

INAUGURAL-DISSERTATION

zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlich-Mathematischen  
Gesamtfakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Rainer Liebisch  
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 15.11.2000



**Bestimmung des Wirkungsquerschnitts  
der W-Paarproduktion in  $e^+e^-$ -Reaktionen  
bei Schwerpunktsenergien von 189-202 GeV  
unter Verwendung eines neuronalen Netzwerks**

Gutachter:

Prof. Dr. Jürgen von Krogh

Prof. Dr. Otto Nachtmann



# Überblick

## Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der W-Paarproduktion in $e^+e^-$ -Reaktionen bei Schwerpunktsenergien von 189-202 GeV unter Verwendung eines neuronalen Netzwerks

Der Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion in  $e^+e^-$ -Reaktionen bei Schwerpunktsenergien von 189 GeV bis 202 GeV wurde mit den Daten des OPAL-Detektors bestimmt. Dazu wurden die hadronisch zerfallenden W-Paare verwendet, die mit etwa 46% den größten Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt liefern. Dieser Kanal besitzt allerdings einen großen Untergrund, der vor allem aus  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  besteht. Aus diesem Grund wurde ein neuronales Netzwerk trainiert und untersucht, um Signalereignisse mit möglichst hoher Effizienz und Reinheit zu selektieren. An die Verteilung der Netzwerkausgabe wurde eine Anpassung vorgenommen, deren freier Parameter der hadronische Anteil des Wirkungsquerschnitts ist. Aus diesem Anteil läßt sich unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})$  der Wirkungsquerschnitt berechnen. Die Resultate für die einzelnen Energien sind:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{WW}}(189 \text{ GeV}) &= (16.71 \pm 0.52_{\text{stat}} \pm 0.58_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(192 \text{ GeV}) &= (16.95 \pm 1.33_{\text{stat}} \pm 0.63_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(196 \text{ GeV}) &= (18.32 \pm 0.85_{\text{stat}} \pm 0.65_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(200 \text{ GeV}) &= (16.27 \pm 0.80_{\text{stat}} \pm 0.68_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(202 \text{ GeV}) &= (18.08 \pm 1.22_{\text{stat}} \pm 0.66_{\text{syst}}) \text{ pb}\end{aligned}$$

Diese Ergebnisse stimmen im Rahmen des Fehlers mit den Vorhersagen des Standardmodells überein.

## Abstract

### Determination of the W pair production cross section in $e^+e^-$ reactions at center-of-mass energies of 189-202 GeV using a neural network

The W pair production cross section in  $e^+e^-$  reactions at center-of-mass energies of 189 GeV to 202 GeV has been determined using the data of the OPAL detector. For this purpose the hadronic W pairs were used, which provide, with around 46%, the largest contribution to the total cross section. This channel has, however, a large background, mainly from  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ . For this reason a neural network has been trained and studied to select signal events with large efficiency and purity. A fit has been made to the shape of the network output whose free parameter is the hadronic part of the cross section. From this the cross section can be calculated by using the branching fraction  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})$ . The results for the various energies are:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{WW}}(189 \text{ GeV}) &= (16.71 \pm 0.52_{\text{stat}} \pm 0.58_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(192 \text{ GeV}) &= (16.95 \pm 1.33_{\text{stat}} \pm 0.63_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(196 \text{ GeV}) &= (18.32 \pm 0.85_{\text{stat}} \pm 0.65_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(200 \text{ GeV}) &= (16.27 \pm 0.80_{\text{stat}} \pm 0.68_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(202 \text{ GeV}) &= (18.08 \pm 1.22_{\text{stat}} \pm 0.66_{\text{syst}}) \text{ pb}\end{aligned}$$

These results are, within their errors, consistent with the Standard Model expectations.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Die elektroschwache Eichtheorie . . . . .	3
2.2	Der Wirkungsquerschnitt hadronischer W-Paare . . . . .	5
2.3	Monte Carlo-Generatoren . . . . .	7
2.3.1	PYTHIA . . . . .	8
2.3.2	HERWIG . . . . .	9
2.3.3	KK2F . . . . .	9
2.3.4	KORALW . . . . .	9
2.3.5	YFSZZ . . . . .	9
2.3.6	GRC4F . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>11</b>
3.1	Der LEP-Speicherring . . . . .	11
3.2	Der OPAL-Detektor . . . . .	11
3.3	Die Ereignisselektion . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Methoden zur Trennung von Signal und Untergrund</b>	<b>17</b>
4.1	Das neuronale Netzwerk . . . . .	17
4.2	Die Likelihood-Methode . . . . .	20
4.3	Vergleich der Methoden . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Selektion hadronisch zerfallender <math>W^+W^-</math>-Paare</b>	<b>23</b>
5.1	Die Vorselektion . . . . .	24
5.2	Die Selektion . . . . .	25
5.3	Vergleich der Selektionen und systematische Studien . . . . .	33
5.4	Bestimmung der W-Masse . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts</b>	<b>49</b>
6.1	Auf Schnitten basierende Bestimmung . . . . .	49
6.2	Systematische Studien . . . . .	52
6.3	Bestimmung über Anpassung . . . . .	58
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>63</b>
<b>A</b>	<b>Verteilungen aller Eingabevariablen</b>	<b>67</b>
A.1	Eingabevariablen bei 189 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	68
A.2	Eingabevariablen bei 189 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	70
A.3	Eingabevariablen bei 192 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	72
A.4	Eingabevariablen bei 192 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	74
A.5	Eingabevariablen bei 196 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	76
A.6	Eingabevariablen bei 196 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	78

A.7	Eingabevariablen bei 200 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	80
A.8	Eingabevariablen bei 200 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	82
A.9	Eingabevariablen bei 202 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	84
A.10	Eingabevariablen bei 202 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$ . . . . .	86
<b>B</b>	<b>Reinheit und Effizienz aller Selektionen</b>	<b>89</b>
B.1	Selektionen bei 189 GeV . . . . .	90
B.2	Selektionen bei 192 GeV . . . . .	91
B.3	Selektionen bei 196 GeV . . . . .	92
B.4	Selektionen bei 200 GeV . . . . .	93
B.5	Selektionen bei 202 GeV . . . . .	94
<b>C</b>	<b>Verteilungen aller Netzwerkausgaben und hadronischen Likelihoods</b>	<b>95</b>
C.1	Verteilungen bei 189 GeV . . . . .	96
C.2	Verteilungen bei 192 GeV . . . . .	97
C.3	Verteilungen bei 196 GeV . . . . .	98
C.4	Verteilungen bei 200 GeV . . . . .	99
C.5	Verteilungen bei 202 GeV . . . . .	100
<b>D</b>	<b>Zusammenstellung aller hadronischen Wirkungsquerschnitte und einiger statistischer und systematischer Fehler</b>	<b>101</b>
D.1	Resultate der auf Schnitten basierenden Bestimmung . . . . .	102
D.2	Vergleich mit theoretischen Vorhersagen . . . . .	105
D.3	Resultate der Bestimmung durch Anpassung . . . . .	108
D.4	Vergleich mit theoretischen Vorhersagen . . . . .	112



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Beschreibung der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells ist ein großer Erfolg der Elementarteilchenphysik. Dadurch können drei der vier elementaren Kräfte durch eine Quantenfeldtheorie beschrieben werden. Die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Eichtheorie wurde in den Jahren 1967/68 von Glashow, Salam und Weinberg entwickelt. Die beiden Kräfte sind damit nur unterschiedliche Erscheinungsformen einer einzigen Kraft, deren Vermittlung über das Photon und die  $Z^0$ - und  $W^\pm$ -Eichbosonen erfolgt. Im Jahr 1983 wurden die im Gegensatz zum Photon massiven  $Z^0$ - und  $W^\pm$ -Bosonen am Proton-Antiproton-Speicherring SPS am CERN von den Detektoren UA1 und UA2 erstmals nachgewiesen [1]. Diese Experimente reichten allerdings nicht aus, um Präzisionsmessungen an diesen Teilchen durchzuführen. Zur weiteren Erforschung wurde deshalb der Speicherring LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) am CERN gebaut, bei dem Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht werden. In den Jahren 1989 bis 1995 wurde dieser Beschleuniger bei einer Schwerpunktsenergie von 91 GeV, also bei der Masse des  $Z^0$ -Bosons, betrieben (LEP I). Dabei wurden allein mit dem OPAL-Detektor etwa 4 Millionen hadronische  $Z^0$ -Zerfälle registriert. Seit 1996 wurde die Schwerpunktsenergie von 161 GeV bis zur Zeit 208 GeV erhöht (diese Phase wird LEP II genannt). Dadurch wird die Erzeugung von  $W^+W^-$ -Paaren ermöglicht, denn jedes W-Boson hat eine Masse von etwa 80.4 GeV. Da das Austauscheteilchen, also das  $Z^0/\gamma$ , bei diesen Energien nicht auf der Massenschale liegt, beschreibt der Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion keine scharfe Resonanz wie beim  $Z^0$ , sondern steigt von 161 GeV bis etwa 200 GeV kontinuierlich an und fällt anschließend langsam wieder ab (siehe Abb. 2.2). Die W-Paare zerfallen nach ihrer Erzeugung entweder hadronisch, semileptonisch oder rein leptonisch.

Die W-Paarproduktion beinhaltet aufgrund der nichtabelschen Struktur des Standardmodells die Tripel-Eichbosonen-Vertices  $WW\gamma$  und  $WWZ$ . Dadurch ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ein Test auf die Existenz der Selbstkopplung von Eichbosonen. Außerdem ist ein Vergleich der aus den Daten bestimmten Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Vorhersagen ein Test des Standardmodells. Mit den experimentellen Daten lassen sich auch Rechnungen, die das Standardmodell beschreiben und dabei unterschiedliche Näherungen machen, überprüfen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts hadronisch zerfallender  $W^+W^-$ -Paare, die in  $e^+e^-$ -Reaktionen mit dem OPAL-Detektor in den Jahren 1998 und 1999 aufgezeichnet wurden. Dabei handelt es sich um Daten mit Schwerpunktsenergien von 189 GeV, 192 GeV, 196 GeV, 200 GeV und 202 GeV. Aus diesem hadronischen Anteil läßt sich unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})$  der eigentlich interessante Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion  $\sigma_{WW}$  berechnen.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist es wichtig, die W-Paare so gut wie möglich zu selektieren, damit man dessen Fehler reduzieren kann. Der Vorteil des hadronischen Kanals

ist, daß er aufgrund des großen Verzweigungsverhältnisses  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})$  die größte Statistik gegenüber den anderen beiden Kanälen besitzt. Dafür hat dieser Kanal den Nachteil, daß die Rekonstruktion von  $W$ -Paaren vor allem durch den großen Untergrund an  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen erschwert wird. Dabei geht das  $Z^0$  bzw.  $\gamma$  in ein Quark-Antiquark-Paar über, das wiederum harte Gluonen, also Gluonen mit hoher Energie und hohem Transversalimpuls, abstrahlt. Quarks und Gluonen sind nicht als freie Teilchen in der Natur beobachtbar, sondern sie fragmentieren in Hadronen, die als Teilchenbündel, sogenannte Jets, entlang der Flugrichtung der primären Partonen auftreten. Diese Ereignisse sind im Detektor als 4-Jet-Ereignisse sichtbar und zunächst nicht von den Jets der vier Quarks, die aus dem hadronischen Zerfall der beiden  $W$ -Bosonen entstehen, zu unterscheiden. Ein weiterer Untergrund sind  $Z^0Z^0$ -Paare, die ebenfalls hadronisch zerfallen können, jedoch in diesem Energiebereich einen relativ kleinen Wirkungsquerschnitt besitzen.

Um eine möglichst optimale Selektion hadronischer  $W$ -Paare zu erzielen, wurden in dieser Arbeit zwei neuronale Netzwerke untersucht und mit der bei OPAL verwendeten Likelihood-Methode verglichen.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 wird die elektroschwache Eichtheorie, die die Vorhersage des  $W$ -Bosons liefert, beschrieben und die Berechnung des Wirkungsquerschnitts aus dem Standardmodell kurz skizziert. Eine kurze Beschreibung des Speicherrings LEP sowie der wichtigsten Komponenten des OPAL-Detektors erfolgt in Kapitel 3. In Kapitel 4 wird allgemein der Aufbau von neuronalen Netzwerken und die Vorgehensweise der Likelihood-Methode geschildert. Anschließend werden diese Methoden in Kapitel 5 auf die Selektion hadronischer  $W$ -Paare angewendet und miteinander verglichen. Außerdem werden systematische Studien zur Selektion durchgeführt. In Kapitel 6 wird der hadronische Wirkungsquerschnitt für jede Schwerpunktsenergie auf zwei verschiedene Methoden, zuerst mit einem Schnitt in der Netzwerkausgabe bzw. Likelihood und dann mit einer Anpassung an deren Verteilungen, bestimmt. Die Resultate werden mit Modellen verglichen, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts zur Verfügung stehen. Kapitel 7 beinhaltet die Wirkungsquerschnitte der  $W$ -Paarproduktion, die aus dem Anteil der  $W$ -Paare, die hadronisch zerfallen, bestimmt wurden.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Die elektroschwache Eichtheorie

Das Prinzip der Eichinvarianz ist ein wichtiges Konzept der modernen Feldtheorien, da es dazu führt, daß die Theorien renormierbar und damit die daraus berechneten Observablen endlich sind. Die elektroschwache Eichtheorie [2, 3] ist eine Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung, die in den Jahren 1967/68 von Glashow, Salam und Weinberg entwickelt wurde. Diese Theorie wird durch die Eichgruppe  $SU(2)_L \times U(1)$  beschrieben, deren erhaltene Quantenzahlen die dritte Komponente des schwachen Isospins  $\vec{T}$  und die schwache Hyperladung  $Y$  sind. Der Zusammenhang zwischen diesen beiden Quantenzahlen und der elektrischen Ladung ist in Analogie zur Gell-Mann-Nishijima-Formel gegeben durch:

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y \quad (2.1)$$

Die einzelnen Komponenten des schwachen Isospinoperators  $\vec{T}$ , die die Generatoren der  $SU(2)_L$ -Symmetrietransformation sind, kommutieren nicht, d.h. es gilt:

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk}T_k \quad \text{mit} \quad T_i = \frac{1}{2}\tau_i \quad (2.2)$$

wobei  $\epsilon_{ijk}$  die Strukturkonstanten der  $SU(2)_L$ -Gruppe und  $\tau_i$  die Pauli-Matrizen sind. Daraus folgt, daß es sich um eine nichtabelsche Eichtheorie handelt.

Die Gruppe  $SU(2)_L$  wirkt nur auf linkshändige Fermionfelder  $\Psi_L$ , d.h. rechtshändige Fermionen sind nur invariant unter Eichtransformationen der Gruppe  $U(1)$ , wobei vorausgesetzt wird, daß Neutrinos masselos und damit immer linkshändig sind. Für die links- und rechtshändigen Fermionfelder gilt folgende Definition:

$$\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi \quad \Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi \quad (2.3)$$

Die Dirac-Matrix  $\gamma_5$  ist definiert durch das Produkt der Dirac-Matrizen  $\gamma^\mu$  mit  $\mu = 0, \dots, 3$ , d.h. es gilt:  $\gamma_5 \equiv \gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ .

Die masselosen Eichfelder in diesem Modell sind ein Isotriplett  $\vec{W}_\mu = (W_\mu^{(1)}, W_\mu^{(2)}, W_\mu^{(3)})$  für  $SU(2)_L$  und ein Isosingulett  $B_\mu$  für  $U(1)$ , wobei  $\mu = 0, \dots, 3$  die Raum-Zeitkomponenten eines Vierervektors sind. Die Lagrangedichte ist gegeben durch:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}\vec{W}^{\mu\nu} \cdot \vec{W}_{\mu\nu} - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + \bar{\Psi}i\gamma^\mu D_\mu\Psi \quad (2.4)$$

mit

$$\begin{aligned} \vec{W}^{\mu\nu} &= \partial_\mu\vec{W}_\nu - \partial_\nu\vec{W}_\mu - g(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu) \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned}$$

und der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{W}_\mu \cdot \vec{T} + ig'\frac{1}{2}B_\mu Y \quad (2.5)$$

$g$  und  $g'$  sind die Kopplungskonstanten des Isotriplets bzw. des Isosingulets an die Fermionfelder  $\Psi$ . Der dritte Term in Gl. 2.4 tritt sowohl für  $\Psi_L$  als auch für  $\Psi_R$  auf, wobei nur das Isosingulett an  $\Psi_R$  koppelt. Diese Lagrangedichte ist für die Eichgruppen  $SU(2)_L$  und  $U(1)$  invariant unter infinitesimaler lokaler Eichtransformation.

Nach Einführung von Auf- und Absteigeoperatoren

$$T^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(T_1 \pm iT_2) \quad (2.6)$$

folgt für das Produkt  $\vec{W} \cdot \vec{T}$  in Gleichung 2.5:

$$\vec{W} \cdot \vec{T} = W^+T^+ + W^-T^- + W^0T_3 \quad (2.7)$$

Dazu wird das Isotriplett  $\vec{W}_\mu$  in zwei geladene Felder und ein neutrales Feld zerlegt:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^{(1)} \mp iW_\mu^{(2)}) \quad W_\mu^0 = W_\mu^{(3)} \quad (2.8)$$

$W^+$  und  $W^-$  sind die physikalischen, geladenen Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung.

Für die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung muß der elektromagnetische Term  $ieQA$  im neutralen Term  $i(gW_\mu^{(3)}T_3 + g'\frac{1}{2}B_\mu Y)$  der kovarianten Ableitung (Gl. 2.5) enthalten sein. Daraus ergibt sich, daß die Felder  $W^{(3)}$  und  $B$  Linearkombinationen aus dem Photonfeld  $A$  und einem anderen neutralen Feld  $Z$  sein müssen. Man kann diese Relation also schreiben als:

$$\begin{pmatrix} W^{(3)} \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

wobei  $\theta_W$  der elektroschwache Mischungswinkel und  $Z$  das Feld des neutralen Eichbosons  $Z^0$  sind. Ersetzt man  $W_\mu^{(3)}$  und  $B_\mu$  im neutralen Term der kovarianten Ableitung durch  $Z$  und  $A$  und verwendet  $ieQ = ie(T_3 + \frac{1}{2}Y)$ , dann erhält man für die Kopplungskonstanten:

$$g = e/\sin\theta_W \quad g' = e/\cos\theta_W \quad (2.10)$$

Der  $Z$ -Term der kovarianten Ableitung kann dann geschrieben werden als:

$$D_\mu^Z = \frac{ie}{\sin\theta_W \cos\theta_W} Z_\mu (T_3 - \sin^2\theta_W) Q \quad (2.11)$$

Die von der elektroschwachen Eichtheorie vorhergesagten Wechselwirkungen lassen sich, nachdem die auftretenden Felder mit realen Teilchen in Verbindung gebracht wurden, aus Gl. 2.4 ablesen. Die ersten beiden Terme beschreiben die kinetischen Energien und Selbstwechselwirkungen von  $W^\pm$ ,  $Z^0$  und  $\gamma$ , während der dritte Term die kinetischen Energien der Fermionen und ihre Wechselwirkung mit den Eichbosonen darstellt [4]. Somit sagt die Theorie die Selbstkopplung von Eichbosonen und damit die  $W$ -Paarproduktion vorher. Die Unzulänglichkeit dieses Modells liegt darin, daß die Bosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  und alle Fermionen masselos sind, was nicht mit der Realität übereinstimmt. Dieses Problem wird durch spontane Symmetriebrechung gelöst, wobei die Eichsymmetrie der Lagrangedichte erhalten bleibt, allerdings durch die Auszeichnung einer Richtung im schwachen Isospinraum versteckt ist. Erst durch die gebrochene Symmetrie ist die Zuordnung von  $A$  und  $Z$  als Linearkombinationen von  $B$  und  $W^{(3)}$  sinnvoll, da es sich dabei um die physikalisch unterschiedlichen

Masseneigenzustände handelt. Das Photonfeld  $A$  bleibt masselos, während das Bosonfeld  $Z$  eine Masse erhält. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, eine spontane Symmetriebrechung einzuführen [5]. Im Standardmodell geschieht dies durch ein  $SU(2)$ -Dublett skalarer, komplexer Felder  $\Phi$ , deren Selbstwechselwirkungen den Mechanismus für spontane Symmetriebrechung liefern und die zusätzlich ein neues skalares Boson, das bisher experimentell noch unentdeckte Higgs-Boson, vorhersagen. Die Fermionen erhalten ihre Massen über Kopplungen an dieses Teilchen.

Für die Massen der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen erhält man:

$$M_W = \frac{1}{2}g v \qquad M_Z = \frac{1}{2}g_Z v = M_W / \cos \theta_W \qquad (2.12)$$

wobei  $v$  der nichtverschwindende Vakuumerwartungswert von  $|\Phi|$  ist.

## 2.2 Der Wirkungsquerschnitt hadronischer $W$ -Paare

Erzeugung und Zerfall hadronischer  $W$ -Paare erfolgen bei LEP II über den Prozeß:

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow q_1 + \bar{q}_2 + q_3 + \bar{q}_4$$

Dieser Prozeß beinhaltet zwei jeweils resonant erzeugte  $W$ -Bosonen, wobei sich das Austauscheteilchen  $Z^0/\gamma$  nicht auf der Massenschale befindet, und wird in niedrigster Ordnung durch die drei Feynman-Diagramme in Abb. 2.1 dargestellt. Der vollständige 4-Fermion-Prozeß besteht allerdings nicht nur aus diesen drei Doppelresonanz-Diagrammen, die nach dem geladenen Strom durch die auftretenden  $W$ -Bosonen als  $CC03$  bezeichnet werden, sondern auch aus Beiträgen anderer Diagramme, die den gleichen Anfangs- und Endzustand, aber unterschiedliche Übergangszustände besitzen. Die Klassifizierungen der 4-Fermion-Prozesse sowie der beitragenden Diagramme findet man in [6]. Zum hadronischen Endzustand tragen insgesamt elf Feynman-Diagramme ( $CC11$ ) bei. Werden die vier Quarks im Endzustand so erzeugt, daß  $\bar{q}_4$  das Antiteilchen von  $q_1$  und  $\bar{q}_2$  das Antiteilchen von  $q_3$  ist, dann kann man nicht mehr zwischen  $W$ -Paar- und  $Z$ -Paarproduktion unterscheiden, und es kommen noch zusätzliche Diagramme hinzu. Einen weiteren Beitrag liefern QCD-Diagramme, also z.B.  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , bei denen die Quarks entweder zwei harte Gluonen abstrahlen oder ein abgestrahltes Gluon in ein  $q\bar{q}$ -Paar zerfällt. Quarks und Gluonen fragmentieren in Hadronen, die als Teilchenjets im Detektor registriert werden. Diese Ereignisse sind somit nicht mehr von den Ereignissen zu unterscheiden, bei denen die vier Jets durch die vier Quarks der hadronisch zerfallenden  $W$ -Paare entstanden sind.

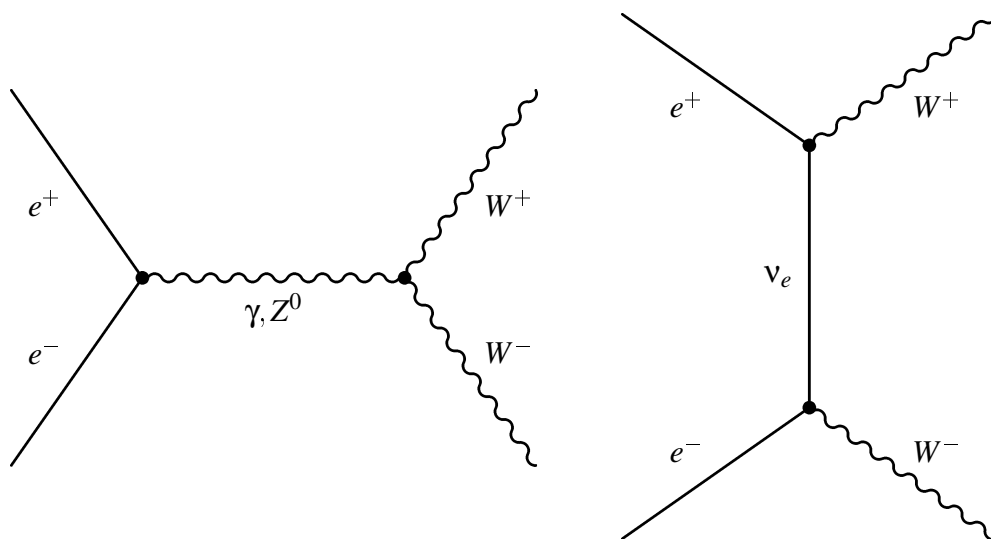


Abbildung 2.1:  $CC03$ -Diagramme zur  $W$ -Paarproduktion: links  $s$ -Kanal, rechts  $t$ -Kanal.

Der allgemeine 4-Fermion-Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch [7]:

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_{\text{WW}} + \sigma_{\text{back}} \\ \sigma_{\text{WW}} &= \sigma_{\text{Born}}^{\text{WW}} (1 + \delta_{\text{EW}} + \delta_{\text{QCD}})\end{aligned}$$

Dabei ist  $\sigma_{\text{Born}}^{\text{WW}}$  der Born-Beitrag der CC03-Diagramme in führender Ordnung, und  $\delta_{\text{EW}}$  und  $\delta_{\text{QCD}}$  sind die elektroschwachen radiativen Korrekturen in höherer Ordnung bzw. die QCD-Korrekturen höherer Ordnung zum  $W^+W^-$ -Endzustand mit  $q\bar{q}$ -Paaren. Die Trennung des Wirkungsquerschnitts in Signal (WW) und Untergrund (back) ist dabei mehr anschaulicher als theoretisch begründeter Natur, da die einzelnen Beiträge weder exakt eichinvariant noch experimentell unterscheidbar sind. In Abb. 2.2 ist sowohl der gesamte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Born}}^{\text{WW}}$  auf Born-Niveau als auch die einzelnen Beiträge des s- und t-Kanals als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt [8]. Es ist zu erkennen, daß die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kanäle bei hohen Energien divergieren, doch durch die vom Standardmodell vorhergesagte destruktive Interferenz von s- und t-Kanal bleibt der Wirkungsquerschnitt auch bei hohen Energien endlich. Daraus wird ersichtlich, daß die Existenz der Selbstkopplung von Eichbosonen einen entscheidenden Einfluß auf den Verlauf des Wirkungsquerschnitts hat.

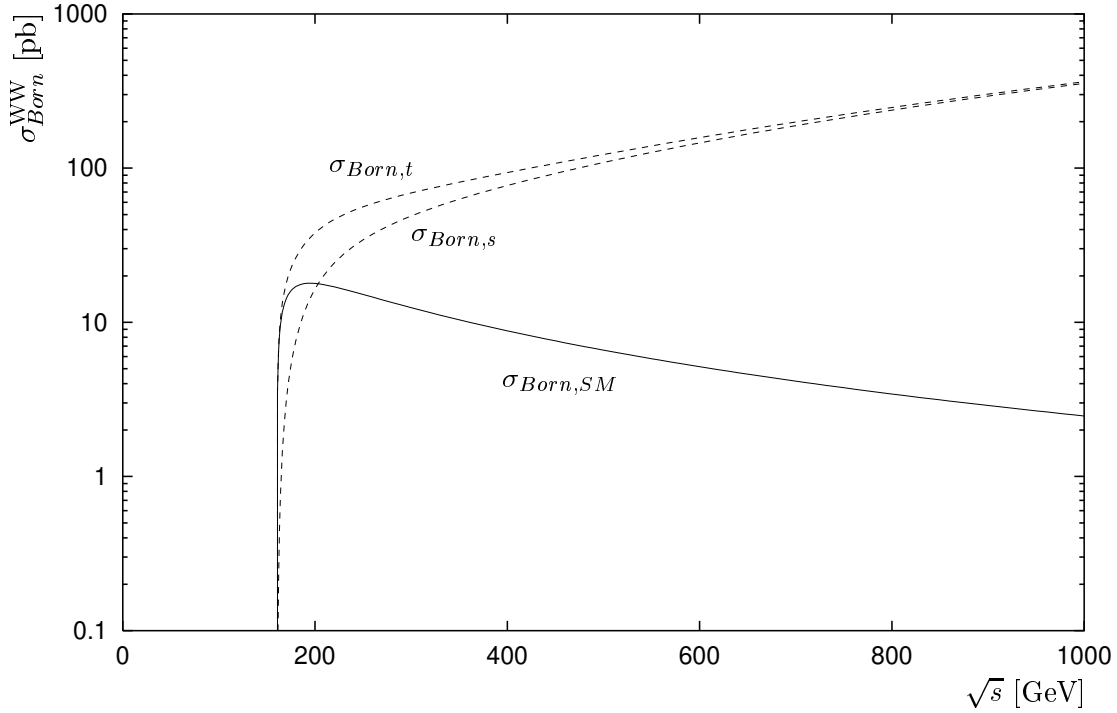


Abbildung 2.2: Bornwirkungsquerschnitt der  $W$ -Paarproduktion als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die einzelnen Kurven entsprechen den Beiträgen der  $s$ -Kanal- ( $\sigma_{\text{Born},s}$ ) und  $t$ -Kanal-Diagramme ( $\sigma_{\text{Born},t}$ ) allein sowie dem kompletten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Born},SM}$  im Standardmodell.

In führender Ordnung läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die nicht auf der Massenschale liegende  $W^+W^-$ -Erzeugung berechnen durch [9]:

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_1) \rho(s_2) \sigma_0(s, s_1, s_2)$$

wobei

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_W}{M_W} \frac{s}{(s - M_W^2)^2 + s^2 \Gamma_W^2 / M_W^2}$$

$s$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie,  $s_1$  und  $s_2$  sind die quadrierten Energien der einzelnen W-Bosonen,  $\Gamma_W$  ist die Breite der W-Resonanz, und  $M_W$  ist die W-Masse. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  kann geschrieben werden als:

$$\sigma_0(s, s_1, s_2) = \frac{g^4}{256\pi s^2 s_1 s_2} [a_{\gamma\gamma} + a_{ZZ} + a_{\gamma Z} + a_{\nu\nu} + a_{\nu Z} + a_{\nu\gamma}]$$

mit  $g = e/\sin\theta_W$ . Die einzelnen Beiträge  $a_{ij}$  zum  $\gamma$ -,  $\nu$ - und Z-Austausch findet man in [9].

