarrow 0, \cos\hat{\theta} \rightarrow \pm 1$ ) aus, was einer drastischen Reduzierung des Wirkungsquerschnittes gleichkommt.

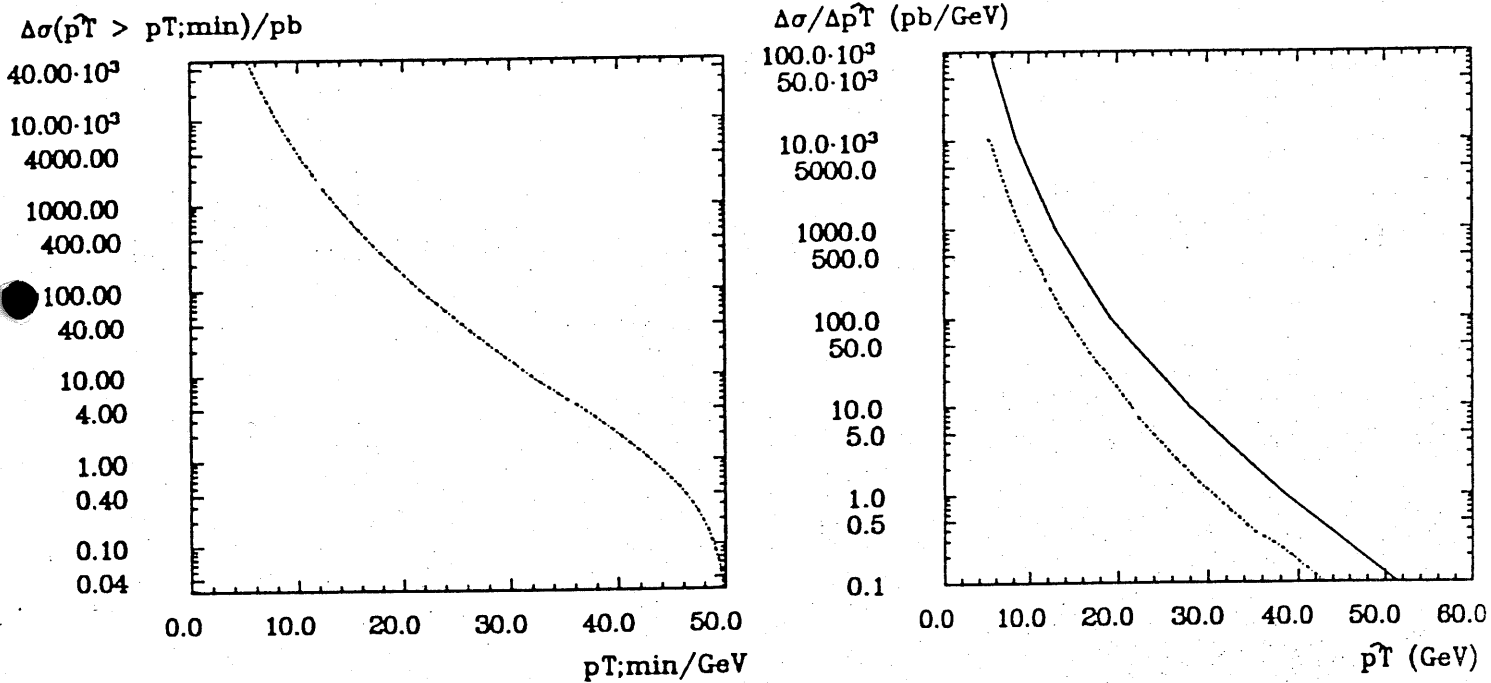


Abbildung 42: Links:  $\sigma(\hat{p}_T > p_{T;min})$  des Untergrundprozesses um die Subreaktion  $qg \rightarrow q'g'$  // Rechts: der Differentialquotient  $\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T}$  in Abhängigkeit von  $\hat{p}_T (= q'_T = g'_T)$ , zum Vergleich ist der von [37] berechnete Verlauf für die Gesamtheit aller 'resolved'-Prozesse (darüberliegend) eingezeichnet.

## 7 $W$ -Erzeugung und Untergrundprozeß im Vergleich

### 7.1 Der $p_T$ -Schnitt und die Gegenüberstellung der unhadronisierten Prozesse

Auf der untersten Ebene des Signaturvergleiches stehen zunächst die unhadronisierten Partonereignisse im Mittelpunkt. Die 6 auslaufenden  $U$ -Prozeßteilchen dieser Zugehörigkeit lassen sich ihrer Bedeutung nach in zwei Kategorien einteilen. Zunächst jene Teilchen, die nicht am harten Streuprozeß  $qg \rightarrow q'g'$  beteiligt sind – sie sind die Überbleibsel des stufenweisen Energieübertrages von den Beschleunigerteilchen  $e$  und  $P$  zu den Subprozeßprodukten  $q$  und  $g$ . Weil sämtliche dieser Fraktionierungsübergänge  $e \rightarrow e'\gamma$ ,  $\gamma \rightarrow q\bar{q}$  und  $P \rightarrow gq'_{val}dq$  in guter Näherung kollinear stattfinden, bewegen sich die Teilchen besagter Kategorie überwiegend entlang der Strahlachse. Bestimmend für die Physik des Prozesses sind hingegen die zwei verbleibenden Teilchen  $q'$  und  $g'$ . Sie bevölkern zwar auch überwiegend die  $\hat{p}_T$ -schwachen Regionen unmittelbar um die Protonrichtung, gleichwohl ist die Restwahrscheinlichkeit für ihr Auftreten in  $\hat{p}_T$ -starken Bereichen des Phasenraumes vergleichsweise groß – sicherlich groß genug um den zwei Partonen des hadronischen  $W$ -Zerfalls Konkurrenz machen zu können. Die Frage nach diesbezüglich optimalen Schnitten, die imstande sind, das Verhältnis der Ereignisraten weitestgehend zugunsten der  $W$ -Erzeugung zu verschieben, ist von grundlegender Bedeutung für das Aussehen beider Prozeßsignaturen. Sie muß deshalb vorweg geklärt werden, bevor nach weiteren Unterscheidungsmerkmalen gesucht werden kann.

Quantifizieren läßt sich die erforderliche Gegenüberstellung durch das  $\hat{p}_T$ -Spektrum des  $U$ -Prozesses einerseits, und, auf Seiten des  $W$ -Prozesses, vermittels der Transversalimpulsverteilung der  $W$ -Zerfallsprodukte. Letztere ist, wie in Abbildung 12 des Abschnitts 3.4 zu sehen, nach Akkumulation einer ausreichenden Anzahl von Ereignissen für Zerfallsfermion  $f$  und -antifermion  $\bar{f}$  nahezu gleichverteilt. Im Einzelereignis jedoch kann sich  $f_T$  und  $\bar{f}_T$  um bis zu  $2W_T$  unterscheiden, wir werden in Zukunft mit " $\check{f}_T$ ", dem größeren der beiden arbeiten (Abb.21). Was das zu suchende  $\hat{p}_T - \check{f}_T$ -Intervall  $I$  anbetrifft, so kommen vor allem solche Bereiche in die engere Auswahl, wo das Verhältnis  $\sigma_W(\check{f}_T \text{ in } I) : \sigma_U(\hat{p}_T \text{ in } I)$  möglichst groß ist und gleichzeitig der Absolutwert von  $\sigma_W(\check{f}_T \text{ in } I)$  nicht zu klein wird. Das Intervall stünde ansonsten für eine möglicherweise zu geringe verbleibende  $W$ -Prozeßrate verbunden mit einer unbefriedigenden statistischen Aussagekraft. Legen wir hierzu eine gegebene Luminosität  $\mathcal{L}$  zugrunde, so ist mit  $S = N_W / \sqrt{N_U + N_W} \stackrel{i.a.}{\approx} N_W / \sqrt{N_U}$  über die (absolute) Anzahl auftretender Ereignisse  $N_{W/U} = \sigma_{W/U} \cdot \mathcal{L}$  zu gegebener Schnittkonstellation sicher ein Maß für die statistische Signifikanz der zu erwartenden Ergebnisse angebar. Danach ist selbst eine vollständige Isolation der  $W$ -Ereignisse ( $N_U = 0, N_W \downarrow$ ) nicht unbedingt gleichbedeutend mit dem größtmöglichen  $S$ ; bei  $S = 1$  auf der anderen Seite ist die erwartete  $W$ -Ereignisanzahl  $N_W$  gerade so groß wie eine Standardabweichung der zu messenden Gesamtereignisanzahl (wenn näherungsweise normalverteilt), d.h. die Überhöhung des (als bekannt vorausgesetzten) Untergrundsignals ist mit 68.3 % iger Wahrscheinlichkeit durch die Existenz von  $W$ -Ereignissen verursacht und keine Fluktuation. Doch betrachten wir zunächst die Verläufe der Wirkungsquerschnitte.

Nun,  $\sigma_U(\hat{p}_T > p_{T,min})$  ist in Abbildung 42 gezeigt und fällt offensichtlich mit  $p_{T,min}$  stark ab, die Obergrenze von  $I$  ist im Vergleich zur Untergrenze von geringer Bedeutung.  $\sigma_W(\check{f}_T > p_{T,min})$  auf der anderen Seite, steigt in umgekehrter Richtung, also mit sinkendem  $p_{T,min}$  zunächst bis etwa  $p_{T,min} = m_W/2$  leicht an. Dieser Bereich kann nur erreicht werden, wenn das betrachtete Teilchen neben dem maximalen oder fast maximalen Zerfalls- $p_T$  ( $m_W/2$ ) auch den  $W$ -eigenen Transversalimpuls für sich nutzen kann. Unterhalb wird die durch den Jacobian-Peak (Abschnitt 3.4) geprägte  $p_T$ -Verteilung des  $W$ -Zerfalls bestimmend. Nach kurzem kräftigen Anstieg läuft  $\sigma_W(\check{f}_T > p_{T,min})$  bei noch kleineren  $p_{T,min}$ -Werten auf ein Sättigungsplateau zu. In Abbildung 43 ist die Abhängigkeit beider Wirkungsquerschnitte vom jeweiligen unteren  $p_T$ -Schnitt in *logarithmischer* Darstellung zu sehen. Anhand der sich augenscheinlich verkleinernden Differenz beider Kurven bei ansteigendem  $p_{T,min}$  ist abzulesen, daß der Quotient ( $\sigma_W(\dots) : \sigma_U(\dots)$ ) bis etwa  $p_{T,min} = 60 \text{ GeV}$  ansteigt. Mit einer hinzugenommenen integrierten Luminosität  $\mathcal{L}_0$  von  $500 \text{ pb}^{-1}$  (mutmaßlich 5 Jahre Laufzeit) überschreitet  $S_0$  erst oberhalb  $p_{T,min} = 20 \text{ GeV}$  den Wert 1 und steigt bis  $40 \text{ GeV}$  weiter an.

Als zweite Orientierungshilfe läßt sich die Behandlung der elektronischen und myonischen  $W$ -Ereignisse zu Rate ziehen. Ereignisse dieses Typs werden insgesamt knapp ein Drittel so zahlreich produziert wie die hadronischen, sind allerdings deutlich leichter zu identifizieren und gelten aus statistischer Sicht (eine problemlose Rekonstruktion vorausgesetzt) als genügend aussagekräftig [4]. Dies und die Option weiterer schwacher Schnitte vor Augen halte ich eine um 30 % geschmälerte hadronische  $W$ -Prozeßrate infolge eines Basisschnittes für vertretbar, womit unter HERA-Bedingungen  $p_{T,min}$  auf 35 GeV hochgesetzt werden kann und  $\sigma_W^{hadr}$  von 0.386 auf 0.281 pb absinkt ( $\sigma_U = 4.97 pb, S_0 = 2.74$ ). Für  $W$ -Ereignisse wird darüberhinaus weiterhin  $\hat{p}_T > 5$  GeV verlangt.

Neben den Graphiken zu  $\sigma_{W/U}(p_{T,min})$  sind in Abbildung 43 die korrespondierenden Transversalimpulsverteilungen in linearer Form gegenübergestellt. Die Kurven sprechen wohl für sich, ein unterer  $p_T$ -Schnitt allein genommen ist völlig unzureichend, um auch nur einem der Untergrundprozesse Herr zu werden. Als weitere potentielle Unterscheidungskriterien auf Partonlevel kommen sicherlich die invariante Masse der zwei  $p_T$ -stärksten Partonen  $m_{12}$  (Abb. 44) und die Aplanarität<sup>20</sup> der Ereignisse (Abb. 44) in Betracht. Die Konzentration von  $m_{12}$  um  $m_W$  zeichnet den  $W$ -Prozeß sicherlich gegenüber den allermeisten  $e - P$ -Prozessen aus, ist aber bei dieser Art von Untergrund selbst auf der Ebene unhadronisierter Ereignisse keine Basis für einen wirklich entscheidenden Schnitt: Ein  $m_{q'g'}$ -Schnitt allein genommen hinterläßt einen divergenten  $U$ -Wirkungsquerschnitt, eine schwache zusätzliche  $\hat{p}_T(U)$ -Untergrenze resultiert in einem gigantischen  $\sigma_U$ , weil der Masseschnitt praktisch unwirksam bleibt (vgl. Abb. 42). Selbst in Kombination mit  $\hat{p}_T(U) > p_{T,min} = 35 GeV$  ( $\Rightarrow m_{q'g'} > 70 GeV$ ) verbleibt bei einer Reduktion des (hadr.)  $W$ -Signals auf 0.217 pb ("2 $\Gamma$ ") ein  $\sigma_U$  von 0.830 pb ( $S_0 = 4.74$ ). Die Aplanarität  $A$  schließlich ist wie das in Abschnitt 4.1 und 4.2 diskutierte "3- $p_T$ -Kriterium" ein voller Erfolg: Die zwei Subprozeßprodukte  $q'$  und  $g'$  des Untergrundes spannen gerade eine Ebene auf, während beim (hadr.)  $W$ -Prozeß der Zerfall des  $W$ 's eine zusätzliche unabhängige Ebene und damit eine deutliche Aplanarität konstituiert (alle übrigen Teilchen bewegen sich in brauchbarer Näherung entlang der Strahlachse). Inwieweit sich die vorgestellten Merkmale auf die Ebene der aushadronisierten Vollereignisse retten lassen, wird der folgende Abschnitt zeigen; insbesondere werden dort hadronisationsbedingte zusätzliche Eigenarten eine Rolle spielen.

Im Anschluß an die soeben besprochenen Abbildungen sind separat einige für  $e - P$ -Prozesse klassische oder besonders aussagekräftige Verteilungen des  $U$ -Prozesses abgebildet, natürliche unter den gewählten Schnitt-Bedingungen. Hierzu stichwortartig das Wichtigste: Für  $z, z',$  und  $x$  gilt sinngemäß das in Abschnitt 3.6 Gesagte,  $q_{spec}^0$  ist wie erwartet i.a. ziemlich klein und  $\cos \hat{\theta}$  wie auch (nach Lorentzboost)  $\theta_{q'}$  und  $\theta_{g'}$  werden maßgeblich durch den  $\hat{p}_T$ -Schnitt geprägt.

<sup>20</sup>  $A = \frac{3}{2} \text{Min}[\sum_i (\vec{p}_i \cdot \vec{n})^2] / [\sum_i (\vec{p}_i)^2]$  als Endergebnis einer Variation des Einheitsvektors  $\vec{n}$ ; man vergleiche mit [11][39].

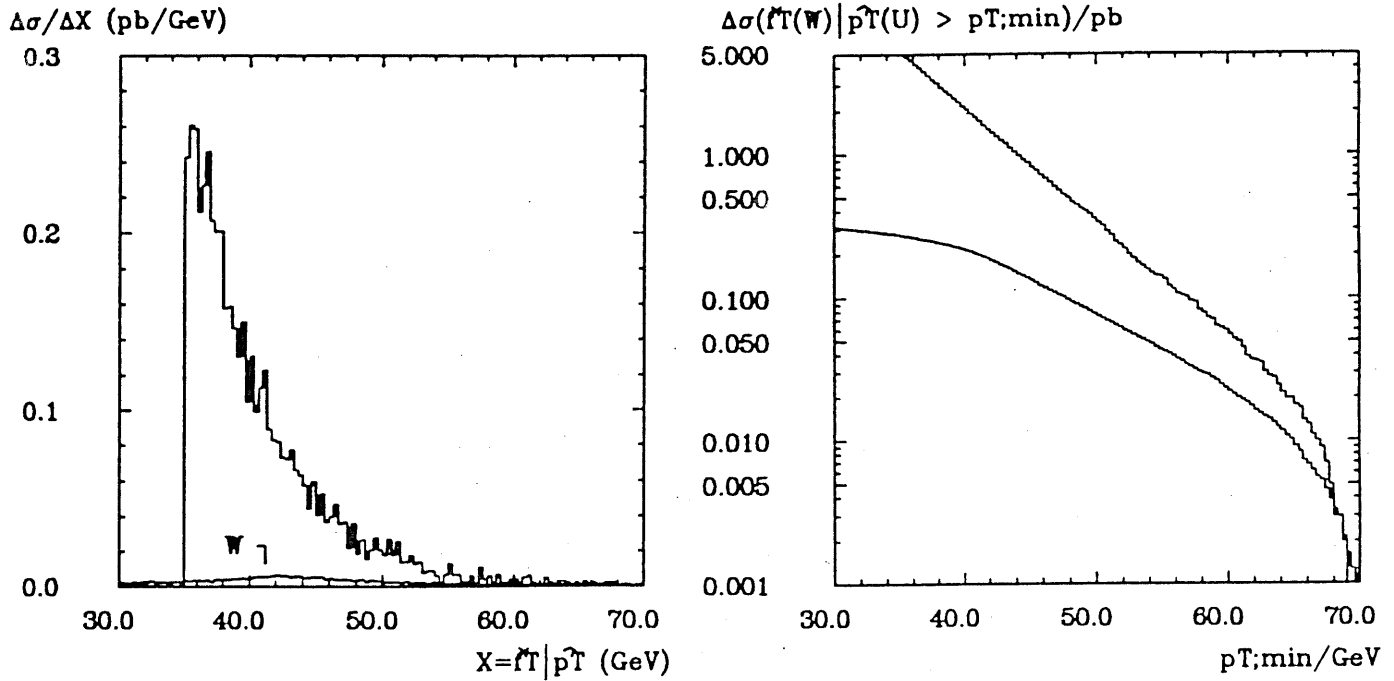


Abbildung 43: Die in Vergleich gestellten Transversalimpulsverteilungen  $\frac{d\sigma}{dp_T|U}$  gegen  $\frac{d\sigma}{df_T|W}$  (1) und ihre Integrale als Funktion der Untergrenze  $p_{T,min}$  ( $r$ ), in beiden Fällen überragt der Untergrundprozeß den  $W$ -Prozeß um einiges.