Die einzelnen W-Bosonen können entweder leptonisch ( $W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l$ ) oder hadronisch ( $W^- \rightarrow q\bar{q}'$ ) zerfallen. Aufgrund der Lepton-Universalität gilt für die leptonische Zerfallsbreite:

$$\Gamma(W^- \rightarrow e\bar{\nu}_e) = \Gamma(W^- \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu) = \Gamma(W^- \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau) \equiv \Gamma_0$$

Für die hadronische Zerfallsbreite gilt:

$$\Gamma(W^- \rightarrow q\bar{q}') = N_c |V_{qq'}|^2 \Gamma_0$$

Dabei ist  $N_c = 3$  die Anzahl der Farbflavours und  $V_{qq'}$  das  $qq'$ -te Element der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) [10]. Die dominanten Beiträge zur hadronischen Zerfallsbreite sind also die Zerfälle in Quarks derselben Generation.

Allgemein können W-Paare entweder leptonisch, semileptonisch oder hadronisch zerfallen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der experimentellen Bestimmung des hadronischen Anteils des Wirkungsquerschnitts der W-Paarproduktion:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4) = \sigma_{WW}\Gamma^2(W^- \rightarrow q\bar{q}')$$

Daraus läßt sich unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses  $\Gamma(W^- \rightarrow q\bar{q}')$  der gesamte Wirkungsquerschnitt berechnen. Die Vorhersage des Standardmodells für diesen Wirkungsquerschnitt wird aus den drei CC03-Diagrammen berechnet. Alle Prozesse, die durch andere Feynman-Diagramme gegeben sind, werden in der Analyse als Untergrund behandelt.

## 2.3 Monte Carlo-Generatoren

Monte Carlo-Generatoren sind Simulationsprogramme, mit denen man physikalische Prozesse generieren kann. Dabei werden unter Verwendung von Zufallsgeneratoren sogenannte Monte Carlo-Ereignisse erzeugt, die die Erzeugung bzw. den Zerfall bestimmter Teilchen simulieren. In dieser Arbeit werden verschiedene Monte Carlo-Generatoren verwendet, die unterschiedliche Modelle beschreiben. Alle generierten Ereignisse durchliefen die vollständige Detektorsimulation [11].

In dieser Arbeit soll der hadronische Anteil des Wirkungsquerschnitts der W-Paarproduktion bestimmt werden. Deshalb sind alle Ereignisse, die nicht durch die drei Feynman-Diagramme in Abb. 2.1 beschrieben werden, als Untergrund zu betrachten. Da nicht alle Ereignisse mit vier Fermionen im Endzustand eindeutig einem bestimmten physikalischen Prozeß zugeordnet werden können, ist es wichtig, einen Monte Carlo-Generator zu verwenden, der sowohl alle 4-Fermion-Ereignisse als auch  $W^+W^-$ -Ereignisse generieren kann. Die Differenz zwischen den hadronischen 4-Fermion-Ereignissen und den hadronischen  $W^+W^-$ -Ereignissen stellt den hadronischen Teil des 4-Fermion-Untergrunds dar. Dieser Untergrund beinhaltet nach der Vorselektion zu etwa 80%  $Z^0Z^0$ -Ereignisse und wird deshalb in dieser Arbeit als "ZZ"-Untergrund bezeichnet. Die übrigen darin enthaltenen Ereignisse sind z.B. über die einzelne W-Produktion oder über die Interferenz zwischen den CC03- und nicht-CC03-Diagrammen entstanden. Bei den leptonischen und semileptonischen 4-Fermion-Ereignissen wurde auf diese Vorgehensweise verzichtet und nur  $Z^0Z^0$ - und  $W^+W^-$ -Ereignisse verwendet, da der restliche 4-Fermion-Untergrund vernachlässigbar klein ist. Aus Gründen der Statistik sowie zu systematischen Studien werden zusätzlich noch andere Generatoren für die

$W^+W^-$ - bzw.  $Z^0Z^0$ -Ereignisse verwendet. Der Prozeß  $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}(g)$  stellt eine weitere Klasse von Ereignissen, die 2-Fermion-Ereignisse, dar und wird durch andere Generatoren erzeugt. Aus diesen Gründen werden mehrere Generatoren verwendet, die in den folgenden Abschnitten kurz beschrieben werden. In Tab. 2.1 sind die Ereignisanzahlen der verschiedenen Generatoren angegeben.

Generator	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
PYTHIA ( $Z^0/\gamma$ )	300000	50000	250000	250000	150000
PYTHIA ( $Z^0Z^0$ )	20000	25000	25000	—	—
HERWIG	100000	100000	100000	100000	—
KK2F	100000	250000	250000	300000	249500
KORALW	200000	100000	174500	200000	200000
YFSZZ	25000	25000	25000	25000	25000
GRC4F ( $e^+e^- \rightarrow 4q$ )	42088	43286	44082	44545	44722
GRC4F ( $e^+e^- \rightarrow qq\nu$ )	170479	251864	248183	243776	241834
GRC4F ( $W^+W^-$ )	82190	83500	85365	86290	86572
GRC4F ( $Z^0Z^0$ )	12642	15043	17256	187261	—

Tabelle 2.1: Ereignisanzahlen der verschiedenen Generatoren bei den in dieser Arbeit untersuchten Schwerpunktsenergien.

### 2.3.1 PYTHIA

Der PYTHIA-Generator [12] ist eine Erweiterung des JETSET-Programms [12], durch die unterschiedliche Prozesse bei LEP II-Energien erzeugt werden können. Der Schwerpunkt liegt dabei auf einer realistischen Beschreibung verschiedener hadronischer Endzustände, obwohl auch nichthadronische Prozesse generiert werden können. Da die elektroschwachen Prozesse nur auf Born-Level generiert werden, eignet sich PYTHIA nicht für Präzisionstests auf diesem Gebiet. In dieser Arbeit wird der Generator für die Erzeugung von  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  und  $Z^0Z^0 \rightarrow 4f$  verwendet. Ein Ereignis wird generiert, indem zunächst ein  $e^+e^-$ -Paar bei einer bestimmten Schwerpunktsenergie erzeugt wird. Dabei kann es über die Verzweigung  $e \rightarrow e\gamma$  zu einer Photonabstrahlung im Anfangszustand kommen, die allerdings nur in niedrigster Ordnung berechnet wird. Anschließend annihiliert das  $e^+e^-$ -Paar und es entstehen je nach Prozeß die entsprechenden Eichbosonen, die wiederum in Partonen zerfallen. Diese Erzeugung von primären Partonen wird durch elektroschwache Berechnungen beschrieben. Aus den primären Partonen entwickelt sich im Rahmen der perturbativen Quantenchromodynamik (pQCD) ein Partonschauer. Bei PYTHIA werden dazu näherungsweise alle Ordnungen von  $\alpha_s$  berücksichtigt, wobei nur die führenden logarithmischen Terme aufsummiert werden (Leading Log Approximation). Dabei strahlen die primär erzeugten Partonen sekundäre Partonen ab, die weiterhin zerfallen. Dieser Vorgang breitet sich schauerartig aus, bis die Partonen eine minimale Virtualität  $Q_0$  besitzen. Danach bricht die Störungstheorie aufgrund des Anstiegs in  $\alpha_s$  zusammen. Die Partonen werden nach abnehmenden Emissionswinkeln geordnet, wodurch Kohärenzeffekte berücksichtigt werden. Nach dem Partonschauer müssen phänomenologische Modelle verwendet werden, die über freie Parameter an die gemessenen Verteilungen angepaßt werden und die Fragmentation der farbgeladenen Partonen in farblose Hadronen beschreiben. Dazu wird bei PYTHIA das JETSET-Stringmodell [13] verwendet. Die Idee dahinter ist, daß sich ein Quark mit einer bestimmten Farbladung und das dazugehörige Antiquark mit der entsprechenden Antifarbladung voneinander entfernen. Quark und Antiquark sind über ein selbstwechselwirkendes Farbfeld, das sich bei gegenseitiger Entfernung zu einem schmalen Flußschlauch, genannt String, zusammenzieht, miteinander verbunden. Dieser String reißt, und es entsteht ein neues  $q\bar{q}$ -Paar (oder ein Diquark-Antidiquark-Paar für die Baryonenerzeugung). Dieser Prozeß wiederholt sich, bis sich alle entstandenen Hadronen



auf der Massenschale befinden.

### 2.3.2 HERWIG

Der HERWIG-Generator [14], der in dieser Arbeit für die Erzeugung von  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  verwendet wird, besitzt ein anderes Modell zur Erzeugung von Ereignissen. Die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand und die Entwicklung des Partonschauers erfolgen ähnlich wie bei PYTHIA. Die Aufsummierung der führenden logarithmischen Terme aller Ordnungen von  $\alpha_s$  ist dabei verbessert, und Kohärenzeffekte infolge von Infrarotsingularitäten werden stärker berücksichtigt. Die Fragmentation der sekundären Partonen in Hadronen geschieht hier über ein Clustermodell [15, 16]. Nach dem perturbativen Partonschauer werden alle Partonen nichtperturbativ in leichte Quark-Antiquark- bzw. Diquark-Antidiquark-Paare aufgespalten. Daraufhin wird eine Farblinie von jedem Quark zu einem Antiquark bzw. Diquark gezogen, so daß sich ein Farbsingulett-Cluster ergibt. Diese Cluster fragmentieren in Hadronen, die anschließend unter Verwendung von Zerfallstabellen in leichtere Teilchen zerfallen.

### 2.3.3 KK2F

Der Generator KK2F [17] ist für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f} + n\gamma$  (mit  $f=\mu, \tau, d, u, s, c, b$ ) geeignet. Effekte durch Photonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand werden bis zur zweiten Ordnung der QED berechnet, wobei alle Interferenzeffekte eingeschlossen sind. Diese Rechnung verwendet den CEEEX-Exponentialansatz [18, 19], der auf dem YFS-Exponentialansatz [20] beruht. Die weichen und harten realen Photonen werden dabei auf eine realistische Weise behandelt, indem z.B. die Viererimpulse generiert werden und die Auslöschungen der realen und virtuellen weichen Photonen im Infrarotbereich exakt in allen Ordnungen auftreten. Elektroschwache Korrekturen werden in erster Ordnung durchgeführt. Die Fragmentation erfolgt über das Partonschauermodell von JETSET. Dieser Generator ist für Präzisionstests des Standardmodells geeignet.

### 2.3.4 KORALW

Mit dem KORALW-Generator [21] werden die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4f$  erzeugt. Es werden nicht nur Effekte der Quantenelektrodynamik (QED) im Anfangszustand, sondern auch in leptonischen Zerfällen des W-Bosons und in sekundären Zerfällen wie z.B. dem  $\tau$ -Zerfall simuliert. KORALW verwendet zur Erzeugung von Photonen den YFS-Exponentialansatz, der wie bereits beschrieben den Bereich der Infrarotsingularität exakt berücksichtigt. Bei der Produktion und dem Zerfall von W-Paaren werden Spineffekte berücksichtigt. Dieses Programm eignet sich für Präzisionstests der elektroschwachen Theorie bei LEP II und höheren Energien.

### 2.3.5 YFSZZ

Mit dem Generator YFSZZ [22] werden die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0 + n\gamma \rightarrow 4f + n\gamma$  unter Verwendung des YFS-Exponentialansatzes erzeugt. Dabei wird der Bereich der Infrarotsingularität exakt berücksichtigt, und im Bereich der harten Photonabstrahlung im Anfangszustand werden die führenden logarithmischen Terme bis zur Ordnung  $\alpha^2$  aufsummiert.

### 2.3.6 GRC4F

Bei GRC4F [23] handelt es sich um einen 4-Fermion-Generator, d.h. es können sowohl alle Ereignisse mit vier Fermionen im Endzustand als auch nur  $W^+W^-$ - und  $Z^0Z^0$ -Paare generiert werden. Die Erzeugung von Ereignissen basiert auf dem Programm GRACE [24], das nach Angabe der Anfangs- und Endzustände automatisch das Matricelement in Termen

der Helizitätsamplituden generiert. Damit bleiben alle Fermionmassen endlich und die Information über die Helizität läßt sich bis zu den Teilchen im Endzustand fortpflanzen. Die Integration über den Phasenraum des Matrixelements ergibt die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte, mit denen die Ereignisse dann generiert werden. Die Photonabstrahlung im Anfangszustand kann entweder mit dem Formalismus der Elektronstrukturfunktion oder mit einem Partonschaueralgorithmus durchgeführt werden. Bei dem Partonschaueralgorithmus wird eine unbestimmte Anzahl an Photonen durch einen Algorithmus wie beim QCD-Partonschauer generiert. Dabei wird ein "Parton"-Elektron als eine Wolke aus realen und virtuellen "Parton"-Elektronen und Photonen angesehen. Ein wichtiger Punkt dabei ist, daß der Generator die transversalen Impulsverteilungen der radiativen Photonen reproduziert. Mit diesen Verteilungen kann die Wahrscheinlichkeit angegeben werden, innerhalb der Wolke ein Elektron oder ein Photon mit einer gewissen Virtualität und einem gewissen Longitudinalimpuls vorzufinden. Dieser QED-Partonschauer kann auch zur Photonabstrahlung im Endzustand angewendet werden. Der QCD-Partonschauer und die anschließende Fragmentation werden mit dem JETSET-Programm durchgeführt. Coulombkorrekturen zwischen zwei W-Bosonen werden vom Generator ebenfalls berücksichtigt.

# Kapitel 3

## Das Experiment

### 3.1 Der LEP-Speicherring

Der Elektron-Positron-Speicherring **LEP** (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) ist ein Teilchenbeschleuniger am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf. Die Anlage liegt etwa 100 m unter der Erdoberfläche und besitzt einen Umfang von 27 km. Dort werden Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und in vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. An diesen Stellen befinden sich die Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Im Zeitraum von August 1989 bis Oktober 1995 wurde der Ring bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 91 GeV betrieben. Diese Phase (LEP I) diente hauptsächlich der resonanten Erzeugung des Vektorbosons  $Z^0$ . Die zweite Phase (LEP II), die im Juli 1996 angelaufen ist, dient u.a. der  $W^+W^-$ -Paarproduktion bei Energien von 161 GeV bis 208 GeV.

### 3.2 Der OPAL-Detektor

Der OPAL-Detektor (**O**mnipurpose **P**urpose **A**pparatus for **L**EP) ist ein Vielzweckdetektor, der fast den vollen Raumwinkelbereich abdeckt. Er ist zylindersymmetrisch zur Strahlachse aufgebaut und kann sowohl geladene als auch neutrale Teilchen nachweisen<sup>1</sup>. Die Gesamtlänge beträgt 12 m bei einem Durchmesser von 10 m. Eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Komponenten des Detektors findet man in [25, 26, 27]. Hier soll deshalb nur ein kurzer Überblick über die Komponenten gegeben werden, die für die Ereignis Selektion in dieser Arbeit wichtig sind. Abb. 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Detektors und Abb. 3.2 den detaillierten Aufbau senkrecht und parallel zur Strahlrichtung.

Der **zentrale Spurdetektor**, der aus der Vertexkammer, der Jetkammer und den  $z$ -Kammern besteht, befindet sich innerhalb einer normalleitenden Solenoidspule, die ein homogenes Magnetfeld von 0.435 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Sämtliche Komponenten des zentralen Spurdetektors sind mit einer Gasmischung aus 88.2% Argon, 9.8% Methan und 2.0% Isobutan unter einem Druck von 4 bar gefüllt.

Die **Jetkammer** ist eine zylindrische Driftkammer, die zur Messung der Spuren geladener Teilchen dient. Sie ist 4 m lang bei einem inneren Durchmesser von 0.5 m und einem äußeren Durchmesser von 3.7 m. Die Kammer ist in 24 identische Sektoren unterteilt, von denen jeder 159 Signaldrähte enthält, die mit einem radialen Abstand von 1 cm in Strahlrichtung gespannt sind. Durch Kathodendrähte werden die einzelnen Sektoren voneinander getrennt.

---

<sup>1</sup>Das rechtshändige Koordinatensystem zur Beschreibung des Detektors und der gemessenen Teilchen wird so gewählt, daß die  $z$ -Achse in Richtung des  $e^-$ -Strahls liegt und die  $x$ -Achse zum Mittelpunkt des Speicherrings zeigt. Der Polarwinkel  $\theta$  wird relativ zur  $z$ -Achse definiert, während der Azimutwinkel  $\phi$  relativ zur  $x$ -Achse gemessen wird.

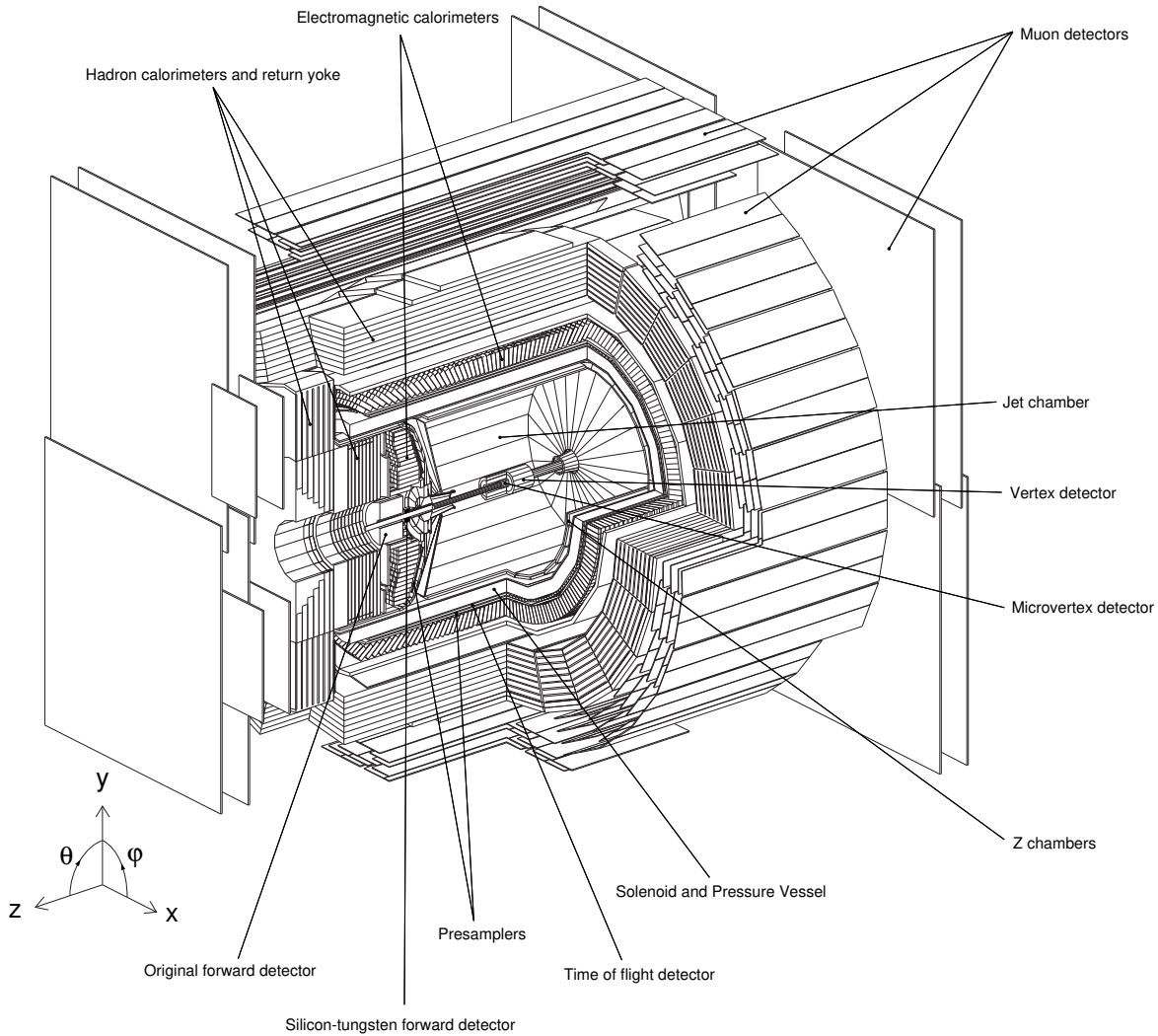


Abbildung 3.1: *Der OPAL-Detektor*

In einem Polarwinkelbereich von  $43^\circ < \theta < 137^\circ$  können für eine Spur bis zu 159 Punkte gemessen werden, wobei für jeden Punkt die Koordinaten im Raum bestimmt werden. Die Messung in der  $r\phi$ -Ebene erfolgt über die Kenntnis der Drahtposition sowie über die Driftzeit der Elektronen, die durch Ionisation des Gases entlang der Spur entstehen. Hierfür beträgt die durchschnittliche Auflösung  $135 \mu\text{m}$ . Die  $z$ -Koordinate wird aus der Ladungsteilung an den Drähten berechnet, und deren Auflösung beträgt pro Draht im Durchschnitt  $6 \text{ cm}$ . Diese Methode erfordert die Messung der integrierten Ladungen an beiden Enden des Signaldrahtes. Aus dem Verhältnis dieser Ladungen läßt sich die  $z$ -Richtung bestimmen, und mit Hilfe der Summe kann der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  des Teilchens berechnet werden, der zur Teilchenidentifikation verwendet wird. Die Signaldrähte befinden sich zwischen Potentialdrähten und sind abwechselnd um  $100 \mu\text{m}$  gegenüber der Mittelebene versetzt. Dadurch läßt sich entscheiden, auf welcher Seite das Teilchen die Drahtebene passiert hat. Aus der Krümmung der Spur kann der transversale Impuls eines geladenen Teilchens relativ zur Strahlrichtung bestimmt werden, und mit dem gemessenen Polarwinkel  $\theta$  erhält man den Impuls in Strahlrichtung. Verläßt ein geladenes Teilchen im Endkappenbereich, d.h. unter einem Polarwinkel  $\theta < 44^\circ$  bzw.  $\theta > 136^\circ$ , den Detektor, dann kann zusätzlich ein Endpunkt für die Spur bestimmt werden. Dabei wird diesem die  $z$ -Koordinate zugeordnet, die der Endpunkt des letzten Signaldrahtes hat, an dem noch ein Ladungsimpuls gemessen wurde. Auf diese Weise wird die Punktauflösung in  $z$ -Richtung verbessert. Der Fehler auf die  $z$ -Koordinate beträgt dabei etwa  $6 \text{ mm}$ .

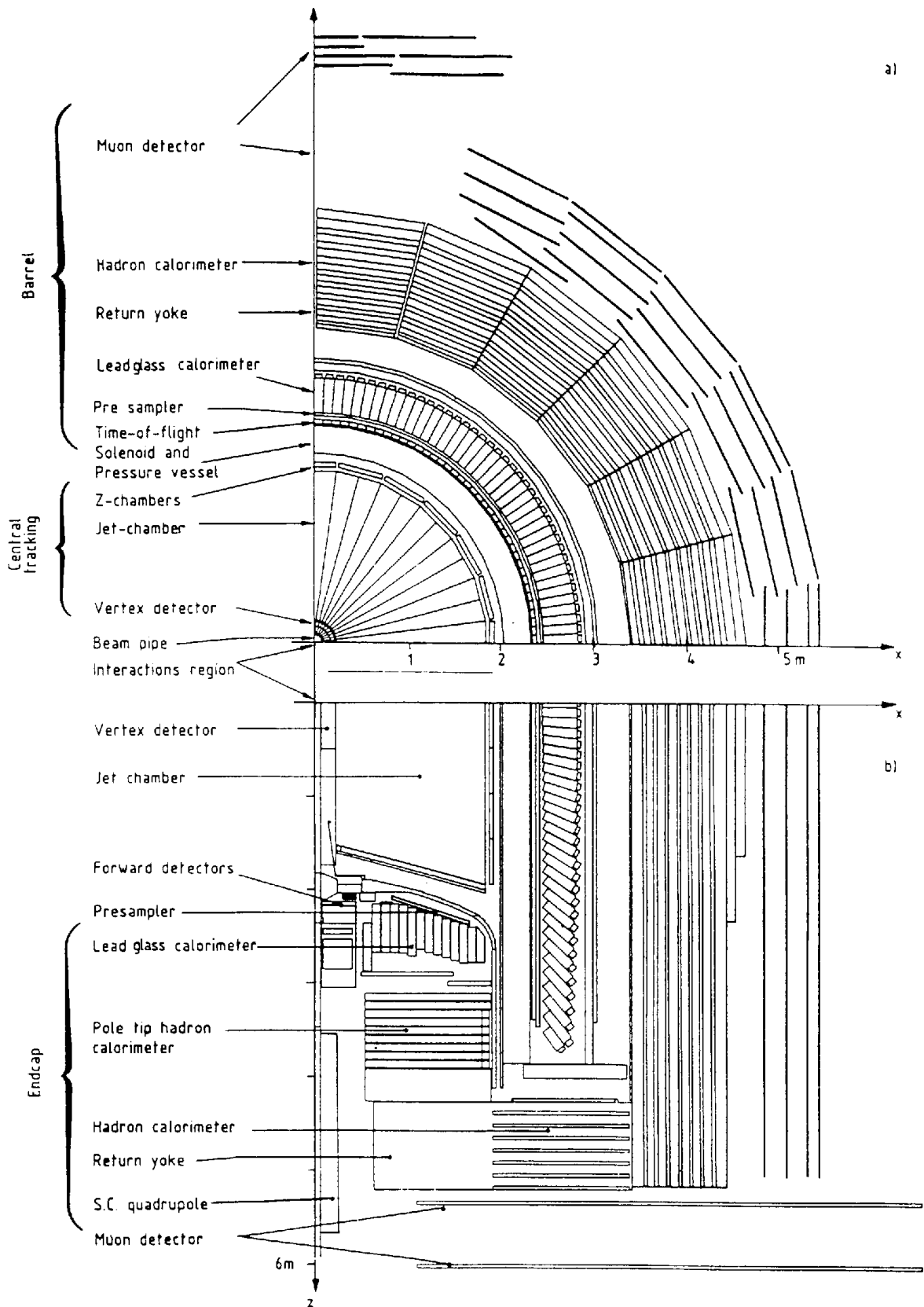


Abbildung 3.2: Schnitt durch den OPAL-Detektor: (a) Querschnitt senkrecht zur Strahlachse, (b) Längsschnitt parallel zur Strahlachse

Zur genauen Messung der  $z$ -Koordinate geladener Teilchen ist die Jetkammer von sogenannten  **$z$ -Kammern** umgeben. Sie überdecken einen Polarwinkel von  $44^\circ$  bis  $136^\circ$  und 94% des Azimutwinkels und bestimmen die  $z$ -Koordinate am Ende der Teilchenspur mit einer

Genauigkeit von  $300\ \mu\text{m}$ . Die  $z$ -Kammern sind aus 24 Driftkammern aufgebaut, die 4 m lang, 50 cm breit und 59 mm dick sind. Jede dieser Kammern ist ihrerseits in  $z$ -Richtung in 8 Zellen von  $50 \times 50\ \text{cm}$  Größe unterteilt, die je 6 Anodendrähte enthalten, welche senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet sind.

Außerhalb des zentralen Spurdetektors und der Solenoidspule befindet sich das **elektromagnetische Kalorimeter**. Es besteht aus drei sich überlappenden Bestandteilen, mit denen die Energien und Positionen von Elektronen, Positronen und Photonen im Bereich von einigen MeV bis 100 GeV gemessen werden können. Der zylinderförmige Teil des Kalorimeters umgibt die Spule und ist aus 9440 Bleiglasblöcken aufgebaut. Zusammen mit den beiden Endkappen, die aus 1132 Bleiglasblöcken bestehen, deckt das Kalorimeter 98% des Raumwinkels ab. Die einzelnen Bleiglasblöcke haben einen Querschnitt von  $10 \times 10\ \text{cm}^2$  und eine Tiefe von 37 cm, was 24.6 Strahlungslängen entspricht. Beim Auftreffen von Elektronen, Positronen oder Photonen hoher Energie auf das Bleiglas kommt es durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung zur Ausbildung einer Elektron-Photon-Kaskade, eines sogenannten elektromagnetischen Schauers. Dabei wird fast die gesamte Energie der Teilchen im Kalorimeter deponiert. Diese Energie kann durch Messung des erzeugten Cherenkovlichts mit Hilfe von Photomultipliern am Ende der Bleiglasblöcke ausgelesen werden. Das Bleiglas sorgt dabei für eine gute Energieauflösung. Die räumliche Auflösung für elektromagnetische Schauer liegt bei 5 mm. Vor den Bleiglasblöcken befinden sich Presampler, die den Ort und die Energiedeposition von Schauern, die vor dem Bleiglas entstehen, messen. Dadurch wird die Auflösung weiter verbessert.

Das elektromagnetische Kalorimeter wird von dem ebenfalls zylindersymmetrischen **Hadronkalorimeter** umschlossen, welches zur Messung der Energie stark wechselwirkender Teilchen dient. Das Hadronkalorimeter setzt sich aus dem zylinderförmigen Kalorimeter für den Bereich  $|\cos\theta| < 0.81$ , den Endkappen für  $0.81 < |\cos\theta| < 0.91$  und den sogenannten Polschuhen für  $0.91 < |\cos\theta| < 0.99$  zusammen. Das zylinderförmige Kalorimeter ist 1 m dick und hat einen Durchmesser von 3.39 m innen und 4.39 m außen. Es besteht aus neun aktiven Schichten mit Streamerkammern sowie acht passiven Schichten aus Eisenplatten, welche abwechselnd aufeinander folgen. Die Endkappen besitzen ringförmige Strukturen aus abwechselnd acht Schichten Streamerkammern und sieben Schichten Eisen. Die Eisenplatten haben eine Dicke von 10 cm und dienen als Wechselwirkungsmaterial für die nachzuweisenden Teilchen. Insgesamt besteht das Hadronkalorimeter aus mindestens vier hadronischen Wechselwirkungslängen Material. Da die Wahrscheinlichkeit für hadronische Wechselwirkungen innerhalb der 2.2 Wechselwirkungslängen Material vor dem Hadronkalorimeter groß ist, muß die hadronische Gesamtenergie aus der Kombination der Signale des elektromagnetischen und des hadronischen Kalorimeters bestimmt werden.

In den Streamerkammern befindet sich ein Gemisch aus 75% Isobutan und 25% Argon. Geladene Teilchen lösen beim Durchqueren der Kammern eine Gasentladung aus, die auf der äußeren Seite über Pads von 50 cm Länge und Breite und auf der inneren Seite von 4 mm breiten Aluminiumstreifen, auf denen Signale durch die Streamerentladung induziert werden, ausgelesen werden. Das Signal der 57000 Auslestreifen wird zur Vermessung von Schauerprofilen und zum Nachweis von Myonspuren verwendet. Die jeweils acht bzw. neun sich hintereinander befindenden Pads werden zu Türmen zusammengefaßt, die den Azimutwinkel in 48 Bereiche und den Polarwinkel in 21 Bereiche einteilen, wobei die Signale der einzelnen Pads aufsummiert werden.