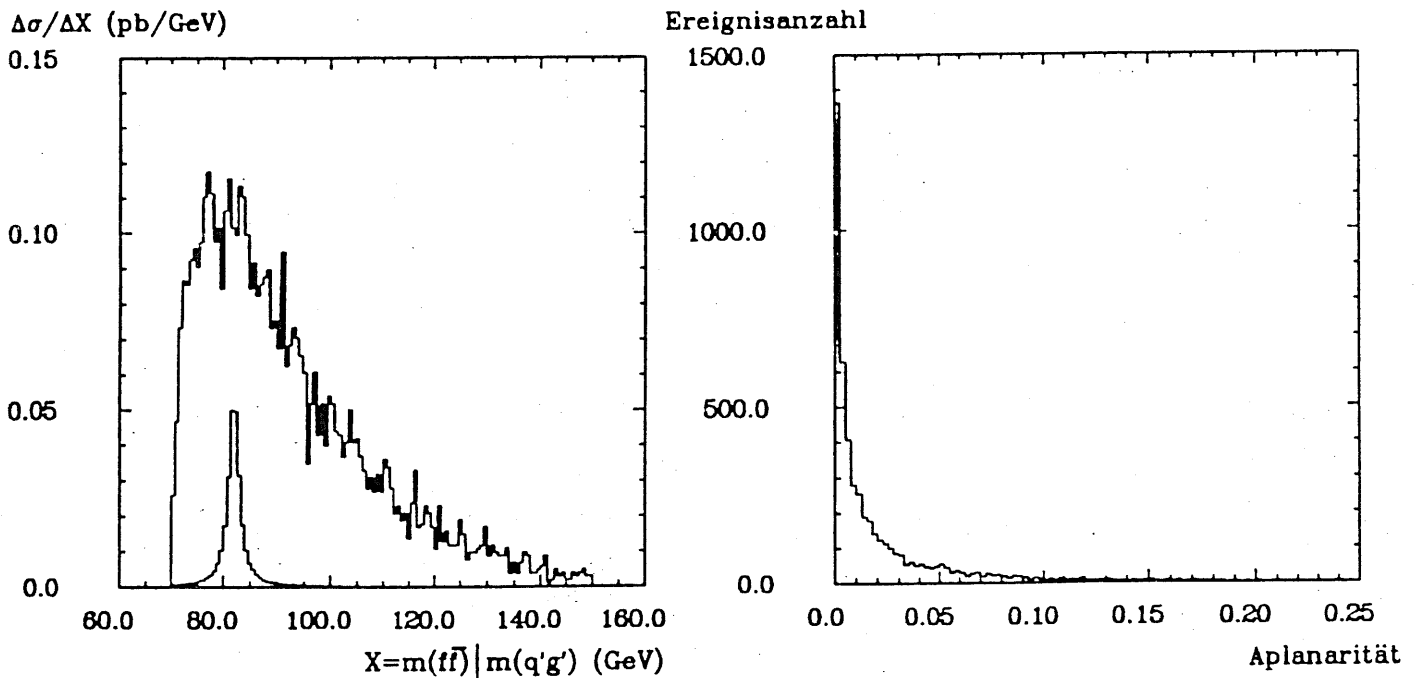
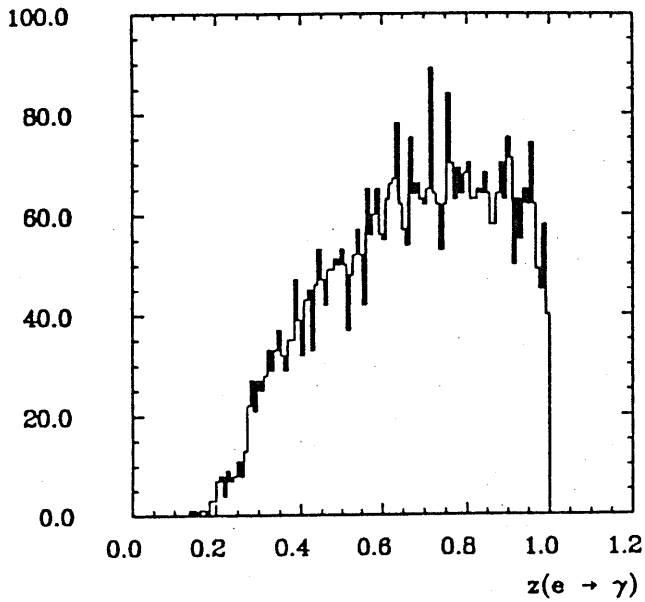


Abbildung 44: Als weitere  $U - W$ -Diskriminierungskandidaten: Links, die invariante Masse der zwei  $p_T$ -starken Partonen, konkret  $\frac{d\sigma}{d\sqrt{s}} = \frac{d\sigma}{dm_{q'g'}}$  gegen  $\frac{d\sigma}{dm_{ff}}$ , rechts, die Aplanarität; während die Partonen der  $U$ -Ereignisse lediglich eine Ebene aufspannen ( $A = 0$ , nicht eingezeichnet), ragt bei der  $W$ -Produktion  $q'$  aus der  $W$ -Zerfallsebene heraus.



Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

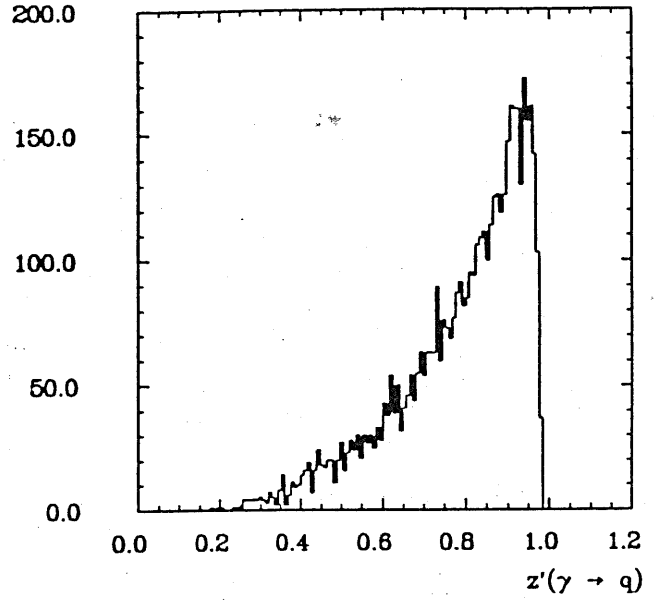
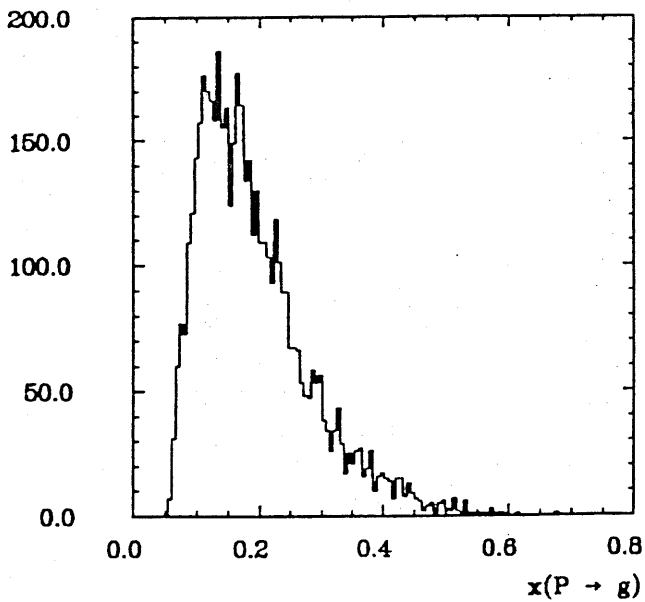


Abbildung 45:  $U$ -Verteilungen der Fraktionierungsvariablen  $z$  (l) und  $z'$  (r); es gelten wie auch bei allen übrigen Graphiken die im Text beschriebenen Rahmenbedingungen und Schnitte.

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

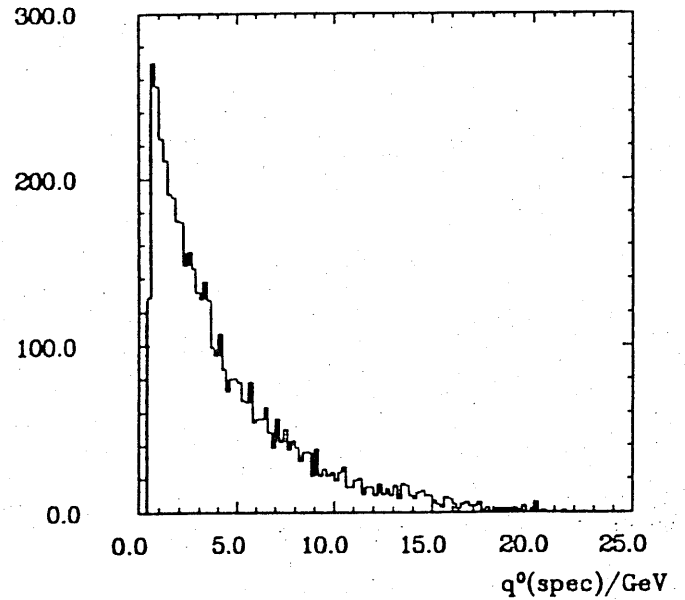
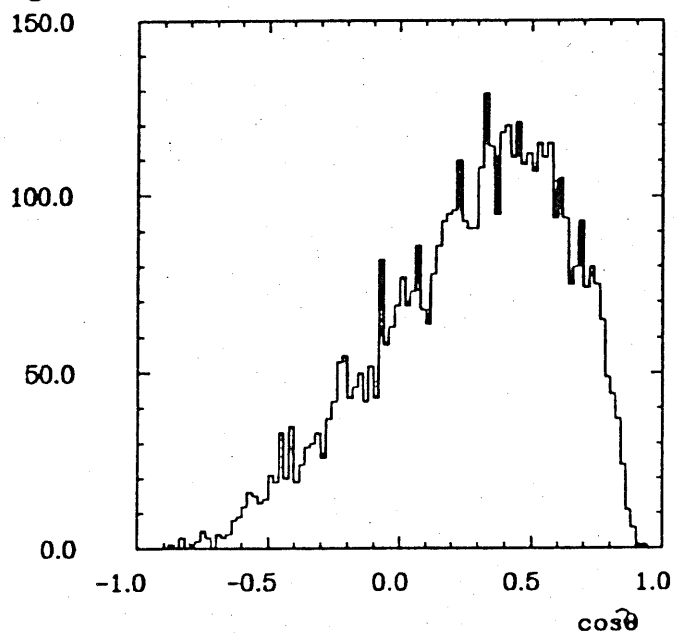


Abbildung 46:  $U$ -Verteilungen von  $x = g^0/P^0$  (l) und der Energie  $q^0_{\text{spec}}$  des rückwärts gestreuten 'spectator'-Partons (r).

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

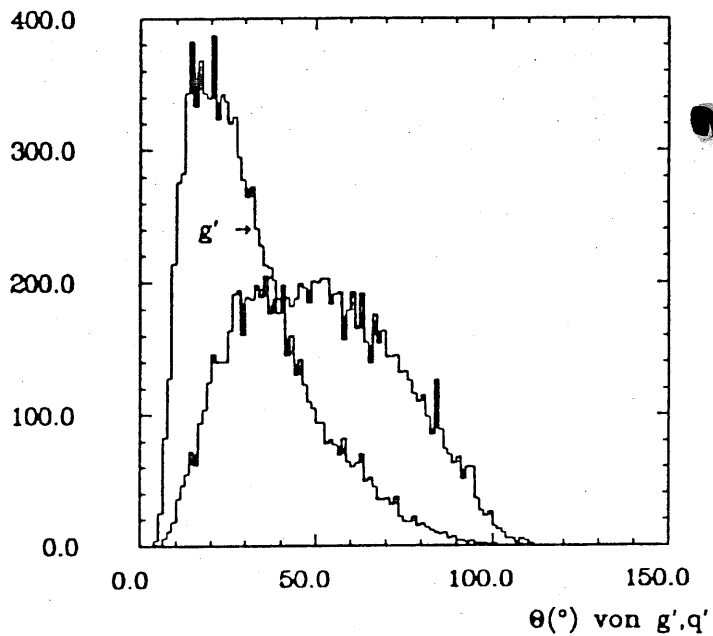


Abbildung 47:  $U$ -Verteilungen von  $\cos \theta$  (1) und den Winkeln  $\theta_{q'}$  und  $\theta_{g'}$  der Subprozeßpartonen im Laborsystem (r).

## 7.2 $U$ versus $W_{hadr}$ : "Nichts geht mehr !?"

Bevor wir den finalen Vergleich der aushadronisierten Vollereignisse angehen, einige grundsätzliche Vorbemerkungen. Wie in der Überschrift bereits indiziert, werden auf Seiten des  $W$ -Prozesses nur Ereignisse mit hadronischem  $W$ -Zerfall mit einbezogen, denn nur solche sind wirklich untergrundbelastet (Abschnitt 4.1); insbesondere ist der von uns ausgesuchte "Gegner", der Inklusivprozeß (13) um  $qg \rightarrow q'g'$  speziell im Hinblick auf die hadronische  $W$ -Signatur gewählt worden. Es gelten generator-seits die zuvor ausgearbeiteten Schnitte:  $\hat{p}_T(W) > 5 \text{ GeV}$ ,  $\check{f}_T(W) > 35 \text{ GeV}$  und  $\hat{p}_T(U) > 35 \text{ GeV}$ , alles unter HERA-Bedingungen.

Vordringliches Ziel ist die vollständige Extraktion der  $W$ -Ereignisse, also ihre Identifikation bei Anwesenheit der  $U$ -Ereignisse. Eine Rekonstruktion des Untergrundprozesses in 2. Ordnung der QCD wird nur in soweit benötigt, als die geforderten Schnitte anhand der die Partonen stellvertretenden Cluster durchzusetzen sind, wie dies in Abschnitt 4.2 für den  $W$ -Prozeß bereits gelungen ist. In völliger Analogie zu Abschnitt 4.2 bleibt die Detektoreinwirkung unberücksichtigt. Die Simulation von Schauerung und Fragmentation geschieht unter Einsatz von LUSHOW und LUEXEC, und zwar ohne Abänderung der als Standard vorgegebenen Parameter und Verfahren. Demgegenüber greifen meine Clusteranalysen wieder auf den in LUCLUS zur Alternative gestellten Jade-Algorithmus zurück. Für den "Abstandsparameter"  $m_{join}$  ist nun eine Einstellung zu finden, die sowohl  $U$ - wie  $W$ -Ereignisse befriedigend zu rekonstruieren gestattet. Die Ausweitung dieser Kompromißfindung auf ungeschauerte zu geschauerten Ereignissen wird sich für die Untergrundereignisse gewählten Typs als nicht tragbar erweisen. Es tut sich an diesem Punkt ein weites Diskussionsfeld auf, was ich in den zweiten Teil dieses Abschnittes verlegt habe. Alle nun folgenden Überlegungen beschränken sich demgemäß auf den Vergleich *ungeschauerte  $W$ - gegen ungeschauerte  $U$ -Ereignisse*.

Die Diskriminierung  $W$  gegen  $U$  ist dann besonders einfach zu verwirklichen, wenn auch für die  $U$ -Ereignisse die wesentlichen kinematischen Merkmale der zugrundegelegten QCD-Ordnung durch die Clusterung herausgefiltert werden können, die partonischen Schnitte wirksam an die Clusterviererimpulse gesetzt werden können und wenigstens die vielversprechendsten der auf Partonlevel entwickelten Kriterien ("3- $p_T$ -Kriterium" + Aplanarität) hier zu ähnlichen Resultaten führen. In diesem Sinne zielt die  $U$ -Clusterung auf 4 Cluster ab. Wie bereits erwähnt werden in (13) neben den ausgezeichneten Richtungen  $\vec{g}'$  und  $\vec{q}'$  nur solche entlang der Strahlachse in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung eingenommen. Ergebnis ist ein optimales  $m_{join}$  von

$$m_{join}^U = 13.5 \text{ GeV} \quad ,$$

nur unweit von  $m_{join}^W = 9 \text{ GeV}$  (Abschnitt 4.2). Der zu findende  $U$ - $W$ -Ausgleichswert - er minimiert  $|\langle n_{clu} \rangle_W - 5| + |\langle n_{clu} \rangle_U - 4|$  - ergibt sich zu

$$m_{join}^{W-U} = 12.0 \text{ GeV}$$

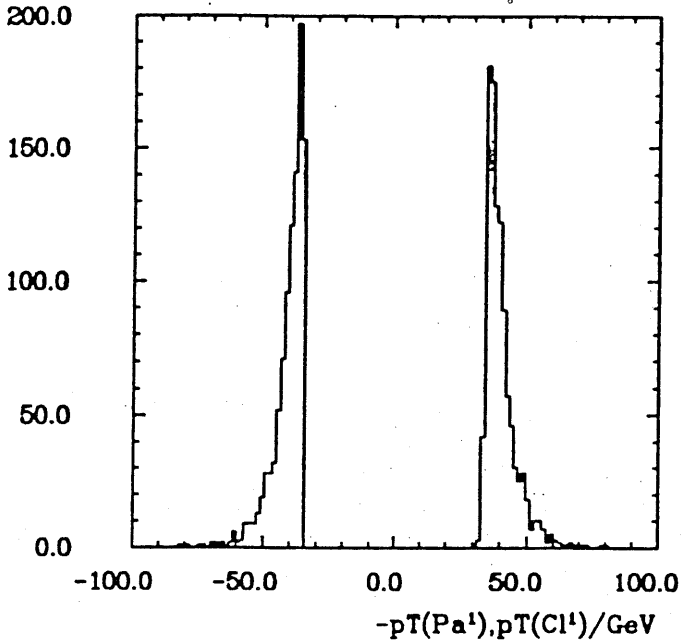
Sowohl die in Abbildung 48 und 49 gezeigte Gegenüberstellung der Transversalimpulse ( $-Parton_T$ ) vers.  $Cluster_T$  der jeweils  $p_T$ -stärksten bzw. zweitstärksten Partonen/Cluster, als auch die Begutachtung durch CLUDISP (Abschnitt 4.2) und überdies der Versuch, die 2 bzw. 3  $p_T$ -stärksten Cluster durch Minimierung der relativen Dreiervektordifferenz

$$\min_{i=1\dots 5(6)} \left[ \frac{|\vec{Parton}_{(i)} - \vec{Cluster}|}{\frac{1}{2}(|\vec{Parton}_{(i)}| + |\vec{Cluster}|)} \right]$$

jeweils einem der 5 bzw. 6 Partonen zuzuordnen (nicht abgebildet), bezeugen eine brauchbare Qualität der Rekonstruktion für  $W$ - und  $U$ -Ereignisse bei  $m_{join}^{W-U} = 12 \text{ GeV}$ . Insbesondere ist der  $\hat{p}_T(U)$ - bzw.  $\check{f}_T(W)$ -Schnitt voll wirksam.

Wie sieht es dann um die  $p_T$ -schwächeren Partonen und infolge um die Diskriminierungskriterien aus?