Der verbleibende Polarwinkelbereich wird durch die Polschuh-Kalorimeter abgedeckt. Die aktiven Schichten bestehen aus 7 mm dicken Vieldrahtproportionalkammern, die mit einem Gemisch aus 55%  $\text{CO}_2$  und 45% n-Pentan gefüllt sind.

Die **Myonkammern** umschließen den gesamten Detektor und sind in einen zylinderförmigen Teil und zwei Endkappen unterteilt. Der zylinderförmige Myondetektor besteht aus 110

Driftkammern, die 1.2 m breit und 90 mm dick sind. Die Länge variiert aufgrund der Geometrie zwischen 6.0 m und 10.4 m. Die Auflösung in  $r\phi$ -Richtung ist besser als 1.5 mm, während die Auflösung in  $z$ -Richtung etwa 2 mm beträgt. Die Endkappen sind aus vier Lagen Streamerkammern aufgebaut, die senkrecht zur Strahlachse verlaufen. Mit den Myonkammern werden 93% des Raumwinkels abgedeckt. In diesem Bereich überschreitet die Materialansammlung, die ein Teilchen bis zur Myonkammer zu durchqueren hat, einen Wert von 1.3 m Eisenäquivalent, was über 7 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion die Myonkammer erreicht und damit als Myon fehlidentifiziert wird, stark unterdrückt. Es gibt verschiedene Prozesse, bei denen ein Hadron ein Myon vortäuschen kann. Erstens muß ein Hadron nicht mit der Materie des Detektors stark wechselwirken und kann damit die Myonkammer erreichen, zweitens können bei einer starken Wechselwirkung sekundäre Teilchen wie z.B. Pionen entstehen, die Myonen vortäuschen, und drittens können Pionen und Kaonen während des Fluges in Myonen zerfallen. Der zweite Prozeß ist bei hohen Impulsen wichtig, während bei niedrigen Impulsen der dritte Prozeß an Bedeutung gewinnt. Die Myonen werden identifiziert, indem man eine geladene Spur aus dem zentralen Spurdetektor durch das gesamte Absorbermaterial extrapoliert und nach einer Spur im Myondetektor sucht, die mit der extrapolierten Spur in Position und Winkel übereinstimmt. Dabei muß der Energieverlust und die Vielfachstreuung eingeschlossen sein. Die Orts- und Winkelauflösungen für die Spurmessung werden durch die Vielfachstreuung der höchstenergetischen Myonen bestimmt und liegen bei 2 mm bzw. 3 mrad.

Die Jetkammer umschließt die **Vertexkammer** und den **Silizium Mikrovertex Detektor**, der im Juni 1991 nachträglich eingebaut wurde. Diese Komponenten des Detektors werden hauptsächlich zur Rekonstruktion von sekundären Vertices verwendet und sind für diese Arbeit weniger wichtig. Mit dem Silizium Mikrovertex Detektor läßt sich auch der primäre Vertex besonders gut rekonstruieren, da der Impaktparameter, der als kürzester Abstand in der  $r\phi$ -Projektion einer in das Strahlrohr extrapolierten Spur zum Hauptvertex definiert ist, mit einer Genauigkeit von 18  $\mu\text{m}$  bestimmt wird.

### 3.3 Die Ereignisselektion

Für die vorliegende Arbeit waren nur Ereignisse mit hadronischen Endzuständen von Interesse. Daher wurden als Vorauswahl die bei OPAL üblichen Standardselektionsschnitte für hadronische Ereignisse [28] verwendet.

An die geladenen Spuren wurden folgende Anforderungen gestellt:

- Für die Spur müssen mindestens 40 Drähte im Bereich  $|\cos\theta|$  der Jetkammer angesprochen haben, in dem diese Anzahl weniger als 50% der erwarteten Anzahl an angesprochenen Drähten ist. Bei kleinerem  $|\cos\theta|$  müssen 50% der erwarteten Anzahl an Drähten angesprochen haben, jedoch mindestens 20.
- Der Abstand  $|d_0|$  der extrapolierten Spur zum Wechselwirkungspunkt in der  $r\phi$ -Projektion muß kleiner als 2 cm sein.
- Der Abstand  $|z_0|$  der extrapolierten Spur zum Wechselwirkungspunkt in der  $z$ -Richtung muß kleiner als 25 cm sein.
- Der Transversalimpuls  $p_T$  relativ zur Strahlachse muß größer als 150 MeV/ $c$  sein.
- Der Impuls muß kleiner als 90 GeV/ $c$  sein.
- Im Winkelbereich  $7.0^\circ < \phi_{local} < 10.5^\circ$  darf der relative Fehler auf den gemessenen Impuls,  $dp/p$ , höchstens 0.5 betragen. Dabei ist  $\phi_{local}$  der Winkel zwischen dem Anfang

eines Sektors in der Jetkammer und der Impulskomponente transversal zur Strahlachse, also der Komponente senkrecht zu den Anodendrähten. Da sich die Anodendrähte in der Mitte des Sektors, also bei  $\phi_{local} = 7.5^\circ$ , befinden, ist dieser Winkelbereich asymmetrisch und damit auch ladungsabhängig, da die Impulsauflösung von der Krümmung der Spur abhängt. Der Grund für diese Anforderung liegt einerseits in der Driftzeit, die bei Spuren im Anfangs- und Endbereich eines Sektors groß ist und damit zu einem großen Wert von  $dp/p$  führt, andererseits im Fehler bei der Rekonstruktion von Spuren, die die Anodenebene kreuzen. Damit wird auch die Ladungsabhängigkeit erklärt. Je nach Ladung der Spur muß eine Spiegelung des Winkelbereichs an der Anodenebene durchgeführt werden.

Neutrale Teilchen werden in den entsprechenden Detektoren in Form von Clustern nachgewiesen. Ein Cluster ist die Ansammlung von benachbarten Blöcken, in denen Energie deponiert wird.

An die Cluster aus dem elektromagnetischen Kalorimeter wurden folgende Anforderungen gestellt:

- Ein Cluster muß sowohl im zylindrischen Kalorimeter als auch in den Endkappen aus mindestens einem Bleiglasblock bestehen.
- Die deponierte Energie muß im zylindrischen Kalorimeter mindestens 100 MeV und in den Endkappen mindestens 250 MeV betragen.
- Ein Cluster wird nur akzeptiert, wenn es sich nicht um einen sogenannten "hot Cluster" handelt, d.h. wenn die Photomultiplier eines Clusters nicht ständig Signale liefern.

An die Türme aus dem Hadronkalorimeter wurde folgende Anforderung gestellt:

- Die Energie der Pads, die zu einem Turm zusammengefaßt werden, muß größer als 600 MeV sein.



## Kapitel 4

# Methoden zur Trennung von Signal und Untergrund

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist es wichtig, eine möglichst reine Menge von Signalereignissen mit hoher Effizienz zu selektieren. Eine Möglichkeit wäre, gewisse Anforderungen an verschiedene physikalische Größen zu stellen. Dazu müßte das Signal in diesen Variablen allerdings hinreichend vom Untergrund getrennt sein. Bei den Signalereignissen, die aus hadronisch zerfallenden W-Paaren bestehen, werden mit dem Detektor vier Jets registriert, die allerdings nicht von den hadronischen und einigen semileptonischen  $Z^0 Z^0$ -Zerfällen zu unterscheiden sind. Ein großes Problem sind auch die  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse, bei denen es durch Gluonabstrahlung zu einer 4-Jet-Signatur kommen kann. Diese Ereignisse haben im Vergleich zur W-Paarproduktion einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt und dominieren den Untergrund. Mit Schnitten in gewissen physikalischen Größen läßt sich der Untergrund reduzieren. Dieses Verfahren wird bei der Vorselektion, die in Kap. 5.1 beschrieben wird, verwendet. Danach ist der gesamte Untergrund allerdings noch immer zu groß, um eine genaue Bestimmung des Wirkungsquerschnitts durchzuführen. Bei härteren Anforderungen an die Schnitte würde der Untergrund zwar weiter reduziert, aber die Effizienz nähme dann ebenfalls deutlich ab. Deshalb wurden in dieser Arbeit zwei Methoden verwendet, die mit mathematischen Verfahren zwischen Signal und Untergrund unterscheiden. In diesem Kapitel soll die Theorie dieser beiden Methoden, des neuronalen Netzwerks und alternativ dazu der bei OPAL verwendeten Likelihood-Methode, vorgestellt werden.

### 4.1 Das neuronale Netzwerk

Künstliche neuronale Netzwerke können am besten charakterisiert werden als “rechenbetonte Modelle” mit bestimmten Eigenschaften wie der Fähigkeit, sich anzupassen oder zu lernen, zu verallgemeinern, oder Daten zu verwalten bzw. einzuteilen. Da es verschiedene Arten von neuronalen Netzwerken gibt, soll an dieser Stelle nur auf das Netzwerk eingegangen werden, das für diese Arbeit verwendet wurde. Eine ausführlichere Beschreibung findet man in [29, 30].

Ein neuronales Netzwerk ist ein Programm, das auf mathematischen Algorithmen beruht und zunächst erst optimiert werden muß, bevor es für eine bestimmte Anwendung eingesetzt werden kann. Die Optimierung erfolgt durch Monte Carlo-Ereignisse, bei denen man vorhersagen kann, ob ein Ereignis zum Signal oder zum Untergrund gehört. Einige tausend Signal- und Untergrundereignisse müssen hinreichend gut verteilt nacheinander vom Netzwerk durchlaufen werden. Dazu verwendet man bestimmte Variablen eines Ereignisses zusammen mit dem Wert 1 für ein Signal- und 0 für ein Untergrundereignis als Eingabe in das Netzwerk. Gewisse interne Größen werden nach jedem Ereignis so optimiert, daß die Ausgabe des Netzwerks dem Wert 1 bzw. 0, den man eingibt, am nächsten kommt. Die ganze Ereignismenge

wird bei diesem sogenannten Training mehrfach durchlaufen. Mit einer zweiten Menge von Monte Carlo-Ereignissen läßt sich untersuchen, wann die Optimierung konvergiert und der Trainingsvorgang beendet werden kann. Die optimierten internen Größen werden von da an nicht mehr verändert und das Netzwerk läßt sich für Selektionen verwenden, wobei ein höherer Wert in der Netzwerkausgabe gleichbedeutend mit einer höheren Signalwahrscheinlichkeit ist.

Ein neuronales Netzwerk besteht aus einer Anzahl von Verarbeitungseinheiten, sogenannten Knoten im Netzwerk (Neuronen), die durch Aussendung von Signalen über gewichtete Verbindungen miteinander kommunizieren. Diese Neuronen werden zu verschiedenen Lagen zusammengefaßt. Die erste Lage ist die Eingabelage, und deren Neuronen sind gerade die Eingabevariablen  $x_k$ . Darauf folgt eine versteckte Lage (im allgemeinen Fall kann es auch mehrere versteckte Lagen geben), die aus den Neuronen  $h_j$  besteht und deshalb so heißt, weil der Benutzer keinen Einfluß auf deren Ein- und Ausgabe hat. Die letzte Lage ist die Ausgabelage, die im vorliegenden Fall nur ein Neuron, die Ausgabevariable  $y$ , besitzt. Diese Variable kann Werte zwischen Null und Eins annehmen, wobei ein höherer Wert gleichbedeutend mit einer größeren Signalwahrscheinlichkeit ist. In Abb. 4.1 ist der Aufbau eines neuronalen Netzwerks mit einer versteckten Lage schematisch dargestellt.

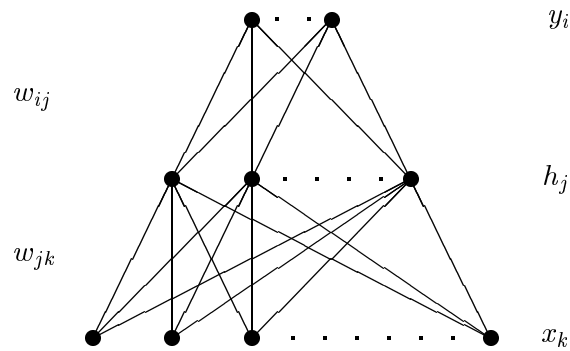


Abbildung 4.1: Aufbau eines neuronalen Netzwerks mit einer versteckten Lage

Die gewichtete Verbindung zwischen einem Neuron  $v_j$  und einem Neuron  $v_k$  wird mit  $w_{jk}$  bezeichnet. Dabei sind nur Verbindungen zwischen Neuronen aus verschiedenen Lagen erlaubt und die Signale werden nur in Vorwärtsrichtung, also von der Eingabelage über die versteckte Lage zur Ausgabelage weitergeleitet (feed-forward network). Es dürfen auch keine Lagen übersprungen werden. Ein bestimmtes Neuron  $v_i$  erhält von allen Neuronen  $v_j$  der vorhergehenden Lage Signale, die auf folgende Weise aufsummiert werden:

$$a_i = \sum_j w_{ij} v_j + \theta_i \quad (4.1)$$

Die Variable  $\theta_i$  ist die Schwelle des Neurons. Die Ausgabe  $v_i$  des Neurons wird aus der aufsummierten Eingabe  $a_i$  über eine nichtlineare Aktivierungsfunktion  $g(a_i)$  bestimmt, bei der es sich üblicherweise um eine Sigmoidfunktion handelt. Diese Funktion hat einen ähnlichen Verlauf wie die Heavyside-Funktion, nur ist sie überall (und damit auch im Bereich der Schwelle) analytisch. Es gilt also:

$$v_i = g(a_i) = \frac{1}{1 + \exp(-2a_i)} \quad (4.2)$$

Die Gewichte  $w_{ij}$  können sowohl positiv als auch negativ sein, während  $v_i$  immer zwischen Null und Eins liegt. Das Neuron des Netzwerkes ahmt damit die Eigenschaften eines realen biologischen Neurons bezüglich der linearen Additivität der Eingaben und der stark nicht-linearen resultierenden Ausgabe nach. Wenn das aufsummierte Eingangssignal größer als ein gewisser Schwellenwert  $\theta_i$  ist, dann spricht das Neuron an. Die hier beschriebene Funktionsweise eines Neurons ist in Abb. 4.2 skizziert.

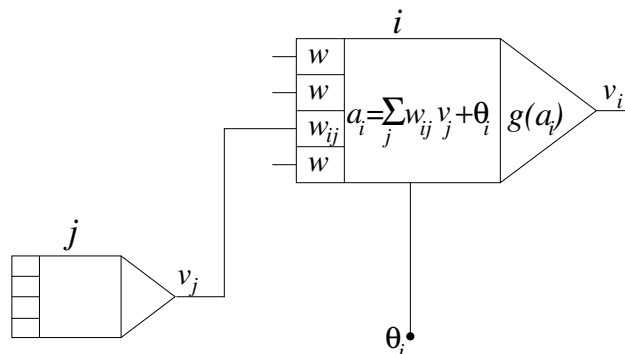


Abbildung 4.2: Funktionsweise eines Neurons

Für das oben beschriebene dreilagige Netzwerk läßt sich die Ausgabevariable  $y_i$  nach folgender Gleichung berechnen:

$$y_i = \sum_j w_{ij} g \left( \sum_k w_{jk} x_k + \theta_j \right) + \theta_i \quad ; \quad 0 \leq y_i \leq 1 \quad (4.3)$$

Für den in dieser Arbeit vorliegenden Spezialfall einer einzigen Ausgabevariablen gilt:  $y = y_1$ . Bevor man ein neuronales Netzwerk zur Trennung von Signal und Untergrund benutzen kann, muß es zuerst trainiert werden. Dazu verwendet man Monte Carlo-Ereignisse, bei denen die Ereignisklasse vorhersagbar ist. Jedem Ereignis wird der angestrebte Zielwert  $t_i$ , den die Ausgabe  $y_i$  des neuronalen Netzwerks liefern soll, zugeordnet. Ein Signalereignis erhält den Wert  $t_i = 1$ , während ein Untergrundereignis  $t_i = 0$  zugewiesen bekommt. Daraufhin wird die Ausgabe  $y_i$  des Netzwerks für jedes Ereignis mit der Variable  $t_i$  verglichen. Die Gewichte werden bestimmt, indem die Summe der quadratischen Fehler minimiert wird. Es muß also gelten:

$$E = \frac{1}{2} \sum_p \sum_i \left( y_i^{(p)} - t_i^{(p)} \right)^2 = \text{minimal} \quad (4.4)$$

Die Variable  $p$  steht für ein Ereignis aus der Ereignismenge, mit der das Netzwerk trainiert wird. Die Minimierung wird mit der Methode des Gradientenabstiegs durchgeführt, bei der die Gewichte  $w_{ij}$ , die am Anfang zufällig gewählt werden, mit jedem Ereignis um  $\partial E / \partial w_{ij}$  aktualisiert werden. Bei einem dreilagigen Netzwerk muß man allerdings zwischen  $\partial E / \partial w_{ij}$  und  $\partial E / \partial w_{jk}$  unterscheiden. Die Ableitung von  $E$  nach den Gewichten  $w_{ij}$ , die die versteckte Lage mit der Ausgabelage verbinden, ist gegeben durch:

$$\frac{\partial E}{\partial w_{ij}} = \frac{\partial E}{\partial y_i} \frac{\partial y_i}{\partial a_i} = (y_i - t_i) h_j \quad (4.5)$$

Das Resultat auf der rechten Seite ergibt sich aus Gl. 4.4 und der Bedingung, daß das Neuron  $y_i$  eine lineare Ausgabe liefern soll. In diesem Fall ist  $y_i = a_i$  und nicht  $y_i = g(a_i)$  wie in Gl. 4.2.

Die Ableitung von  $E$  nach den Gewichten  $w_{jk}$ , die die Eingabelage mit der versteckten Lage verbinden, ergibt sich mit Hilfe der Kettenregel:

$$\frac{\partial E}{\partial w_{jk}} = \sum_i \frac{\partial E}{\partial y_i} \frac{\partial y_i}{\partial a_i} \frac{\partial a_i}{\partial h_j} \frac{\partial h_j}{\partial a_j} \frac{\partial a_j}{\partial w_{jk}} = \sum_i (y_i - t_i) w_{ij} g'(a_j) x_k \quad (4.6)$$

unter Verwendung von:

$$\begin{aligned} a_i &= \sum_{j=0} w_{ij} h_j & ; & \quad y_i = a_i \\ a_j &= \sum_{k=0} w_{jk} x_k & ; & \quad h_j = g(a_j) \end{aligned}$$

Dabei ist  $w_{i0} = \theta_i$ ,  $w_{j0} = \theta_j$  und  $h_0 = x_0 = 1$ . Auf diese Weise wird deutlich, daß nicht nur die Gewichte, sondern auch die Schwellenwerte mit jedem Ereignis optimiert werden. Die Gewichte (bzw. Schwellenwerte) werden dabei nach folgender Gleichung bestimmt:

$$w_{ij}(t+1) = w_{ij}(t) + \Delta w_{ij}(t) = w_{ij}(t) - \eta \frac{\partial E}{\partial w_{ij}}(t) \quad ; \quad \eta < 1 \quad (4.7)$$

mit der Lernrate  $\eta$  und der Zeitvariablen  $t$ , die bei jeder Aktualisierung des Gewichts erhöht wird. Um den Lernvorgang zu stabilisieren, d.h. um Oszillationen um das optimale Gewicht zu vermeiden, wird zu Gl. 4.7 ein Impulsterm addiert:

$$\Delta w_{ij}(t+1) = -\eta \frac{\partial E}{\partial w_{ij}}(t+1) + \alpha \Delta w_{ij}(t) \quad ; \quad \alpha < 1 \quad (4.8)$$

mit dem Impulsparameter  $\alpha$ . Die Lernrate  $\eta$  und der Impulsparameter  $\alpha$  werden zu Beginn der Optimierung vorgegeben. In der vorliegenden Arbeit wurden die Standardwerte  $\eta = 0.001$  und  $\alpha = 0.5$  verwendet [31]. Die Gl. 4.7 und 4.8 gelten auch für  $w_{jk}$ , wenn man die Variablen  $ij$  durch  $jk$  ersetzt. Der Lernvorgang wird solange durchgeführt, bis die Gewichte konvergiert haben, d.h. bis  $w_{ij}(t+1) \approx w_{ij}(t)$  ist. Den Zusammenhang zwischen  $\Delta w_{ij}$  und  $(y_i - t_i)$  nennt man Delta-Regel oder Widrow-Hoff-Regel. Die Methode zur Anpassung der Gewichte wird Back-propagation-Lernalgorithmus genannt, da die Fehler der Neuronen in der versteckten Lage durch rückwärtige Verbreitung der Fehler der Neuronen in der Ausgabelage ermittelt werden.

Um eine optimale Trennung von Signal und Untergrund zu erzielen, sollten die Monte Carlo-Ereignisse vor dem Lernvorgang einer Vorselektion unterzogen werden. Auf diese Weise wird der Untergrund, der nicht mit dem Signal überlappt, weggeschnitten und seltene Ereignisse, die einen extremen Wert in einer physikalischen Größe annehmen, ausselektiert. Damit läßt sich auch die Anzahl der Neuronen und Gewichte im Netzwerk reduzieren, wodurch eine schnellere und einfachere Optimierung der Gewichte erreicht wird.

## 4.2 Die Likelihood-Methode

Die Likelihood-Selektionsmethode ist eine Alternative zum neuronalen Netzwerk, die sich auch ebenso vielseitig einsetzen läßt. Um ein Ereignis als Signal bzw. Untergrund zu klassifizieren, wird ebenso wie beim neuronalen Netzwerk ein Satz physikalisch messbarer Eingabegrößen  $\vec{x}$  benötigt. Die Ausgabegröße  $\mathcal{L}$ , auch Likelihood genannt, berechnet sich aus

$$\mathcal{L} = \frac{P_{\text{signal}}(\vec{x})}{P_{\text{signal}}(\vec{x}) + P_{\text{back}}(\vec{x})} \quad (4.9)$$

wobei die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen  $P_{\text{signal}}(\vec{x})$  und  $P_{\text{back}}(\vec{x})$  proportional zur Wahrscheinlichkeit sind, daß ein Signal- bzw. Untergrundereignis mit den Größen  $\vec{x}$  auftreten kann. Signalereignisse liegen in der Nähe von  $\mathcal{L}=1$ , während Untergrundereignisse am häufigsten bei  $\mathcal{L}=0$  auftreten.

Bei der Standardmethode der Likelihood-Selektion werden die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen auf folgende Weise berechnet:

$$P_{\text{signal}}(\vec{x}) = \prod_i p_{\text{signal},i}(x_i) \quad \text{bzw.} \quad P_{\text{back}}(\vec{x}) = \prod_i p_{\text{back},i}(x_i) \quad (4.10)$$

Dabei sind  $p_{\text{signal},i}(x_i)$  und  $p_{\text{back},i}(x_i)$  die eindimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen. Gl. 4.10 gilt allerdings nur exakt, wenn die einzelnen Eingabegrößen völlig unkorreliert sind [32], während sie bei schwachen Korrelationen noch als Näherung verwendet werden kann. Die Ungenauigkeit der Näherung kann dazu führen, daß eine Likelihoodverteilung auch einen Anstieg im Bereich der falschen Ereignisklasse besitzt. Deshalb wurde eine verbesserte Likelihood-Selektionsmethode entwickelt, die Korrelationen zwischen den Eingabegrößen berücksichtigt und dadurch zu einer besseren Trennung zwischen Signal und Untergrund führt [33, 34]. Die Grundlage der neuen Methode ist eine  $n$ -dimensionale Gauß-Verteilung mit Mittelwert im Ursprung, die durch eine  $n \times n$ -Kovarianzmatrix  $V$  beschrieben wird:

$$G(\vec{y}) = (2\pi)^{-n/2} |V|^{-1/2} e^{-\frac{1}{2}\vec{y}^T V^{-1} \vec{y}} \quad (4.11)$$

$|V|$  ist die Determinante von  $V$ . Da die Eingabegrößen  $\vec{x}$  im allgemeinen nicht Gauß-verteilt sind, müssen zunächst Parametertransformationen  $y_i(x_i)$  durchgeführt werden, so daß die einzelnen Verteilungen von  $y_i$  alle einer Gauß-Verteilung folgen und damit die  $n$ -dimensionale Verteilung von  $\vec{y}$  mit Gl. 4.11 angenähert werden kann. Eine mögliche monotone Funktion  $y(x)$ , die eine Variable  $x$  mit der Verteilungsfunktion  $p(x)$  in eine Variable  $y$  transformiert, die einer Gauß-Verteilung mit Mittelwert 0 und Varianz 1 folgt, ist gegeben durch:

$$y(x) = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(2F(x) - 1) \quad (4.12)$$

mit

$$F(x) = \frac{\int_{x_{\min}}^x p(x') dx'}{\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} p(x') dx'}$$

und der inversen Fehlerfunktion  $\operatorname{erf}^{-1}(x)$ .

Die resultierende  $n$ -dimensionale Verteilung von  $\vec{y}$  ist nicht notwendigerweise eine  $n$ -dimensionale Gauß-Verteilung. Es ist nur sichergestellt, daß die Projektionen dieser Verteilung auf jede Achse Gauß-verteilt sind. Im folgenden wird angenommen, daß die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von  $\vec{y}$  durch Gl. 4.11 gegeben ist. Obwohl es sich auch hier nur um eine Näherung handelt, ist dieses Verfahren besser als die Standardmethode, bei der Korrelationen vernachlässigt werden. Die Näherung ist am besten, wenn die Korrelationen zwischen den Variablen so einfach wie möglich sind.

Die verbesserte Likelihoodvariable  $\mathcal{L}'$  verwendet die verbesserten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen  $P'$  mit:

$$P'_{\text{signal}}(\vec{x}) d^n \vec{x} = G(\vec{y}) d^n \vec{y} \quad (4.13)$$

Da die Verteilungen von  $\vec{x}$  für Signal- und Untergrundereignisse verschieden sind, muß analog zum oben beschriebenen Verfahren ein zweiter Satz von Transformationen  $z_i(x_i)$  durchgeführt werden, um  $P'_{\text{back}}$  zu berechnen. Eine Umformung von Gl. 4.13 führt zur Jacobi-Determinante:

$$\frac{d^n \vec{y}}{d^n \vec{x}} = \prod_{i=1}^n \frac{\partial y_i}{\partial x_i} = \prod_{i=1}^n \frac{p_{\text{signal},i}(x_i)}{g(y_i)} \quad (4.14)$$

$g(y_i)$  ist die eindimensionale Gauß-Verteilung mit Mittelwert 0 und Varianz 1.

Die verbesserten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen können damit als Korrektur der Signal- und Untergrundverteilungen der Standardselektion geschrieben werden:

$$P'_{\text{signal}}(\vec{x}) = c(\vec{x}) P_{\text{signal}}(\vec{x}) \quad (4.15)$$

mit

$$c(\vec{x}) = \frac{G(\vec{y})}{\prod_{i=1}^n g(y_i)}$$

Ausgeschrieben erhält man für die verbesserten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen:

$$P'_{\text{signal}}(\vec{x}) = \frac{e^{\frac{1}{2}\vec{y}^T(V_{\text{signal}}^{-1}-I)\vec{y}}}{|V_{\text{signal}}|^{1/2}} \prod_{i=1}^n p_{\text{signal},i}(x_i)$$

$$P'_{\text{back}}(\vec{x}) = \frac{e^{\frac{1}{2}\vec{z}^T(V_{\text{back}}^{-1}-I)\vec{z}}}{|V_{\text{back}}|^{1/2}} \prod_{i=1}^n p_{\text{back},i}(x_i)$$

mit der Einheitsmatrix  $I$ .

Abschließend läßt sich die verbesserte Likelihood wie in Gl. 4.9 schreiben als:

$$\mathcal{L}' = \frac{P'_{\text{signal}}(\vec{x})}{P'_{\text{signal}}(\vec{x}) + P'_{\text{back}}(\vec{x})} \quad (4.16)$$

### 4.3 Vergleich der Methoden

In dieser Arbeit werden beide Methoden zur Selektion von hadronischen W-Paaren verwendet und miteinander verglichen. Allgemein ist zu erwarten, daß die erweiterte Likelihood-Methode höchstens genauso gute Resultate bei der Trennung von Signal und Untergrund erzielt wie ein neuronales Netzwerk mit den gleichen Variablen als Eingabe. Das liegt daran, daß das Netzwerk Korrelationen zwischen den Eingabevariablen berücksichtigt, während es bei der verbesserten Likelihood darauf ankommt, daß die  $n$ -dimensionale Verteilung der transformierten Variablen  $\vec{y}$  durch eine  $n$ -dimensionale Gauß-Verteilung beschrieben wird und nicht nur die Projektion der Verteilung auf jede Achse Gauß-verteilt ist. Mit einer wachsenden Anzahl  $n$  an Variablen wird es immer schwieriger, diese Annäherung an eine  $n$ -dimensionale Gaußverteilung zu erreichen, da stärkere Korrelationen zwischen den einzelnen Variablen immer wahrscheinlicher werden. In diesem Fall ist ein neuronales Netzwerk vorzuziehen. Sind keine oder nur sehr geringe Korrelationen vorhanden, sollten beide Methoden zu etwa den gleichen Resultaten führen.

## Kapitel 5

# Selektion hadronisch zerfallender $W^+W^-$ -Paare

Das Standardmodell sagt vorher, daß  $W^+W^-$ -Paare mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 46% hadronisch zerfallen ( $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ ). Um genaue Bestimmungen z.B. der  $W$ -Masse, der Tripel-Eichbosonen-Kopplung oder eben des Wirkungsquerschnitts durchführen zu können, ist es wichtig, diese Ereignisse mit hoher Effizienz und Reinheit zu selektieren. Wie bereits in Kap. 2 erwähnt, gibt es mehrere Untergrundprozesse, deren Reduktion in diesem Kapitel beschrieben wird. Dabei handelt es sich (in absteigender Reihenfolge der Wirkungsquerschnitte) um:

- $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$
- $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\bar{l}_1$
- $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \bar{l}_1l\bar{l}_1$
- $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow 4f$

Es treten noch andere Untergrundprozesse mit vier Fermionen im Endzustand auf, die aber einen kleineren Wirkungsquerschnitt besitzen und deswegen hier nicht aufgelistet werden. Bei der Analyse werden diese Ereignisse jedoch berücksichtigt, indem die Differenz zwischen den 4-Fermion-Ereignissen und den  $W^+W^-$ -Ereignissen als 4-Fermion-Untergrund verwendet wird. Da die  $Z^0Z^0$ -Ereignisse diesen Untergrund dominieren, wird er mit “ZZ” bezeichnet. Die Selektion wird sowohl mit einem neuronalen Netzwerk als auch mit der Likelihood-Methode durchgeführt, und die Methoden werden anschließend miteinander verglichen.