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

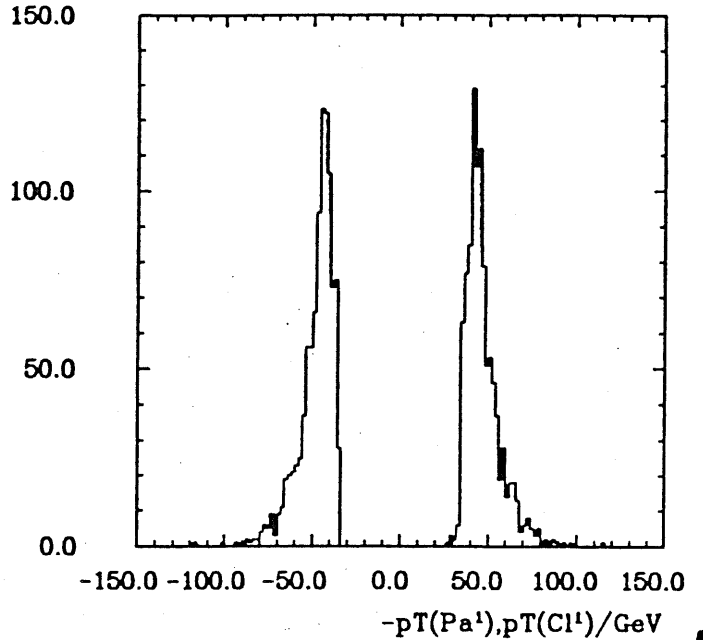


Abbildung 48: Transversalimpulsverteilung des jeweils  $p_T$ -stärksten Partons ( $< 0$ ) und Clusters ( $> 0$ ) für den ungeschauerten  $U$ - (1) und  $W$ -Prozess (r) bei Verwendung eines gemeinsamen  $m_{join}^{W-U} = 12.0 \text{ GeV}$ .

- Sie behalten ihre Wirksamkeit, eine weitgehende Identifikation der  $W$ -Ereignisse über den betrachteten Untergrund - wie gesagt, ohne Schauerung - ist möglich. In Abbildung 50 links ist die  $p_T$ -Verteilung des dritt- $p_T$ -stärksten  $U$ -Clusters zu sehen. Das gezeigte Histogramm ist Pendant zu Abbildung 28 linke Hälfte in Abschnitt 4.2, welche durch die zusätzlichen Schnitte nicht signifikant modifiziert wird. Der direkte Vergleich von  $\sigma_{W \rightarrow U}[p_T(Cluster^3) > p_{T,min}]$  mit  $p_{T,min}$  als variabler Koordinate ist Inhalt der rechten Graphik von Abbildung 50. Mit  $p_{T,min} = 5.5 \text{ GeV}$  beispielsweise läßt sich bei  $\sigma_W(\dots) = 0.26 \text{ pb}$  ein Verhältnis von  $\sigma_W/\sigma_U = 0.945 : 0.055$  erreichen ( $S_0 = 11.1$ ).

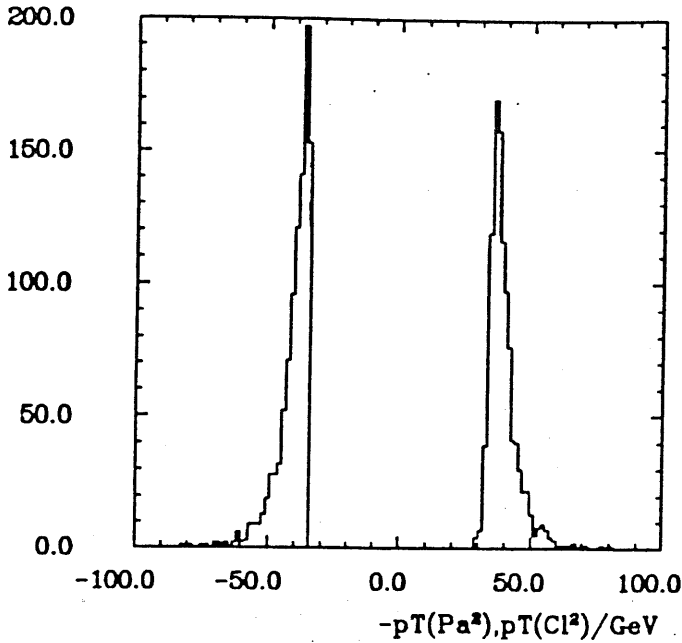
Ebenfalls nur unwesentlich durch die Hadronisation verändert sind aber auch die Aplanaritätsverteilungen (Abb. 51). Somit gestattet die Aplanarität eine Separation von  $0.975 : 0.025$  bei verbleibenden  $0.195 \text{ pb}$  Wirkungsquerschnitt des  $W$ -Prozesses, wenn sie durch  $0.002$  nach unten begrenzt wird ( $S_0 = 9.75$ ). Ein Vorzug, den die Aplanaritätsresultate darüberhinaus im Gegensatz zum zuvor genannten "3- $p_T$ -Kriterium" besitzen, ist, daß sie nicht auf eine Clustering der Vollereignisse angewiesen sind. Die enge Anbindung beider Kriterien an die Physik auf Partonlevel gibt ferner Anlaß zu der Hoffnung, daß sich die erfolgreiche Separation auch auf die übrigen potentiellen Untergrundprozesse übertragen läßt.

Der zuvor gefundene Aplanaritätsvorsprung der  $W$ -Ereignisse schmilzt völlig dahin, wenn beide Prozeßtypen vor der Fragmentation einer Schauerung unterzogen werden. Während sich  $\langle A \rangle$  auf Seiten des  $W$ -Prozesses nur unwesentlich erhöht, schnell er für den Untergrund um ca. einen Faktor 9.6 nach oben.

Wie läßt sich dies angesichts der völligen Planarität der  $U$ -Partondreierimpulse verstehen?

Hierzu eine kurze Einordnung der neu hinzugekommenen Schauerung. - Den Werdegang eines Streuprozesses der starken Wechselwirkung, beginnend bei der harten Verzweigung in der niedrigsten perturbativ entwickelbaren QCD-Ordnung über die fortgesetzten immer weichereren Verzweigungen der höheren Ordnungen bis zur Formierung der Hadronen durch Ausbildung von QCD-Bindungszuständen haben wir bisher nur an seinen beiden Enden hinreichend genau beschrieben. Wenn wir als Ordnungs-

Ereignisanzahl



Ereignisanzahl

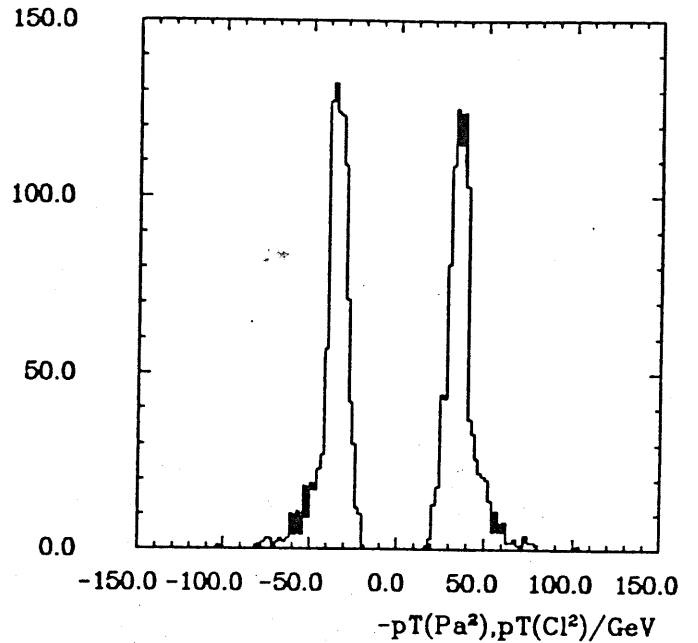


Abbildung 49: Transversalimpulsverteilung des jeweils  $p_T$ -zweitstärksten Partons ( $< 0$ ) und Clusters ( $> 0$ ) für den ungeschauerten  $U$ - (l) und  $W$ -Prozeß (r) bei Verwendung eines gemeinsamen  $m_{join}^{W-U} = 12.0 \text{ GeV}$ .

parameter dieses Entwicklungsprozesses bis unmittelbar vor die Hadronkonstituierung die invarianten (virtuellen) Massen  $m$  der Astsegmente zugrundelegen, so kommt der Schauerung die Aufgabe zu, die  $m$ -Lücke zwischen einerseits dem schwach gekoppelten, also harten 2.-Ordnung-QCD-Prozeß und, auf der anderen Seite, den ultraweichen  $q\bar{q}$ -Ablösungen von den Colourstrings während der Hadronisierungsphase zu schließen oder wenigstens zu verkleinern (Abschn. 3.7, 6.2). Hierbei meint die Bezeichnung "hart" für eine angehängte Verzweigung  $\alpha \rightarrow x y$ , ( $m_x, m_y \ll x^0, y^0$ ), daß

$$m_\alpha^2 = \alpha^2 = 2x^0 y^0 (1 - \cos \angle[\vec{x}, \vec{y}]) = 2z(1-z)\alpha^{0^2} (1 - \cos \angle[\vec{x}, \vec{y}])$$

die  $\alpha$ -Ruhemasse weit übertrifft, gleichbedeutend mit  $z \rightarrow 0.5$ ,  $\angle[\vec{x}, \vec{y}] \rightarrow \pi$ . Je größer also das  $m_{max}^2$  der zu schauernden Singlets ist (6.2), umso größer ist die so bezeichnete  $m$ -Lücke, umso gravierender sind die Veränderungen zwischen ungeschauerten und geschauerten Ereignissen.

Ein Blick auf die invarianten Massen der beiden Ausgangsinglets, jeweils für  $W$ - und  $U$ -Prozeß (Abb. 52), verdeutlicht die beträchtliche Größenordnung, die einer Schauerung an Verzweigungspotential zur Verfügung steht, im besonderen für den Untergrundprozeß. Dies legt nahe, warum eine solch "zerbrechliche" Eigenschaft wie die Planarität der  $U$ -Partonereignisse eine Schauerung nicht übersteht. Die Weiterverzweigung der Urpartonen orientiert sich natürlich nur an deren individuellen Ausbreitungsrichtungen unabhängig von der Lage der 4 bzw. 5 Vektoren zueinander. Umgekehrt lassen die geschilderten Auswirkungen eine ungeschauerte Prozeßsimulation sehr fragwürdig erscheinen. Desweiteren verwundert auch nicht, daß  $m_{join}^U$  für geschauerte  $U$ -Ereignisse bei 30 GeV liegt. Der Clusteralgorithmus muß nun die 4 Partonrichtungen nicht mehr nur aus den vielfältigen, aber insgesamt kompakten Fragmentationsverästelungen extrahieren, sondern muß darüberhinaus auch die wenigen, aber wesentlich eigenständigeren Extrastrukturen der Schauerung mit eingliedern.

Welch dominierenden Einfluß die Schauerung auf die hadronischen Endzustände hat wird offensichtlich, wenn bei freiem Spiel von  $m_{join}$  die *Clustermultiplizitäten* und die bei der Schauersimulation auftretenden *virtuellen Massen* im Kontext besehen werden. In dem Maße, wie die einzelnen invarianten Massen der ersten Schauergeneration den Clusterabstand  $m_{join}$  übersteigen, wird die Clustermultiplizität hochgestuft ( $4(5) + N$ ). Die Clusterung fungiert beinahe als direkte Rückentwicklung der

Ereignisanzahl

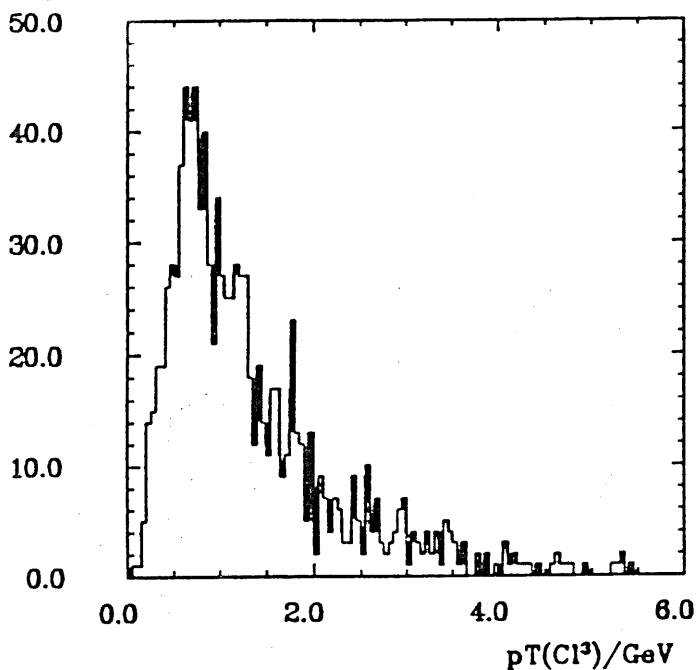
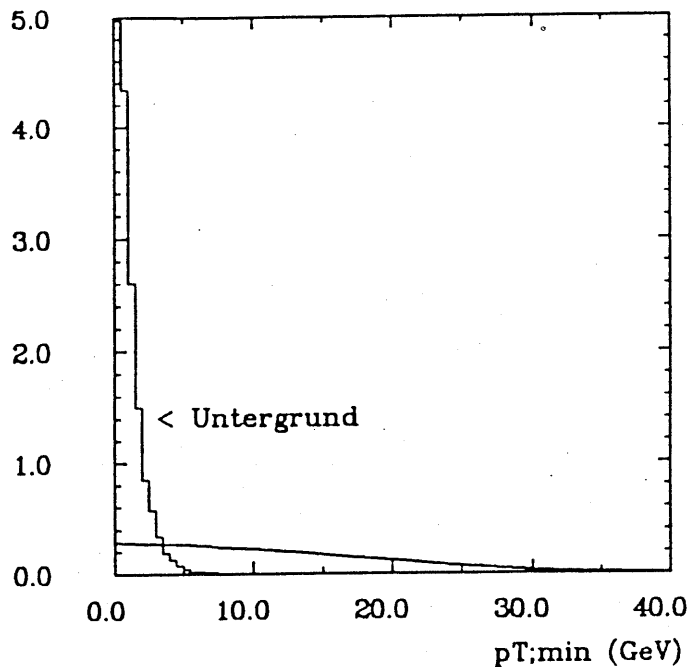
 $\Delta\sigma(pT(Cl^3) > pT_{min})$  (pb)

Abbildung 50: Transversalimpulsverteilung des  $p_T$ -drittstärksten Clusters der  $U$ -Ereignisse (l) (vgl. Abb. 28) und das  $[p_{T,min}, \infty]$ -Integral jener Verteilung für  $U$ - und  $W$ -Prozeß (ungeschauert) in Abhängigkeit von der variablen Untergrenze  $p_{T,min}$  (r).

Schauerung, Fragmentationseffekte sind unter diesen Umständen von absolut untergeordneter Natur. Wie steht es dann um das verbleibende "3- $p_T$ -Kriterium"?

Die angesprochenen hohen virtuellen Anfangsmassen der Schauerkaskade bewirken eine starke Aufspreizung der ehemals dichten Hadronenbündel, infolgedessen weite Raumwinkelbereiche bevölkert werden. Dies verursacht eine häufige Fehlzuweisung der Schauerfortsätze durch die Clusterung, gemessen an der von der Simulation her bekannten "Entwicklungsgeschichte". Insbesondere werden so auch die Strahlachsenpartonen unzulänglich rekonstruiert mit der für uns gravierenden Konsequenz, daß dem jeweils (strahlachsen-)nächsten Cluster ein respektable Transversalimpuls verbleibt. Zusammen mit den stark differierenden optimalen Clusterabständen ( $m_{join}^U = 30 \text{ GeV}$ ,  $m_{join}^W = 15 \text{ GeV}$ ) der beiden im Vergleich stehenden Prozesse ergeben sich die folgenden Szenarien:

$m_{join} \approx 15 \text{ GeV}$  : Die  $U$ -Clusterung löst weit mehr als den generatorseits implementierten 2.-Ordnung-Prozeß auf. Zusätzliche schauerbedingte Strukturen resultieren in einem 3.  $p_T$ -starken Cluster, der den dementsprechenden  $W$ -Cluster bezüglich  $\frac{d\sigma}{dp_T}$  auf ganzer Linie übertrumpft. Die Verteilungen der ersten beiden  $U$ -Cluster sind, verglichen mit den Generatorschnitten deutlich aufgeweicht.

$m_{join} \approx 30 \text{ GeV}$  : Die  $p_T$ -Verteilungen der 3  $p_T$ -stärksten  $W$ -Cluster sind nur geringfügig geschwächt, das "3- $p_T$ -Kriterium" wird von der Mehrzahl der Clusterresultate erfüllt. Der  $U$ -Prozeß wird zwar bestmöglich rekonstruiert, ausgelöst durch den zuvor beschriebenen "systematischen" Fehler bleibt der dritt- $p_T$ -stärkste  $U$ -Cluster aber konkurrenzfähig (Abb. 53). Es bietet sich keine Möglichkeit einer brauchbaren Separierung ohne merkliche Reduktion von  $\sigma_W$  bzw.  $S_0$ .

$m_{join} \gg 30 \text{ GeV}$  : Dieser Bereich ist von mir nicht im Detail untersucht worden, der weitere Verlauf von  $\langle n_{clu} \rangle_{|m_{join}}$  für  $W$ - und  $U$ -Prozeß (Abb. 53) macht aber eher skeptisch. Die Cluster-multiplizitäten bleiben zu ähnlich, das Mehr an topologischer Struktur der  $W$ -Partonereignisse wird durch die überstarke Schauerung auf Seiten des Untergrundes fast ausgeglichen und dies

bei einem Verhältnis der Produktionsraten von bis dato  $4.97 \text{ pb} \cdot \mathcal{L}$  zu  $0.281 \text{ pb} \cdot \mathcal{L}$ .

Eine praktisch vollständige Trennung zwischen  $W$ -Ereignissen und Untergrund wie zuvor im ungeschauerten Fall scheint nicht möglich zu sein. Es verbleibt die weitestgehende Reduktion des Untergrund-Signal-Verhältnisses im Rahmen der durch die leptonische  $W$ -Produktion gesetzten unteren Marke für die Rate stattfindender  $W$ -Ereignisse. Nach vergleichender Begutachtung etlicher Ereignisbilder mit CLUDISP, der Erstellung diverser Verteilungen, der Entwicklung und Ausarbeitung neuer Schnitte, Abschätzung ihrer Ergiebigkeit unter Variation des zur Diskussion stehenden Variablenbereiches und schließlich nach Adjustierung und Readjustierung der Limits im Hinblick auf ihre gegenseitige Einflußnahme erwies sich folgende Konstellation als die Beste aller untersuchten:

$\hat{p}_T(U), \check{f}_T(W) > 40 \text{ GeV}$ : Bedingt durch die erstaunlich harte Verteilung des  $W$ -Transversalimpulses knickt  $\sigma_W(\check{f}_{T,min})$  erst hinter  $\frac{m_W}{2}$  spürbar ab (Abb.43), während andererseits jede weitere Forderung an  $\hat{p}_T(U) = q'_T = g'_T$  einen erheblichen Verlust an  $U$ -Wirkungsquerschnitt nach sich zieht. Somit ist  $40 \text{ GeV}$  im Zuge eines generellen Optimierungsvorhabens als verbesserter Basisschnitt anzusetzen ( $\sigma_U : \sigma_W \approx 2.0 \text{ pb} : 0.22 \text{ pb} \Rightarrow S_0 = 3.25$ ).

$M < 100$ : Das weitauslaufende obere Ende der Multiplizitätsverteilung des  $U$ -Prozesses wird vor allem von überstark geschauerten aplanaritätsträchtigen Ereignissen bevölkert. Ihre Ausschließung hinterläßt Ereignisse mit ganz ansehnlicher Planarität und nicht zu hoher Clusteranzahl. Inwieweit sich dieser Teilchenanzahlvorsprung in der Signalrekonstruktion des Detektors wiederfinden läßt bleibt dahingestellt.

$PMS > 300 \text{ GeV}$ :  $PMS$  steht für "Paarmassensumme" und entsteht nach Aufsummation der Paarmassen  $m_{ij}$  aller  $\frac{n(n-1)}{2}$  Zweierkombinationen  $(i, j)$  eines  $n$  Teilchen tragenden Clusters bei sich anschließender Summation über die vorhandenen Cluster. Es ist ein (lorentzinvariantes) Maß für die "Weite" der Cluster und steigt mit abnehmender Konformität der zusammengeschlossenen Viererimpulse. Ansatzpunkt dieser Größe ist die im Vergleich zum  $W$ -Prozeß systematisch stärkere Schauerung der Untergrundereignisse mit dem infolge stark zerklüfteten und aufgeweiteten Spektrum an Viererimpulsen, das in manchen Fällen die Clusterachsen als geradezu willkürlich erscheinen läßt. Verstärken läßt sich diese  $PMS$ -Diskrepanz durch die Wahl des auf den  $W$ -Prozeß zugeschnittenen Clusterabstandes  $m_{join} = 15 \text{ GeV}$ .

$A > 0.004$ : Obwohl bei weitem nicht so erfolgreich wie bei der Gegenüberstellung der ungeschauerten Ereignisse ist die Aplanarität noch immer ein wirksames Diskriminierungskriterium. Ein nicht unerheblicher Anteil der  $U$ -Ereignisse besitzt nämlich trotz allem eine ausgeprägte Bündelung der Teilchenimpulse gepaart mit einer erkennbaren Verwandtschaft jener Strukturen zum Rohgerüst der partonischen Richtungen. Im Gegensatz zu den vorgenannten Vollereignisschnitten bietet die Aplanarität über ein weites Variablenintervall hinweg bis hinauf zu  $A = 0.01$  ein lohnenswertes Degressionsverhältnis  $\Delta\sigma_U : \Delta\sigma_W$  (vgl. Abb.54). Bei der Festlegung von  $A_{min}$  spielt deshalb die zugrundegelegte (int.) Luminosität die ausschlaggebende Rolle. Ein nützlicher Fixpunkt ist sicherlich der leptonische Referenzwirkungsquerschnitt ( $0.116 \text{ pb}$ ), er wird gerade bei  $A_{min} = 0.004$  unterschritten.

### Resume

- Bei einer Simulation ohne Schauerentwicklung ist der hadronische  $W$ -Prozeß von dem hier exemplarisch ausgewählten Untergrundprozeß praktisch vollständig zu trennen, wobei der Zugewinn an  $W$ -Produktionsrate den leptonischen Beitrag noch immer übersteigt ( $\approx 0.02 \text{ pb}/0.01 \text{ pb}$ ).

- Bei Einbeziehung der Schauerung ist eine  $W$ -Dominanz nur auf sehr niedrigem  $\sigma_W$ -Niveau erreichbar, in Anbetracht der bei HERA realisierbaren Luminositäten sollte  $\sigma_W$  in einem Bereich gehalten werden, wo  $\sigma_U$  mindestens ebenbürtig ist ( $> 0.01 pb$ ).
- Eine geforderte Untergrenze für den Transversalimpuls des diesbezüglich stärksten Clusters stellt den mit Abstand besten Schnitt dar, solange  $\frac{m_W}{2}$  nicht überschritten wird. Im Bereich unterhalb angesetzt bringt der  $C_T^1$ -Schnitt die Wirkungsquerschnitte von  $W$ - und  $U$ -Prozeß überhaupt in dieselbe Größenordnung, ohne dabei  $\sigma_W^{hadr}$  unvertretbar stark zu schwächen ( $\mathcal{O}(30\%)$ ).
- Ein Schnitt auf die invariante Paarmasse der zwei  $p_T$ -stärksten Cluster ist alleingegen wirkungslos, im Verbund mit dem  $p_T$ -Schnitt (s.o.) ist er für eine ungeschauerte Gegenüberstellung brauchbar, aber nicht nötig, für den Vergleich der geschauerten Ereignisse ist er untauglich ( $S_0 \downarrow$ ).
- Der Aplanaritätsschnitt ist je nach Art der Hadronisation "durchschlagend" (Abb.51) bzw. lukrativ (Abb.54), in etwas abgeschwächter Form gilt dies auch für den Transversalimpuls des dritt- $p_T$ -stärksten Clusters.



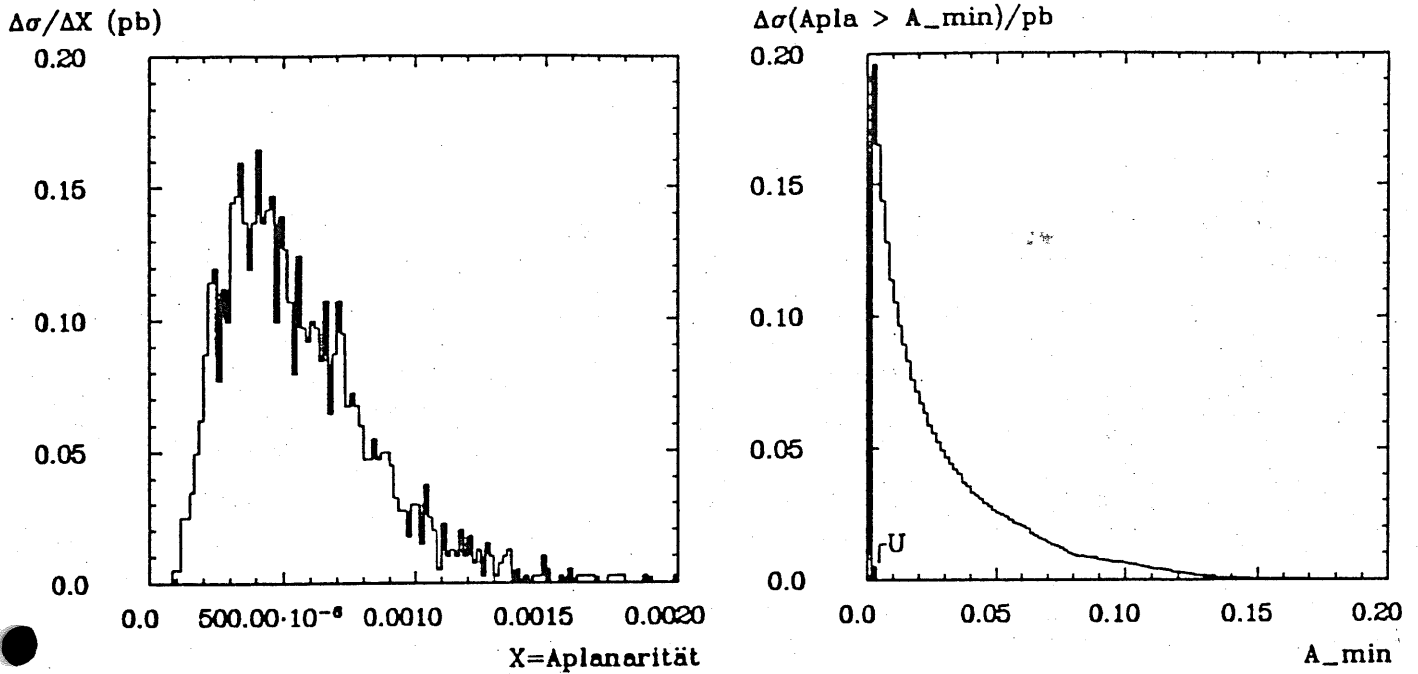


Abbildung 51: Aplanaritätsverteilung der ungeschauerten  $U$ -Ereignisse (l), als Gegenstück kann die partonische  $W$ -Aplanarität herangezogen werden (Abb. 44r), und das  $[A_{min}, \infty]$ -Integral vorgenannter Verteilung für  $U$ - und  $W$ -Prozeß als Funktion von  $A_{min}$  (r).

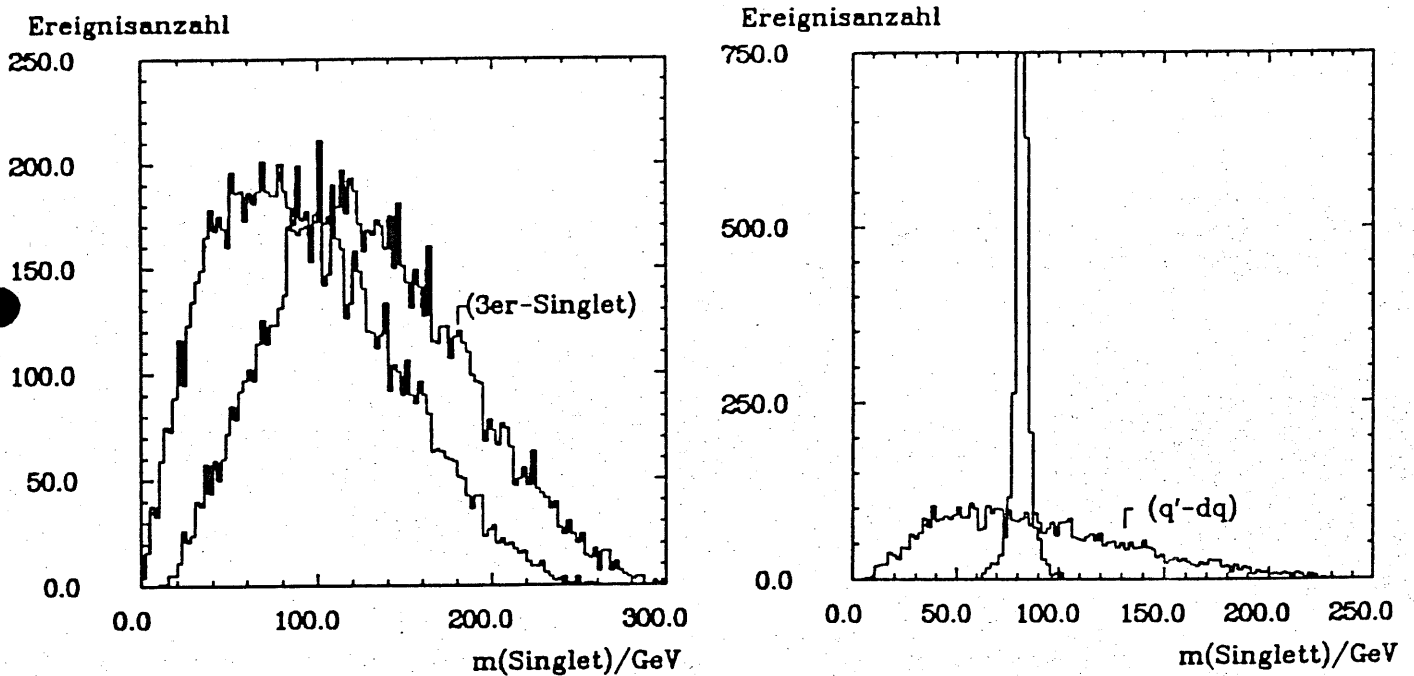


Abbildung 52: Verteilung auf die invarianten Gesamtmassen der jeweils zwei Singlets zu Schauerbeginn für  $U$ - (l) und  $W$ -Prozeß (r). Auf Seiten des  $U$ -Prozesses differieren die auf die einzelnen der 4 Farbttopologien bezogenen Verteilungen merklich voneinander (nicht abgebildet).

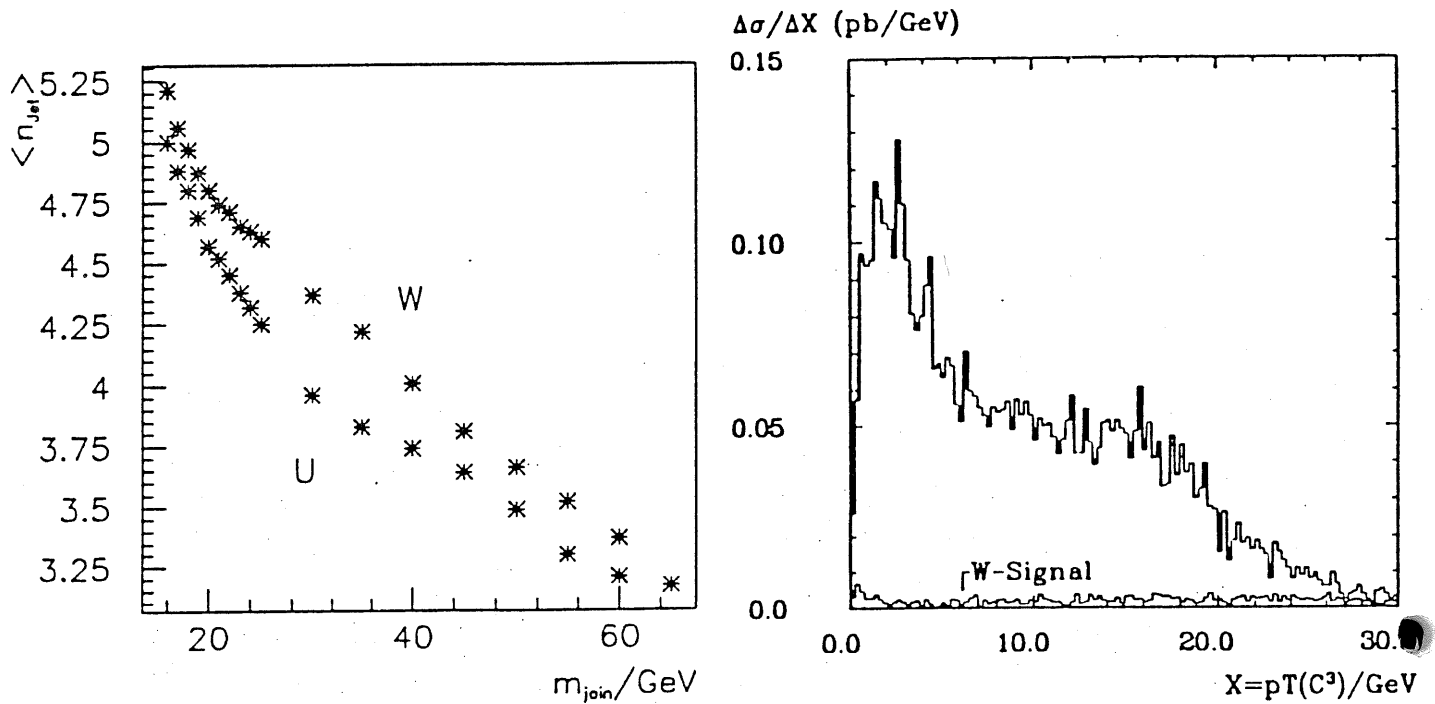


Abbildung 53: Clustermultiplizität in Abhängigkeit vom Clusterabstand  $m_{\text{join}}$  (l) und Transversalimpulsverteilung des  $p_T$ -drittstärksten Clusters bei  $m_{\text{join}} = 30 \text{ GeV}$  (r), jeweils beide Prozesse.

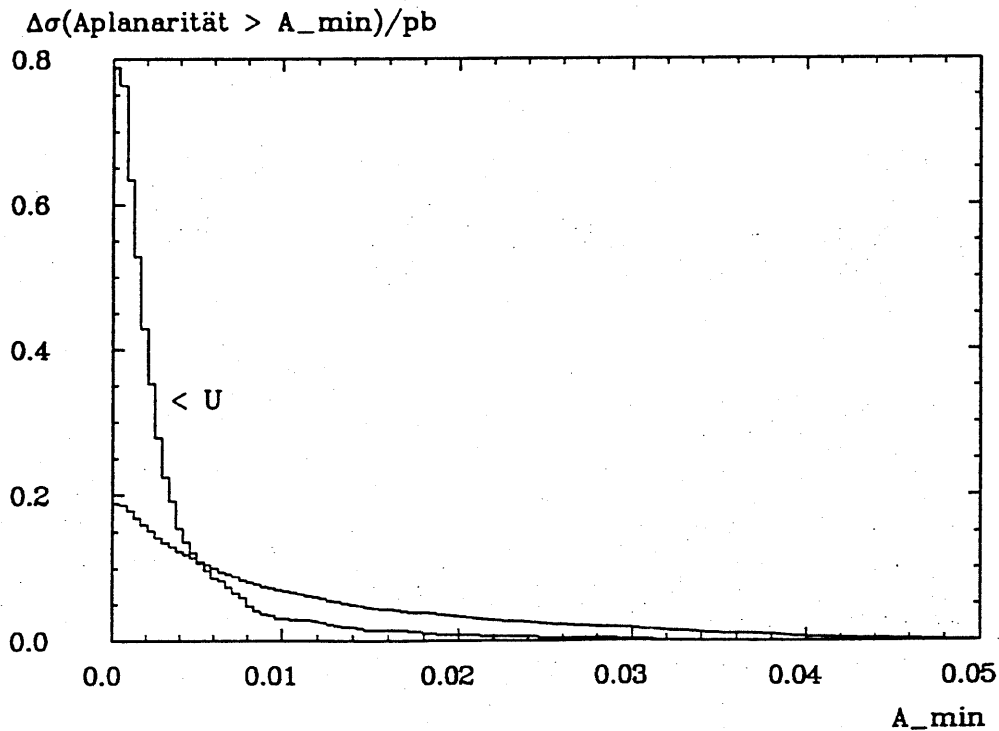


Abbildung 54: Verlauf der Wirkungsquerschnitte von Untergrund und hadronischer  $W$ -Erzeugung, beides geschauert, in Abhängigkeit von einer Aplanaritätsuntergrenze  $A_{\text{min}}$ , und zwar *nach* Installation der im Text genannten Schnitte ( $\hat{p}_T(U), \hat{f}_T(W) > 40 \text{ GeV}$ ,  $M < 100$ ,  $PMS > 300 \text{ GeV}$ ).

## 8 Programmstruktur und Bedienung von EPEWAX/QUAGS

### 8.1 Generelles

Wenn ich im folgenden von "Generator(en)" sprechen, so gilt alles in diesem Zusammenhang Gesagte für EPEWAX und QUAGS gleichermaßen. Obschon die beiden simulierten Prozesse, die Erzeugung freier  $W$ -Bosonen gemäß  $eP \rightarrow e'WX$ ,  $W \rightarrow f\bar{f}$  und die Quark-Gluon-Streuung (eingebettet in den Inklusivprozeß  $eP \rightarrow e'q'g'X$ ) vom physikalischen Standpunkt als ziemlich verschiedenartig anzusehen sind, ist es mir gelungen, ihren Programmen eine einheitliche Rahmenstruktur zu geben. Sie besitzen eine fast vollständige Analogie was Untermodule (SUBROUTINE, FUNCTION) und COMMON-Blöcke anbetrifft, bei deren Benennung ich nur den Anfangsbuchstaben zu wechseln hatte ( $W \leftrightarrow U$ ). Programmiersprache ist FORTRAN77 mit einem maximal (REAL\*8)-Darstellungsformat. Unterhalb dieser Ebene arbeitet die CPU-Zeitbeschaffungsroutine NTIME und das Datenverwaltungssystem BOS [40] zur dynamischen Speicherräumallozierung, was selbst wieder auf sogenannte CERN-Routinen zurückgreift. Die Generation gleichverteilter Zufallszahlen, Ausgangspunkt jeder Art von Monte-Carlo-Simulation, übernimmt H1RN [41], in F77 geschrieben und mithin nicht maschinenabhängig. Die in den vorherigen Abschnitten aufgeführten Resultate wurden fast ausschließlich mit Hilfe einer VAX6000 und einigen ihrer "Verwandten" erzielt. Darüberhinaus sind die Generatoren auf der IBM3090 des DESY-Rechenzentrums installiert und wurden dort auch ausgetestet.