Bei allen Ereignissen, die die in Kap. 3.3 beschriebene Ereignisselektion bestehen, werden die einzelnen Spuren und Kalorimetercluster unter Verwendung eines Jetalgorithmus zu sogenannten Jets zusammengefaßt. Die Durchführung des Jetalgorithmus ist ein iterativer Prozeß, bei dem jeweils die beiden Teilchen  $i$  und  $j$ , die den kleinsten Wert für den Auflösungsparameter  $y_{ij}$  ergeben, zu einem neuen Pseudoteilchen  $k$  zusammengefaßt werden. Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis entweder die gewünschte Anzahl von Pseudoteilchen, die gerade die Jets darstellen, erreicht ist, oder bis der minimale Wert  $y_{ij}$  aller Teilchenpaare  $ij$  größer als ein vorgegebener Wert  $y_{cut}$  ist. Bei einem  $n$ -Jet-Ereignis bleiben nach der Durchführung des Algorithmus gerade  $n$  Pseudoteilchen übrig. Der relative Anteil dieser Ereignisse hängt dabei von der Wahl des Abbruchkriteriums  $y_{cut}$  ab. In dieser Arbeit wurde der Durham-Algorithmus [35, 36] verwendet, dessen Auflösungsparameter gegeben ist durch:

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \quad (5.1)$$

Die Kombination der Pseudoteilchen erfolgt durch:

$$p_k = p_i + p_j$$

Dabei ist  $p_i$  der Viererimpuls des  $i$ -ten Teilchens bzw. Pseudoteilchens und  $E_{vis}$  die sichtbare Energie, d.h. die Summe der Energien aller nachgewiesenen Teilchen.  $\theta_{ij}$  ist der Winkel zwischen den Teilchen  $i$  und  $j$  mit den Energien  $E_i$  und  $E_j$ . Bei diesem Verfahren erhalten die Pseudoteilchen bzw. Jets eine Masse, die gegeben ist durch:

$$m_k = \sqrt{E_k^2 - |\vec{p}_k|^2}$$

mit dem Impuls  $\vec{p}_k$  des Pseudoteilchens  $k$ . Es wird kein Abbruchkriterium vorgegeben, sondern gefordert, daß jedes Ereignis aus vier Jets besteht. Anschließend werden Gesamtimpuls und Energie jedes Jets mit dem von OPAL entwickelten GCE-Algorithmus (global corrected energy) [37] auf Doppelzählung der Energie korrigiert. Dabei werden die Viererimpulse aller geladenen Spuren und Kalorimetercluster aufsummiert und anschließend wird von jeder geladenen Spur ein gewisser Wert abgezogen. Dieser Wert wird mit einer Monte Carlo-Simulation des Detektors bestimmt und entspricht der mittleren Energie, die ein geladenes Pion mit dem gleichen Impuls wie die Spur im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter deponiert.

Aus den so bestimmten Jetvariablen werden mehrere Variablen der Vorselektion und Selektion berechnet.

## 5.1 Die Vorselektion

Bei der Vorselektion werden Schnitte in physikalischen Größen durchgeführt, wodurch der Untergrund auf die Bereiche reduziert wird, in denen sich auch das Signal befindet. Dadurch verringert sich der Wirkungsquerschnitt des Untergrunds und die später durchgeführten Selektionsmethoden sind sensitiver auf eine Trennung zwischen Signal und Untergrund, da sie nicht durch die offensichtlichen Unterschiede in den einzelnen Verteilungen beeinflusst werden.

Um Ereignisse zu verwerfen, die vollständig inkonsistent mit einem Zerfall  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  sind, muß jedes Ereignis die folgenden Vorselektionsschnitte bestehen:

- Die effektive invariante Masse des Ereignisses  $\sqrt{s'}$  dividiert durch die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  muß größer als 0.75 sein:

$$\sqrt{\frac{s'}{s}} > 0.75$$

Bei Energien oberhalb der  $Z^0$ -Resonanz kommt es häufig bei  $Z^0$ -Ereignissen durch Photonabstrahlung im Anfangszustand zu einer radiativen Rückkehr auf die Resonanz. Dieses Photon verläßt meistens entlang der Strahlachse den Detektor und kann somit nicht registriert werden. Für diese Ereignisse ist ein kleiner Wert für  $\sqrt{s'}$  charakteristisch.

- Die sichtbare Energie  $E_{vis}$  muß größer als 70% der Schwerpunktsenergie sein:

$$E_{vis} > 0.7\sqrt{s}$$

Damit werden leptonische und semileptonische Ereignisse unterdrückt.

- Die Energie  $E_{phot}$  des höchstenergetischen isolierten Photons muß kleiner als 30% der Schwerpunktsenergie sein:

$$E_{phot} < 0.3\sqrt{s}$$



- Die beiden Jets mit den niedrigsten geladenen Multiplizitäten müssen mindestens eine bzw. zwei geladene Spuren enthalten.
- Der dekadische Logarithmus des QCD-Matrixelements  $W_{420}$  [38] muß negativ sein.  $W_{420}$  ist ein Ereignis-Gewicht, das aus den Matrixelementen der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  für die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$  berechnet wird [39]. Dabei werden die Jetimpulse als Annahmen für die Partonimpulse verwendet. Da es verschiedene Zuordnungen der Jets zu Partonen gibt, wird der größte Wert aller möglichen Kombinationen verwendet.  $W_{420}$  nimmt für  $Z^0/\gamma$ -Zerfälle große (positive) und für  $W^+W^-$ -Zerfälle kleine (negative) Werte an.

Außerdem wird für die hadronische Likelihood-Selektion verlangt, daß die Ereignisse durch die bei OPAL verwendete leptonische und semileptonische Likelihood-Selektion verworfen werden. Dadurch wird gewährleistet, daß ein Ereignis einer bestimmten Selektion zugeordnet werden kann. Hinzu kommt eine weitere Unterdrückung des leptonischen und semileptonischen Kanals. Die beiden neuronalen Netzwerke, die im nächsten Abschnitt ausführlich beschrieben werden, werden sowohl mit als auch ohne diese letzte Anforderung untersucht.

Die Vorselektion ist für alle Energien, die in dieser Arbeit behandelt werden, also von 189 GeV bis 202 GeV, gleich. Der dominante  $Z^0/\gamma$ -Untergrund wird dadurch bei 189 GeV um 96.4% und bei 200 GeV um 95.8% unterdrückt, wobei die Berücksichtigung der leptonischen und semileptonischen Likelihood-Selektion keinen nennenswerten Einfluß besitzt. Bei 189 GeV beträgt die Effizienz der Vorselektion 93.8% (bzw. 93.0% bei Berücksichtigung der leptonischen und semileptonischen Likelihood-Selektion) und bei 200 GeV 93.2% (bzw. 92.2%). Eine genaue Studie der Effizienzen und Reinheiten erfolgt in Kap. 5.3.

## 5.2 Die Selektion

In diesem Abschnitt soll schwerpunktmäßig die Selektion mit neuronalen Netzwerken beschrieben werden. Alle Selektionsmethoden sind bei 189 GeV (für Ereignisse mit Energien von 189 GeV und 192 GeV) und bei 200 GeV (für Ereignisse mit Energien von 196 GeV bis 202 GeV) optimiert.

Alle Ereignisse, die die Schnitte der Vorselektion bestehen, werden als Eingabe in ein neuronales Netzwerk verwendet. Die Theorie des Netzwerks ist bereits in Kap. 4 beschrieben. Als Grundlage wurde das Programmpaket JETNET 3.5 [31] verwendet, das von Theoretikern aus Lund entwickelt wurde. Das Netzwerk besteht aus 3 Lagen: der Eingabelage mit 18 Variablen, einer versteckten Lage mit 36 Neuronen und der Ausgabelage mit einem Ausgabe-wert. Die 18 Eingabebvariablen wurden danach ausgewählt, wie gut sie Signal und Untergrund voneinander trennen, wobei die meisten davon vor allem den  $Z^0/\gamma$ -Untergrund abtrennen. Die Variablen sind:

- Der dekadische Logarithmus des Auflösungsparameters  $y_{45}$ , der mit dem Durham-Jetalgorithmus bestimmt wurde:

$$\log_{10}(y_{45})$$

- Der dekadische Logarithmus des QCD-Matrixelements  $W_{420}$ :

$$\log_{10}(W_{420})$$

- Der dekadische Logarithmus des EXCALIBUR-Matrixelements  $W_{excal}$ , das 4-Fermion-Endzustände beschreibt [40]:

$$\log_{10}(W_{excal})$$

Die Berechnung beruht auf der Vorgehensweise von OPAL [41]. Zunächst wird eine Anpassung mit fünf Zwangsbedingungen an die vier Jets durchgeführt. Die Zwangsbedingungen basieren dabei auf der Hypothese  $e^+e^- \rightarrow A + B$ ,  $A \rightarrow \text{Jet } i + \text{Jet } j$ ,  $B \rightarrow \text{Jet } k + \text{Jet } l$  mit der Zwangsbedingung  $M_A = M_B$ . Die Teilchen A und B sind Bosonen, und die fünf Zwangsbedingungen sind die Energie- und Impulserhaltung sowie die gleiche invariante Masse von jeweils zwei Jets. Die Impulse der vier Jets (also die insgesamt 12 Impulskomponenten) sind die freien Parameter der Anpassung, die durch eine Minimierung des  $\chi^2$  bestimmt werden. Als Startwerte werden dabei die mit dem Durham-Algorithmus berechneten Jetimpulse verwendet. Die Massen der Jets, die ebenfalls durch den Durham-Algorithmus berechnet werden, gehen zur Bestimmung der Energie in die Anpassung ein, werden aber nicht variiert. Es gibt drei verschiedene Kombinationen, jeweils zwei Jets zusammenzufassen. Bei der Kombination mit dem besten Resultat der Anpassung wird eine neue Anpassung vorgenommen, die diesmal aus vier Zwangsbedingungen (Energie- und Impulserhaltung) besteht, denn  $W_{excal}$  beschreibt 4-Fermion-Endzustände, ohne daß dabei die invarianten Massen von jeweils zwei Jets gleich sein müssen. Aus den so bestimmten Jetimpulsen wird das Matrixelement berechnet, wobei angenommen wird, daß die Jetimpulse gleich den eigentlich benötigten Partonimpulsen sind. Falls diese Anpassung nicht konvergiert, werden die unveränderten Jetimpulse verwendet.

- Die Sphärizität des Ereignisses, die gegeben ist durch [42]:

$$\text{Sphärizität} = \frac{3}{2} \min \left( \sum \vec{p}_t^2 / \sum \vec{p}^2 \right)$$

$\vec{p}_t$  ist der Transversalimpuls senkrecht zu einem Einheitsvektor  $\vec{n}$ , der so konstruiert ist, daß die Bedingung des Minimums erfüllt wird. Die Summen gehen dabei über alle Teilchen des Ereignisses.

- Die Likelihood der bei OPAL verwendeten semileptonischen Likelihood-Selektion [43].
- Der Betrag des Kosinus vom modifizierten Nachtmann-Reiter-Winkel  $\theta_{N-R}$  [44]:

$$|\cos \theta_{N-R}| = \left| \frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot (\vec{p}_3 - \vec{p}_4)}{|\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \cdot |\vec{p}_3 - \vec{p}_4|} \right|$$

$\vec{p}_i$  sind die Impulse der energiegeordneten Jets, wobei  $i=1$  der höchstenergetische und  $i=4$  der niederenergetischste Jet ist.

- Der dekadische Logarithmus des Auflösungsparameters  $y_{34}$ , der mit dem Durham-Jetalgorithmus bestimmt wurde:

$$\log_{10} (y_{34})$$

- Die Größe  $j_{mom}$ , die gegeben ist durch [45]:

$$j_{mom} = \frac{|\vec{p}_1| + |\vec{p}_2| - |\vec{p}_3| - |\vec{p}_4|}{\sqrt{s}}$$

- Die Größe  $j_{ang}$ , die gegeben ist durch [45]:

$$j_{ang} = \frac{E_4}{\sqrt{s}} (1 - \cos \theta_{12} \cos \theta_{13} \cos \theta_{23})$$

Dabei ist  $E_4$  die Energie des niederenergetischsten Jets und  $\theta_{ij}$  der Winkel zwischen den Jets  $i$  und  $j$ .

- Der Thrust des Ereignisses, der gegeben ist durch [42]:

$$\text{Thrust} = 2 \max \left( \sum \vec{p}_i / \sum |\vec{p}_i| \right)$$

$\vec{p}_i$  ist der Longitudinalimpuls in der Richtung des Einheitsvektors  $\vec{n}$ , der so konstruiert ist, daß die Bedingung des Maximums erfüllt ist. Summiert wird im Fall von  $|\vec{p}_i|$  über alle Teilchen des Ereignisses, während bei  $\vec{p}_i$  nur über die Teilchen summiert wird, bei denen  $\vec{p}_i \cdot \vec{n} > 0$  ist.

- Die Akoplanarität des Ereignisses, die gegeben ist durch [46]:

$$\text{Akoplanarität} = 4 \min \left( \sum \vec{p}_t / \sum \vec{p} \right)^2$$

$\vec{p}_t$  ist der Transversalimpuls senkrecht zu einer Ebene, die so konstruiert ist, daß die Bedingung des Minimums erfüllt wird. Die Summen gehen dabei über alle Teilchen des Ereignisses.

- Die Fox-Wolfram-Momente  $H_1$  bis  $H_4$ , die sich allgemein berechnen aus [47]:

$$H_l = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} \left| \sum_i Y_l^m(\Omega_i) \frac{|\vec{p}_i|}{E_{vis}} \right|^2 = \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos \theta_{ij})$$

$\theta_{ij}$  ist der Winkel zwischen den Jets  $i$  und  $j$ ,  $Y_l^m$  ist die Kugelflächenfunktion, die vom Raumwinkel  $\Omega$  abhängt, und  $P_l(\cos \theta)$  ist das Legendre-Polynom. Die einzelnen Fox-Wolfram-Momente werden jeweils auf das nullte Moment normiert, es wird also  $H_l/H_0$  mit  $l = 1, \dots, 4$  verwendet.

- Die höchste Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{Anpassung}}$ , die sich aus den drei Möglichkeiten der Anpassung mit fünf Zwangsbedingungen (Energie- und Impulserhaltung sowie gleiche invariante Masse von jeweils zwei Jets) an die vier Jets ergibt. Die freien Parameter der Anpassung sind die insgesamt 12 Komponenten der vier Jetimpulse.
- Die invariante Masse  $M_{\text{inv}}$ , die sich aus der Anpassung mit dem höchsten Wert von  $P_{\text{Anpassung}}$  ergibt. Als Eingabe in das neuronale Netzwerk wird  $M_{\text{inv}}(4 \text{ Jets})/80 \text{ GeV}$  verwendet. Die Verteilung hat ein Maximum bei der W-Masse, während der Untergrund flach verteilt ist. Ein Maximum bei der  $Z^0$ -Masse ist nicht sichtbar, da die Anzahl der  $Z^0 Z^0$ -Paare deutlich geringer als die der  $W^+ W^-$ -Paare ist.
- Jedes Ereignis wird mit dem Durham-Algorithmus als 5-Jet-Ereignis rekonstruiert. Danach wird eine Anpassung mit fünf Zwangsbedingungen (Energie- und Impulserhaltung sowie gleiche invariante Masse von zwei Jets und den drei übrigen Jets) durchgeführt, wobei die Hypothese zugrunde liegt, daß  $e^+ e^- \rightarrow A + B$ ,  $A \rightarrow \text{Jet } i + \text{Jet } j$ ,  $B \rightarrow \text{Jet } k + \text{Jet } l + \text{Jet } m$  mit der Zwangsbedingung  $M_A = M_B$  und den Bosonen A und B. Es wird angenommen, daß Boson B in zwei Quarks zerfällt und eines der Quarks noch ein hartes Gluon abstrahlt. Hier sind die freien Parameter die insgesamt 15 Komponenten der fünf Jetimpulse. Die Jetmassen gehen in die Anpassung ein, werden aber nicht variiert. Für die Anpassung sind zehn Möglichkeiten vorhanden, denn die invariante Masse von zwei beliebigen Jets  $M_{ij}$  muß mit der invarianten Masse der übrigen drei Jets  $M_{klm}$  übereinstimmen. Es wurde allerdings auf alle Kombinationen verzichtet, bei denen  $M_{ij}$  den niederenergetischsten Jet, der mit großer Wahrscheinlichkeit ein Gluonjet ist, enthält. Dadurch sollen unphysikalische Prozesse, in denen das Boson in ein Quark und ein Gluon übergeht, also z.B.  $W \rightarrow qg$ , verworfen werden. Von den verbleibenden sechs Kombinationen werden nur die drei verwendet, bei denen  $M_{klm}$  nicht die beiden Jets enthält, die beim Übergang vom 5-Jet- zum 4-Jet-Ereignis zusammengefaßt werden. Auf diese Weise werden alle Ereignisse unter dem

Gesichtspunkt betrachtet, daß bei dem Übergang vom 5-Jet- zum 4-Jet-Ereignis das Gluon dem falschen Quark zugeordnet wurde und dadurch bei der Anpassung an vier Jets eine falsche invariante Masse ermittelt wurde. Die invariante Masse, die sich aus der Anpassung mit der höchsten Wahrscheinlichkeit ergibt, wird als Eingabevariable verwendet ( $M_{\text{inv}}(5 \text{ Jets})/80 \text{ GeV}$ ).

Das neuronale Netzwerk mit diesen 18 Eingabevariablen wird im folgenden mit NN18 abgekürzt. Die hadronische Likelihood-Selektion verwendet die ersten vier Variablen zur Bestimmung der Likelihood. Zusätzlich wurde noch ein neuronales Netzwerk mit den ersten fünf Variablen trainiert (NN5), das ebenfalls aus 3 Lagen besteht: der Eingabelage mit 5 Variablen, einer versteckten Lage mit 16 Neuronen und der Ausgabelage mit einem Ausgabewert. Bis auf die fünfte Variable (semilept. Likelihood) stimmen NN5 und die hadronische Likelihood-Selektion überein. Durch die Hinzunahme dieser Variable kann NN5 unabhängig von einem Schnitt in der leptonischen und semileptonischen Likelihood untersucht werden.

Die Optimierung der Gewichte (Training) wurde mit 10000 Monte Carlo-Ereignissen durchgeführt, wobei jeder Prozeß mit der Anzahl an Ereignissen beiträgt, die vom Standardmodell-Wirkungsquerschnitt nach der Vorselektion vorgegeben ist. Dazu wurde im Fall der hadronisch und semileptonisch zerfallenden W-Paare das Programm GENTLE [48], bei den hadronischen  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen das Programm ZFITTER [49] und für die  $Z^0Z^0$ -Ereignisse das Programm YFSZZ [22] verwendet. Die Ereignisse mit leptonischem Endzustand werden bereits von der Vorselektion vollständig unterdrückt. In Tab. 5.1 sind die von den einzelnen Programmen vorhergesagten Wirkungsquerschnitte für die gemessenen Energien von 189 GeV bis 202 GeV dargestellt. Dabei trägt der hadronische  $W^+W^-$ -Wirkungsquerschnitt mit 46.0%, der semileptonische mit 43.7% und der leptonische mit 10.4% zum gesamten  $W^+W^-$ -Wirkungsquerschnitt bei [50].

Kanal	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
$W^+W^-$	16.65 pb	16.97 pb	17.28 pb	17.48 pb	17.55 pb
$Z^0/\gamma(\text{hadr.})$	98.4 pb	95.0 pb	90.4 pb	86.1 pb	83.9 pb
$Z^0Z^0$	0.65 pb	0.80 pb	0.92 pb	0.99 pb	1.02 pb

Tabelle 5.1: *Standardmodell-Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Kanäle in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Bei  $Z^0/\gamma$  ist nur der hadronische Anteil an  $\sigma_{Z/\gamma}$  angegeben.*

In Abb. 5.1 sind die einzelnen Verteilungen der Eingabevariablen für Monte Carlo-Ereignisse und Daten bei 189 GeV für NN5 dargestellt. Dabei wurde die leptonische und semileptonische Likelihood-Selektion ( $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$ ) in der Vorselektion berücksichtigt. Eine vollständige Zusammenstellung aller Verteilungen von NN18 bei allen untersuchten Energien und bei unterschiedlicher Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  befindet sich in Anhang A.

Die Verteilungen der Daten werden von den Monte Carlo-Verteilungen im Rahmen des statistischen Fehlers gut beschrieben. Nach dieser Überprüfung kann man davon ausgehen, daß die Monte Carlo-Ereignisse zu einer Optimierung der Gewichte geeignet sind. In grau ist der Beitrag des Signals an der gesamten Verteilung dargestellt. Daran wird auch deutlich, daß besonders die ersten vier Variablen zur Trennung von Signal und Untergrund geeignet sind. Bei der fünften Variable konzentriert sich der Untergrund vor allem im Bin bei  $\mathcal{L}_{\text{semi}} = 0$ . Das Bin bei  $\mathcal{L}_{\text{semi}} = -1$  gehört nur insofern zur Verteilung, als daß es Ereignisse enthält, bei denen ein Fehler in der Bestimmung der Likelihood aufgetreten ist. Ein Fehler tritt z.B. auf, wenn der Wert einer Variable außerhalb des dafür vorgesehenen Intervalls liegt. Dann läßt sich durch die Referenzhistogramme, in denen die Verteilungen von Signal und Untergrund dargestellt sind und die die Information zur Bestimmung der Likelihood liefern, keine Aussage mehr treffen. Die Variable  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  soll vor allem den semileptonischen Untergrund

unterdrücken, wenn in der Vorselektion keine Anforderung an diese Variable gestellt wurde. Da bei neuronalen Netzwerken Korrelationen zwischen den einzelnen Eingabevariablen berücksichtigt werden, kann eine Hinzunahme weiterer Variablen nur zu einer Verbesserung bzw. Gleichwertigkeit der Trennung führen. Diesen Vorteil erzielt man allerdings nur durch eine Hinzunahme weiterer Neuronen und Gewichte, was zu einer Erhöhung der Rechenzeit führt.

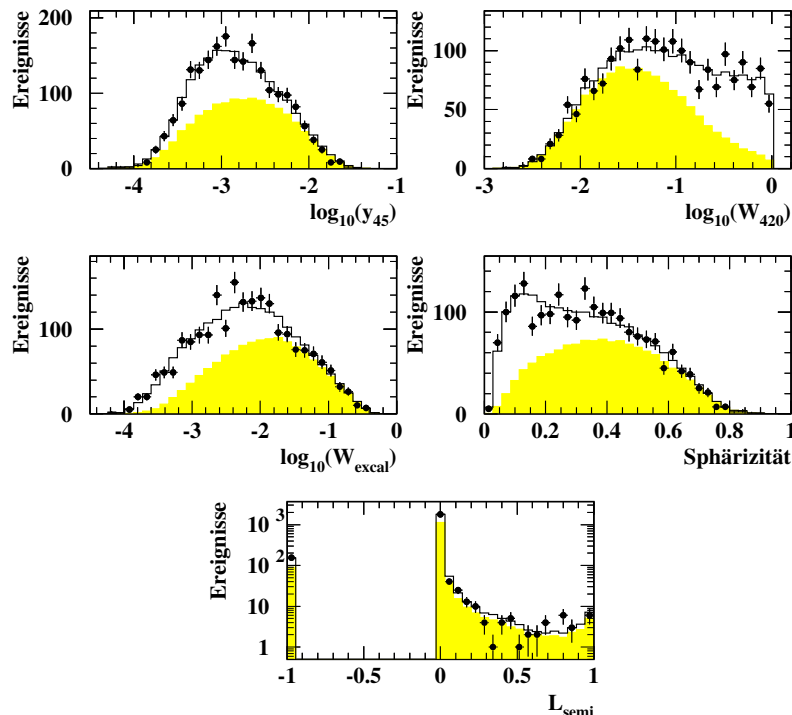


Abbildung 5.1: Verteilungen der Eingabevariablen bei 189 GeV für NN5 unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion. Die durchgezogene Linie beschreibt die MC-Ereignisse, deren Signalanteil in grau dargestellt ist. Die Punkte zeigen die Verteilungen der Daten.

Die Ereignismenge, bestehend aus den 10000 Monte Carlo-Ereignissen, wird bei der Optimierung der Gewichte mehrmals nacheinander durchlaufen. Die Durchläufe werden als Epochen bezeichnet. Für den Optimierungsvorgang wurde das von OPAL entwickelte Programm NETTRA [51] verwendet, das einige Möglichkeiten der Überprüfung bietet, ob das Netzwerk richtig optimiert wurde. Dabei handelt es sich um folgende Tests:

1. Figure of Merit (FoM) gegen Epoche

Die Figure of Merit ist ein Maß für die Trennung der Verteilungen von Signal und Untergrund, die das Netzwerk als Ausgabe erzeugt, und ist gegeben durch:

$$\text{FoM} = \alpha_1 \alpha_2 \int \frac{(f_1(x) - f_2(x))^2}{\alpha_1 f_1(x) + \alpha_2 f_2(x)} dx$$

$\alpha_1$  und  $\alpha_2 = 1 - \alpha_1$  sind die Bruchteile des Untergrunds bzw. des Signals an der gesamten Ereignismenge.  $f_1(x)$  und  $f_2(x)$  sind die normierten Verteilungen des Untergrunds bzw. des Signals.  $x$  ist dabei der Ausgabewert des Netzwerks und geht im vorliegenden Fall von 0 bis 1. Die Figure of Merit sollte bei kleiner Anzahl an Epochen als Folge des ‐Lerneffekts‐ ansteigen und nach einer ausreichenden Anzahl an Epochen flach werden. Werte in der Nähe von 0 zeigen an, daß keine Trennung vorliegt, während Werte in der Nähe von 1 für eine vollständige Trennung stehen.

2. Signalreinheit gegen Netzwerkausgabe

Die Verteilung sollte für ein richtig optimiertes Netzwerk ungefähr linear ansteigen [51].

### 3. Verteilung der Netzwerkausgabe für die Trainings- und die Testmenge

Die gesamte Ereignismenge wird vor dem Beginn der Optimierung in zwei Untermengen geteilt, wobei die eine Untermenge, bestehend aus 7500 Ereignissen, zur Optimierung der Gewichte verwendet wird, während die andere Untermenge als Testmenge dient, um die tatsächliche Leistung des Netzwerks zu überprüfen. Die Verteilungen von Signal und Untergrund sollten für die Trainings- und die Testmenge ungefähr gleich sein, wenn das Netzwerk nicht “übertrainiert” wurde. Ein “Übertrainieren” tritt auf, wenn die Anzahl an Epochen zu groß wird. Das Netzwerk paßt sich in diesem Fall dem Rauschen der Ereignisse der Trainingsmenge an, anstatt eine glatte Annäherung an die Verteilung zu erzeugen. Dadurch ist die Trennung für die Trainingsmenge wesentlich besser als für die Testmenge. Dieser Effekt macht sich auch bei der Figure of Merit für die Testmenge bemerkbar, denn bei großen Epochen wird deren Wert wieder kleiner. Deswegen ist es wichtig, den Lernvorgang zu überwachen und rechtzeitig zu beenden, wenn keine Verbesserung mehr erzielt wird.

In den Abb. 5.3 bis 5.6 sind die Verteilungen der oben aufgelisteten Punkte jeweils für NN18 und NN5 bei den Energien 189 GeV und 200 GeV dargestellt. Es wurden mit Ausnahme von NN18 bei 200 GeV immer 20 Epochen durchlaufen. In dem Ausnahmefall reichten bereits 10 Epochen aus. Man erkennt in allen Abbildungen, daß die einzelnen Netzwerke alle Kriterien für eine richtige Optimierung erfüllen. Die Figure of Merits der jeweiligen Trainings- und Testmenge steigen während der ersten Epochen an und werden mit steigender Anzahl an Epochen immer flacher, was der Erwartung entspricht. Die beiden Figure of Merits stimmen in der Regel nach einer gewissen Anzahl an Epochen überein, jedoch kann es dabei zu Ausnahmen kommen, wie in Abb. 5.6 zu sehen ist. Eine Vermutung wäre, daß die Trainings- und die Testmenge in ihrer Zusammensetzung aus Signal und Untergrund leicht unterschiedlich sind. Da das Netzwerk mit den Ereignissen der Trainingsmenge optimiert wird, liegt deren Figure of Merit auch immer über der der Testmenge. Die in dieser Arbeit untersuchten Effizienzen und Reinheiten der Netzwerke wurden immer mit einer vom Training unabhängigen Ereignismenge durchgeführt, um Einflüsse durch die Optimierung zu vermeiden. Die Selektionsreinheit nimmt bei allen Netzwerken ungefähr linear mit der Netzwerkausgabe NNO zu. Die Reinheiten der Trainings- und Testmenge stimmen auch im Rahmen der Fehler gut überein. In Abb. 5.2 sind die einzelnen Verteilungen der Netzwerkausgabe für die verschiedenen Kanäle am Beispiel von NN5 bei 200 GeV dargestellt. Dabei wurden  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion berücksichtigt.

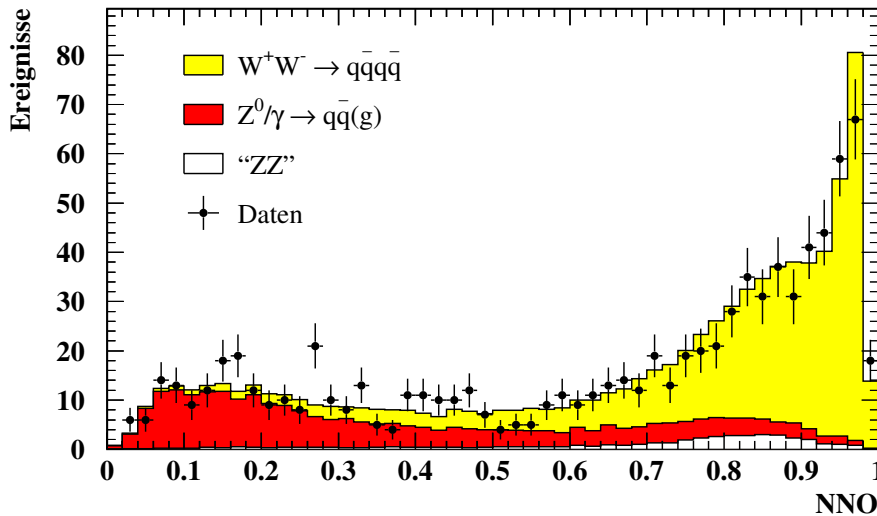


Abbildung 5.2: Netzwerkausgabe von NN5 bei 200 GeV für die verschiedenen Kanäle.  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  wurden in der Vorselektion berücksichtigt. Die Verteilungen sind so dargestellt, daß es keine Überschneidungen gibt.

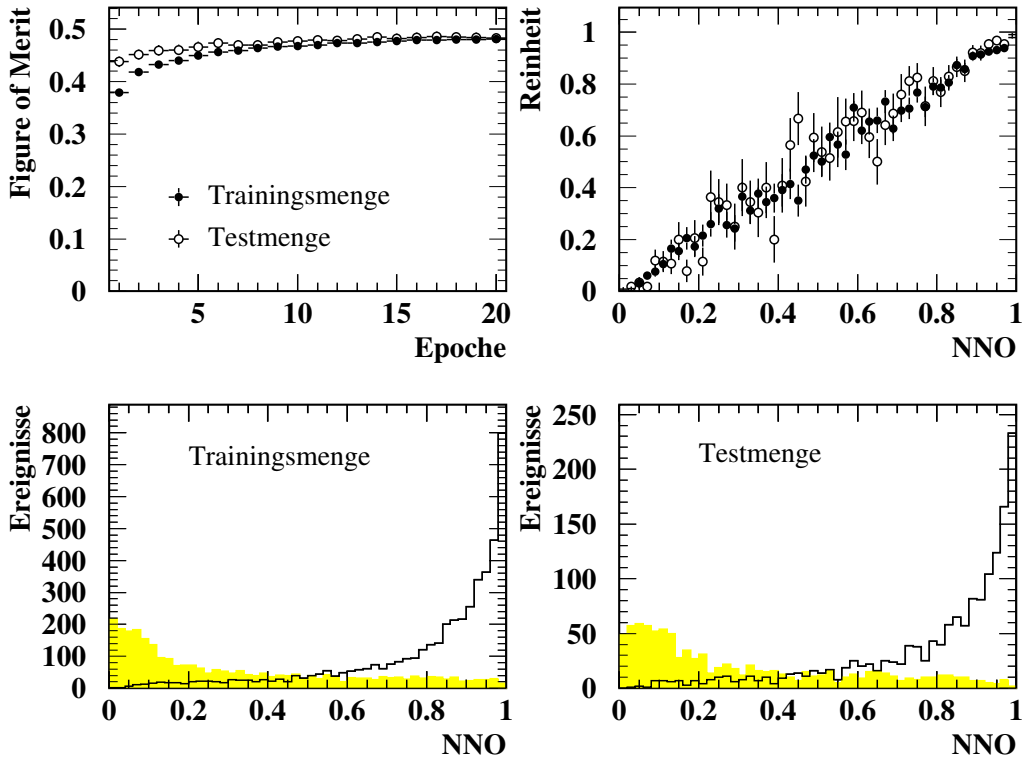


Abbildung 5.3: Verteilungen der Netzwerkausgabe  $NNO$  bei  $189\text{ GeV}$  für  $NN18$  mit den Ereignissen der Trainings- und Testmenge. In den unteren Diagrammen beschreibt das durchgezogene Histogramm die Signal- und das grau unterlegte Histogramm die Untergrundverteilung.

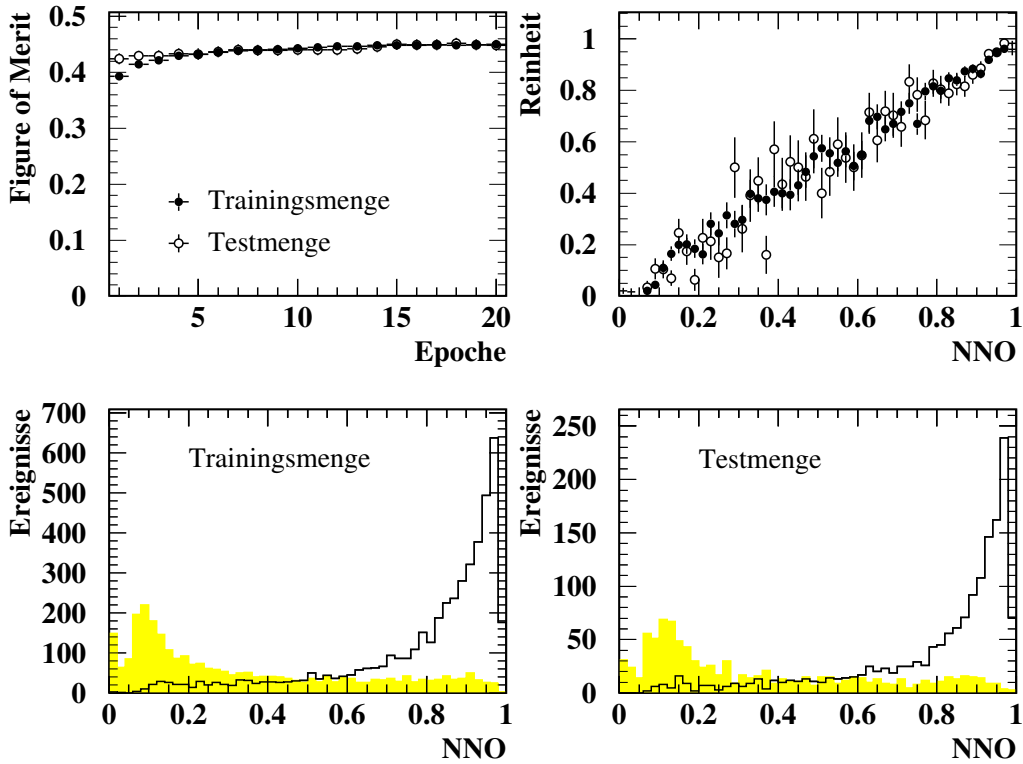


Abbildung 5.4: Verteilungen der Netzwerkausgabe  $NNO$  bei  $189\text{ GeV}$  für  $NN5$  mit den Ereignissen der Trainings- und Testmenge. In den unteren Diagrammen beschreibt das durchgezogene Histogramm die Signal- und das grau unterlegte Histogramm die Untergrundverteilung.

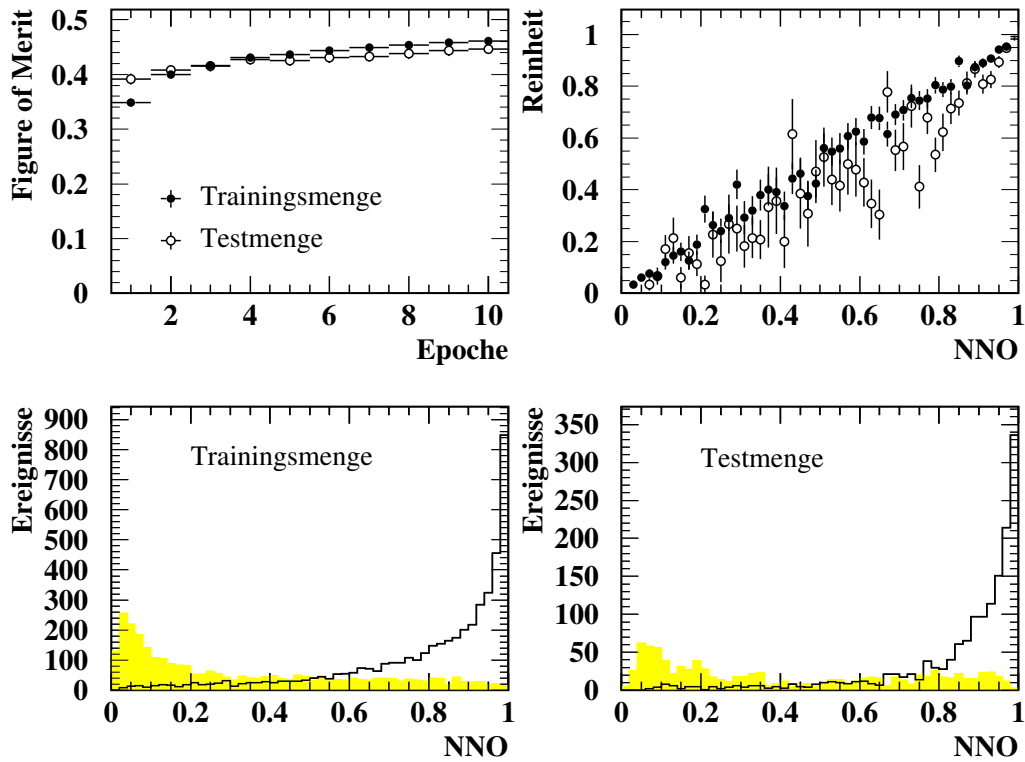


Abbildung 5.5: Verteilungen der Netzwerkausgabe  $NNO$  bei  $200\text{ GeV}$  für  $NN18$  mit den Ereignissen der Trainings- und Testmenge. In den unteren Diagrammen beschreibt das durchgezogene Histogramm die Signal- und das grau unterlegte Histogramm die Untergrundverteilung.

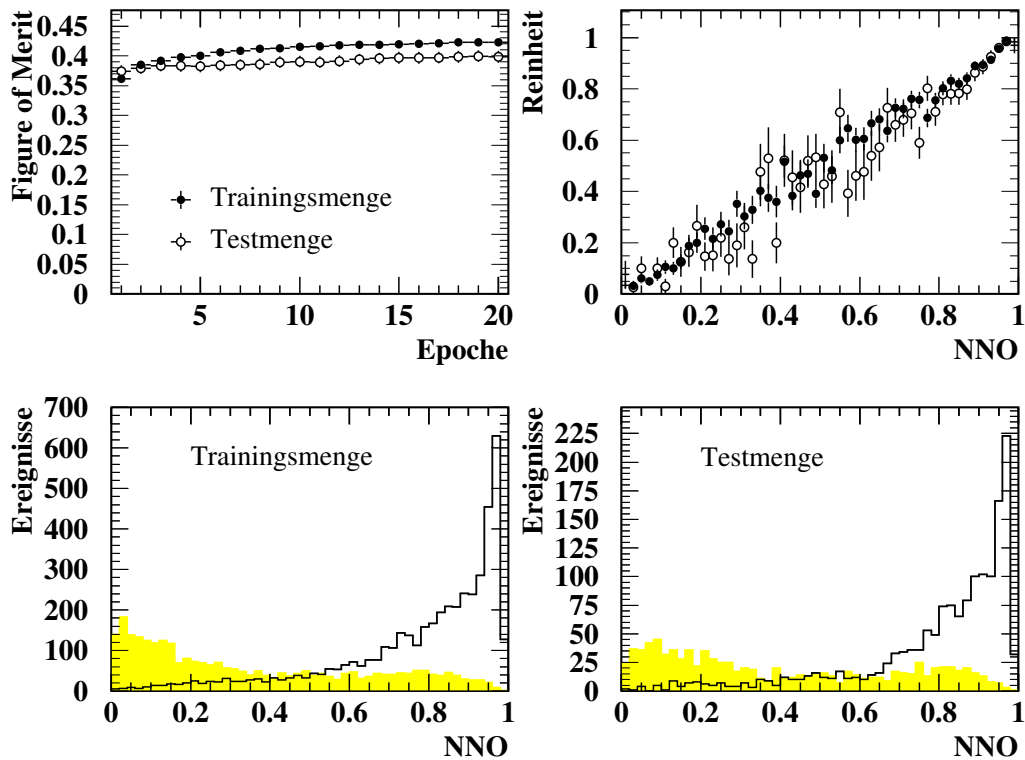


Abbildung 5.6: Verteilungen der Netzwerkausgabe  $NNO$  bei  $200\text{ GeV}$  für  $NN5$  mit den Ereignissen der Trainings- und Testmenge. In den unteren Diagrammen beschreibt das durchgezogene Histogramm die Signal- und das grau unterlegte Histogramm die Untergrundverteilung.



Aus Abb. 5.2 geht hervor, daß die Signalverteilung der Netzwerkausgabe NNO eine große Ansammlung von Ereignissen in der Nähe von 1 besitzt, während die Verteilung des Untergrunds keine deutliche Anreicherung in der Nähe von 0 aufweist. Das bedeutet, daß das Netzwerk für eine Selektion von hadronischen  $W^+W^-$ -Ereignissen geeignet ist, jedoch nicht besonders gut für eine Antiselektion, bei der Untergrundereignisse mit hoher Effizienz und Reinheit selektiert würden. Dieses Verhalten stimmt auch mit der Erwartung überein, denn die verschiedenen Untergrundkanäle unterscheiden sich in den Verteilungen der Eingabvariablen und haben somit keine eindeutige Signatur. Hadronische  $Z^0Z^0$ -Ereignisse können z.B. kaum vom Signal getrennt werden und haben deswegen eher hohe Werte der Netzwerkausgabe, während  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse eher kleine Werte aufweisen, da die meisten Variablen besonders zur Trennung dieser Ereignisse vom Signal geeignet sind. Der Beitrag durch die semileptonischen  $W$ -Paare ist so klein, daß er in Abb. 5.2 nicht dargestellt werden konnte. Er beträgt weniger als 0.5% aller Ereignisse und etwa 1.3% aller Untergrundereignisse.

Für die Ereignisse bei 189 GeV und 192 GeV werden in den folgenden Abschnitten die Selektionsmethoden von 189 GeV verwendet, während für die Ereignisse bei Energien von 196 GeV bis 202 GeV die Selektionsmethoden von 200 GeV benutzt werden.

### 5.3 Vergleich der Selektionen und systematische Studien

Bei allen Ereignissen, die die Schritte der Vorselektion bestehen, werden sowohl die Ausgabewerte der Netzwerke NN18 und NN5 bestimmt als auch die hadronische Likelihood berechnet. Für die Likelihood eines Ereignisses werden die ersten 4 Verteilungen aus Anhang A.1 bzw. A.7 als Referenzhistogramme verwendet und damit die Berechnung nach Kap. 4.2 durchgeführt. Zur Untersuchung der Leistung der einzelnen Selektionsmethoden sind folgende Größen wichtig:

- Effizienz  $\epsilon = \frac{\text{Anzahl an selektierten hadronischen } W^+W^- \text{-Ereignissen}}{\text{Anzahl an generierten hadronischen } W^+W^- \text{-Ereignissen}}$
- Reinheit  $\mathcal{P} = \frac{\text{Anzahl an selektierten hadronischen } W^+W^- \text{-Ereignissen}}{\text{Anzahl an allen selektierten Ereignissen}}$
- Qualitätsfaktor  $Q = \sqrt{\epsilon \cdot \mathcal{P}}$

Im folgenden Abschnitt soll zunächst die Vorgehensweise bei 189 GeV ausführlich beschrieben werden. Dazu werden folgende Monte Carlo-Ereignisse verwendet:

- KORALW für alle  $W^+W^-$ -Ereignisse
- PYTHIA für  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse bei 189 GeV und KK2F bei 192 GeV bis 202 GeV
- GRC4F für die hadronischen 4-Fermion-Ereignisse und die hadronischen  $W^+W^-$ -Ereignisse, wobei aus deren Differenz in der Anzahl bzw. den einzelnen Verteilungen die entsprechenden Größen der “ZZ”-Ereignisse bestimmt werden
- YFSZZ für die semileptonischen ZZ-Ereignisse

In Tab. 5.2 ist als Beispiel dargestellt, wie sich die einzelnen Selektionen auf die verschiedenen Zerfallskanäle auswirken. Dabei wurden die “ZZ”-Ereignisse zusammengefaßt und bei der Vorselektion  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  berücksichtigt.

Schnitt	WW(hadr.)	WW(semi.)	$Z^0/\gamma$ (hadr.)	“ZZ”
ohne Schnitte	23210	22155	300000	3878
nach Vorsel.	21589	129	10802	1487
NN18 > 0.40	19850	40	3570	1055
NN5 > 0.38	19668	36	3670	1099
$\mathcal{L}_{hadr} > 0.24$	20004	53	4088	1143

Tabelle 5.2: Anzahl an selektierten Ereignissen bei unterschiedlichen Schnitten. Die einzelnen Prozesse beziehen sich auf 189 GeV und besitzen eine Luminosität von  $3.049 \text{ fb}^{-1}$ .

Die Effizienzen und Reinheiten lassen sich aus der Tabelle berechnen. Da die einzelnen Zerfallskanäle mit unterschiedlicher Luminosität generiert wurden, mußte zunächst die Anzahl an Ereignissen der einzelnen Prozesse so gewichtet werden, daß alle Prozesse die gleiche Luminosität besitzen, damit die Reinheit berechnet werden kann. In diesem Fall wurden alle Ereignisse auf die kleinste auftretende Luminosität gewichtet. Anschließend wurde zur Bestimmung des größten Qualitätsfaktors  $Q$  die Netzwerkausgabe bzw. die hadronische Likelihood in 50 äquidistante Bins von 0 bis 1 eingeteilt und für jeden Schnitt am Anfang eines Bins Effizienz, Reinheit und Qualitätsfaktor berechnet. In Abb. 5.7 ist die Reinheit gegen die Effizienz für die Resultate der einzelnen Selektionen dargestellt. Die Ergebnisse von NN18 sind schwarz, von NN5 mittelgrau und von der hadronischen Likelihood hellgrau markiert. In Anhang B befinden sich die Abbildungen zu sämtlichen Energien und unterschiedlicher Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion. Die durchgezogenen Linien markieren jeweils den optimalen Selektionsschnitt, bei dem der Qualitätsfaktor am größten ist. Die numerischen Werte dazu sind in Tab. 5.3 aufgelistet.

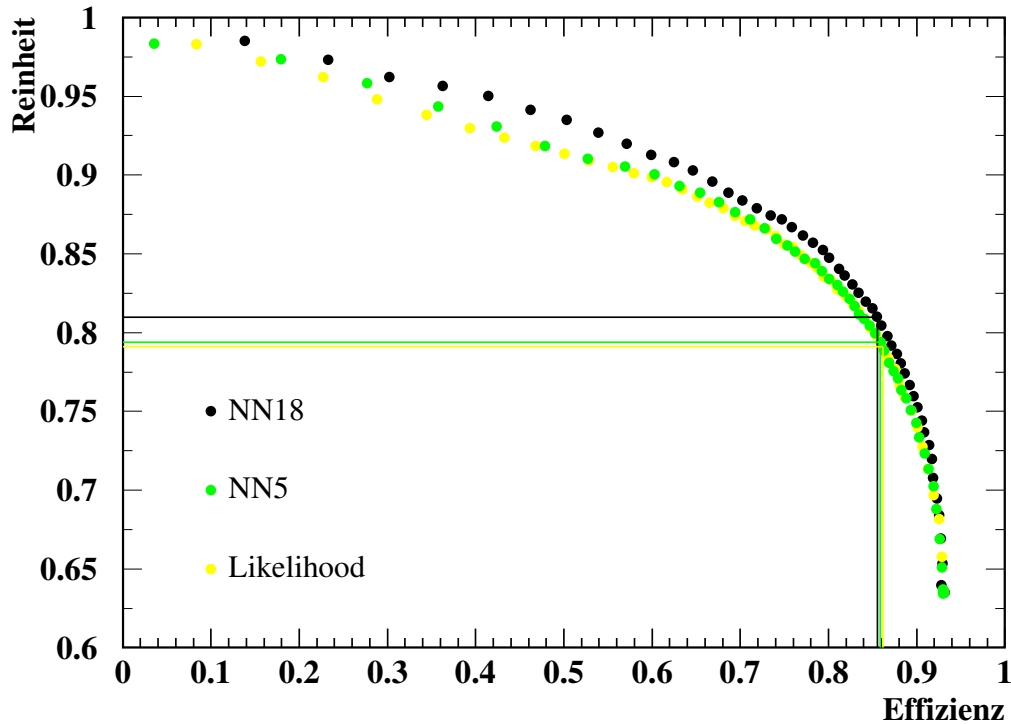


Abbildung 5.7: Reinheit gegen Effizienz bei 189 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion berücksichtigt.

Aus dem Verlauf der Kurven ist zu erkennen, daß die hadronische Likelihood und NN5 etwa gleich gute Selektionseigenschaften besitzen. Dieses Verhalten war auch zu erwarten, denn

Schnitt	Effizienz	Reinheit	$Q$
NN18 > 0.40	$(85.52 \pm 0.12)\%$	80.97%	0.8322
NN5 > 0.38	$(85.83 \pm 0.12)\%$	79.39%	0.8255
$\mathcal{L}_{hadr} > 0.24$	$(86.19 \pm 0.11)\%$	79.11%	0.8257

Tabelle 5.3: *Resultate der verschiedenen Selektionsmethoden mit dem besten Qualitätsfaktor  $Q$ .  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion berücksichtigt. Die Effizienz ist mit dem statistischen Fehler angegeben.*

die semileptonische Likelihood hat bereits in der Vorselektion einige hauptsächlich semileptonische Ereignisse verworfen, so daß die Variable  $\mathcal{L}_{semi}$  bei NN5 keinen großen Einfluß haben kann (siehe Abb. 5.1). Außerdem ist der Beitrag der semileptonischen Ereignisse zum Untergrund sehr klein. Das bedeutet, daß die wichtigen Variablen zur Trennung von Signal und Untergrund bei NN5 und der hadronischen Likelihood gleich sind. NN18 besitzt aufgrund der größeren Anzahl an Neuronen und Gewichten bessere Selektionseigenschaften als die beiden anderen Methoden. Das trifft vor allem auf den Bereich großer Schnitte in der Netzwerkausgabe, also hoher Signalreinheit, zu.

Für einen genauen Vergleich der einzelnen Selektionsmethoden muß man entweder die Effizienz oder die Reinheit auf einen festen Wert setzen und die entsprechende andere Größe betrachten. Bei einer Reinheit von 80% beträgt die Effizienz von NN18 etwa 86.4% und liegt damit etwa 1.2% über dem Wert von NN5 und etwa 1.3% über dem der hadronischen Likelihood. Bei einer Effizienz von 86% befindet sich die Reinheit von NN18 bei etwa 80.5% und liegt damit etwa 1.3% über dem Wert von NN5 und etwa 1.2% über dem der hadronischen Likelihood. Diese Werte befinden sich alle in der Nähe des größten Qualitätsfaktors. Betrachtet man die Selektionen allerdings bei höheren Reinheiten, dann ergeben sich deutlich andere Resultate. Bei einer Reinheit von 90% beträgt die Effizienz von NN18 etwa 65.7% und liegt etwa 5.5% über dem Wert von NN5 und 6.9% über dem Wert der hadronischen Likelihood. Das Netzwerk NN18 ist also vor allem bei Anwendungen, bei denen eine hohe Reinheit verlangt wird, gegenüber den anderen Selektionen vorzuziehen.

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden alle Selektionen mit den optimalen Selektionsschnitten durchgeführt. Diese Schnitte sind (unabhängig von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$ ) gegeben durch:

189 GeV und 192 GeV:	NN18 > 0.40	NN5 > 0.38	$\mathcal{L}_{hadr} > 0.24$
196 GeV bis 202 GeV:	NN18 > 0.50	NN5 > 0.42	$\mathcal{L}_{hadr} > 0.22$

Da die Effizienzen in die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts eingehen, wurden hierzu für alle Selektionen folgende systematische Studien durchgeführt, wobei alle Fehler als symmetrisch angenommen wurden:

- Monte Carlo-Tune/Fragmentation

An dieser Stelle wurde untersucht, wie sich die Effizienz ändert, wenn die von OPAL optimierten JETSET-Parameter  $\sigma_q$ ,  $b$ ,  $Q_0$  und  $\Lambda_{QCD}$  um jeweils eine Standardabweichung nach oben und nach unten verändert werden. Eine ausführliche Beschreibung der Parameter findet sich in [12].

Bei der Fragmentation wird angenommen, daß sich Quark  $q$  und Antiquark  $\bar{q}$  eines Strings in  $z$ -Richtung voneinander entfernen. Wenn der String aufgrund der anwachsenden potentiellen Energie reißt, wird ein neues  $q'\bar{q}'$ -Paar erzeugt und es bilden sich die beiden Farbsingulets  $q\bar{q}'$  und  $q'\bar{q}$ . Dieser Vorgang kann sich je nach vorhandener Energie wiederholen. Anstatt Quark-Antiquark-Paare  $q'\bar{q}'$  zu erzeugen, verwendet das Lund-Modell von JETSET einen quantenmechanischen Tunnelprozeß. Die Tunnelwahrscheinlichkeit, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein  $q'\bar{q}'$ -Paar entsteht, ist in Abhängigkeit von der transversalen Masse  $m_T$  ( $m_T^2 \equiv m^2 + p_T^2$  [12]) des Quarks  $q'$

gegeben durch:

$$\exp\left(-\frac{\pi m_{\text{T}}^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_{\text{T}}^2}{\kappa}\right)$$

$\kappa$  ist die Stringkonstante mit der Dimension einer Energie pro Länge. Diese Wahrscheinlichkeit führt zu einer flavourunabhängigen Gauß-Verteilung des Transversalimpulses  $p_{\text{T}}$  der  $q'\bar{q}'$ -Paare.  $\sigma_q$  ist die Breite dieser transversalen Impulsverteilung. Lokal müssen sich diese Transversalimpulse von Quark und Antiquark kompensieren, jedoch wird bei der Bildung von Hadronen aus Quarks, die z.B. an benachbarten Punkten des Strings erzeugt wurden, so eine Impulsverteilung transversal zur  $z$ -Richtung erzeugt.

Beim Fragmentationsprozeß wird an einem Ende des Strings mit der Fragmentation begonnen, und diese wird bis zum anderen Ende durchgeführt. Diese Vorgehensweise sollte unabhängig davon sein, an welchem der beiden Enden man beginnt. Das bedeutet, daß die Form der Fragmentationsfunktion diese Symmetrie berücksichtigen muß. Die symmetrische Fragmentationsfunktion  $f(z)$  ist gegeben durch:

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_{\text{T}}^2/z)$$

$a$  und  $b$  sind die zwei freien Parameter dieser sogenannten Lund-Fragmentationsfunktion, wobei nur  $b$  zur Bestimmung des systematischen Fehlers der Effizienz variiert wird, da die Verteilungen weniger sensitiv auf Änderungen von  $a$  sind [52, 53]. Es hat sich allerdings herausgestellt, daß diese Fragmentationsfunktion nur für leichte Quarks (u-, d- und s-Quarks) geeignet ist. Für die schweren Quarks wird die sogenannte Peterson-Fragmentationsfunktion benutzt:

$$f(z) \propto \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2}$$

mit dem freien Parameter  $\epsilon_Q$ , der unabhängig für c- und b-Quarks gewählt und aus den gleichen Gründen wie der Parameter  $a$  nicht variiert wird [53].

Die Variable  $z$  ist definiert als das Verhältnis:

$$z = \frac{(E + p_{\text{L}})_{q\bar{q}'}}{(E + p_{\text{L}})_{\text{String}}}$$

wobei  $p_{\text{L}}$  der Longitudinalimpuls ist.

$Q_0$  ist der Abschneideparameter des Partonschauers. Das bedeutet, daß ein Parton eine effektive Masse besitzen muß, die größer als  $Q_0$  ist, damit es zu einer weiteren Verzweigung im Schauer kommen kann. Auf diese Weise werden die Singularitäten bei  $z = 0$  und  $z = 1$  abgeschnitten. Der Schauer breitet sich solange aus, bis die Partonen den Wert  $Q_0$  erreichen und bricht dann ab.

Die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ist in niedrigster Ordnung gegeben durch:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$$

$Q^2$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie und  $n_f = 5$  die Anzahl der Quarkflavours, die bei LEP paarweise produziert werden können.  $\Lambda_{QCD}$  ist bei JETSET ein Parameter, der zur Anpassung der Monte Carlo-Ereignisse an die Daten variiert werden kann. Dieser Parameter ist allerdings nicht identisch mit dem physikalischen QCD-Parameter  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$ , der in die Bestimmung von  $\alpha_s$  in höherer Ordnung eingeht und das Renormierungsschema  $\overline{\text{MS}}$  benutzt.

- Monte Carlo-Generatoren

Da die einzelnen Monte Carlo-Generatoren zu unterschiedlichen Effizienzen führen, wurden deren Unterschiede als Beitrag zum systematischen Fehler bestimmt.

- Schwerpunktsenergie  
Hier wurde untersucht, wie empfindlich die Effizienz auf die Schwerpunktsenergie des Ereignisses reagiert.
- W-Masse  
Hier wurde untersucht, wie empfindlich die Effizienz auf die Masse des W-Bosons reagiert.
- geladene Multiplizität des Jets mit der kleinsten geladenen Multiplizität  
An dieser Stelle wurde untersucht, inwieweit der Vorselektionsschnitt auf die geladene Multiplizität des Jets mit der kleinsten geladenen Multiplizität in einem 4-Jet-Ereignis Auswirkungen auf die Effizienz hat.

Für die Untersuchung der JETSET-Parameter wurden bei jeder Energie insgesamt 9 Ereignismengen bestehend aus jeweils 100000 Ereignissen mit PYTHIA5.7 [12] generiert, wobei die Fragmentation mit JETSET7.4 [12] durchgeführt wurde. Bei der ersten Ereignismenge, der Referenzmenge, wurden alle Parameter auf die von OPAL optimierten Werte eingestellt, während bei den übrigen 8 Ereignismengen jeweils einer der oben beschriebenen Parameter um eine Standardabweichung vergrößert bzw. verkleinert wurde. Es wurden folgende Werte mit den entsprechenden Fehlern für die Parameter verwendet [53]:

$$\begin{aligned}
\sigma_q &= 0.40 \pm 0.03 \\
b &= 0.52 \pm 0.04 \\
\Lambda_{QCD} &= 0.250 \pm 0.006 \\
Q_0 &= 1.90 \pm 0.50
\end{aligned}$$

Alle übrigen Parameter blieben unverändert. Aus Zeitgründen haben diese generierten Ereignisse nicht die volle Detektorsimulation durchlaufen, sondern wurden nur durch einen Algorithmus “verschmiert” [54]. Dabei werden die Parameter der einzelnen Spuren und Kalorimetercluster mit entsprechenden mittleren Fehlern versehen. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers der Effizienz wurden die Effizienzen aller 8 Ereignismengen, bei denen ein Parameter verändert wurde, mit der Effizienz der Referenzmenge verglichen. Die größte Abweichung wurde als Beitrag zum systematischen Fehler verwendet.