Eine Reihe von Konventionen, Datenformaten und sonstigen Organisationshilfen, die bei der kollaborationsübergreifenden Verwendung eines Generators eine Rolle spielen, sind natürlich H1-spezifisch und darüberhinaus zur Zeit noch einem steten Wandel unterzogen. Aus diesem Grund habe ich Angaben zu solcherlei Details auf Stichworte reduziert, die bei Verwendung mit dem jeweilig aktuellen Stand in Kontext zu bringen sind.

Die Quellcodes einschließlich Anleitung und präpariertem Hauptprogramm zu den beiden Generatoren sind auf den beiden Datensätzen

F34THE.WOFF $nm$ .S für die $nm$ -te Version von EPEWAX
F34THE.QUAGS $ij$ .S für die $ij$ -te Version von QUAGS

im DESY-Rechenzentrum untergebracht (Stand Anfang 1991: WOFF01, QUAGS00). Die Rahmenstruktur der Generatoren genügt nicht in allen Einzelheiten den (mittlerweile) strengen Anforderungen des sogenannten 'general-H1-generator-frame', stellt aber, wie ich finde, die zweckmäßigste, den Bedürfnissen von Integrations-/Generationsverfahren, physikalischer Aufgabenstellung und Handhabung am besten angepaßte Form dar, von der sich eine offizielle H1-Version jederzeit ableiten läßt.

Die Auslegung der für einen Benutzer vornehmlich interessanten beiden Schnittstellen

- Eingabe der generatoreigenen Steuerparameter und ...
- Ausgabe der vollständigen Ereignisdaten in geeignetem Formatstandard

orientiert sich relativ stark am 'general-H1-generator-frame'. Beides arbeitet unter Verwendung von BOS. Im Sinne der genannten H1-Leitlinie wird die Datenausgabe bereits seitens des Generators unter Zuhilfenahme der von mir etwas modifizierten Standardausgaberoutine GENOUT *intern* realisiert – mit dem Ergebnis, daß sämtliche relevanten Daten in Einheiten von einzelnen Ereignissen und Subeinheiten von sogenannten BOS-Bänken auf einen Datensatz geschrieben werden. Was die Eingabe angeht, so beschränken sich die vom Generatorbenutzer auszuführenden Programmanipulationen auf die 4 folgenden nach ihrem Stellenwert angeordneten "Steuerinstanzen":

BOS-'steeringbank' GSTX :

Sie beinhaltet die am häufigsten zu variierenden Parameter und "Schalter". Der Inhalt ihrer Unterbänke U/WSTR (Abb. 55) und U/WEXT wird von der Hauptprogrammroutine U/WREAD eingelesen und an die vorbestimmten COMMON-Blöcke überführt. Im Fall U/WEXT ist dies der

Block "EXTERN", Bestandteil des Hauptprogramms und der Schnitt-Routine OUT. Ein Teil des EXTERN-Variablensatzes steuert den Ablauf des Hauptprogramms, die restlichen unbesetzten Variablen offerieren dem Benutzer die Möglichkeit, zusätzliche, problemspezifische Größen an die vorgenannten oder beliebige weitere Programmstellen zu schleusen.

#### Schnitt-Routine OUT :

Entgegen der üblichen Handhabung, bei der nur die Unter- und Obergrenzen fix vorgegebener Schnittvariablen an einen dafür vorgesehenen COMMON-Block übergeben werden können, bietet das Funktionsunterprogramm OUT die Möglichkeit, nahezu jeden beliebigen Phasenraumbereich auszugrenzen. Dies wird möglich, weil im vom Benutzer zu schreibenden Quellcode von OUT (wenige Zeilen) beliebige funktionale Abhängigkeiten zwischen Phasenraumvariablen (→ Argumente) und Grenzparametern (→ COMMON/EXTERN/) hergestellt werden können. Die Einzelheiten hierzu werden in Abschnitt 8.3.4 zu sehen sein.

#### BLOCK DATA U/W\$DATA :

Die Festsetzung aller quasiinvarianten, weniger einflußreichen oder nicht im Mittelpunkt stehenden Parameter und Schalter ist konventionsgemäß in einem übergeordneten BLOCK DATA konzentriert. Ersatzweise kann die Rolle auch einem zuallererst aufgerufenen Hilfsunterprogramm übertragen werden ('general-H1-generator-frame').

#### Hauptprogramm :

Die Konzeption des Generatorhauptprogramms ist die eines offenen, aber in seiner Grobauslegung vorgegebenen Programmkopfes, ausgestattet mit etablierter Steuerdateneingabe ('steeringbanks'). Angestrebt wurde hierbei ein Kompromiß zwischen der Flexibilität eines 'slave-Systems'<sup>21</sup>, was auf ein vom Benutzer zu schreibendes Hauptprogramm einschließlich Datenzufuhr angewiesen ist, und dem Bedienungskomfort einer reinen Kartensteuerung über 'steeringbanks' bei geschlossenem Hauptprogramm. Weitere Details und insbesondere ein Musterquellcode zum Hauptprogramm sind in Abschnitt 8.3.1 bzw. 8.3.4 zu finden.

Die Grundstruktur des gesamten Generators ist zweigeteilt, was bereits auf der höchsten Ebene, dem Hauptprogramm abzulesen ist. Erster Schritt ist die Integration des Wirkungsquerschnittes verbunden mit der Erzeugung eines sogenannten Gitters. Er wird bei Aufruf der Hauptprogrammroutine U/WINT ausgeführt und konzentriert sich um den ersten Programmkern, die Routine BASES [s.u.]. Erst nachdem besagtes Gitter erstellt wurde – verkörpert von mehreren COMMON-Blöcken (BASE1-6) – und auf einem Gitterdatensatz zwischengespeichert ist, kann unmittelbar oder zu einem späteren Zeitpunkt mit der Generation auf das den differentiellen Wirkungsquerschnitt stellvertretende Gitter begonnen werden. Dieser zweite Schritt ist die eigentliche Ereignissimulation, der Programmkern ist jetzt SPRING [s.u.]. Im Hauptprogramm sind für diesen Teil insgesamt 5 Routinen zuständig. Für die Initialisierung des Generationsvorganges ist dies U/WINIGEN, für die Generation eines Einzelereignisses ist es die Kombination aus U/WGEN0 (→ Grundkinematik) und U/WGEN1 (→ Vollereignisse) und für die Ausgabe der während der Generationsumläufe aufgenommenen Statistik plus Korrektur des Wirkungsquerschnittes sind es U/WSTAT und CROCO. Die angesprochene Korrektur wird nötig, weil während der Generation über die im zugrundegelegten Gitter implizierten Schnitte (→ OUT) hinaus weitere Aussonderungen per Rücksprung an den Ereignisschleifenkopf angebracht werden können.

---

<sup>21</sup>Der Generator wäre hierbei eine hierarchisch strukturierte Sammlung von Unterprogrammen, deren "Führungsriege" im Benutzerprogramm geeignet zu installieren ist (vgl. Abschnitt 3.7).

```

=====
WSTR 0 / !GENERATOR GENERAL RUN PARAMETERS
*****
*      main steering bank with general items
*      don't change the order of entries
-----
-30.0      ! PLEPIN = electron momentum(z) (with sign)          bb
820.0      ! PPIN = proton momentum(z) (with sign)             bb
  5.0      ! lowest pT of subprocess (must not be 0.) (D=5.)    bb
  0.0      ! POL = electron polarization (-1,1:L,R ; D=0.)      bb
  0.01     ! ACC1 = req. accuracy in the grid defining step (D=0.01) ii
  0.01     ! ACC2 = req. accuracy in the accumulation step (D=0.01) ii
  20       ! IFILE:number of BOS output unit (D=20)            gg
'FORT'     ! IOMODE:type of output unit ('FORT'(D) OR 'EPIO')   gg
  1        ! IEXP -> number of the experiment (D=1)             gg
  1        ! IRUN -> number of the current run (D=1)           gg
  4        ! fragmentation option (D=4)                         gg
-----
* properties \   FRAGMENTATIONOPTION   :   1   2   3   4   other
* -----*-----
* showergeneration of the W-singlet      :   y   n   y   y   n
* hadronization of the W-singlet         :   n   y   y   y   n
* showergeneration of the q'-dq-singlet  :   y   n   n   y   n
* hadronization of the q'-dq-singlet     :   n   y   y   y   n
=====

```

Abbildung 55: Beispiel für die Bestückung der 'steeringbank' WSTR; sie ist (zusammen mit U/WEXT) an die Standardeingabeeinheit anzuschließen, von wo aus sie bei Aufruf der Hauptprogrammroutine WREAD eingelesen wird. Die Verwendung der BOS-Hilfsroutinen (in WREAD) macht diesen Vorgang für Generatorschreiber und -benutzer deutlich komfortabler als dies mit einer Ansammlung gewöhnlicher FORTRAN-READ's zu realisieren wäre. Kommentarzeilen (\*) und -halbzeilen (!) werden z.B. automatisch überlesen, es werden eine Reihe von Konsistenzkontrollen durchlaufen und der ("unzensierte") Inhalt wird überdies als eigenständige BOS-Bank im BOS-COMMON hinterlegt, von wo er jederzeit leicht abgerufen, angezeigt oder auf einem Datensatz gesichert werden kann (→ GENOUT).

## 8.2 Benötigte Fremdrouninen und ihre Einsatzweise

### 8.2.1 Monte-Carlo-Integration und Generation mit Hilfe des BASES-SPRING-Paketes

Bevor ich zu den Details des gewählten Verfahrens Stellung nehme, möchte ich zunächst etwas konkreter als in der Einleitung auf die Art der Verwandtschaft zwischen Integration und Generation innerhalb einer Monte-Carlo-Simulation hinweisen. Ein zu beschreibender Prozeß, beginnend beim harten Streuprozeß über die Schauerung und Fragmentation bis hin zur Ausbildung eines Detektorsignals, ist in seiner Komplexität nur dann wenigstens numerisch beherrschbar, wenn es im Rahmen einer akzeptablen Näherung gelingt, ihn in eine inkohärente zeitliche Aufeinanderfolge von Teilprozessen zu zerlegen. Ergebnis, der Wirkungsquerschnitt wird allein durch den ausgewählten "Kopfprozeß" bestimmt, ihn zu ermitteln ist Aufgabe des Integrationsschrittes. Die sich anschließende Fortentwicklung des Ausgangsprozesses bedeutet zwar eine Erhöhung der unabhängigen Freiheitsgrade und "Diversifizierung" der bis dato erreichbaren Endzustände – dies soll der Generationsschritt simulieren – steht aber in keiner (rückwirkenden) Beziehung zur Prozeßwahrscheinlichkeit. Die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes kann sich demzufolge auf die wenigen Freiheitsgrade bzw. Phasenraumdimensionen des physikalisch interessanten Ausgangsprozesses beschränken. Nichtsdestotrotz kann diese Aufgabe in den meisten Fällen nicht auf analytischem Wege gelöst werden. In Anbetracht der typischerweise mehrdimensionalen Phasenräume ( $\Omega$ ) haben sich Monte-Carlo-Integrationsverfahren im Vergleich z.B. zu solchen der numerischen Quadratur als überlegen erwiesen.

Meine Generatoren bewerkstelligen die Integration durch Rückgriff auf die Routine BASES, in der eine relativ hochentwickelte Monte-Carlo-Technik, der sogenannte VEGAS-Algorithmus, zum Einsatz kommt [42]. Um die Vorgänge bei Integration unter Verwendung dieses Algorithmusses und insbesondere die Rolle des *Gitters* dabei verstehen zu können, ist es hilfreich, den Begriff des sogenannten 'importance sampling', also des gewichteten Würfels, kurz anzuschneiden. Anstatt die Funktionswerte  $f(x_i)$  wie beim simplen Monte-Carlo-Verfahren an gleichverteilt gewürfelten Phasenraumpunkten zu berechnen, ist es vorteilhaft, sie gemäß einer spezifischen Wahrscheinlichkeitsfunktion, nennen wir sie in unserem eindimensionalen Beispiel  $p(x)$ , zu ziehen. Legitimiert wird dies durch folgendes Grenzwertverhalten:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} S_N = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{f(x_i)}{p(x_i)} = I = \int_{\Omega} f(x) dx \quad \text{mit} \quad \int_{\Omega} p(x) dx = 1$$

Die Varianz  $\sigma$ , ein Maß für die Fluktuation von  $S_N$  um  $I$ , ist umso kleiner bei gegebenem  $N$ , je "invariant" der Summand ist. Folgerichtig ist sie minimal, wenn  $p(x) = |f(x)| / \int_{\Omega} |f(x)| dx$  ist, in diesem Fall nähert sich  $S_N$  dem wahren Integral  $I$  am schnellsten. Nun ist aber  $\int_{\Omega} f(x) dx$  gerade die gesuchte Größe. Soll ein universell anwendbarer Integrationsalgorithmus entwickelt werden, der auf keinerlei Schätzungen bezüglich  $I$  angewiesen ist, so muß er adaptiv sein. In einer Folge von Iterationen kann dann  $p(x)$  dem normierten Integranden im Verlaufe eines "Lernprozesses" angenähert werden.

VEGAS bewerkstelligt dies, indem ein den Phasenraum überspannendes Gitter durch Modulation der Zellengröße über die Iterationen hinweg gerade so ausgeprägt wird, daß es an den Funktionsmaxima die feinste Granularität besitzt. Die Phasenraumpunkte werden nun gleichmäßig auf die  $N_z$  Zellen  $Z_{\alpha}$  verteilt und ihre Funktionswerte werden dann mit den Gewichten  $p_{\alpha} = p(x \text{ in } Z_{\alpha}) = \frac{1}{N_z \Omega_z(\alpha)}$  relativiert. Das Ziel besteht darin, eine Angleichung der gewichteten Zellensummen  $f_{\alpha} = \sum_i f(x_i \in Z_{\alpha}) / p_{\alpha}$  zu erreichen. Praktisch geschieht die Readjustierung der Zellengrenzen in der Art, daß eine Zelle  $\alpha$  in eine von  $\bar{f}_{\alpha} \Omega_z(\alpha)$  nicht linear, aber gedämpft abhängige Anzahl von Subzellen gleichen Inhaltes zerlegt wird, welche von der Phasenraumgrenze her unter Wahrung der Zellenanzahl  $N_z$  neugruppiert werden. Je größer die Diskrepanz der gewichteten Zellensummen  $f_{\alpha}$  ist, umso einschneidender ist die Reformierung. Die Verallgemeinerung zur mehrdimensionalen Integration beläßt die Vorgänge entlang der Achsen bis auf die Größe  $\bar{f}_{\alpha}$  weitgehend autonom. Iterationsziel ist insbesondere ein bestmögliches Gitterabbild einer faktorisierten Wichtungsfunktion  $p(x, y) = p_x(x) \cdot p_y(y)$ .

Das von S. Kawabate [43] geschriebene BASES-SPRING-Paket verwendet nun darüberhinaus das in der ersten von zwei Integrationssequenzen (CALL BASES) gewonnene Gitter, um die verbleibende zweite Aufgabe des Generators, die eigentliche Generation (CALL SPRING), das Würfeln eines Satzes von Integrationsvariablen  $\{x_i\}$  gemäß  $f(\vec{x})$  (vormals Integrand) effizienter zu gestalten. Die beiden Hilfsroutinen DSTRED und DSTWRT ermöglichen zudem die Zwischenspeicherung und somit die mehrfache Verwendung eines einmal erstellten Gitters, z.B. unter verschiedenen Konstellationen an zusätzlichen während der Generation angebrachten Schnitten, Fragmentationsverfahren etc. . DSTWRT, der Schreibteil, wird am Ende des letzten BASES-Aufrufes automatisch ausgelöst, DSTRED, sein Gegenstück, muß vor SPRING explizit aufgerufen werden. Über diesen Verwendungszweck hinaus kann das Routinenpaar genutzt werden, um den Integrationsvorgang selbst zu zerlegen (z.B. aus Zeitgründen). Die zentrale Ein- und Ausgabesteuervariable hierbei ist IFLAG. Die Werteabfolge bei ordnungsgemäßen Doppelaufwurf von BASES ist  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 1$  (mit Gitter) bzw.  $-1 \rightarrow -1 \rightarrow -1$  (ohne Gitter), der Gesamtzyklus einschließlich Neustart (der Integration) ist in Abbildung 56 zu sehen. Beide BASES-Abläufe beinhalten je einen Satz von Iterationen, nach oben durch ITMX begrenzt, mit jeweils NTRIAL Funktionsaufrufen pro Zelle. Sie sind beendet, wenn das Gesamtergebnis des Satzes eine Standardabweichung von weniger als ACC erreicht hat. Der zweite Aufruf dient hierbei ausschließlich der Verbesserung des Integrationsergebnisses bei vorgegebener Wichtungsfunktion in Form des Gitters. Die angesprochene Gitterabspeicherung beschränkt sich aus Speicherraumerwägungen auf eine Grobstruktur der Zellen, die Unterstruktur wird durch das jeweilige mittlere Gewicht und das gemeinsame Funktionsmaximum der Subzellengruppe substituiert. Demzufolge ist SPRING, nachdem es auf direktem Weg über die mittleren Gewichte eine Grobzelle gezogen hat, auf die ineffizientere 'rejection'-Methode angewiesen, um den eigentlichen Phasenraumpunkt innerhalb der Grobzelle zu gewinnen. Der Begriff 'rejection' trifft die Funktionsweise dieses wohl einfachsten aller Würfelverfahren zur Generation auf eine uneingeschränkt wählbare Wichtungsfunktion  $f(x)$  recht gut. Ein im zugrundegelegten Generationsraum indifferent gezogener Punkt  $x$  ist dann akzeptiert, wenn der Quotient  $f(x)/f_{max}$  einen zwischen 0 und 1 ebenfalls gleichverteilt gewonnenen Wert übertrifft, andernfalls wiederholt sich die Prozedur - bis zu einem Erfolg. Die mittlere "Erfolgsrate" ist offensichtlich  $\bar{f}/f_{max}$ . Eine Ausweitung dieses Verfahrens auf den gesamten Phasenraum würde vor allem bei Funktionen  $f$  mit stark hervorstechendem Maximum hohe Wiederholungsraten verknüpft mit einem überhöhten Rechenaufwand zur Folge haben. Im Vergleich dazu ist das in SPRING praktizierte "Zweistufenverfahren" eine deutlich verbesserte Methode mit einer Würfeffizienz, die proportional zu  $\sum_{\alpha=1}^{N_z} (\bar{f}/f_{max})_{|\alpha} p_{\alpha}$  ist.

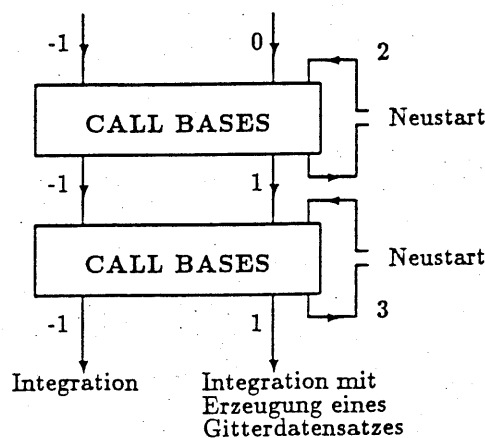


Abbildung 56: Schematisiert ist die Einsatzweise der Steuervariable IFLAG während der zwei BASES-Aufrufe; ist die Abspeicherung des Gitters durch einen IFLAG-Erstwert von 0 aktiviert, so wird bei bevorstehender Zeitüberschreitung ( $\rightarrow$  NTIME) automatisch ein Gitterdatensatz erstellt. Für den nachfolgenden Neustart muß dann IFLAG jeweils wieder auf den Abbruchwert (2 oder 3) gesetzt werden - solange, bis IFLAG=1 einen erfolgreichen Abschluß quittiert.

### 8.2.2 Das vielzitierte JETSET-Paket

Von den JETSET72-Routinen treten besonders LUSHOW und LUEXEC hervor. Sie realisieren die Schauerung bzw. Fragmentation der Partonereignisse, was bereits vielfach an den entsprechenden Stellen der vorhergehenden Kapitel zur Sprache gekommen ist. Ihr Aktionsfeld ist der COMMON/LUJETS/, er beinhaltet jeweils die bis dato vorhandenen Informationen des zu bearbeitenden Ereignisses. Gestartet werden die Routinen, nachdem das Partonereignis mit seinen Leptonen, Quarks, Gluonen und Di-quarks als Endzustandsteilchen in den ersten Zeilen I der LUJETS-Felder K(I,1..5), P(I,1..5) (V(I,1..5)) dokumentiert ist. Diese Initialisierung kann in einfachen Fällen durch Verwendung der Routinen LU1ENT bis LU4ENT erledigt werden, unter komplizierteren Umständen, wie den unsrigen, ist ein explizites Füllen per direkter Wertzuweisung einfacher und übersichtlicher. Soweit es die Einzelheiten angeht, verweise ich auf die zugehörige Programmanleitung [16] und den, wie ich finde, gut überschaubaren Quellcode meiner Generatoren (i.e. JETSETINIT). Nur soviel noch, die Mitglieder von QCD-Singlets müssen, sollen sie mehr als einzelfragmentiert werden ( $UF \rightarrow$  Absch.3.7), in einer Sequenz aufeinanderfolgender Zeilen I untergebracht werden. Bei Fragmentation ohne vorgeschaltete Schauerung ist dann K(I,1), das sogenannte Statusfeld, mit einer geschlossenen Aneinanderreihung (in I) von Zweien mit einer Eins als Singletabschluß zu belegen. Werden beide Routinen aktiviert, so sind die in Frage kommenden Zeilen des K(I,1)-Feldes generell mit einer 3 zu besetzen und die zuvor unangetasteten Felder K(I,4) und K(I,5) beinhalten jetzt die Farbstringinformationen gemäß

$$K(I,4) = 10000 \cdot (\text{Zeilennummer des Farbgeberteilchens}) \\ \text{für Gluonen und Quarks}$$

$$\text{bzw. } K(I,5) = 10000 \cdot (\text{Zeilennummer des Antifarbggeberteilchens}) \\ \text{für Gluonen und Antiquarks}$$

bei Zugrundelegung des in Abschnitt 6.3 eingeführten Sprachgebrauchs. Mit dem Aufruf von LUSHOW und/oder LUEXEC werden nun alle Zeilen mit  $K(I,1) < 10$  bearbeitet und anschließend durch Heraufsetzen des Statuscodes (+10) zum "Historieteil" umgewandelt, während die Rolle des aktiven Blocks an die neuangehängten Zeilen der aktuellen Endzustände weitergegeben wird. Zur gleichen Zeit werden die Felder V(I,1..5) mit Informationen zur Zeitentwicklung und Vertexstruktur angereichert.

Neben diesen Zentralroutinen bietet das JETSET-Paket eine ganze Reihe von kleinen, in ihrer Aufgabenstellung klar abzugrenzenden Serviceroutinen an, wie z.B. LUROBO (Lorentztransformation der im LUJETS-COMMON eingetragenen Teilchen), ULALPS ( $Q^2 \rightarrow \alpha_s(Q^2)$ ) usw. . In diesen Zusammenhang kann auch PYSTFU aus dem Hadron-Hadron-Generator PYTHIA [10] eingereiht werden, es dient zur Bereitstellung der Protonstrukturfunktionen in sehr umfangreicher Parametrisierung.



## 8.3 Programmmodule und COMMON-Blöcke

### 8.3.1 Verzweigungskaskade der Generatoren

Im folgenden steht "X" für "W" bzw. "U", die Kürzel für die in EPEWAX bzw. QUAGS implementierten Prozesse. Rund eingeklammerte Routinen werden nur in Ausnahmefällen oder einmalig aufgerufen, "[..]" umrahmt die Ereignisschleife im Hauptprogramm, hier 'MAIN' genannt und alle mit "/X" gekennzeichneten Routinen sind nur diesem betreffenden Generator zugehörig. Die Vorsilbe "LU" oder "UL" bzw. "PY" deutet auf eine Abstammung aus JETSET72 bzw. PYTHIA48 hin. Die Weiterverzweigung solcher Routinen wird nicht ausgegeben.

```
MAIN : X$DATA, XREAD, RDINIT, XINT, (RDSAVE), XINIGEN, GENOUT(1), (RDINIT),  
      [RDSAVE, XGENO, XGEN1, (LASTCUT), GENOUT(2)], CROCO, GENOUT(3), XSTAT
```

```
XINT      : INTITLE, BASES, BASES  
XINIGEN   : GENTITLE, DSTRED  
XGENO     : (GENOPRINT), SPRING, KINEMAL/W, MEAN/W  
XGEN1     : (GEN1PRINT), JETSETINIT, LUSHOW, LUEXEC, MEAN, HISTO  
XSTAT     : MEAN, HISTO, LUNAME/W, LUCHGE/W
```

```
BASES      : F  
SPRING     : F  
JETSETINIT : LUROBO, CART2/W, ULMASS/W, WKANAL/W, WZKIN/W  
LUSHOW     : ...  
LUEXEC     : ...  
LU ...     : ...
```

```
F          : KINEMA..., OUT, PYSTFU, FEG,  
           AMM--APO/W, ULALPS/U, FGQ/U, DSIGD/U  
LU ...    : ...  
           PYSTFU : ...  
           ULALPS : ...
```

### 8.3.2 Aufgabenskizzierung für die wichtigsten Untermodule

**X\$DATA** : BLOCK DATA oder ersatzweise SUBROUTINE, in der alle beständigen generatoreigenen Daten niedergelegt sind.

**XREAD** : Erster aktiver Programmteil, es werden die Steuerdaten der 'BOS-steeringbanks' XSTR und XEXT in die vorgesehenen COMMON-Blöcke gefüllt.

**RDINIT, RDSAVE** : Initialisierung oder Reinitialisierung (RDINIT) des Zufallszahlengenerators H1RN, letzteres setzt eine erfolgreiche Abspeicherung (RDSAVE) der H1RN-Situation (100 Zahlen) vor der den Abbruch auslösenden Stelle voraus. Wird z.B. regelmäßig zu Beginn der Ereignisschleife abgespeichert, so kann ein problematischer Umlauf an die Spitze nach einem Neustart gesetzt werden, was eine Fehlersuche erleichtert.

**XINT** : Ausgabe der wichtigsten aktuellen für die Integration relevanten Daten aus X\$DATA und den 'steeringbanks' (→ INTITLE); Koordinierung der BASES-Aufrufe wie in Abbildung 56 aufgezeichnet.

**XINIGEN** : Ausgabe generationsspezifischer, während dieses Programmablaufes invarianter Parameter bzw. "Schalterstellungen" (→ GENTITLE) und Einlesen des Gitters, respektive Füllen der COMMON-Blöcke BASE1-6.

- GENOUT(I=1-3)** : In Abhängigkeit vom Argument I: Erzeugung eines übergeordneten Kopfsatzes (I=1: GCM, GSTX, GPR, GPI, GPA) von 5 BOS-Bänken, je eines ereignisspezifischen Satzes (I=2: GHEAD, GHD, GKI, GTR, GVX, RANG) für jeden Zyklus der Ereignisschleife und einer abschließenden einzelnen BOS-Bank (I=3: GEND), in denen sämtliche für den Generationsvorgang relevanten Parameter und Variablen in entsprechendem Bankformat untergebracht sind. Ein Bänkesatz entspricht der vermittelt eines Schreibbefehles ausgegebenen Dateneinheit, im Computerjargon 'record' genannt. Ein N Ereignisse umfassender Datensatz enthält demzufolge insgesamt N+2 'records'. Innerhalb eines der N 'Ereignisrecords' (I=2) existieren dann wiederum 6 Bänke, unter denen z.B. die GTR- und GVX-Bank, um die wichtigsten zu nennen, u.a. die Variablen des gesamten LUJETS-COMMON's enthalten. Der vorweggeschriebene 'Kopfreord' (I=1) umfaßt neben dem Bänketripel GPR, GPI und GPA (gedacht für REAL\*4-, INTEGER\*4- und CHARACTER\*4-Parameter), den Zusammenschluß sämtlicher 'steeringbanks' (in unserem Fall XSTR und XEXT) in GSTX, ergänzt um die Kommentarbank GCM, in der Textinformationen ohne direkte Formatzwänge formuliert werden können.
- XGEN0** : Generation eines Satzes an Integrationsvariablen ( $\rightarrow$  SPRING), Ableitung der sogenannten Grundkinematik ( $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}, \hat{p}_T, \dots$ ) hieraus ( $\rightarrow$  KINEMA) und Aufnahme einer Statistik zu einigen dieser Größen ( $\rightarrow$  MEAN).
- XGEN1** : Auswürfeln eines einzelnen konkreten Subprozesses ( $W: \sigma_{ew, \lambda w}; U: \sigma_{fl, Topol}$ ) gewichtet über die Funktionswerte der zugehörigen differentiellen Einzelwirkungsquerschnitte an den von XGEN0 gegebenen Phasenraumpunkten (der benötigte Satz an Funktionswerten wird in F stets mitberechnet); Deduktion der Viererimpulse aller Partonprozeßteilchen aus der Grundkinematik, Füllen der obersten Zeilen im LUJETS-COMMON ( $\rightarrow$  JETSETINIT) und Start von Schauerung ( $\rightarrow$  LUSHOW) und Fragmentation ( $\rightarrow$  LUEXEC). Anschließend werden einige Konsistenzkontrollen durchlaufen und die Hauptstatistikfelder um eine Wertegruppe aufgefüllt.
- LASTCUT** : Diese vom Benutzer zu schreibende Routine bietet die letzte Möglichkeit, ein generiertes Ereignis zurückzuschicken und neu zu generieren, bevor es mit GENOUT(2) rausgeschrieben wird. Vorteil, über den bereits komplett gefüllten LUJETS-COMMON stehen dem Anwender sämtliche denkbaren Informationen dieses Ereignisses zur Anbringung von Schnitten zur Verfügung. Nachteil, ein Rauswurf an dieser Stelle wird in puncto Gesamtstatistik ( $\rightarrow$  XSTAT) ignoriert, weil XGEN1 bereits passiert ist. Lediglich bei der Korrektur des Wirkungsquerschnittes ( $\rightarrow$  CROCO) wird eine von LASTCUT initiierte Nachsortierung zur Kenntnis genommen.
- XSTAT** : Auswertung und Ausgabe der während der Ereignisgeneration (XGEN0/1) aufgenommenen Statistik.
- BASES** : Integration der in FUNCTION F(Y) niedergeschriebenen Funktion über die ersten NDIM auf dem Intervall [0,1] definierten Variablen des Argumentfeldes Y(10) (vgl. Abschnitt 8.2.1).
- DSTRED** : (Formatfreies) Einlesen der das "Gitter" verkörpernden z.T. hochdimensionalen Felder (COMMON/BASE1..6/). Auf dem DESY-IBM3090-Rechner unter NEWLIB war eine Zerlegung der ursprünglichen Felder notwendig, weil ein feldübergreifender Lese-/Schreibbefehl solchen Ausmaßes nicht akzeptiert wird.
- SPRING** : Auswürfeln eines NDIM-dimensionalen Satzes von Variablen Y(1..NDIM), Übergabe an F(Y), Berechnung von F und Rücksprung aus SPRING, wenn F gebilligt wird (Abschnitt 8.2.1). Ansonsten wiederholt sich der Vorgang innerhalb eines SPRING-Aufrufes. In jedem Fall sind bei Rücksprung alle in F eingebauten COMMON-Blöcke mit den Werten des letztlich akzeptierten Ereignisses bestückt.
- KINEMA..** : Umrechnung der Integrationsvariablen in sämtliche z.B. für Schnitte benötigten Größen der "Grundkinematik".

**MEAN/HISTO** : Hilfsroutinen zur Datenerfassung mit anschließender Berechnung der Erwartungswerte inklusive ihrer Varianzen bzw. Histogrammisierung der akkumulierten Werte.

**LUSHOW, LUEXEC** : Umwandlung der Partonereignisse aus Leptonen, Quarks, Gluonen und Diquarks in Vollereignisse, so daß alle innerhalb des Strahlkanals mutmaßlich stattfindenden Prozesse simuliert sind, inbegriffen Schauerung, Fragmentation und Teilchenzerfall. Beide genannten Routinen sind nur der Kopf einer ganzen Unterprogrammypyramide, welche im Verbund den Kern des JETSET-Paketes ausmacht.

**OUT** : Obwohl am unteren Ende des Programmgebäudes angebracht (8.3.1), gehört dieses Funktionsunterprogramm wie das Hauptprogramm zum offenen, vom Benutzer im Bedarfsfall zu verändernden Teil des Generators. Wie bereits in Abschnitt 8.1 angedeutet, dient es der Installation von Grundschnitten, die bereits während des Integrationsschrittes wirksam werden und im Verlaufe der Generation ohne zusätzlichen Verlust an Würfeffizienz zur Geltung gelangen. Die technische Realisierung wird in Abschnitt 8.3.4 zu sehen sein.

**CROCO** : Korrektur des mit dem Gitterdatensatz verknüpften Wirkungsquerschnittes im Hinblick auf die während der Generationsphase zusätzlich angebrachten Schnitte. Informationsquelle sind der GENOUT-eigene Umlaufzähler und der Rücksprungzähler im Hauptprogramm (NBAD). Adressat ist neben der Standardausgabereinheit die den Ereignisdatensatz abschließende BOS-Bank GEND.

**F** : "Arbeitsgrundlage" für BASES und SPRING und damit Herzstück des Generators, konstituiert F den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Prozesses – assistiert von einigen Hilfsroutinen wie KINEMA, FEG, PYSTFU – annulliert, falls eine der Schnittbedingungen wirksam geworden ist (z.B. OUT = .TRUE.). Neben F werden überdies noch sämtliche differentiellen Wirkungsquerschnitte der Teilprozesse bereitgestellt und in COMMON/CROSS/ hinterlegt, wo sie, falls gerade generiert wird, von XGEN1 abgefragt werden.

**JETSETINIT** : Füllt die ersten N=10 (W) bzw. 12 (U) Zeilen I des

COMMON/LUJETS/N, K(I,5), P(I,5), V(I,5)

mit den Viererimpulsen (P(I,1..4)), Massen (P(I,5)), Teilchencodes (K(I,2)), "Elternteilchen" (K(I,3)), Statuscodes (K(I,1)) und Farbbeziehungen (K(I,4/5)) der Partonprozeßteilchen auf Basis der Grundkinematikvariablen, und zwar in der folgenden Anordnung:

I	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
W	e	P	e'	$\gamma$	q	W	q'	dq	f	f	-	-
U	e	P	e'	$\gamma$	q	q <sub>val</sub>	g	2er Singlet	3er Singlet			

**WKANAL/W** : Würfelt bei Vorgabe der Ladung  $e_q$  des in den W-Subprozeß  $q\gamma \rightarrow Wq'$  einlaufenden Quarks q einen W-Zerfallskanal unter Berücksichtigung der in COMMON/WDECAY/BRTYP(0:18,-18:0) fixierten Verzweungsverhältnisse und gibt die Teilchencodes des Zerfallsteilchens (0..18) und -antiteilchens (-18..0) nach PDG-Konvention aus.

**WZKIN** : Monte-Carlo-Generation von  $\cos \bar{\theta}$  gemäß  $\frac{d\Gamma}{d\cos\theta}|_{\lambda_W}$  wie in Abschnitt 3.4 beschrieben. Während die Helizitäten  $\lambda_W = \pm 1$  nach der sogenannten Transformationsmethode [44] über

$$\cos \bar{\theta} = -\lambda_W \cdot [2 \cdot \text{H1RN}(\text{DUMMY})^{\frac{1}{3}} - 1]$$

direkt gewürfelt werden, habe ich es für die Helizität  $\lambda_W = 0$  bei der unkomplizierten, aber wenig effizienten (hier 66.6%) 'rejection'-Methode belassen (vgl. Abschnitt 8.2.1). Beide greifen sie natürlich auf den Einheitszufallszahlengenerator H1RN zurück.

PYSTFU : Berechnung der mit  $x$  skalierten Quark- bzw. Gluondichtefunktionen ( $f_{q/P}$ ,  $f_{g/P}$ ) des Protons an der Eingabestelle [ $x, Q^2$ ] unter Verwendung der mit LST(15) aus COMMON/LEPTOU/ gewählten Parametrisierung.

AMM/W, ..., APO/W : Einzige Aufgabe dieser Routinen ist es, nach Versorgung mit einer Vielzahl von Parametern ( $m_W, \kappa, \tilde{\kappa}, \dots$ ) und Variablen ( $\cos \hat{\theta}, \hat{s}$ ) eine der 6 (math.) komplexen  $W$ -Prozeß-Amplituden  $\mathcal{A}_{\lambda_\gamma, \lambda_W}$  (siehe Anhang A) zu berechnen und dem Funktionsunterprogramm F zu übergeben.

FEG : 1 dim. Weizsäcker-Williams-Funktion ( $U$ ) bzw. 2 dim. Photonspektrum ( $W$ ) mit den in Abschnitt 6.1 bzw. 3.1 beschriebenen Abhängigkeiten.

FGQ/U : Quarkdichtefunktion der Photonstruktur, wie in Gleichung 21 niedergeschrieben.

DSIGD/U :  $\frac{d\hat{\sigma}}{dt}|_{\text{Topologie}}$  (Abschnitt 6.3.4), wahlweise mit oder ohne Interferenzterme.

### 8.3.3 Die wichtigsten COMMON-Blöcke

Im Vordergrund der folgenden Auflistungen stehen die für den Benutzer interessanten COMMON-Blöcke mit reinen Ein- (XPAR1, XPAR2, XPAR3, BASE1, WDECAY) und Ausgabegrößen (FOUT, KINOUT). Wieder ist eine deutliche Analogie zwischen den Generatoren erkennbar, die mir eine weitgehende Simultandarstellung gestattet. In diesem Sinne steht, wie gehabt, "X" für "W" oder "U" und eingeklammerte Wertepaare der Art "(...)" führen den  $W$ - vor dem  $U$ -Eintrag auf.