Einen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler liefert die Verwendung unterschiedlicher Monte Carlo-Generatoren, wobei die Fragmentation immer mit JETSET7.4 durchgeführt wurde. Auf diese Weise wurden die unterschiedlichen Partonschauermodelle untersucht, und eine Doppelzählung des Beitrags durch die Fragmentation wurde ausgeschlossen. Bei allen Energien wurde die Differenz der Effizienzen von KORALW und GRC4F bestimmt.

Um den Einfluß der Schwerpunktsenergie auf die Effizienz zu untersuchen, wurden Ereignismengen mit KORALW bei 188 GeV, 189 GeV und 190 GeV generiert und anschließend eine lineare Anpassung an deren Effizienzen durchgeführt. Diese Ereignismengen wurden für alle Energien verwendet. In Abb. 5.8 ist links als Beispiel die Anpassung für NN5 bei 189 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion dargestellt. Der Nullpunkt wurde dabei auf die Schwerpunktsenergie der gemessenen Daten gesetzt. Als Beitrag zum systematischen Fehler wurde der Unterschied in der Effizienz verwendet, der sich ergibt, wenn man die Schwerpunktsenergie um  $\pm 20$  MeV verändert.

Die Masse der W-Bosonen hat ebenfalls einen Einfluß auf die Effizienz. Zu dessen Untersuchung wurden mit KORALW bei 189 GeV Ereignismengen mit W-Massen von 79.33 GeV, 79.83 GeV, 80.33 GeV, 80.83 GeV und 81.33 GeV generiert. Diese Ereignismengen wurden auch für den systematischen Fehler bei 192 GeV verwendet. Bei den höheren Energien wurden mit KORALW für jede Energie Ereignismengen mit W-Massen von 79.83 GeV, 80.08 GeV,

80.33 GeV, 80.58 GeV und 80.83 GeV generiert. Auch hier wurde jeweils eine lineare Anpassung an die Effizienzen gemacht. In Abb. 5.8 ist rechts als Beispiel die Anpassung für NN5 bei 189 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion dargestellt. Hier wurde der Nullpunkt auf die W-Masse von 80.41 GeV gesetzt [50]. Als Beitrag zum systematischen Fehler wurde der Unterschied in der Effizienz verwendet, der sich ergibt, wenn man die W-Masse um  $\pm 100$  MeV verändert.

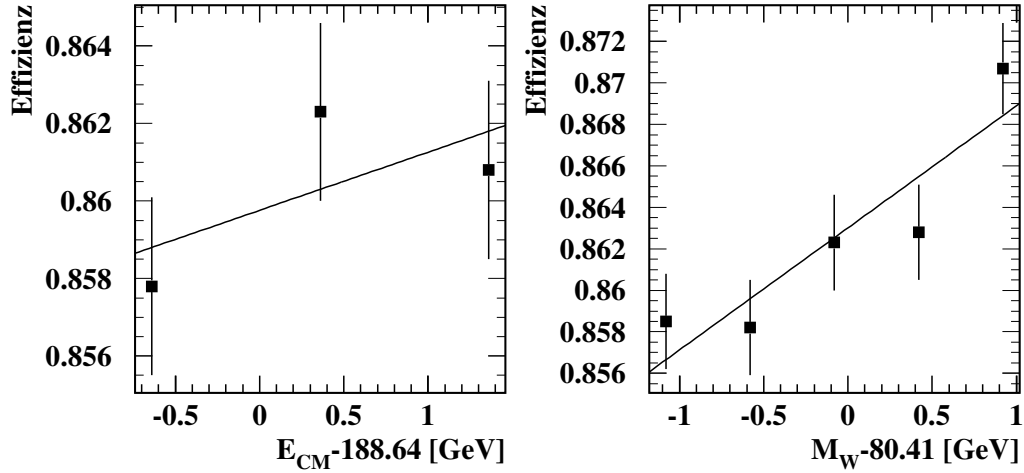


Abbildung 5.8: Effizienz in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $E_{CM}$  (links) und in Abhängigkeit von der W-Masse (rechts) für NN5 unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion. Die eingezeichneten Geraden zeigen die Resultate der linearen Anpassung.

In der Vorselektion wird u.a. auf die geladene Multiplizität  $N_{ch}^{min}$  des Jets mit der kleinsten geladenen Multiplizität geschnitten. Die Verteilungen dieser Meßgröße in den Daten und in den Monte Carlo-Ereignissen weichen leicht voneinander ab, wodurch ein systematischer Fehler entsteht. In Abb. 5.9 ist dieser Unterschied stark übertrieben dargestellt. Die wahren Verteilungen haben die gleiche Form, weichen jedoch nicht so stark voneinander ab.

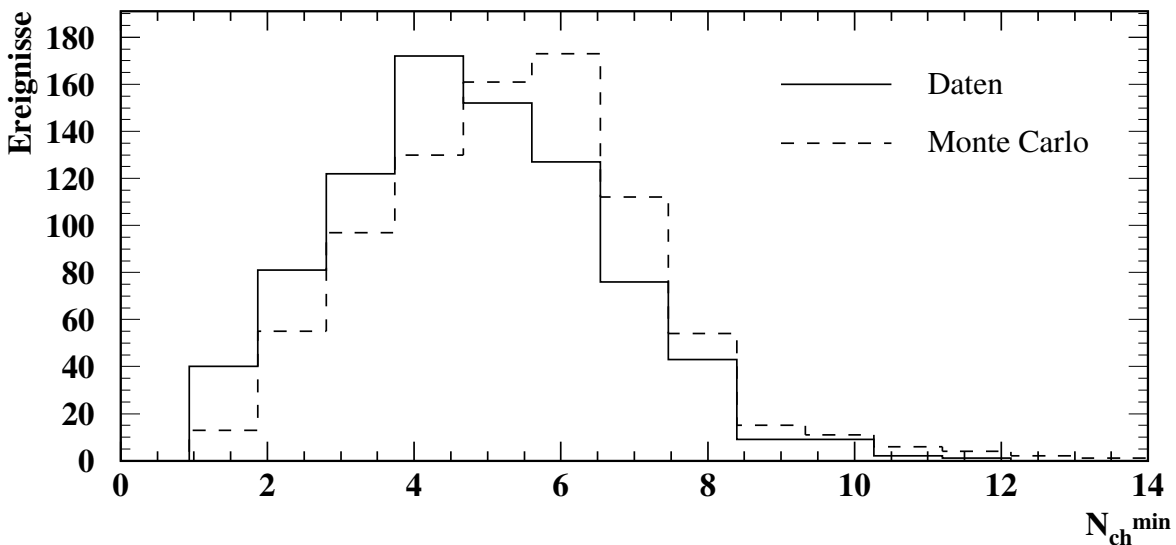


Abbildung 5.9: Verteilung der geladenen Multiplizität des Jets mit der niedrigsten geladenen Multiplizität eines 4-Jet-Ereignisses. Die beiden Verteilungen stellen zwei verschiedene Ereignismengen dar.

Bei 189 GeV beträgt  $N_{ch}^{min}(\text{Daten}) = 4.51 \pm 0.04$  und  $N_{ch}^{min}(\text{MC}) = 4.64 \pm 0.04$ , wobei MC für Monte Carlo-Ereignisse steht. Um diesen systematischen Fehler zu berücksichtigen, wurde die MC-Verteilung (die zu etwas höheren Werten verschoben ist) an die Daten-Verteilung angepaßt. Dazu wurde eine Binomialverteilung verwendet:

$$P(i, j) = \binom{i}{j} r^j (1-r)^{i-j}$$

Der Index  $i$  bezeichnet ein bestimmtes Bin der MC-Verteilung, während  $j$  ein bestimmtes Bin der Daten-Verteilung darstellt. Die Indices  $i$  und  $j$  entsprechen jeweils bestimmten geladenen Multiplizitäten der beiden Verteilungen.  $P(i, j)$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis der MC-Verteilung, dessen Jet mit der niedrigsten geladenen Multiplizität  $i$  geladene Spuren enthält, als Ereignis in der Daten-Verteilung auftritt, dessen Jet mit der niedrigsten Multiplizität  $j$  geladene Spuren besitzt. Die Anpassung wurde unter Minimierung des  $\chi^2$ -Wertes durchgeführt. Der freie Parameter  $r$  wird als Ineffizienz bezeichnet und gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß irgendeine geladene Spur, die zur MC-Verteilung führt, auch tatsächlich in der Daten-Verteilung auftritt. Die Anpassung liefert bei 189 GeV einen Wert von  $r=0.97$ . Bei den übrigen Energien besitzt die Daten-Verteilung etwas größere Werte für  $N_{ch}^{min}$  als die MC-Verteilung. In diesem Fall wurde zur Bestimmung der Ineffizienz  $r$  die Daten-Verteilung an die MC-Verteilung angepaßt. Dieses Vorgehen ist eigentlich nicht korrekt, da die Daten der Realität entsprechen und man nur die Monte Carlo-Ereignisse verändern darf. Da der systematische Fehler aber immer symmetrisch angenommen wird und in diesem Fall nur eine Anpassung der Verteilung mit den größeren Werten an die mit den kleineren Werten durchgeführt werden kann, ist es unwichtig, ob die MC-Verteilung an die Daten angepaßt wird oder umgekehrt. Die Anpassung liefert bei 192 GeV einen Wert von  $r=0.96$  und bei den übrigen Energien einen Wert von  $r=0.97$ . Da der Jet mit der niedrigsten Anzahl an geladenen Spuren mindestens eine Spur enthalten muß, läßt sich der systematische Fehler ermitteln, indem man  $P(i, 0)$  über alle auftretenden Werte von  $i$  aufsummiert, wobei  $i$  ein Bin der Monte Carlo-Verteilung ist. Da an dieser Stelle zunächst nur der systematische Fehler der Effizienz bestimmt werden soll, wird die Summation nur über die Signalereignisse durchgeführt.

In der Tab. 5.4 sind die Effizienzen, Reinheiten und Qualitätsfaktoren  $Q$  für alle Selektionen bei den Schwerpunktsenergien von 189 GeV bis 202 GeV aufgelistet. Die Effizienz ist mit dem Gesamtfehler angegeben, der sich aus der quadratischen Addition von statistischem und systematischem Fehler ergibt. Zur Berechnung des gesamten systematischen Fehlers wurden die fünf Einzelbeiträge quadratisch addiert, wobei die Vorzeichen der einzelnen Fehler nicht betrachtet wurden. In den Tab. 5.5 bis 5.9 sind die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler sowie der Gesamtfehler der Effizienz für alle Energien und Selektionsmethoden dargestellt. Es zeigt sich, daß die JETSET-Parameter in allen Fällen den größten Beitrag zum systematischen Fehler liefern. Auch der systematische Fehler, der durch die Monte Carlo-Generatoren entsteht, ist relativ groß. Der Beitrag von der Schwerpunktsenergie ist dagegen vernachlässigbar, was bereits in Abb. 5.8 links zu erkennen ist, wo man auch eine Anpassung an einen konstanten Wert hätte durchführen können. Der systematische Fehler, der aufgrund der unterschiedlichen Verteilungen von  $N_{ch}^{min}$  in den Daten und den Monte Carlo-Ereignissen entsteht, ist ebenfalls klein im Vergleich zu dem Fehler durch die Unsicherheit in den JETSET-Parametern. Damit dominiert nicht ein Fehler, der bei Energien von 192 GeV bis 202 GeV auf einer Anpassung der Daten an die Monte Carlo-Ereignisse beruht.

Die systematischen Fehler der einzelnen Methoden sind bis auf statistische Fluktuationen ähnlich. Lediglich bei NN18 ohne den Schnitt auf  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion treten generell etwas kleinere systematische Fehler auf.

$\sqrt{s}$	Selektion	Effizienz	Reinheit	$Q$
189 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.09 \pm 0.54)\%$	80.46%	0.8323
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.38 \pm 0.65)\%$	78.99%	0.8260
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(85.52 \pm 0.67)\%$	80.97%	0.8322
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(85.83 \pm 0.77)\%$	79.39%	0.8255
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(86.19 \pm 0.69)\%$	79.11%	0.8257
192 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.33 \pm 0.59)\%$	81.02%	0.8363
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.53 \pm 0.64)\%$	79.42%	0.8290
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(85.70 \pm 0.80)\%$	81.46%	0.8355
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(85.92 \pm 0.86)\%$	79.74%	0.8277
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(86.12 \pm 0.87)\%$	79.51%	0.8275
196 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.91 \pm 0.53)\%$	79.98%	0.8337
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.51 \pm 0.72)\%$	78.75%	0.8254
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.11 \pm 0.71)\%$	80.42%	0.8321
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(85.81 \pm 0.84)\%$	78.98%	0.8233
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(87.09 \pm 0.74)\%$	77.96%	0.8240
200 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(87.02 \pm 0.49)\%$	80.22%	0.8355
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.42 \pm 0.44)\%$	79.34%	0.8281
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.25 \pm 0.67)\%$	80.65%	0.8341
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(85.74 \pm 0.62)\%$	79.59%	0.8261
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(86.91 \pm 0.70)\%$	78.47%	0.8258
202 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.91 \pm 0.57)\%$	79.82%	0.8329
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.12 \pm 0.65)\%$	79.12%	0.8254
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(86.12 \pm 0.73)\%$	80.25%	0.8313
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(85.41 \pm 0.80)\%$	79.36%	0.8233
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(86.48 \pm 0.65)\%$	78.38%	0.8233

Tabelle 5.4: Effizienz, Reinheit und Qualitätsfaktor  $Q$  für alle Selektionen bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  von 189 GeV bis 202 GeV. Die Effizienz ist mit dem Gesamtfehler angegeben. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

syst. Fehler	ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
	NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
MC-Tune	0.45%	0.50%	0.61%	0.67%	0.65%
MC-Gen.	0.24%	0.38%	0.20%	0.33%	0.16%
$E_{CM}$	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
$M_W$	0.05%	0.06%	0.06%	0.06%	0.05%
$N_{ch}^{min}$	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%
$\Delta\epsilon(\text{stat})$	0.11%	0.11%	0.12%	0.12%	0.11%
$\Delta\epsilon(\text{syst})$	0.53%	0.64%	0.66%	0.76%	0.68%
$\Delta\epsilon$	0.54%	0.65%	0.67%	0.77%	0.69%

Tabelle 5.5: Systematische Fehler sowie Gesamtfehler der Effizienz bei 189 GeV für die verschiedenen Selektionen. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.



syst. Fehler	ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
	NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
MC-Tune	0.53%	0.58%	0.76%	0.80%	0.82%
MC-Gen.	0.09%	0.11%	0.02%	0.20%	0.18%
$E_{CM}$	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
$M_W$	0.05%	0.06%	0.06%	0.06%	0.05%
$N_{ch}^{min}$	0.17%	0.17%	0.17%	0.17%	0.17%
$\Delta\epsilon(\text{stat})$	0.16%	0.16%	0.16%	0.16%	0.16%
$\Delta\epsilon(\text{syst})$	0.57%	0.62%	0.78%	0.84%	0.86%
$\Delta\epsilon$	0.59%	0.64%	0.80%	0.86%	0.87%

Tabelle 5.6: Systematische Fehler sowie Gesamtfehler der Effizienz bei 192 GeV für die verschiedenen Selektionen. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

syst. Fehler	ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
	NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
MC-Tune	0.38%	0.53%	0.58%	0.68%	0.67%
MC-Gen.	0.32%	0.45%	0.36%	0.46%	0.24%
$E_{CM}$	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
$M_W$	0.07%	0.08%	0.07%	0.08%	0.06%
$N_{ch}^{min}$	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%
$\Delta\epsilon(\text{stat})$	0.12%	0.12%	0.12%	0.12%	0.12%
$\Delta\epsilon(\text{syst})$	0.52%	0.71%	0.70%	0.84%	0.73%
$\Delta\epsilon$	0.53%	0.72%	0.71%	0.84%	0.74%

Tabelle 5.7: Systematische Fehler sowie Gesamtfehler der Effizienz bei 196 GeV für die verschiedenen Selektionen. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

syst. Fehler	ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
	NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
MC-Tune	0.43%	0.36%	0.62%	0.57%	0.64%
MC-Gen.	0.14%	0.14%	0.15%	0.12%	0.21%
$E_{CM}$	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
$M_W$	0.08%	0.11%	0.08%	0.11%	0.08%
$N_{ch}^{min}$	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%
$\Delta\epsilon(\text{stat})$	0.11%	0.11%	0.11%	0.12%	0.11%
$\Delta\epsilon(\text{syst})$	0.48%	0.42%	0.66%	0.61%	0.69%
$\Delta\epsilon$	0.49%	0.44%	0.67%	0.62%	0.70%

Tabelle 5.8: Systematische Fehler sowie Gesamtfehler der Effizienz bei 200 GeV für die verschiedenen Selektionen. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

syst. Fehler	ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
	NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
MC-Tune	0.50%	0.56%	0.64%	0.67%	0.61%
MC-Gen.	0.21%	0.29%	0.30%	0.39%	0.15%
$E_{CM}$	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
$M_W$	0.03%	0.01%	0.02%	0.01%	0.02%
$N_{ch}^{min}$	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%	0.13%
$\Delta\epsilon(\text{stat})$	0.11%	0.11%	0.11%	0.12%	0.11%
$\Delta\epsilon(\text{syst})$	0.56%	0.64%	0.72%	0.79%	0.64%
$\Delta\epsilon$	0.57%	0.65%	0.73%	0.80%	0.65%

Tabelle 5.9: Systematische Fehler sowie Gesamtfehler der Effizienz bei 202 GeV für die verschiedenen Selektionen. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

Um zu untersuchen, inwieweit die einzelnen Selektionen die gleichen Ereignisse selektieren, wurden deren Schnittmengen bestimmt. In den Tab. 5.10 und 5.11 sind die Prozentsätze für die einzelnen Prozesse ohne bzw. mit Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion der Netzwerke angegeben. Die Prozentangaben beziehen sich dabei auf die Anzahl aller Ereignisse einer gewissen Ereignismenge, die die Anforderungen irgendeiner der Selektionen bestehen. Die jeweilige Spalte gibt an, aus welchen Monte Carlo-Ereignissen die Ereignismenge besteht, wobei die  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse nur aus dem hadronischen Anteil bestehen. Aus der ersten Spalte erkennt man, daß zwischen 95% und 96% aller hadronisch zerfallenden W-Paare von mehr als einer Selektionsmethode selektiert werden. Der Untergrund ist dagegen nicht ganz so stark korreliert. Aus diesem Grund führt eine Kombination der Selektionsmethoden zu keiner Verbesserung in der Ereignisselektion, denn mit einer geringen Verbesserung in der Effizienz würde sich die Reinheit deutlich verschlechtern. Aus der letzten Spalte, bei der die Ereignismenge sowohl Signal- als auch Untergrundprozesse enthält, läßt sich erkennen, daß die Ergebnisse der einzelnen Selektionen stark korreliert sind. Sämtliche Prozentsätze sind bei einer Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion der neuronalen Netzwerke etwas größer als ohne deren Berücksichtigung. Das liegt an einer weiteren Korrelation, die vor allem durch  $\mathcal{L}_{semi}$  erzeugt wird und sich besonders deutlich bei den semileptonischen W-Paaren (in den beiden Tabellen mit WW(sl.) abgekürzt) bemerkbar macht.

$\sqrt{s}$	Selektionen	Signal	Untergr.	WW(sl.)	$Z^0/\gamma$	“ZZ”	gesamt
189 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.9%	70.8%	19.0%	69.7%	82.5%	89.4%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.6%	78.5%	20.4%	78.2%	88.1%	91.7%
	$NN18 \cap NN5$	95.6%	73.8%	45.3%	71.5%	86.2%	90.7%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.2%	69.0%	17.1%	67.6%	82.0%	88.4%
192 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.6%	71.7%	21.4%	69.4%	84.1%	89.6%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.4%	79.7%	22.9%	78.7%	89.1%	91.9%
	$NN18 \cap NN5$	95.7%	74.4%	48.0%	70.9%	87.8%	91.0%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.0%	69.9%	19.5%	67.1%	83.5%	88.7%
196 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.2%	72.0%	19.1%	69.8%	84.6%	89.8%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.5%	80.5%	19.9%	79.5%	90.6%	92.0%
	$NN18 \cap NN5$	95.6%	73.3%	39.5%	69.7%	87.5%	90.4%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.3%	69.9%	16.3%	67.3%	84.0%	88.6%
200 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.6%	72.9%	20.8%	70.4%	85.7%	90.4%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.6%	79.9%	22.2%	78.7%	89.6%	92.0%
	$NN18 \cap NN5$	95.9%	74.1%	42.1%	69.9%	88.8%	90.9%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.6%	70.6%	18.1%	67.6%	84.9%	89.1%
202 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.5%	73.8%	20.9%	70.9%	87.4%	90.5%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.5%	80.0%	22.9%	78.6%	90.2%	91.9%
	$NN18 \cap NN5$	95.9%	75.4%	41.7%	71.1%	90.6%	91.2%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.5%	71.6%	18.3%	68.1%	86.7%	89.2%

Tabelle 5.10: *Schnittmengen der verschiedenen Selektionsmethoden. Die Prozentangaben beziehen sich auf alle Ereignisse, die mit irgendeiner Methode selektiert werden. Bei den neuronalen Netzwerken wurden  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  nicht in der Vorselektion berücksichtigt.*

$\sqrt{s}$	Selektionen	Signal	Untergr.	WW(sl.)	$Z^0/\gamma$	“ZZ”	gesamt
189 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.5%	73.1%	55.8%	70.0%	86.0%	90.5%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.2%	81.1%	60.0%	78.6%	91.8%	92.8%
	$NN18 \cap NN5$	95.7%	74.4%	52.9%	71.5%	86.9%	91.0%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.8%	71.3%	50.4%	67.9%	85.4%	89.5%
192 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.5%	73.9%	60.5%	69.6%	87.6%	90.8%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.1%	82.2%	64.9%	79.0%	92.8%	93.1%
	$NN18 \cap NN5$	95.8%	75.1%	61.4%	70.9%	88.5%	91.3%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	94.7%	72.0%	55.3%	67.3%	86.9%	89.8%
196 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.1%	74.4%	52.5%	70.0%	88.5%	91.1%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.4%	83.2%	54.6%	79.8%	94.7%	93.4%
	$NN18 \cap NN5$	95.7%	74.1%	45.8%	69.7%	88.4%	90.7%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.2%	72.3%	44.6%	67.5%	87.8%	89.9%
200 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.4%	75.4%	53.2%	70.7%	89.8%	91.7%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.5%	82.6%	56.8%	79.0%	93.9%	93.4%
	$NN18 \cap NN5$	96.0%	74.8%	47.1%	69.9%	89.7%	91.2%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.5%	73.0%	46.4%	67.8%	89.0%	90.4%
202 GeV	$NN18 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.4%	76.2%	52.5%	71.2%	91.3%	91.8%
	$NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	96.4%	82.7%	57.6%	79.0%	94.2%	93.3%
	$NN18 \cap NN5$	96.0%	76.2%	48.6%	71.1%	91.7%	91.5%
	$NN18 \cap NN5 \cap \mathcal{L}_{hadr}$	95.4%	73.9%	46.0%	68.5%	90.5%	90.5%

Tabelle 5.11: *Schnittmengen der verschiedenen Selektionsmethoden. Die Prozentangaben beziehen sich auf alle Ereignisse, die mit irgendeiner Methode selektiert werden. Bei den neuronalen Netzwerken wurden  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion berücksichtigt.*

## 5.4 Bestimmung der W-Masse

An dieser Stelle soll untersucht werden, inwieweit die einzelnen Selektionen zu einer Verzerrung der W-Masse führen. Dazu wurde mit Monte Carlo-Generatoren eine Ereignismenge generiert, deren Zusammensetzung aus Signal- und Untergrundprozessen den Wirkungsquerschnitten entspricht, die vom Standardmodell vorhergesagt werden. Die  $W^+W^-$ -Ereignisse wurden mit einer W-Masse  $M_W$  von  $80.330 \text{ GeV}/c^2$  erzeugt. Die Wirkungsquerschnitte sind bereits in Tab. 5.1 angegeben. Es wurden folgende Generatoren verwendet:

KORALW	für $W^+W^-$ -Ereignisse
PYTHIA	für $Z^0/\gamma$ -Ereignisse bei 189 GeV
KK2F	für $Z^0/\gamma$ -Ereignisse bei 192 GeV bis 202 GeV
YFSZZ und GRC4F	für "ZZ"-Ereignisse

Alle Ereignisse, die von einer bestimmten Selektionsmethode selektiert werden, müssen zusätzlich noch das Kriterium erfüllen, daß die höchste Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{Anpassung}}$  der Anpassung mit fünf Zwangsbedingungen an die vier Jets größer als 0.01 ist. Dadurch werden alle Ereignisse, bei denen die Anpassung zu schlecht bzw. nicht durchführbar ist, verworfen. Anschließend wird eine ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung an die Verteilung der W-Masse im Fall von 4-Jet-Ereignissen durchgeführt. Für die Signalverteilung wird eine Funktion verwendet, die aus einer relativistischen Breit-Wigner-Funktion mit unterschiedlichen Breiten oberhalb und unterhalb des Maximums besteht [55]:

$$S(m) = A \frac{m^2 \Gamma_-^2}{(m^2 - m_0^2)^2 + m^2 \Gamma_-^2} ; m \leq m_0$$

$$S(m) = A \frac{m^2 \Gamma_+^2}{(m^2 - m_0^2)^2 + m^2 \Gamma_+^2} ; m > m_0$$

mit der gemessenen Masse  $m$ , der Normierungskonstante  $A$  und den Parametern  $m_0$  und  $\Gamma_{\pm}$ , die dem Mittelwert, der rechten und der linken Breite der asymmetrischen Breit-Wigner-Verteilung entsprechen. Zur Beschreibung des Untergrunds wird ein Polynom 2. Grades addiert. Die Wahl dieser Funktionen ist rein empirisch, liefert aber eine hinreichend gute Beschreibung der Verteilung. Die ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung wird im Massenbereich von  $20 \text{ GeV}/c^2$  bis  $88 \text{ GeV}/c^2$  durchgeführt. Der Parameter  $m_0$  ist dabei gerade die rekonstruierte W-Masse, die mit dem Wert für  $M_W$ , der als Eingabe in die Monte Carlo-Generatoren verwendet wurde, verglichen werden muß. In Abb. 5.8 ist im oberen Teil die Massenverteilung und das Ergebnis der Anpassung für Ereignisse bei 189 GeV am Beispiel von NN18 dargestellt. Im mittleren und unteren Teil ist jeweils die relative Differenz der Anzahl an Ereignissen pro Massenbin zwischen NN18 und  $\mathcal{L}_{\text{hadr}}$  bzw. NN5 und  $\mathcal{L}_{\text{hadr}}$  für das Signal (gestrichelt) und den Untergrund (durchgezogen) aufgetragen. Abb. 5.9 zeigt die gleichen Verteilungen bei 200 GeV. Die Resultate der rekonstruierten W-Massen mit dem statistischen Fehler und dem  $\chi^2$ -Wert pro Freiheitsgrad sind für alle Selektionen und Schwerpunktsenergien in Tab. 5.12 aufgelistet. Es zeigt sich, daß alle Selektionen im Rahmen des statistischen Fehlers die gleiche W-Masse rekonstruieren, obwohl NN18 die Untergrundergebnisse gegenüber  $\mathcal{L}_{\text{hadr}}$  um etwa 10%-Punkte besser unterdrückt, was besonders deutlich aus Abb. 5.8b) hervorgeht. Bei den Signalereignissen gibt es dagegen keine nennenswerten Unterschiede, was auch zu erwarten war, da die Schnittmengen der Selektionen sehr groß sind. Daraus läßt sich schließen, daß die ungebinnte Maximum-Likelihood-Anpassung relativ unempfindlich gegenüber der Größe des Untergrunds ist und von der asymmetrischen Breit-Wigner-Verteilung dominiert wird. Ein Vergleich zwischen den rekonstruierten W-Massen  $m_0$  und der generierten Masse  $M_W$  zeigt, daß die Werte von  $m_0$  bei 189 GeV um etwa eine Standardabweichung zu klein und bei Energien ab 196 GeV um etwa eine bis zwei Standardabweichungen zu groß rekonstruiert werden. Auf diesen systematischen Effekt muß bei einer Bestimmung der W-Masse aus den gemessenen Daten korrigiert werden [56], nachdem zuvor noch Monte Carlo-Ereignisse mit unterschiedlichen Werten für  $M_W$  untersucht wurden.