#### COMMON/XPAR1/:

Dieser wichtigste Parameter-COMMON-Block beinhaltet die im Mittelpunkt des Interesses stehenden Größen. Er ist vollständig in der 'steeringbank' XSTR (Abb. 55) enthalten und wird von jener bestückt, deren Zahlenkolonne ich jetzt anstelle des COMMON-Variablenfeldes tabelliere:

Zeile	Inhalt
(1,1)	$e^3 \approx -e^0$ (negative Elektronenergie)
(2,2)	$P^3 \approx P^0$ (Protonenergie)
(3,3)	$\hat{p}_{T;min} = \text{Min}(W_T \approx q'_T)$ bzw. $\text{Min}(q'_T = g'_T)$
(4,4)	Elektronpolarisation $Pol_e$
(-,5)	Einschluß (2) oder Ausschluß (1) der Interferenzterme beim Untergrundprozeß (vgl. Abschnitt 6.3)
(5,6)	ACC1, die geforderte Varianz beim 1. BASES-Aufruf
(6,7)	ACC2, die geforderte Varianz beim 2. BASES-Aufruf
(7-8,8-9)	logische Ausgabeeinheit und Datenformat für den von GENOUT erzeugten BOS-Datensatz
(9-10,10-11)	Experiment- und Simulationsnummer, frei wählbare Kennzeichnungsziffern
(11,12)	entscheidet über Aktivierung von Schauerung und/oder Fragmentation

#### COMMON/XPAR2/ und COMMON/XPAR3/:

Mitglieder dieser beiden COMMON-Blöcke sind invariante oder quasiinvariante Parameter, die Bedeutung der einzelnen (nach Indizes geordneten) Feldvariablen ist in den anschließenden Tabellen skizziert:

COMMON/XPAR2/	
Index	Inhalt
(1-4,-)	$\kappa, \bar{\kappa}, \lambda, \bar{\lambda}$ , die Entwicklungsparameter des $WW\gamma$ -Vertexes
(5,-)	$m_W$ , reelle Masse des $W$ -Bosons
(6-7,1-2)	$m_e$ bzw. die elektromagnetische Kopplungskonstante $\alpha$
(9,-)	$\sin^2 \theta_{Wb}$
(-,3)	$\alpha_s(Q^2)$ , die laufende starke Kopplungskonstante
(10,4)	$\pi$ ( $\approx 3.1415926..$ )
(11,5)	Umrechnungsfaktor $1/GeV^2 \rightarrow pb$ ( $\approx 3.894 \cdot 10^8 GeV^2 pb$ )

COMMON/XPAR3/	
Index	Inhalt
(1,1)	die Wahrscheinlichkeit, daß ein $ud$ -Protonrest Spin und Isospin 0 anstelle von 1 hat ( $\approx 0.75$ )
(2,-)	$m_u \approx m_d$ , Masse der leichten Quarks
(3,2)	Protonmasse $m_P$
(4,-)	Zerfallsbreite $\Gamma_W$ des $W$ -Bosons
(5,-)	Abschneideparameter der für den $W$ -Zerfall zugrundegelegten Breit-Wigner-Verteilung in $W^2$
(-,3-5)	Quarkmassen für $m_d, m_u, m_s$ , wie für den Untergrundprozeß verwendet

Zur Steuerung des BASES-SPRING-Paketes wie in Abschnitt 8.2.1 behandelt dient der COMMON-Block:

COMMON/BASE1/NDIM, NCUB1, NTRIAL, ITMX, IGRAPH, IFLAG, NOMAX

Die Einflußnahme der einzelnen Variablen liest sich wie folgt:

NDIM :	Integrations-/Generationsdimension, in beiden Generatoren mit 4 fest vorgegeben.
NCUB1 :	Anzahl der Zellen, mit denen wirklich gearbeitet wurde (Ausgabevariable).
IGRAPH :	inaktiv, in der Originalversion für die Erzeugung recht primitiver Histogrammgraphiken verantwortlich.
IFLAG :	Hauptsteuerflagge zur Koordinierung der BASES-Aufrufe, wird in der 'steeringbank' XEXT gesetzt (Abb. 56).
NOMAX :	Maximalanzahl der Zellen.

#### COMMON/XSWI/:

Die Aufgabenstellung der in XSWI zusammengefaßten Integervariablen könnte man vielleicht kurz mit dem Begriff "Schalter" (engl.: switch) umschreiben. Es sind folgerichtig nur jeweils zwei "Stellungen" respektive Werte für die Variablen dieses COMMON-Blocks vorgesehen.

COMMON/XSWI/IFLAV(2) :

IFLAV(KF) entscheidet über Ein- (1) oder Ausschluß (0) der zwei leichten Flavour KF, die für das in den  $W$ -Subprozeß  $\gamma q \rightarrow Wq'$  einlaufende Quark  $q$  zur Verfügung stehen. In Anlehnung an PDG-Konvention ist  $KF(d)=1$  bzw.  $KF(u) = 2$ .

COMMON/USWI/IFLAV(3), IWWAP, IQCD, . . . :

IFLAV(KF) regelt in völliger Analogie zu den gleichnamigen WSWI-Variablen die Einbeziehung der Quarkflavour bei der Photonaufösung (KF(s)=3); IWWAP entscheidet über eine mehr (2) oder weniger (1) aufwendige Weizsäcker-Williams-Parametrisierung und IQCD bewirkt bei Heraufsetzen von 1 auf 2 den in Abschnitt 6.3 beschriebenen Einschluß der Interferenzterme in  $\frac{d\hat{\sigma}}{dt}$ .

COMMON/WDECAY/:

COMMON/WDECAY/BRTYP(0:18, -18:0) trägt die Verzweigungsraten der Zerfälle des  $W^+$ -Bosons, angeordnet nach den PDG-Codes KF dergestalt, daß

$$\begin{aligned} \text{BRTYP}(\alpha, \beta) &= \Gamma\{W^+ \rightarrow f(\text{KF} = \alpha) \bar{f}(\text{KF} = \beta)\} / \Gamma_{\text{ges}} \\ &= \Gamma\{W^- \rightarrow f(\text{KF} = -\alpha) \bar{f}(\text{KF} = -\beta)\} / \Gamma_{\text{ges}} \end{aligned}$$

Die Ausgabe-COMMON-Blöcke FOUT und KINOUT:

FOUT bzw. KINOUT sind COMMON-Blöcke, in denen nach Aufruf von XGENO die im Funktionsunterprogramm F verarbeiteten Generationsvariablen bzw. die daraus im F-Hilfsunterprogramm KINEMA . . abgeleiteten Variablen der Grundkinematik hinterlegt sind. Werden sie im Hauptprogramm oder benutzereigenen Programmen installiert, so bieten sie vermittelt ihrer kinematischen Größen das Ausgangsmaterial für eine Kurzanalyse oder den Einbau von Generationsschnitten, letzteres sollte in Form einer Abfrageverzweigung im Hauptprogramm zwischen XGENO und XGEN1 plaziert werden.

COMMON/FOUT/		
Index \ Prozeß:	W	U
1	$\hat{\theta} = \angle(\vec{q}, \vec{q}') _{\widehat{CMS}}$	$z = \gamma^0 / e^0$
2	$x_{(q)} = q^0 / P^0$	$z' = q^0 / \gamma^0$
3	$Y = \frac{\gamma \cdot P}{e \cdot P}$	$x_{(g)} = g^0 / P^0$
4	$Q_{lep}^2 = -(e - e')^2$	$\cos \hat{\theta} = \cos[\angle(\vec{q}, \vec{q}') _{\widehat{CMS}}]$

COMMON/KINOUT/	
Index (W,U)	Inhalt
(1,1)	$\hat{s} : (\gamma + q)^2$ bzw. $(q + g)^2$
(2,2)	$\hat{t} : (q - q')^2$ bzw. $(q - g')^2$
(3,3)	$\hat{u} : (q - W)^2$ bzw. $(q - g')^2$
(4,4)	$\hat{p}_T : \hat{p}_f \sin \hat{\theta}$
(5,5)	$\hat{p}_i :  \vec{q}  =  \vec{\gamma} $ bzw. $ \vec{q}  =  \vec{g} $ im $\widehat{CMS}$
(6,6)	$\hat{p}_f :  \vec{q}'  =  \vec{W} $ bzw. $ \vec{q}'  =  \vec{g}' $ im $\widehat{CMS}$
(7,7)	$W^2 : (\gamma + P)^2$
(8,8)	$\nu = \frac{\gamma \cdot P}{m_P}$
(9-10,-)	$e'^0$ und $\theta_{e'}$ im LS, abgeleitet aus $y$ und $Q_{lep}^2$
(-,9)	$ \frac{\partial \hat{t}}{\partial \cos \hat{\theta}} $ (im $\widehat{CMS}$ )

### 8.3.4 Quellcode zum Hauptprogramm, OUT und der 'steeringbank' XEXT

Nach Lesen der über die letzten Unterabschnitte hinweg gegebenen Erläuterungen sollte der größte Teil des im Anschluß an diesen Text vor Augen geführten Dreierkomplexes aus Hauptprogramm skelett, Beschickungsmuster routine für OUT und der 'steeringbank' XEXT selbstredend sein. Aus diesem Grund werde ich mich auf einige ergänzende Anmerkungen beschränken.

Der gezeigte Quellcode entstammt zwar dem Untergrundgenerator, Unterschiede zu EPEWAX betreffen aber lediglich Vorkommen und Bedeutung einzelner untergeordneter Variablen. Die der Auslegung nach in der obersten Programmebene (MAIN) zusammengeführten Stränge von Integration mit Gittererzeugung und Generation werden über die zentrale Steuervariable CSTEER/ISTEER koordiniert. Vor diesem Hintergrund ist die Bedeutung der drei Besetzungsmoden 'GRID', 'EVGE' und 'BOTH' für die erste Zeile von XEXT bzw. CSTEER (in MAIN) leicht nachvollziehbar.

'GRID': Integration mit Gittererzeugung

'EVGE': Ereignisgeneration auf ein bestehendes Gitter

'BOTH': Die Nacheinanderausführung der zuvor genannten Prozeduren

Bei der BOS-internen Verarbeitung der 'steeringbanks' werden derartige CHARACTER\*4-Variablen automatisch in das für BOS-Bänke zugängliche INTEGER\*4-Format konvertiert. Dies muß nach Einfüllen in den EXTERN-COMMON durch die dem BOS-Programmpaket entlehene Funktion CHAINT wieder rückgängig gemacht werden.

Weitere ebenfalls vorbesetzte Feldindizes I von EXTERN respektive Zeilen Z in XEXT sind:

Z=I	verwendeter Variablenname und Bedeutung der Größe
(2)	IRNUN: Lese-/Schreibeinheit für die Abspeicherung des H1RN-Zustandes mit Hilfe von RDINIT/RDSAVE
(3+4)	ISEED1/2: die beiden Initialisierungszahlen für H1RN, zu Null gesetzt lösen sie eine Reinitialisierung unter Verwendung des zuvor mit RDSAVE hinterlegten Letztzustandes aus
(5)	IGUN: Lese-/Schreibeinheit für das vermittelt DSTRED/DSTWRT zwischengespeicherte Gitter
(6)	IFLAG: Leitvariable für BASES (Abschnitt 8.2.1)
(7)	C/IHADRO: Wahlschalter zwischen LUND-String- ("LSF") und 'independent'-Fragmentation ("UF")
(9)	NEVENT: Anzahl der zu generierenden Ereignisse, bei Zeitmangel wird die Abwicklung der Generationsumläufe vorzeitig abgebrochen, eine Nachricht ausgegeben und der übliche Programmabspann durchlaufen

Im Anschluß an die 9 genannten XEXT-Belegungen sind einige (als Kommentar deklarierte) exemplarische Zeilen für eine Bestückung mit Schnitten zu sehen, im Kontext mit dem eingeblendeten OUT-Mustercode ist nochmals die Funktionsweise der Datenzufuhr und generellen Bedienung dieser Schnitt-Routine abzulesen. Die Argumente von OUT sind augenscheinlich eine Kombination aus den von COMMON/FOUT/ und COMMON/KINOUT/ getragenen Variablensätzen. Nicht zum vorfixierten Gerippe des Hauptprogramms gehörig sind die Routinen ANALYSE0 und ANALYSE1, sie sollen als Anregung für die Platzierung von Analyseroutinen dienen, die bereits während der Generation Daten sammeln und verarbeiten ohne auf Ereignisdatensätze entsprechenden Ausmaßes angewiesen zu sein.

#### Quellcode von MAIN, XEXT und OUT

```

=====
*   M   A   I   N   P   R   O   G   R   A   M   (QUAGS)
=====
COMMON/EXTERN/ISTEER,IRNUN,ISEED1,ISEED2,IGUN,IFLAG,
>      IHADRO,IPRAE,NEVENT,IPRI,IPRF,IFREE(9)
COMMON/FOUT/ZZ1,ZZ2,XX,CTHED,NDUMMY(3)
COMMON/KINOUT/SD,TD,UD,PT,PDI,PDF,W2,UU,FUNDET
COMMON/USWI/IFLAV(3),IWWAP,IQCD,IFRAGO

```

```

CHARACTER*4 CSTEER, CHAINT
DATA NBAD/0/
-----
CALL U$DATA
CALL UREAD
CSTEER = CHAINT(ISTEER)
-----
IF ((IFLAG.EQ.2.OR.IFLAG.EQ.3).AND.
> (CSTEER.EQ.'GRID'.OR.CSTEER.EQ.'BOTH')) THEN
    ISEED1 = 0
    ISEED1 = 0
ENDIF
CALL RDINIT(IRNUN, ISEED1, ISEED2)
-----
* IFLAV(1)=0
* IFLAV(2)=0
* IFLAV(3)=0
*%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
IF (CSTEER.EQ.'GRID'.OR.CSTEER.EQ.'BOTH') THEN
    CALL UINT(IFLAG, IGUN)
    IF (ABS(IFLAG).NE.1) CALL RDSAVE(IRNUN)
    IF (CSTEER.EQ.'GRID'.OR.ABS(IFLAG).NE.1) STOP
ENDIF
*%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
IF (CHAINT(IHADRO).EQ.'IF') CALL LUGIVE('MSTJ(1)=2')
-----
WRITE(*,7) NEVENT
7 FORMAT(/,' number of events to be generated :',I5,/)
CALL UINIGEN(IGUN)
CALL GENOUT(IPRAE*1)
-----
TIMLI = FLOAT(NTIME(DUMMY))
IF (ISEED1.EQ.0.AND.ISEED2.EQ.0) THEN
    REWIND IRNUN
    CALL RDINIT(IRNUN, ISEED1, ISEED2)
ENDIF
*%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
DO 1 IEV = 1, NEVENT
-----
* CALL RDSAVE(IRNUN)
NBAD = NBAD - 1
11 NBAD = NBAD + 1
-----
CALL UGENO

* IF (PT.LT.35.) GOTO 11
* CALL ANALYSEO(IEV)

CALL UGEN1(IEV, IPRI, IPRF)

* CALL LASTCUT(IOUT)
* IF (IOUT.EQ.1) GOTO 11

CALL GENOUT(IPRAE*2)
-----
* CALL ANALYSE1(IEV)
* .....
-----
IF (IEV.GE.IPRI.AND.IEV.LE.IPRF) THEN
    WRITE(*,49) IEV
    CALL LULIST(2)

```



ENDIF

```
-----
TIML = FLOAT(NTIME(DUMMY))
TIMEV = (TIMLI-TIML)/IEV
IF (TIML.LT.3.*TIMEV+600.) THEN
  WRITE(*,50)
  GOTO 22
ENDIF
1 CONTINUE
*////////////////////////////////////////////////////////////////////
22 CALL CROCO(NBAD)
   CALL GENOUT(IPRAE*3)
   WRITE(*,51) (TIMLI-TIML)/100.
   CALL USTAT
-----
49 FORMAT(///,29X,21('-'),/,29X,'Ereignisnummer:',I6,/,29X,21('-'))
50 FORMAT(/,' lack of time -> STOP !',/)
51 FORMAT(/,' time needed for generation (sec):',F8.3)
STOP
END
=====
```

=====

UEXT 0 / !RUN PARAMETERS OF MAIN ROUTINE

```
*****
*           the first 20 words of UEXT are filled in COMMON/EXTERN/
*           included in the MAIN program and the function OUT
-----
'EVGE'      !  CSTEER : 'GRID', 'EVGE', 'BOTH'           bb
3           !  in/output unit of H1RN                   bb
12345      !  1.start number of H1RN | both be zero         bb
23456      !  2.start number of H1RN | causes a restart  bb
50         !  number of grid in/output unit             bb
0          !  IFLAG:start:0,restart:2,3 | -1:no grid     ii
'LSF'      !  LUND-string-fragn.(LSF) or independent-fragn.(IF) gg
0          !  GENOUT-switch,+/-1:72'/63' handling of PFLAG,0:no outp. gg
5000       !  number of events to be generated          gg
6          !  first printed event                       gg
6          !  last printed event                        gg
* ....    !  (maximal 20 entries, for example OUT-cuts like)
* 0.      !  min_Z(e0 -> ph0)
* 1.      !  max_Z(e0 -> ph0)
* 0.      !  min_Z'(ph0 -> q0)
* 1.      !  max_Z'(ph0 -> q0)
* 0.      !  min_X(P0 -> gl0)
* 1.      !  max_X(P0 -> gl0)
=====
```

=====

LOGICAL FUNCTION OUT(ZZ1,ZZ2,XX,CTHED,SD,TD,UD,PT,PDI,PDF,W2,UU)

\* the cross-section is set to 0 in the area of OUT = .TRUE. |

```
-----
COMMON/EXTERN/IUSED(11),IFREE(9)
OUT = .FALSE.
-----
```

```
* VAR1 = FCT(ZZ1,ZZ2,...)
* IF (VAR1.LT.VAR1MIN(IFREE(J)).OR.
```

```
* > VAR1.GT.VAR1MAX(IFREE(K))
* > OUT = .TRUE.
*-----
* IF (ZZ1.LT.IFREET(1).OR.ZZ1.GT.IFREET(2)) OUT = .TRUE.
* IF (ZZ2.LT.IFREET(3).OR.ZZ2.GT.IFREET(4)) OUT = .TRUE.
* IF (XX.LT.IFREET(5).OR.XX.GT.IFREET(6)) OUT = .TRUE.
*-----
RETURN
END
*=====
```

## A Beschreibung des $W$ -Subprozesses

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der harten Streureaktion  $\gamma q \rightarrow W^\pm q'$  standen mir je nach Einsatzweise drei verschieden aufwendig ausformulierte Varianten zur Auswahl:

1. Die Baur/Zeppenfeld-Variante [4]: Sie beschreibt über die kinematischen Abhängigkeiten hinaus auch den Einfluß der Teilchenhelizitäten und der 4 für die  $WW\gamma$ -Vertexparametrisierung relevanten Größen  $\kappa$ ,  $\tilde{\kappa}$ ,  $\lambda$  und  $\tilde{\lambda}$ :

$$\text{mit } \beta = 1 - \frac{m_W^2}{\hat{s}}, \beta_W = \frac{\hat{s} - m_W^2}{\hat{s} + m_W^2} \text{ und } e_q = \frac{1}{6} + \frac{e_W}{2} = \begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix} \text{ ist}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d \cos \hat{\theta}} \frac{e_W}{|\lambda_\gamma, \lambda_W}(\cos \hat{\theta}, \hat{s}) &= \frac{\beta}{64\pi \hat{s}} \left[ \frac{e^2}{\sqrt{2} \sin \theta_{Wb}} \frac{\hat{s}}{\hat{s} + m_W^2} \sqrt{\beta} \right]^2 \cdot |A_{\lambda_\gamma, \lambda_W}^{e_W}(\cos \hat{\theta}, \hat{s})|^2 \\ A_{(-)}^{e_W} &= (-2e_W) \left[ -\frac{2m_W^2}{\hat{s}} + 1 + \kappa - i\tilde{\kappa} + (\lambda - i\tilde{\lambda}) \frac{1 - \cos \hat{\theta}}{2} \right] \frac{1}{1 - \beta_W \cos \hat{\theta}} \cos \frac{\hat{\theta}}{2} \\ &\quad + 2(e_q - e_W) \left( 1 + \frac{m_W^2}{\hat{s}} \right) \frac{2}{1 + \cos \hat{\theta}} \cos \frac{\hat{\theta}}{2}, \\ A_{(-+)}^{e_W} &= e_W \frac{\hat{s}}{m_W^2} (\lambda - i\tilde{\lambda}) \frac{1 - \cos \hat{\theta}}{1 - \beta_W \cos \hat{\theta}} \cos \frac{\hat{\theta}}{2}, \\ A_{(-0)}^{e_W} &= e_W \sqrt{2} \frac{\sqrt{\hat{s}}}{m_W} [\kappa - 1 - i\tilde{\kappa} - (\lambda - i\tilde{\lambda}) \cos \hat{\theta}] \frac{1}{1 - \beta_W \cos \hat{\theta}} \sin \frac{\hat{\theta}}{2}, \\ A_{(+-)}^{e_W} &= (-e_W) \left[ \frac{2m_W^2}{\hat{s}} + \kappa - 1 + i\tilde{\kappa} - (\lambda + i\tilde{\lambda}) \frac{\hat{s} - m_W^2}{m_W^2} \right] \frac{1 - \cos \hat{\theta}}{1 - \beta_W \cos \hat{\theta}} \cos \frac{\hat{\theta}}{2} \\ &\quad + (e_q - e_W) \frac{2}{\beta_W} \frac{m_W^2}{\hat{s}} \frac{1 - \cos \hat{\theta}}{1 + \cos \hat{\theta}} \cos \frac{\hat{\theta}}{2}, \\ A_{(++)}^{e_W} &= (-e_W) [1 + \kappa + i\tilde{\kappa}] \frac{1 + \cos \hat{\theta}}{1 - \beta_W \cos \hat{\theta}} \cos \frac{\hat{\theta}}{2} + (e_q - e_W) \frac{2}{\beta_W} \cos \frac{\hat{\theta}}{2}, \\ A_{(+0)}^{e_W} &= (-e_W) \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_W}{\sqrt{\hat{s}}} \left[ 4 + \left( 1 + \frac{\hat{s}}{m_W^2} \right) \{ \kappa - 1 + i\tilde{\kappa} - (\lambda + i\tilde{\lambda}) \beta_W \} \right] \frac{1 + \cos \hat{\theta}}{1 - \beta_W \cos \hat{\theta}} \sin \frac{\hat{\theta}}{2} \\ &\quad + \sqrt{2} (e_q - e_W) \frac{2}{\beta_W} \frac{m_W}{\sqrt{\hat{s}}} \sin \frac{\hat{\theta}}{2} \end{aligned}$$

2. Die Lee,../Mikaelian-Variante [14][15]: Im Vergleich zu (1.) ist die Helizitätsabhängigkeit heraussummiert bzw. gemittelt und eine  $WW\gamma$ -Anomalie kann nur noch durch Variation von  $\kappa$  simuliert werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \frac{e_W}{(\hat{s}, \hat{t})} &= \frac{\pi \alpha^2}{32 \hat{s}^2} \frac{1}{\sin^2 \theta_{Wb}} T_{Q=|e_q|}(\hat{s}, \hat{t}) = \left( \frac{\hat{s}}{2} \beta \right)^{-1} \cdot \frac{d\hat{\sigma}}{d \cos \hat{\theta}} \frac{e_W}{(\hat{s}, \hat{t})} \\ T_Q(\hat{s}, \hat{t}) &= -16(Q-1)^2 \frac{\hat{s}}{\hat{u}} - 16Q^2 \frac{\hat{u}}{\hat{s}} - 32Q(Q-1) \hat{t} \frac{m_W^2}{\hat{s}\hat{u}} \\ &\quad + 16 \left[ \frac{Q-1}{\hat{u}} - \frac{Q}{\hat{s}} \right] \left[ \frac{2\hat{t}m_W^2 - (1+\kappa)\hat{s}\hat{u}}{m_W^2 - \hat{t}} \right] \\ &\quad - \frac{8\hat{t}}{m_W^2} + 8 \left[ \frac{2\hat{s}}{m_W^2} (\hat{s} + \hat{t}) + (1+\kappa) \left( \hat{t} - \frac{(\hat{s} + \hat{t})^2}{m_W^2} \right) \right] / (m_W^2 - \hat{t}) \\ &\quad - 2 \left[ 8\hat{s}^2 - 16\hat{t}m_W^2 - 4(1+\kappa)\hat{s}^2 \left( 1 + \frac{\hat{t}}{m_W^2} \right) + (1+\kappa)^2 (4\hat{s}\hat{u} + \frac{(\hat{s}^2 + \hat{u}^2)\hat{t}}{m_W^2}) \right] / (m_W^2 - \hat{t})^2 \end{aligned}$$

3. Die Mikaelian-SM-Variante [15]: Sie ist für  $\kappa = 1$  aus (2.) abgeleitet:

$$\frac{d\hat{\sigma}^{ew}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}) = \dots \text{ (s.o.)}$$

$$T_Q(\hat{s}, \hat{t}) = -16\left(Q - \frac{1}{1 + \hat{u}/\hat{s}}\right)^2 (\hat{s}^2 + \hat{u}^2 + 2\hat{t}m_W^2)/(\hat{s}\hat{u})$$

## Literatur

- [1] Phys. Rev. **79**(1950), 615
- [2] G. Wolf, DESY 86-089,(1986)
- [3] E.Gabrielli, Mod. Phys. Lett. **A1**(1986), 465
- [4] U.Baur, D.Zeppenfeld, Nuclear Physics **B325**(1989), 253-274
- [5] H.Baer, J.Ohnemus, D.Zeppenfeld Z.Phys.C – Particles and Fields **43**(1989), 675-677
- [6] K.Hagiwara, R.D.Peccei, D.Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B282**(1987), 253-307
- [7] D.Zeppenfeld et. al., WISC-EX-88-298
- [8] Ch.Berger, W.Wagner, Physics Reports **146**(1987)
- [9] D.W.Duke, J.F.Owens, Phys. Rev. **D30**(1984), 49
- [10] z.B. Comp. Phys. Comm. **34**(1985), 251-270 // LU TP 87-3 (PYTHIA48)
- [11] V.D. Barger, R.J.N. Phillips, Collider Physics (Frontiers in Physics #71)
- [12] G.Altarelli, G.Martinelli, B.Mele, R.Rückl, Nuclear Physics **B262**(1985), 204-234
- [13] M.Böhm, A.Rosado, Z.Phys.C – Particles and Fields **39**(1988), 275-280
- [14] A.N.Kamal, J.N.Ng, H.C.Lee, Phys. Rev. **D24**(1981), 2842
- [15] K.O.Mikaelian, Phys. Rev. **D17**(1978), 750
- [16] JETSET72-Dokumentationsfile, z.B. im DESY-Rechenzentrum  
→ F36GGG.H1GEN.JETSET.S(MANUAL72) (Stand Ende 1990)
- [17] Ch.Berger, F.Raupach, Aachen, private Mitteilungen
- [18] G.Altarelli, G.Parisi, Nucl. Phys. **B126**(1977), 298
- [19] LU TP 85-10 (JETSET62)
- [20] CERN-TH.5466/89, 'QCD Generators for LEP'
- [21] W.Bartel et al., Phys. Lett. **101B**(1981), 129 // W.Bartel et al., Z.Phys. **C21**(1983), 37 //  
W.Bartel et al., Phys. Lett. **157B**(1985), 340
- [22] S.J. de Jong et. al, Proceedings of the HERA Workshop Vol.2, Hamburg 1987, 533
- [23] Z. Phys. **C13**(1982), 361 // Z. Phys. **C9**(1981) 233 // Nucl. Phys. **B206**(1982), 239
- [24] CERN-EP/83 153, (1989)
- [25] M.Drees et. al., WISC-EX-88-298
- [26] W.J. Stirling et. al, Proceedings of the HERA Workshop Vol.1, Hamburg 1987, 331
- [27] M.Drees, R.M. Godbole, Phys. Rev. Lett. **61**(1988), 682 // M. Drees, F. Halzen, Phys. Rev. Lett.  
**61**(1988), 275 // M.Drees, R.M. Godbole, Phys. Rev. **D39**(1989), 169

- [28] G.Ingelman, W.Weigend, Computer Physics Communication **46**(1987), 241-261 // DESY preprint 87-018; Anm.: LUCIFER ist bis dato ein  $\gamma P$ -Generator, die Bearbeitung läuft unter dem Projektnamen RAYPHOTON
- [29] M.Drees, R.M. Godbole, Phys. Rev. Lett. **61**(1988), 682
- [30] LU TP 84-3 (PYTHIA33)
- [31] G.Marchesini, B.R.Webber, Nucl. Phys. **B238**(1984), 1-29
- [32] W.Greiner, A.Schäfer, Theoretische Physik Band 10: Quantenchromodynamik, Verlag Harry Deutsch
- [33] G.Gustafson, Z. Phys. C - Particles and Fields **15**(1982) 155-160
- [34] LU TP 87-8
- [35] Ch.Berger, P.Zerwas, Aachen, private Mitteilungen
- [36] M.Drees, K.Grassie, Z. Phys. C - Particles and Fields **28**(1985), 451-462
- [37] M.Drees, R.M. Godbole, Phys. Rev. **D39**(1989), 169
- [38] Comp. Physics Comm. **46**(1987), 217-240 (TWISTER12)
- [39] S.L.Wu, G.Zobernig, Z.Phys.C **2**(1979), 107-110
- [40] V.Blobel, Internal Report, DESY R1-88-01
- [41] Marsaglia, Zaman FSU-SCRI-87-50
- [42] G.P.Lepage, Journal of Computational Physics **27**(1978) 192-203
- [43] S.Kawabate, KEK Preprint 85-26(1985)
- [44] Numerical Recipes Kap.7, W.H.Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling

# Abbildungsverzeichnis

1	Der Speicherring HERA . . . . .	3
2	Kompletter Satz der 7 Graphen des $W$ -Prozesses . . . . .	5
3	Die den $W$ -Erzeugungsprozeß beherrschenden 3 Subprozeßgraphen . . . . .	6
4	Unkonventionelle Perspektive des $\hat{u}$ -Kanals. . . . .	6
5	Aufschlüsselung der von mir verwendeten $W$ -Prozeßtopologie . . . . .	7
6	$B \cdot \frac{d\sigma}{dq_T}$ (1) und $B \cdot \sigma(q_T \geq p_T^{min})$ (r) für verschiedene $\kappa$ und $\lambda$ . . . . .	11
7	$B \cdot \sigma$ in Abhängigkeit von $\kappa - 1$ bzw. $\lambda$ . . . . .	12
8	$\hat{s}(z  y, \theta_{e'}) _{x=0.2}$ . . . . .	14
9	$\frac{d\hat{\sigma}}{d \cos \hat{\theta}}(\cos \hat{\theta}, \hat{s})$ . . . . .	19
10	$\sigma(\hat{p}_T > p_{T,min})$ über $p_{T,min}$ . . . . .	19
11	$\cos \hat{\theta}$ -Verteilung . . . . .	22
12	$p_T(f)$ -Verteilung . . . . .	22
13	Kinematik des $W$ -Zerfalls . . . . .	23
14	Feynmangraphen zur elastischen $W$ -Erzeugung . . . . .	25
15	Würfelspektrum von $\cos \hat{\theta}$ . . . . .	26
16	Würfelspektrum von $x_{(q)}$ (1) und $y$ (r) bei $\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$ (Grundschnitt). . . . .	27
17	Würfelspektrum von $E_{CM\hat{s}}$ ( $\hat{p}_T > 5 \text{ GeV}$ ). . . . .	28
18	Würfelspektrum von $Q_{lep}^2 = -(e - e')^2 = -\gamma^2$ . . . . .	28
19	Transversalimpuls- und LS-Winkelverteilung des auslaufenden Elektrons $e'$ . . . . .	32
20	Transversalimpuls- und LS-Winkelverteilung des Quarks $q'$ . . . . .	33
21	Transversalimpuls- und Winkelverteilung der $W$ -Zerfallsprodukte . . . . .	34
22	QCD-Comptonstreuung (oben) und Photon-Gluon-Fusion (unten). . . . .	34
23	Gesamtmultiplizität . . . . .	36
24	Gluonmultiplizität . . . . .	37
25	Visuelle Begutachtung der Clusterungsergebnisse . . . . .	40
26	Transversalimpulsverteilung des jeweils $p_T$ -stärksten Partons/Clusters . . . . .	41
27	Transversalimpulsverteilung des jeweils zweit- $p_T$ -stärksten Partons/Clusters . . . . .	42
28	Transversalimpulsverteilung des jeweils dritt- $p_T$ -stärksten Partons/Clusters . . . . .	42
29	Invariante Paarmasse der hadronischen Ereignisse . . . . .	43
30	Gesamttransversalimpuls der leptonischen Ereignisse . . . . .	43
31	Grundmuster der Feynmangraphen zu den 'resolved'-Prozessen. . . . .	44
32	$\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T _i}$ zu $(\sum_i \frac{d\sigma}{d\hat{p}_T _i})$ über $\hat{p}_T$ . . . . .	46
33	Feynmangraph des Inklusivprozesses $e P \rightarrow e' q_{spec} q' g' q'_{val} dq$ . . . . .	47
34	Feynmangraphen des harten Streuprozesses $qg \rightarrow q'g'$ . . . . .	48
35	Beispiel für eine simple Farbtopologie mit der zugehörigen Farblinie. . . . .	55
36	Die beiden in $qg \rightarrow q'g'$ auftretenden Vertices. . . . .	57
37	Farblinienkonfiguration A (1) und $\bar{A}$ (r), respektive die des $\hat{s}$ -Kanalgraphen zu $qg \rightarrow q'g'$ und $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}'g'$ . . . . .	58
38	Farblinienkonfiguration B (1) und $\bar{B}$ (r), respektive die des $\hat{u}$ -Kanalgraphen zu $qg \rightarrow q'g'$ und $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}'g'$ . . . . .	59
39	Zweideutigkeit der Farblinienkonfiguration des $\hat{t}$ -Kanals . . . . .	60
40	Weiterziehen der (Anti-)Farblinien von den einlaufenden Partonen des Subprozesses zurück zu den verbleibenden auslaufenden Partonen. . . . .	61
41	$\frac{d\hat{\sigma}}{d \cos \hat{\theta}}(\cos \hat{\theta}, \hat{s})$ . . . . .	66
42	$\sigma(\hat{p}_T, min)$ (1) und $\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T}$ (r) . . . . .	66
43	$\sigma_W(\hat{f}_T > p_{T,min})$ zu $\sigma_U(\hat{p}_T > p_{T,min})$ (r) und $\frac{d\sigma_U}{d\hat{p}_T}$ zu $\frac{d\sigma_W}{d\hat{f}_T}$ (1) . . . . .	69

44	Invariante Masse $m_{12}$ der zwei $p_T$ -starken Partonen und Aplanarität von $U$ - und $W$ -Prozeß . . . . .	69
45	$U$ -Verteilungen der Fraktionierungsvariablen $z$ (l) und $z'$ (r) . . . . .	70
46	$U$ -Verteilungen von $x = g^0/P^0$ (l) und $q_{spec}^0$ (r) . . . . .	70
47	$U$ -Verteilungen von $\cos \hat{\theta}$ (l) und den Winkeln $\theta_{q'}$ und $\theta_{g'}$ (r) . . . . .	71
48	Transversalimpulsverteilung des jeweils $p_T$ -stärksten Partons ( $< 0$ ) und Clusters ( $> 0$ )	73
49	Transversalimpulsverteilung des jeweils $p_T$ -zweitstärksten Partons ( $< 0$ ) und Clusters ( $> 0$ ) . . . . .	74
50	Transversalimpulsverteilung des $p_T$ -drittstärksten Clusters . . . . .	75
51	Aplanaritätsverteilungen . . . . .	78
52	Invariante Massen der Ausgangssinglets für geschauerte $U$ - und $W$ -Ereignisse . . . .	78
53	$\langle n_{clu} \rangle_{ m_{join}}$ und $Cluster_T^3$ . . . . .	79
54	$\sigma(A_{min})$ für geschauerte $U$ - und $W$ -Ereignisse . . . . .	79
55	'steeringbank' WSTR . . . . .	82
56	Die Einsatzweise der Steuervariable IFLAG . . . . .	84

## Tabellenverzeichnis

1	Mögliche $(\lambda_\gamma, \lambda_W, J_{W^*}^z)$ -Tripel der Reaktion $W^* \rightarrow W\gamma^{(*)}$ für ein virtuelles oder reelles Photon im Endzustand, analysiert im $W^*$ -Ruhsystem. . . . .	9
2	Symmetrieeigenschaften und SM-Werte der 7 unabhängigen $WW\gamma$ -Parameter. . . . .	9
3	$W$ -Zerfallsraten . . . . .	20
4	Schauerbedingte $q\bar{q}$ -Paare beim $W$ -Prozeß . . . . .	36
5	Clustermultiplizitäten beim $W$ -Prozeß . . . . .	38
6	Verteilung der Teilchen des $W$ -Partonprozesses $f, \bar{f}$ und $q'$ auf die oberen $p_T$ -Ränge	41
7	Die 8 ( $2 \rightarrow 2$ )-Parton-Parton-Subprozesse der QCD . . . . .	45
8	Farbbeziehungen des Untergrundprozesses. . . . .	62
9	Singlets des Untergrundprozesses. . . . .	62



## Danksagung

Mein erster Dank gilt an dieser Stelle Herrn Prof. Christoph Berger für die Konzipierung dieser höchst interessanten, sich phasenweise geradezu spannend entwickelnden Arbeit im Zusammenspiel mit einer ausgesprochen wirkungsvollen und motivierenden Betreuung.

Weitere physikalische Hilfestellung wurde mir in erster Linie von Herrn Dr. Frank Raupach und – vor allem in der Anfangsphase – von Torsten Köhler zuteil, die darüberhinaus neben Herrn Matthias Fröhlich, Dr. Holger Mönch und Richard Nisius auch bereit waren, sich der mannigfaltigen Hardware- und Softwareprobleme eines Computerneulings bereitwillig anzunehmen.

Überdies bin ich Herrn Rainer Herma, Peter Schleper, Jörg Tutas, Patrick Fuhrmann, Uli Braun, Richard Kaschowitz, Hans Knauf, Boris Pernar und Frau Ruth Krieg zu Dank verpflichtet, die im Rahmen der H1-Kollaboration und darüberhinaus das Ihrige zur Entwicklung dieser Arbeit beigetragen haben.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern, die mir durch ihre vielfältige Unterstützung und ihr reges Interesse am Werdegang dieser Arbeit zur Seite gestanden haben.

## Lebenslauf

Am 29.10.1965 als zweites Kind der Eheleute Jakob und Gisela Theuer geboren, besuchte ich in den Jahren 1971 bis 1975 die Aachener Domsingschule, im Anschluß daran zwischen 1975 und 1984 das bischöfliche Pius-Gymnasium, um nach Erreichen der allgemeinen Hochschulreife im Oktober 1984 den Studiengang Diplom-Physik an der RWTH-Aachen zu beginnen, wo für mich 1986 nach Absolvierung des Vordiploms die Phase des Hauptstudiums begann.