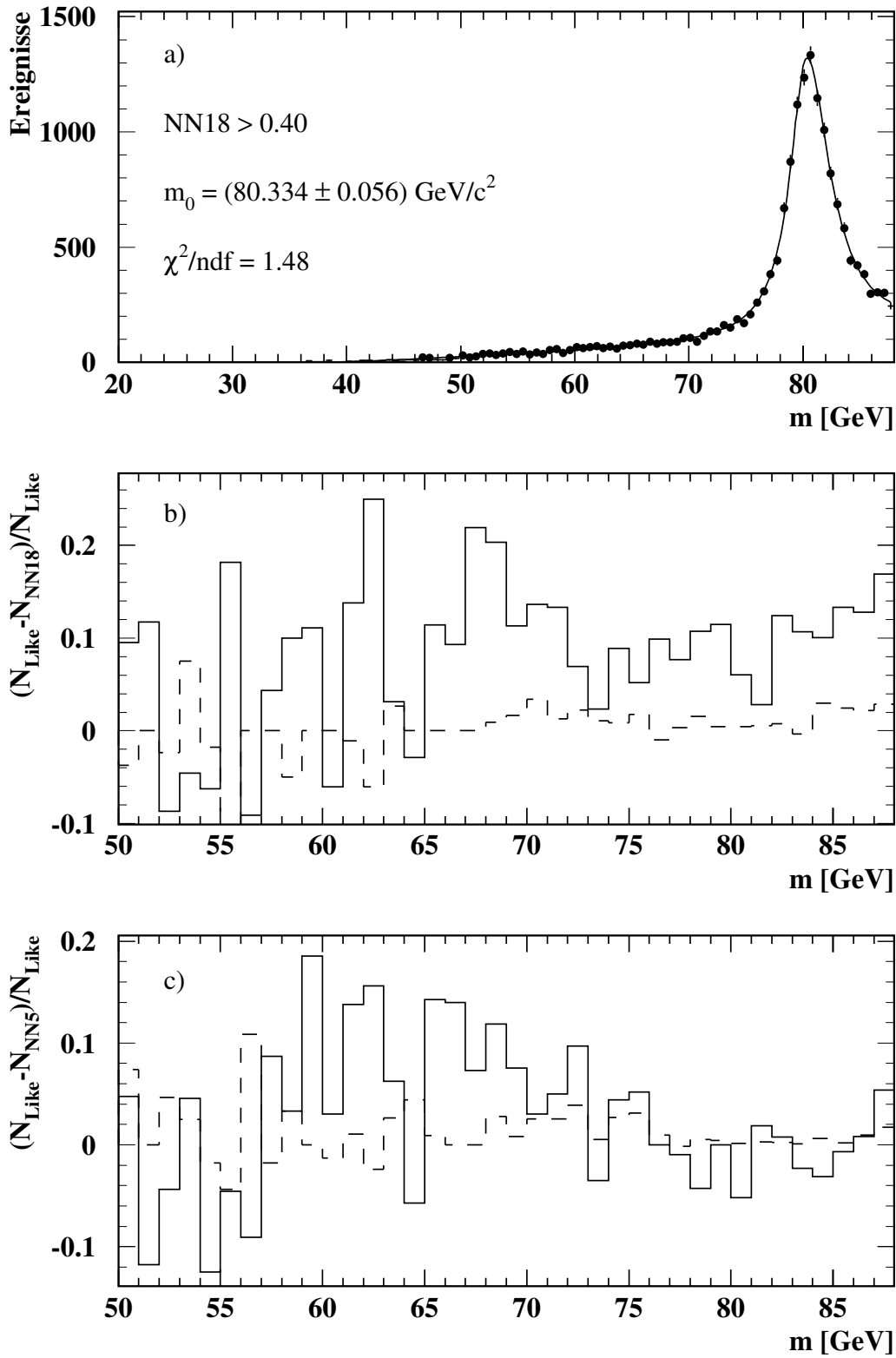


Abbildung 5.10: a) Verteilung der  $W$ -Masse für 4-Jet-Ereignisse, die mit NN18 selektiert wurden. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der ungebinnten Maximum-Likelihood-Anpassung. b) zeigt die relative Differenz der Anzahl an Ereignissen zwischen NN18 und  $\mathcal{L}_{\text{hadr}}$  für das Signal (gestrichelte Linie) und den Untergrund (durchgezogene Linie). c) zeigt die relative Differenz der Anzahl an Ereignissen zwischen NN5 und  $\mathcal{L}_{\text{hadr}}$  für das Signal (gestrichelte Linie) und den Untergrund (durchgezogene Linie). Die Ereignisse wurden bei  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$  mit einer  $W$ -Masse  $M_W=80.330 \text{ GeV}/c^2$  generiert. Bei allen Selektionen wurden  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion berücksichtigt.

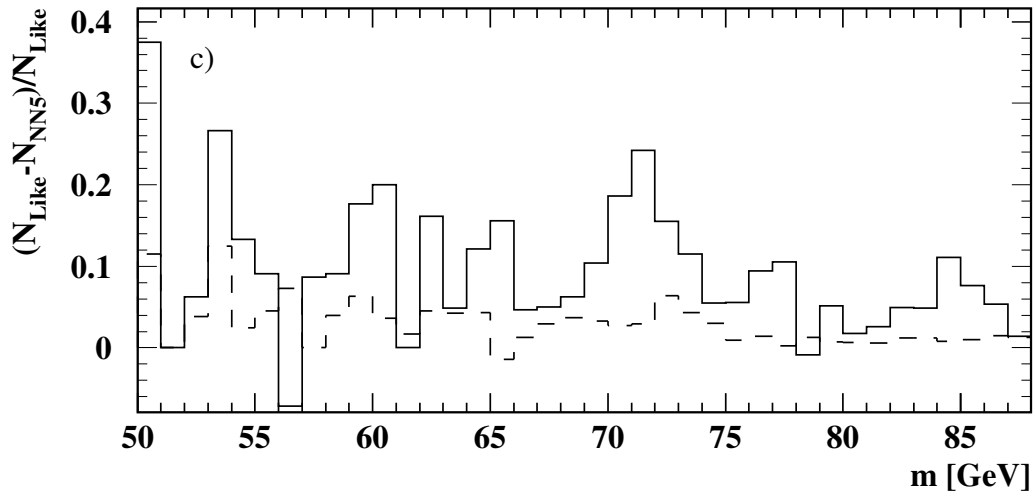
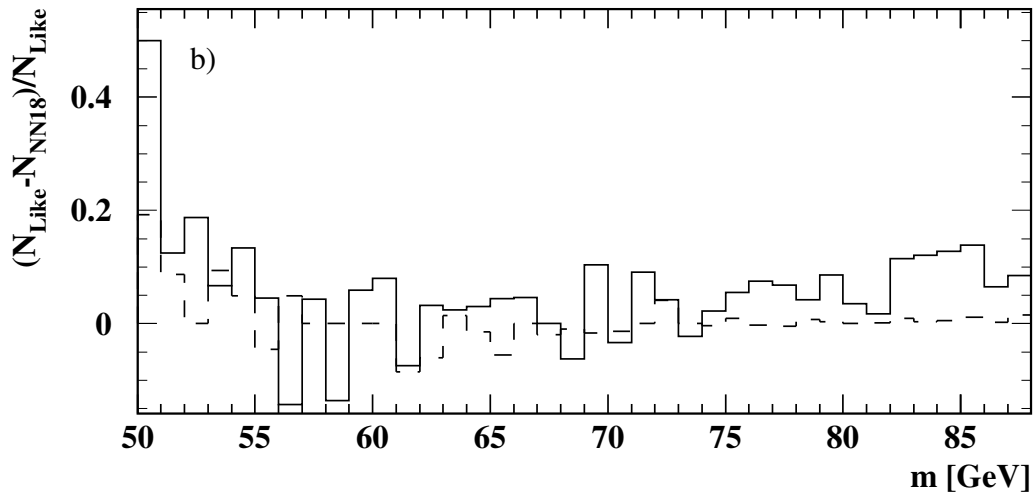
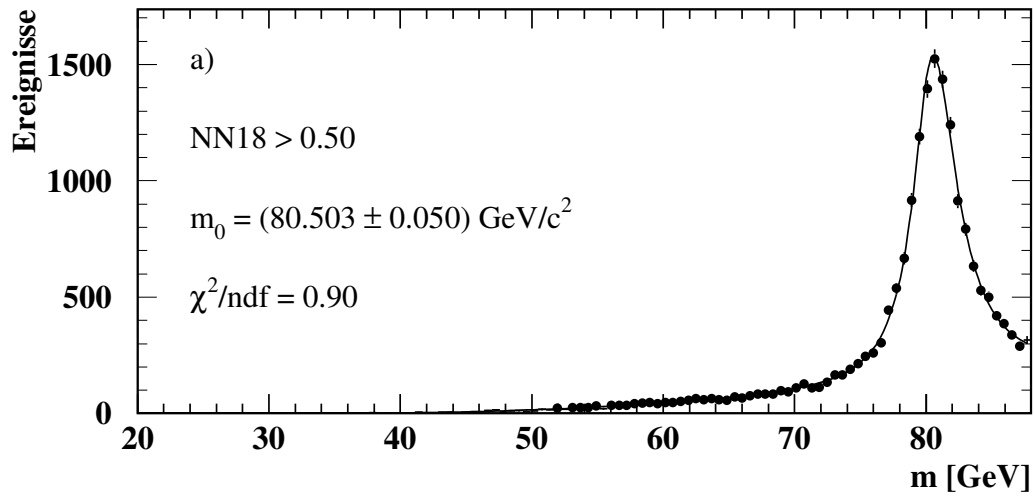


Abbildung 5.11: a) Verteilung der  $W$ -Masse für 4-Jet-Ereignisse, die mit NN18 selektiert wurden. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der ungebinnten Maximum-Likelihood-Anpassung. b) zeigt die relative Differenz der Anzahl an Ereignissen zwischen NN18 und  $\mathcal{L}_{\text{hadr}}$  für das Signal (gestrichelte Linie) und den Untergrund (durchgezogene Linie). c) zeigt die relative Differenz der Anzahl an Ereignissen zwischen NN5 und  $\mathcal{L}_{\text{hadr}}$  für das Signal (gestrichelte Linie) und den Untergrund (durchgezogene Linie). Die Ereignisse wurden bei  $\sqrt{s}=200$  GeV mit einer  $W$ -Masse  $M_W=80.330$  GeV/ $c^2$  generiert. Bei allen Selektionen wurden  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion berücksichtigt.

$\sqrt{s}$	Selektion	rekonstr. W-Masse	$\chi^2/\text{ndf}$
189 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.296 \pm 0.057) \text{ GeV}/c^2$	1.69
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.254 \pm 0.058) \text{ GeV}/c^2$	1.26
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.334 \pm 0.056) \text{ GeV}/c^2$	1.48
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.254 \pm 0.057) \text{ GeV}/c^2$	1.26
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(80.272 \pm 0.058) \text{ GeV}/c^2$	0.99
192 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.335 \pm 0.062) \text{ GeV}/c^2$	1.23
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.306 \pm 0.063) \text{ GeV}/c^2$	1.25
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.339 \pm 0.062) \text{ GeV}/c^2$	1.22
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.308 \pm 0.063) \text{ GeV}/c^2$	1.24
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(80.324 \pm 0.063) \text{ GeV}/c^2$	1.14
196 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.401 \pm 0.061) \text{ GeV}/c^2$	1.08
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.387 \pm 0.051) \text{ GeV}/c^2$	1.36
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.393 \pm 0.061) \text{ GeV}/c^2$	1.04
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.383 \pm 0.062) \text{ GeV}/c^2$	1.34
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(80.400 \pm 0.062) \text{ GeV}/c^2$	1.11
200 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.496 \pm 0.050) \text{ GeV}/c^2$	0.90
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.468 \pm 0.050) \text{ GeV}/c^2$	0.89
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.503 \pm 0.050) \text{ GeV}/c^2$	0.90
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.473 \pm 0.050) \text{ GeV}/c^2$	0.90
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(80.495 \pm 0.050) \text{ GeV}/c^2$	1.03
202 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.496 \pm 0.055) \text{ GeV}/c^2$	1.16
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.458 \pm 0.055) \text{ GeV}/c^2$	1.08
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.497 \pm 0.055) \text{ GeV}/c^2$	1.16
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$(80.457 \pm 0.055) \text{ GeV}/c^2$	1.06
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$(80.483 \pm 0.056) \text{ GeV}/c^2$	0.97

Tabelle 5.12: Rekonstruierte W-Masse und  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad für alle Selektionen bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  von 189 GeV bis 202 GeV. Die W-Masse ist mit dem statistischen Fehler angegeben und mit einem Wert von  $80.330 \text{ GeV}/c^2$  zu vergleichen, bei dem die Ereignisse generiert wurden. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.





# Kapitel 6

## Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts

In diesem Kapitel wird der hadronische Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  für Energien von 189 GeV bis 202 GeV bestimmt. Dazu werden die bereits beschriebenen Selektionsmethoden auf zwei verschiedene Arten verwendet. Im ersten Abschnitt wird die Zahl der beobachteten Ereignisse benutzt, die den Schnitt in der Netzwerkausgabe bzw. der Likelihood bestehen, um daraus den Wirkungsquerschnitt zu berechnen, während der Wirkungsquerschnitt im zweiten Abschnitt durch eine Anpassung an die Verteilung der Netzwerkausgabe bzw. der Likelihood ermittelt wird. Die einzelnen Resultate werden jeweils mit den Vorhersagen verschiedener Rechnungen verglichen.

### 6.1 Auf Schnitten basierende Bestimmung

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus der Zahl der beobachteten Kandidaten wird ein Schnitt in der Netzwerkausgabe bzw. in der hadronischen Likelihood an der Stelle durchgeführt, an der  $\sqrt{\epsilon \cdot \mathcal{P}}$  den maximalen Wert annimmt. Diese optimalen Selektionsschnitte wurden bereits in Kap. 5.3 bestimmt und sind in Tab. 6.1 angegeben.

$\sqrt{s}$ [GeV]	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
189 – 192	0.40	0.38	0.24
196 – 202	0.50	0.42	0.22

Tabelle 6.1: *Optimale Selektionsschnitte für alle Selektionen bei den verschiedenen Energien.*

Durch diese Schnitte wird der Untergrund, vor allem die dominierenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse, reduziert. In Tab. 6.2 ist die Zahl der selektierten Ereignisse nach der Vorselektion und nach einem weiteren Schnitt in der Netzwerkausgabe für NN5 bei 200 GeV aufgelistet. Dabei handelt es sich um Monte Carlo-Ereignisse, deren Luminosität auf die Luminosität der Daten herabgewichtet wurde. Dadurch entstehen auch die Nachkommastellen. Es ist zu erkennen, daß der Untergrund durch die semileptonisch zerfallenden W-Paare (WW(semi.)) bereits nach der Vorselektion vernachlässigbar klein ist.

Schnitt	WW(hadr.)	WW(semi.)	$Z^0/\gamma$	“ZZ”
nach Vorsel.	556.7	3.8	252.9	45.7
NN5 > 0.42	517.3	1.1	93.6	38.1

Tabelle 6.2: *Zahl der selektierten Monte Carlo-Ereignisse nach der Vorselektion und nach dem optimalen Schnitt für NN5 bei 200 GeV.  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  wurden in der Vorselektion berücksichtigt. Die Luminosität der einzelnen Kanäle wurde auf die der Daten herabgewichtet.*

Die Verteilung der Netzwerkausgabe von NN5 bei 200 GeV ist in Abb. 6.1 dargestellt. Der eingezeichnete Pfeil markiert die Stelle, ab der die Ereignisse selektiert werden. Die semileptonisch zerfallenden W-Paare konnten aufgrund der geringen Anzahl nicht in der Abbildung dargestellt werden.

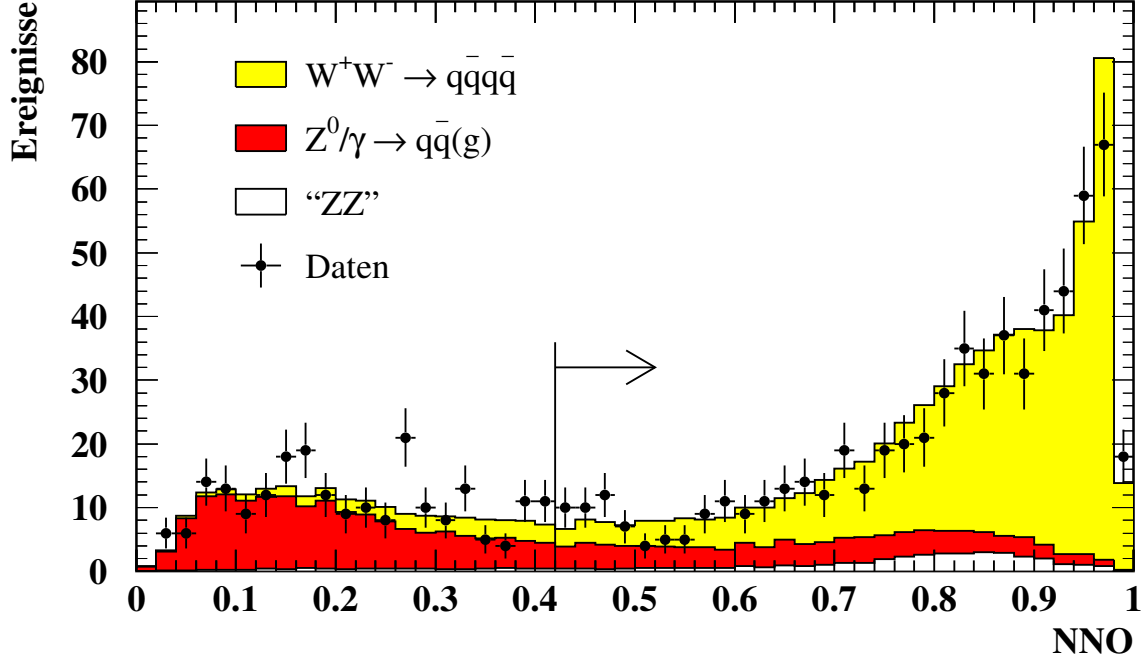


Abbildung 6.1: Netzwerkausgabe von NN5 bei 200 GeV für die verschiedenen Kanäle.  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  wurden in der Vorselektion berücksichtigt. Die Verteilungen sind so dargestellt, daß es keine Überschneidungen gibt.

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich auf folgende Weise bestimmen:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) &= \sigma_{WW} \cdot \text{Br}^2(W \rightarrow q\bar{q}) = \frac{1}{\mathcal{L}\epsilon} (N - N_{back}) \\ &= \frac{1}{\mathcal{L}\epsilon} \left( N - \mathcal{L}\sigma_{ZZ}\epsilon_{ZZ} - \mathcal{L}\sigma_{Z/\gamma}\text{Br}(Z/\gamma \rightarrow q\bar{q})\epsilon_{Z/\gamma}^{hadr} - \mathcal{L}\sigma_{WW}\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})\text{Br}(W \rightarrow l\nu_l)\epsilon_{WW}^{semi} \right) \end{aligned} \quad (6.1)$$

Dabei ist  $\mathcal{L}$  die über die Zeit integrierte Luminosität,  $\epsilon$  die Signaleffizienz,  $N$  die Zahl der beobachteten Kandidaten und  $N_{back}$  die erwartete Zahl der Untergrundereignisse, die mit Hilfe von Monte Carlo-Ereignissen bestimmt wird. Da in dieser Arbeit nur die integrierte Luminosität eine Rolle spielt, wurde der eigentliche Ausdruck  $\int \mathcal{L}dt$  hier und im übrigen Teil der Arbeit mit  $\mathcal{L}$  abgekürzt.  $\epsilon_{ZZ}$ ,  $\epsilon_{Z/\gamma}^{hadr}$  und  $\epsilon_{WW}^{semi}$  sind die Effizienzen für die Untergrundkanäle, die aus "ZZ"-, hadronischen  $Z/\gamma$ - und semileptonischen  $W^+W^-$ -Ereignissen bestehen. Für die Verzweigungsverhältnisse  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})$  und  $\text{Br}(W \rightarrow l\nu_l)$  wurden die Vorhersagen des Standardmodells verwendet [57]:

$$\begin{aligned} \text{Br}(W \rightarrow q\bar{q}) &= 67.51\% \\ \text{Br}(W \rightarrow l\nu_l) &= 10.83\% \end{aligned}$$

Auch für alle Prozesse des Untergrunds wurden die Vorhersagen des Standardmodells verwendet, was der Vorgehensweise bei bisherigen OPAL-Analysen entspricht [57], d.h. zur Bestimmung des Untergrunds durch semileptonische W-Paare wurde ebenfalls der Standardmodellwert für  $\sigma_{WW}$  verwendet. Diese Vorgehensweise ist eigentlich nicht korrekt, da man  $\sigma_{WW}$  einerseits über den hadronischen Kanal bestimmen will und andererseits den Standardmodellwert in die Berechnung eingehen läßt. Da der Untergrund durch die semileptonischen

W-Paare jedoch vernachlässigbar klein ist, hat in diesem Fall ein Fehler bei der Angabe dieses Wertes keinen nennenswerten Einfluß auf das Resultat der Analyse. Bei den systematischen Studien wird auf diese Begründung noch quantitativ eingegangen.

Die Luminosität wird bei OPAL über die Bhabha-Streuung unter kleinen Winkeln zur Strahlachse gemessen [58], da der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß sehr groß ist und sich aus der QED berechnen läßt. In Tab. 6.3 sind die integrierten Luminositäten mit ihrem Gesamtfehler sowie die gemessenen Schwerpunktsenergien angegeben.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\mathcal{L}$ [pb <sup>-1</sup> ]	$\Delta\mathcal{L}$ [pb <sup>-1</sup> ]
188.64	183.14	0.68
191.62	29.32	0.10
195.50	76.49	0.23
199.50	75.84	0.22
201.70	37.03	0.12

Tabelle 6.3: *Gemessene Schwerpunktsenergie, integrierte Luminosität und Gesamtfehler der Luminositätsmessung bei den verschiedenen Energien.*

Die Signaleffizienzen wurden bereits untersucht und sind in Tab. 5.4 angegeben. Die Effizienzen der Untergrundkanäle wurden nicht einzeln bestimmt, sondern jeweils mit den Standardmodell-Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen multipliziert und anschließend zu  $N_{back}/\mathcal{L}$  aufaddiert:

$$\frac{N_{back}}{\mathcal{L}} = \sigma_{ZZ}\epsilon_{ZZ} + \sigma_{Z/\gamma}\text{Br}(Z/\gamma \rightarrow q\bar{q})\epsilon_{Z/\gamma}^{hadr} + \sigma_{WW}\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})\text{Br}(W \rightarrow l\nu_l)\epsilon_{WW}^{semi}$$

Der Vorteil dieser Größe ist, daß sie in Einheiten des Wirkungsquerschnitts angegeben wird und nicht mehr von der Luminosität abhängt. Dazu wurden folgende Monte Carlo-Generatoren verwendet:

KORALW	für semilept. $W^+W^-$ -Ereignisse
PYTHIA	für $Z^0/\gamma$ -Ereignisse bei 189 GeV
KK2F	für $Z^0/\gamma$ -Ereignisse bei 192 GeV bis 202 GeV
YFSZZ und GRC4F	für “ZZ”-Ereignisse

In Tab. 6.4 ist der selektierte Untergrund  $N_{back}/\mathcal{L}$  für alle Energien und Selektionen aufgelistet.

$N_{back}/\mathcal{L}$ [fb]					
$\sqrt{s}$ [GeV]	ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
	NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
189	1576.86	1744.90	1529.95	1696.62	1732.74
192	1549.50	1725.93	1502.80	1682.71	1710.11
196	1710.94	1835.88	1647.71	1794.35	1935.31
200	1710.76	1793.66	1647.43	1750.84	1898.77
202	1761.61	1822.80	1699.63	1781.99	1912.85

Tabelle 6.4: *Selektierter Untergrund  $N_{back}/\mathcal{L}$  für alle Energien und Selektionen. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte die Bestimmung einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.*

Da die einzelnen Ereignismengen mit einer Luminosität generiert wurden, die nicht der der Daten entspricht, wurden alle Ereignisse mit  $\mathcal{L}/\mathcal{L}_{MC}$  gewichtet, wobei  $\mathcal{L}$  die Luminosität

der Daten und  $\mathcal{L}_{MC}$  die der Monte Carlo-Ereignisse ist. Durch diese Gewichtung wird die in der Regel größere Anzahl an Monte Carlo-Ereignissen an die Anzahl der Ereignisse in den Daten angeglichen.

Der Untergrund ist bei NN18 geringer als bei den übrigen Selektionen, was auch zu erwarten war, da das entsprechende Netzwerk bei allen untersuchten Energien die größte Reinheit  $\mathcal{P}$  besitzt und somit den Untergrund am besten unterdrückt. Der Sprung in den Werten des selektierten Untergrunds zwischen 192 GeV und 196 GeV liegt daran, daß bei 189 GeV und 192 GeV die bei 189 GeV optimierten Netzwerke bzw. Referenzhistogramme der hadronischen Likelihood verwendet wurden, während bei den übrigen Energien die bei 200 GeV optimierten Selektionen benutzt wurden.

Damit sind alle Meßgrößen bis auf die Zahl  $N$  der selektierten Ereignisse in den Daten bestimmt, die in Gl. 6.1 zur Berechnung des hadronischen Wirkungsquerschnitts eingehen. In Tab. D.1 des Anhangs D.1 sind die Werte für  $N$  und die Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  für alle Selektionen und bei allen untersuchten Schwerpunktsenergien angegeben. Das Resultat für NN5 bei 200 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion ist (mit  $N = 615$  beobachteten Kandidaten):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = (7.42 \pm 0.38_{\text{stat}}) \text{ pb}$$

Der statistische Fehler des Wirkungsquerschnitts ergibt sich aus  $\sqrt{N}/\mathcal{L}\epsilon$ , d.h. aus dem Fehler der selektierten Ereignisse. Der statistische Fehler der Effizienz geht hier nicht ein, sondern in den noch zu bestimmenden systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts. Die Monte Carlo-Ereignisse, mit denen die Signaleffizienz und der Untergrund bestimmt wurden, sind nicht genau bei den gemessenen Schwerpunktsenergien in Tab. 6.4, sondern bei den aufgerundeten Werten generiert worden. Die W-Masse der Generatoren betrug  $80.33 \text{ GeV}/c^2$ . Eine Korrektur der Effizienzen auf die tatsächlich gemessenen Energien sowie den experimentellen Wert der W-Masse von  $80.41 \pm 0.10 \text{ GeV}/c^2$  [50] war aber nicht notwendig, da sich die beiden Änderungen gegenseitig nahezu aufheben und nur einen Effekt von insgesamt 2–3 Promille ausmachen, der bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts vernachlässigbar ist. Der Einfluß der Schwerpunktsenergie und der W-Masse auf die Effizienz wurde bereits in Kap. 5.3 untersucht. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Selektionen stimmen bei allen Schwerpunktsenergien gut überein, und auch die statistischen Fehler sind bis auf eine geringe Abweichung bei 202 GeV, die durch Rundung verursacht wurde, jeweils gleich.

## 6.2 Systematische Studien

Der systematische Fehler ergibt sich, indem man Gl. 6.1 nach allen fehlerbehafteten Größen ableitet und die einzelnen Beiträge quadratisch addiert (Gesetz der Fehlerfortpflanzung):

$$\begin{aligned} d\sigma_{\text{sys}} &= \sqrt{\left(\frac{N}{\mathcal{L}^2\epsilon}d\mathcal{L}\right)^2 + \left(\frac{1}{\mathcal{L}\epsilon^2}(N - N_{\text{back}})d\epsilon\right)^2 + \left(\frac{1}{\epsilon}d\left(\frac{N_{\text{back}}}{\mathcal{L}}\right)\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{N}{\mathcal{L}^2\epsilon}d\mathcal{L}\right)^2 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon}d\epsilon\right)^2 + \left(\frac{1}{\epsilon}d\left(\frac{N_{\text{back}}}{\mathcal{L}}\right)\right)^2} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Die Ableitung nach  $N$  stellt den statistischen Fehler dar und ist deshalb hier nicht mehr aufgeführt.  $\sigma$  ist der oben bestimmte hadronische Wirkungsquerschnitt. Mit der Behandlung des Fehlers nach Gl. 6.2 werden Korrelationen zwischen den einzelnen Variablen vernachlässigt.

Der Fehler der Luminosität ist in Tab. 6.3 und der der Signaleffizienzen in Tab. 5.4 angegeben. Für den Fehler des selektierten Untergrunds  $\Delta(N_{\text{back}}/\mathcal{L})$  wurden mehrere systematische Studien durchgeführt, die bereits in Kap. 5.3 ausführlich erklärt wurden:

- Monte Carlo-Tune/Fragmentation
- Monte Carlo-Generatoren
- geladene Multiplizität  $N_{ch}^{min}$  des Jets mit der kleinsten geladenen Multiplizität

Zur Untersuchung des Einflusses der JETSET-Parameter auf die hadronischen  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse wurden wie bei den Signalereignissen 9 Ereignismengen mit unterschiedlichen Parameterwerten generiert, die allerdings jeweils 250000 Ereignisse umfassen. Bei einer Ereignismenge, der Referenzmenge, wurden die von OPAL optimierten Parameter verwendet, während bei den anderen acht Ereignismengen, die hier als Variationsmengen bezeichnet werden, jeweils ein Parameter um eine Standardabweichung variiert wurde. Die Statistik ist nach den Schnitten der Vorselektion jedoch relativ gering, so daß der zu bestimmende systematische Fehler auch von statistischen Fluktuationen beeinflusst werden kann. Deshalb wurde eine Methode [52] verwendet, die die Einflüsse von statistischen Fluktuationen auf die Bestimmung dieses systematischen Fehlers reduziert und auf einem Vergleich der Variationsmengen mit der Referenzmenge beruht. Für jede Ereignismenge wurden alle Vorselektionsschnitte bis auf den Schnitt im Logarithmus des QCD-Matrixelements  $W_{420}$  durchgeführt, das besonders zur Trennung von  $Z^0/\gamma$ - und Signalereignissen geeignet ist. Statt dessen mußte  $\log_{10}(W_{420}) < 1$  sein, wodurch die Statistik etwa verdoppelt wurde. Auch auf die Anforderungen an die geladene Multiplizität der Jets wurde verzichtet. In Abb. 6.2 ist diese Verteilung nach den übrigen Vorselektionsschnitten für  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse dargestellt.

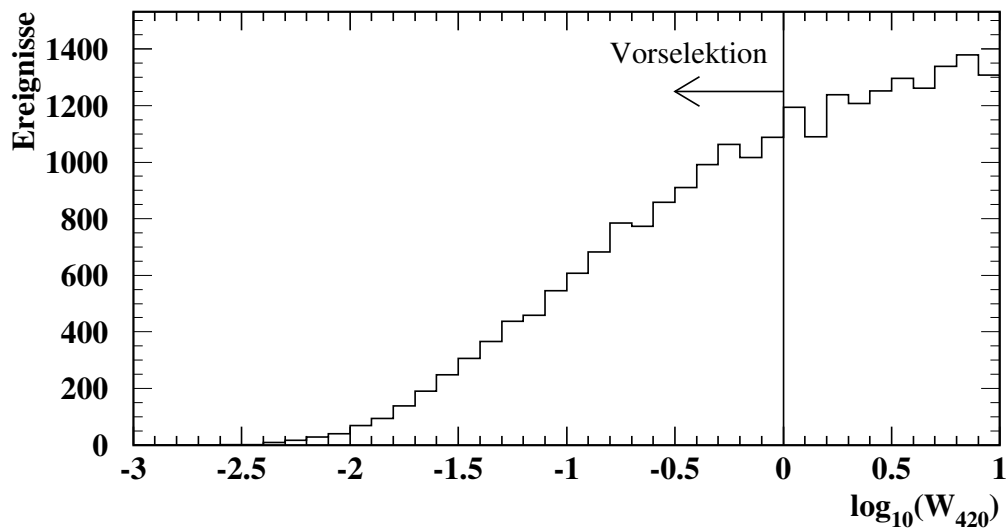


Abbildung 6.2: Verteilung des QCD-Matrixelements  $W_{420}$  für  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse. Die eingezeichnete Linie bezeichnet die Stelle, an der in der Vorselektion geschnitten wird. Alle übrigen Vorselektionsschnitte bis auf die geladene Multiplizität der Jets sind bereits durchgeführt.

Für jede Ereignismenge wurde die Zahl der Ereignisse im Seitenband  $0 < \log_{10}(W_{420}) < 1$  gezählt und anschließend der selektierte Untergrund  $N_{back}/\mathcal{L}$  bestimmt, wobei dazu alle Standardschnitte der Vorselektion durchgeführt wurden. Die Ereignisse im Seitenband sind völlig unkorreliert mit den Ereignissen, aus denen der selektierte Untergrund bestimmt wurde und woraus der systematische Fehler resultiert. Zum Vergleich der acht Variationsmengen mit der Referenzmenge wurde jeweils der Quotient  $N_{tune}/N_{ref}$  gebildet, wobei  $N_{tune}$  die Zahl der Ereignisse im Seitenband der Variationsmenge und  $N_{ref}$  die entsprechende Zahl der Ereignisse der Referenzmenge ist. Die relative Abweichung ergibt sich aus  $(N_{tune} - N_{ref})/N_{ref}$ . Je nach Vorzeichen erhält man eine Abweichung zu größeren bzw. kleineren Zahlen im Seitenband. Die Ereignisse der Variationsmengen wurden zur Anpassung an die Referenzmenge

mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, der gegeben ist durch:

$$r_{scal} = 1 - \left( \frac{N_{tune} - N_{ref}}{N_{ref}} \right)$$

Durch diesen Faktor wird der selektierte Untergrund der Variationsmenge um den Anteil korrigiert, um den diese Menge von der Referenzmenge abweicht. Auf diese Weise ist man unempfindlich auf die Gesamtrate des selektierten Untergrunds und untersucht damit nur noch die Änderung im Profil der Verteilung. Die Unsicherheit in der JETSET-Vorhersage des Profils der Verteilung bleibt allerdings bestehen. Dieses Verfahren entspricht bei kleinen relativen Abweichungen einer Gewichtung, bei der die Ereignisse der Variationsmenge mit dem Gewicht  $N_{ref}/N_{tune}$  versehen werden würden. Der Beitrag zum systematischen Fehler berechnet sich aus der größten Abweichung im selektierten Untergrund zwischen einer der acht Variationsmengen und der Referenzmenge.

Der systematische Fehler durch die Monte Carlo-Generatoren wurde aus der größten Abweichung im selektierten Untergrund bestimmt, der bei allen Schwerpunktsenergien gegeben ist durch:

KORALW — GRC4F	für semilept. $W^+W^-$ -Ereignisse
KK2F — HERWIG	für $Z^0/\gamma$ -Ereignisse
GRC4F — PYTHIA	für $Z^0Z^0$ -Ereignisse

Diese Abschätzung ist konservativ, da die Abweichungen nicht relativ zu den Generatoren bestimmt wurden, die in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts eingegangen sind. Da bei 200 GeV und 202 GeV nicht alle Ereignismengen der einzelnen Generatoren zur Verfügung standen, wurden in diesem Fall die entsprechenden Ereignismengen der nächstniedrigeren Energie verwendet und deren Luminosität aus dem Wirkungsquerschnitt bei der zu untersuchenden Energie und der Zahl der generierten Ereignisse neu berechnet. Dieses Verfahren ist zulässig, da die Abstände zwischen den einzelnen Energien verhältnismäßig klein sind. Der Nachteil ist allerdings, daß die systematischen Fehler bei verschiedenen Energien dadurch noch stärker korreliert sind. Bei 200 GeV fehlen die mit PYTHIA generierten  $Z^0Z^0$ -Ereignisse, während bei 202 GeV die mit HERWIG generierten  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse sowie die mit PYTHIA und GRC4F generierten  $Z^0Z^0$ -Ereignisse nicht vorhanden sind.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers aus dem Kriterium an die geladene Multiplizität des Jets mit der niedrigsten geladenen Multiplizität in einem 4-Jet-Ereignis wurden die Ineffizienzen  $r$  verwendet, die aus der Anpassung in Kap. 5.3, bei der eine Binomialverteilung benutzt wurde, resultieren. Die Binomialverteilung ist gegeben durch:

$$P(i, j) = \binom{i}{j} r^j (1 - r)^{i-j}$$

Bei 192 GeV beträgt  $r = 0.96$  und bei den übrigen Energien  $r = 0.97$ . Der Index  $i$  bezeichnet ein bestimmtes Bin der Monte Carlo-Verteilung von  $N_{ch}^{min}$  und  $j$  ein Bin der Verteilung in den Daten. Da der Jet mit der niedrigsten Anzahl an geladenen Spuren mindestens eine Spur enthalten muß, läßt sich der systematische Fehler ermitteln, indem man die Wahrscheinlichkeit  $P(i, 0)$  über alle auftretenden Werte von  $i$  aufsummiert. Der systematische Fehler wurde für jeden Untergrundkanal bestimmt, indem diese Summation nur über die Ereignisse des jeweiligen Kanals durchgeführt wurde.

In Tab. 6.5 sind die statistischen und systematischen Fehler sowie der Gesamtfehler des selektierten Untergrunds für alle Selektionen bei 200 GeV exemplarisch angegeben. Die entsprechenden Tabellen für alle untersuchten Energien befinden sich in Anhang D.1. Die einzelnen

$\Delta(N_{back}/\mathcal{L})$ [fb] bei $\sqrt{s} = 200$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	stat.	18.22	18.85	18.18	18.82	19.75
	MC-Tune	103.40	110.78	97.55	111.24	92.50
	MC-Gen.	129.82	120.08	131.54	120.08	118.11
	$N_{ch}^{min}$	6.53	6.53	6.38	6.38	6.38
"ZZ"	stat.	10.81	10.95	10.30	10.50	10.69
	MC-Gen.	94.25	89.34	92.02	87.95	86.59
	$N_{ch}^{min}$	1.95	1.95	1.18	1.18	1.18
WW(sl.)	stat.	2.06	1.69	1.10	1.13	1.42
	MC-Gen.	3.19	1.26	2.41	2.40	1.96
	$N_{ch}^{min}$	9.44	9.44	0.62	0.62	0.62
gesamt		192.42	187.85	189.14	187.20	174.80

Tabelle 6.5: Statistischer und systematischer Fehler des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren ( $WW(sl.)$ ) zusammensetzt. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte die Bestimmung einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

Fehler sind mit den jeweiligen Werten für den selektierten Untergrund in Tab. 6.4 zu vergleichen, die bei 200 GeV zwischen 1650 fb und 1900 fb liegen.

Das Netzwerk NN18 hat bei allen Energien bis auf 202 GeV einen größeren Beitrag zum systematischen Fehler durch die Monte Carlo-Generatoren der  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse als die übrigen Selektionen. Bei 202 GeV weicht NN18 im Beitrag durch die JETSET-Parameter von den übrigen Selektionen ab. Da alle anderen systematischen Fehler bei allen Selektionen vergleichbar sind, besitzt NN18 den größten systematischen Fehler des selektierten Untergrunds. Eine mögliche Erklärung dafür wäre, daß NN18 aufgrund der besten Reduktion des Untergrunds auch anfälliger für Fluktuationen bzw. Abweichungen in der Form der Verteilungen ist.

Der systematische Fehler aus dem Kriterium an die geladene Multiplizität des Jets mit der kleinsten geladenen Multiplizität bezieht sich auf die Vorselektion und ist damit unabhängig von der eigentlichen Selektion. Deshalb sind diese Werte bei allen Selektionen mit einheitlicher Vorselektion gleich.  $\mathcal{L}_{semi}$  führt vor allem bei den semileptonischen W-Paaren zu einer deutlichen Reduktion, jedoch hat dieser Wert keinen großen Beitrag zum systematischen Gesamtfehler. Dominierend sind die Beiträge durch die Monte Carlo-Generatoren der  $Z^0/\gamma$ - und  $Z^0Z^0$ -Ereignisse sowie die JETSET-Parameter.

Wie bereits erwähnt, wurden zur Bestimmung des Untergrunds die Wirkungsquerschnitte und Verzweungsverhältnisse des Standardmodells verwendet, für die kein Fehler angenommen wurde. Um deren Einfluß auf den hadronischen Wirkungsquerschnitt zu überprüfen, wurden die einzelnen Werte variiert und daraus ein neuer hadronischer Wirkungsquerschnitt bestimmt. Diese Untersuchung ist besonders bei den semileptonischen  $W^+W^-$ -Ereignissen wichtig, da hier der Wirkungsquerschnitt in den Untergrund eingeht, der über das Signal bestimmt werden soll. In Tab. 6.6 sind die Ergebnisse für den hadronischen Wirkungsquerschnitt aufgelistet, die sich aus der Variation der Beiträge einzelner Untergrundkanäle um einen gewissen Prozentsatz ergeben. Bei den semileptonischen W-Paaren wurde ein extrem großer Prozentsatz gewählt, um deutlich zu machen, daß dieser Kanal keinen Einfluß auf den hadronischen Wirkungsquerschnitt hat. Der Wirkungsquerschnitt der hadronisch zer-

fallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse ist bei 200 GeV von OPAL bestimmt worden und besitzt einen relativen Fehler von etwa 3%, während der von OPAL bestimmte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ZZ}$  bei 200 GeV einen relativen Fehler von etwa 27% besitzt [59]. Daraus ergeben sich die Variationen, die generell etwas größer gewählt wurden. Es wurde immer zu größeren Untergrundbeiträgen variiert. Der Fehler von  $\sigma_{ZZ}$  wurde für  $\sigma_{\text{“ZZ”}}$  verwendet, da nur für  $Z^0Z^0$ -Ereignisse ein experimentelles Ergebnis vorliegt.

Kanal	Variation	$\sigma_{\text{WW}} \cdot \text{Br}^2(W \rightarrow q\bar{q})$ [pb]
$\sigma_{\text{WW}} \cdot \text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})\text{Br}(W \rightarrow l\nu_l)$	100%	7.40
$\sigma_{Z/\gamma} \cdot \text{Br}(Z/\gamma \rightarrow q\bar{q})$	5%	7.34
$\sigma_{\text{“ZZ”}}$	30%	7.24
ohne Variation		7.42

Tabelle 6.6: *Hadronische Wirkungsquerschnitte bei Variation einzelner Untergrundbeiträge.*

Die extrem große Änderung des Beitrags der semileptonischen W-Paare führt lediglich zu einem Unterschied von etwa 0.3% im hadronischen Wirkungsquerschnitt. Damit ist quantitativ gezeigt worden, daß die Vorgehensweise in Gl. 6.1 korrekt ist. Die Variation des Beitrags durch die hadronischen  $Z/\gamma$ -Ereignisse bzw. von  $\sigma_{\text{“ZZ”}}$  führt zu Unterschieden von etwa 1.1% bzw. 2.4%, die immer noch relativ klein sind, da der statistische Fehler mit 5.1% den Gesamtfehler dominiert.

Verwendet man die von OPAL bestimmten, vorläufigen Resultate [59]  $\sigma_{\text{WW}}^{\text{semi}} = 7.04$  pb,  $\sigma_{Z/\gamma}^{\text{hadr}} = 84.1$  pb sowie  $\sigma_{ZZ} = 1.11$  pb und läßt alle anderen Beiträge unverändert, dann erhält man für den hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{WW}}^{\text{hadr}} = 7.38$  pb. Dieses Ergebnis weicht nur um 0.5% von dem mit den Werten des Standardmodells bestimmten Wirkungsquerschnitt ab. Der statistische Fehler ändert sich dabei nicht, jedoch müssen die oben angegebenen 1.1% und 2.4% zum systematischen Fehler dazugerechnet werden.

Der systematische Fehler des hadronischen Wirkungsquerschnitts wurde aus den einzelnen Beiträgen durch die Luminosität, die Signaleffizienz und den selektierten Untergrund bestimmt, indem die Werte quadratisch addiert wurden. Diese Fehler sind für alle Selektionen und Energien in Tab. D.1 des Anhangs D.1 zusammen mit den Wirkungsquerschnitten und statistischen Fehlern angegeben. Das Resultat für NN5 bei 200 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion ist:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = (7.42 \pm 0.38_{\text{stat}} \pm 0.23_{\text{syst}}) \text{ pb}$$

Obwohl der selektierte Untergrund bei NN18 kleiner als bei den übrigen Selektionen ist, besitzt er einen etwas größeren systematischen Fehler. Das muß daran liegen, daß die Menge der mit NN18 selektierten Untergrundereignisse nicht vollständig in den entsprechenden Mengen der übrigen Selektionen enthalten ist. Dadurch ist auch der systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts bei NN18 meistens etwas größer. Generell gilt für alle Selektionen und Schwerpunktsenergien, daß der statistische Fehler dominiert.

In Abb. 6.3 ist der aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitt der hadronisch zerfallenden W-Paare bei 200 GeV graphisch dargestellt und wird mit den theoretischen Vorhersagen der Programme GENTLE und RacoonWW [60] im Rahmen des Standardmodells verglichen (siehe Anhang D.2 für alle Energien). Dabei sind die Werte von GENTLE mit einem Fehler von  $\pm 2\%$  als schraffiertes Band eingezeichnet, während die Werte von RacoonWW mit einem Fehler von  $< 0.5\%$  als graues Band dargestellt werden. RacoonWW besitzt gegenüber GENTLE den Vorteil, daß es genauere Vorhersagen über den Wirkungsquerschnitt der Kanäle  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4f$  liefert. Die Strahlungskorrekturen werden bei RacoonWW durch eine Entwicklung des Matrixelements um die Pole der resonanten W-Propagatoren



beschrieben (DPA für double-pole approximation). Diese radiativen Korrekturen liegen bei Energien von LEP II im Prozentbereich, steigen aber mit der Energie an. RacoonWW beinhaltet die kompletten Matrixelemente niedrigster Ordnung für alle Prozesse  $e^+e^- \rightarrow 4f$ . Für die virtuellen Strahlungskorrekturen wird die Doppelpol-Näherung verwendet, während die realen Bremsstrahlungskorrekturen auf der vollständigen Matrixelement-Berechnung für  $e^+e^- \rightarrow 4f\gamma$  basieren. Bei GENTLE werden die Wirkungsquerschnitte nicht wie bei RacoonWW mit Monte Carlo-Methoden, sondern durch semianalytische Rechnungen bestimmt. Dabei werden die radiativen Korrekturen auf die Photonabstrahlung im Anfangszustand in führender Ordnung von  $\alpha$  durchgeführt.

In Tab. 6.7 sind die Vorhersagen der beiden Programme GENTLE und RacoonWW für die Standardmodell-Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  aufgelistet.

Programm	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
GENTLE	7.59 pb	7.73 pb	7.88 pb	7.97 pb	8.00 pb
RacoonWW	7.40 pb	7.53 pb	7.65 pb	7.73 pb	7.76 pb

Tabelle 6.7: *Standardmodell-Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die Vorhersagen von GENTLE sind mit einem Fehler von  $\pm 2\%$  behaftet, während der Fehler von RacoonWW  $< 0.5\%$  beträgt.*

Aus Abb. 6.3 wird ersichtlich, daß die aus den gemessenen Daten bestimmten Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen von GENTLE und RacoonWW übereinstimmen. Das trifft auch auf die Wirkungsquerschnitte bei den übrigen untersuchten Energien zu, denn die auftretenden Abweichungen sind nicht besonders groß und lassen sich mit statistischen Fluktuationen erklären. Auch die Vermutung, daß GENTLE die Daten etwas besser beschreibt, läßt sich mit statistischen Fluktuationen erklären, was durch die Hinzunahme des Resultats bei 183 GeV bekräftigt wird [61]:

OPAL-Daten:  $(7.07 \pm 0.43 \pm 0.21)$  pb ; GENTLE: 7.26 pb ; RacoonWW: 7.07 pb

Da die Resultate der verschiedenen Selektionen stark korreliert sind, liegen die einzelnen Punkte in Abb. 6.3 dicht beieinander.

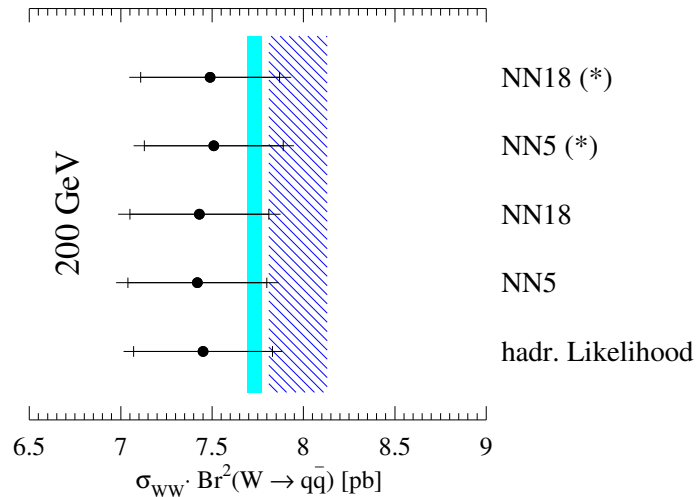


Abbildung 6.3: *Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RacoonWW (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.*

### 6.3 Bestimmung über Anpassung

Eine alternative Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist eine Anpassung an die Verteilung der Netzwerkausgabe bzw. Likelihood der Daten. Dazu wurde die Verteilung, die für die Netzwerkausgabe von NN5 bei 200 GeV in Abb. 6.4 dargestellt ist, in fünf äquidistante Bins eingeteilt. Die semileptonisch zerfallenden W-Paare konnten auch hier aufgrund der geringen Anzahl nicht in der Abbildung dargestellt werden.

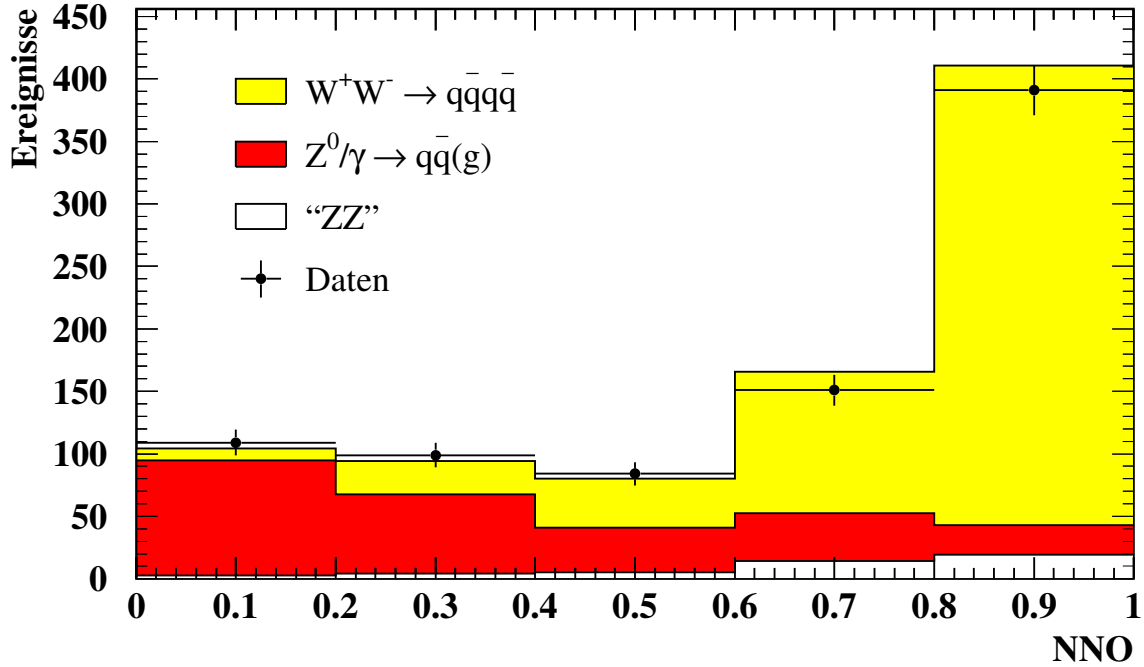


Abbildung 6.4: Netzwerkausgabe von NN5 bei 200 GeV für die verschiedenen Kanäle.  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  wurden in der Vorselektion berücksichtigt. Die Verteilungen sind so dargestellt, daß es keine Überschneidungen gibt.

Für jedes Bin von NN5 bei 200 GeV ist die Zahl der Ereignisse nach der Vorselektion in Tab. 6.8 aufgelistet. Dabei wurden  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion berücksichtigt. In jedem Bin ist der Beitrag der semileptonisch zerfallenden W-Paare (WW(semi.)) zur gesamten Ereignismenge sehr klein und hat damit auch nur einen sehr geringen Einfluß auf die Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts.

Kanal	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4	Bin 5
WW(hadr.)	10.0	26.3	39.1	113.3	367.9
WW(semi.)	1.8	0.9	0.5	0.4	0.2
$Z^0/\gamma$	91.7	63.4	36.1	38.4	23.3
“ZZ”	2.8	4.3	5.0	14.1	19.4

Tabelle 6.8: Zahl der Monte Carlo-Ereignisse nach der Vorselektion für NN5 bei 200 GeV.  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  wurden in der Vorselektion berücksichtigt. Die Luminosität der einzelnen Kanäle wurde auf die der Daten herabgewichtet. Die einzelnen Bins sind in zunehmender Größe der Netzwerkausgabe numeriert.

Es wurde folgende Funktion an die sich ergebenden fünf Datenpunkte angepaßt:

$$N(i) = \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})\mathcal{L}\epsilon(i) + N_{back}(i)$$

Dabei ist  $i = 1, \dots, 5$  die Numerierung der Bins,  $N(i)$  die Zahl der selektierten Daten-Ereignisse und  $\epsilon(i)$  die Signaleffizienz in Bin  $i$ ,  $\mathcal{L}$  die über die Zeit integrierte Luminosität und

$N_{back}(i)$  die Zahl der Untergrundereignisse in Bin  $i$ , die mit Hilfe von Monte Carlo-Ereignissen bestimmt wird. In diese Zahl gehen wie in Kap. 6.1 die Vorhersagen des Standardmodells für die Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse ein. Der hadronische Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  ist der einzige freie Parameter der Anpassung.

Die integrierten Luminositäten für die einzelnen Schwerpunktsenergien sind bereits in Tab. 6.1 angegeben. Zur Bestimmung von  $\epsilon(i)$  und  $N_{back}(i)$  wurden die gleichen Monte Carlo-Ereignisse verwendet wie in Kap. 6.1.  $\epsilon(i)$  ist der Quotient aus der Zahl der selektierten Signalereignisse in Bin  $i$  und der Zahl aller vorhandenen Signalereignisse.

Es wurde eine  $\chi^2$ -Anpassung durchgeführt, in die als Fehler der statistische Fehler der Daten einging. Als Ergebnis erhält man für NN5 bei 200 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = (7.48 \pm 0.37_{\text{stat}}) \text{ pb}$$

Die Ergebnisse der Anpassung für alle Selektionen und Schwerpunktsenergien sind in Tab. D.7 des Anhangs D.3 zusammen mit dem jeweiligen  $\chi^2$ -Wert pro Freiheitsgrad angegeben. Die Verteilungen der Daten, der Monte Carlo-Ereignisse und der Resultate der Anpassung befinden sich in Anhang C. Alle Resultate der Anpassung stimmen im Rahmen des Fehlers mit den Verteilungen der Monte Carlo-Ereignisse überein. Das bedeutet, daß die Daten von der Monte Carlo-Simulation richtig beschrieben werden, allerdings nur unter der Annahme einer richtigen Modellierung des Untergrunds, der in die Anpassung eingeht.

Der hadronische Wirkungsquerschnitt, dessen statistischer Fehler und der  $\chi^2$ -Wert pro Freiheitsgrad ergeben sich aus der Anpassung. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wurden die gleichen Studien durchgeführt wie für die Resultate in Kap. 6.2. Die einzelnen Beiträge bei 200 GeV sind in Tab. 6.9 aufgelistet. Diese Tabelle befindet sich für alle untersuchten Energien in Anhang D.3.

$\Delta\sigma$ [pb] bei $\sqrt{s} = 200$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	MC-Tune	0.104	0.108	0.101	0.109	0.093
	MC-Gen.	0.143	0.149	0.145	0.150	0.147
	$N_{ch}^{min}$	0.003	0.003	0.003	0.003	0.003
"ZZ"	MC-Gen.	0.102	0.102	0.100	0.101	0.106
	$N_{ch}^{min}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
WW	MC-Gen. (semi.)	0.006	0.005	0.002	0.003	0.002
	$N_{ch}^{min}$ (semi.)	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001
	MC-Tune (hadr.)	0.039	0.036	0.061	0.056	0.062
	MC-Gen. (hadr.)	0.005	0.004	0.004	0.007	0.015
	$N_{ch}^{min}$ (hadr.)	0.010	0.010	0.010	0.010	0.010
	$E_{CM}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	$M_W$	0.006	0.006	0.006	0.006	0.006
gesamt		0.21	0.21	0.21	0.22	0.21

Tabelle 6.9: Systematischer Fehler des Signals ( $WW(\text{hadr.})$ ) und des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren zusammensetzt. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte die Bestimmung einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

Der Beitrag zum systematischen Fehler durch die JETSET-Parameter und die Monte Carlo-Generatoren wurde ermittelt, indem für jede Ereignismenge eine Anpassung durchgeführt und anschließend die größte Differenz der Ergebnisse als Fehler verwendet wurde. Im Fall der JETSET-Parameter wurde die größte Differenz zwischen der Referenzmenge und einer der Variationsmengen genommen. Bei den Monte Carlo-Generatoren treten die größten Differenzen bei den gleichen Generatoren auf wie bei der auf Schnitten basierenden Methode. Zur Untersuchung des Einflusses der JETSET-Parameter auf die  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse wurde vor der Anpassung die in Kap. 6.2 beschriebene Skalierung durchgeführt, um unempfindlich auf die Gesamtrate des selektierten Untergrunds zu sein.

Die Beiträge durch die Schwerpunktsenergie  $E_{\text{CM}}$  und die W-Masse  $M_{\text{W}}$  wurden nicht über eine Anpassung, sondern auf die gleiche Weise wie in Kap. 5.3 bestimmt, allerdings mit den Effizienzen der Vorselektion. Dazu wurden die Effizienzen nach der Vorselektion für die Ereignismengen mit unterschiedlicher Schwerpunktsenergie bzw. W-Masse bestimmt, und daran wurde je eine lineare Anpassung vorgenommen. Der relative Fehler der Effizienz, der sich aus einer Energieänderung um  $\pm 20$  MeV bzw. einer Massenänderung um  $\pm 100$  MeV ergibt, wird nach Gl. 6.2 mit dem hadronischen Wirkungsquerschnitt multipliziert, um den jeweiligen Beitrag zum systematischen Fehler zu erhalten. Der Verzicht auf eine Bestimmung der Effizienzänderung pro Bin mit anschließender Anpassung läßt sich dadurch begründen, daß die systematischen Fehler durch  $E_{\text{CM}}$  und  $M_{\text{W}}$  vernachlässigbar klein sind und sich auf die oben beschriebene Weise einfacher berechnen lassen. Eine Anpassung würde daher höchstens eine unerhebliche Verringerung des Fehlers bewirken.

Bei der geladenen Multiplizität des Jets mit der kleinsten geladenen Multiplizität wurde für jedes Bin das gleiche Verfahren angewendet wie bei der auf Schnitten basierenden Methode. Dadurch kommt es zu einer Änderung der Signaleffizienz bzw. der Zahl der Untergrundereignisse pro Bin und somit zu einem anderen Resultat der Anpassung. Die Differenz zwischen diesem Resultat und dem Ergebnis ohne diese Änderung liefert den Beitrag zum systematischen Fehler. Für die Ineffizienz  $r$  wurden die gleichen Werte wie in Kap. 5.3 verwendet.

Aus diesen Studien resultiert, daß die systematischen Fehler bei allen Selektionen von 189 GeV bis 200 GeV vergleichbar sind. Bei 202 GeV ist der systematische Fehler von NN18 größer als bei den übrigen Selektionen. Das liegt daran, daß hier der Beitrag durch die JETSET-Parameter der  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse deutlich größer ist. Bei allen Selektionen dominieren die Beiträge durch die Monte Carlo-Generatoren der  $Z^0/\gamma$ - und  $Z^0Z^0$ -Ereignisse sowie die JETSET-Parameter den systematischen Gesamtfehler. NN18 hat wie bei der auf Schnitten basierenden Methode bei den meisten Energien einen etwas größeren Beitrag durch die Monte Carlo-Generatoren der  $Z^0/\gamma$ -Ereignisse, dafür aber bei anderen systematischen Fehlern etwas kleinere Werte, so daß der Gesamtfehler bis auf die bereits erwähnte Ausnahme bei 202 GeV mit den übrigen Selektionen vergleichbar ist. Die Werte der einzelnen systematischen Fehler aller Selektionen stimmen mit denen der auf Schnitten basierenden Methode gut überein, wobei die Anpassung in der Regel etwas kleinere Fehler aufweist. Auch der statistische Fehler wird durch eine Anpassung verringert. Der Grund dafür ist, daß bei der Anpassung mehr Ereignisse verwendet werden, was zu einer Verbesserung der Statistik führt, und außerdem mehr Informationen über die Verteilung der Netzwerkausgabe bzw. Likelihood in die Anpassung eingehen.

Auch bei der Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts über die oben beschriebene Anpassung wurden für den Untergrund die Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse des Standardmodells verwendet, für die kein Fehler angenommen wurde. Deshalb mußte auch in diesem Fall deren Einfluß auf den hadronischen Wirkungsquerschnitt überprüft werden. Dazu wurden die einzelnen Werte variiert und anschließend eine neue Anpassung durchgeführt. In Tab. 6.10 sind die Ergebnisse für den hadronischen Wirkungs-

querschnitt aufgelistet, die sich aus der Variation der Beiträge einzelner Untergrundkanäle um einen gewissen Prozentsatz ergeben. Es wurden die gleichen Variationen wie in Kap. 6.2 durchgeführt, und auch hier wurde immer zu größeren Untergrundbeiträgen variiert und der Fehler von  $\sigma_{ZZ}$  für  $\sigma_{\text{“ZZ”}}$  verwendet.

Kanal	Variation	$\sigma_{\text{WW}} \cdot \text{Br}^2(W \rightarrow q\bar{q})$ [pb]
$\sigma_{\text{WW}} \cdot \text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})\text{Br}(W \rightarrow l\nu_l)$	100%	7.46
$\sigma_{Z/\gamma} \cdot \text{Br}(Z/\gamma \rightarrow q\bar{q})$	5%	7.40
$\sigma_{\text{“ZZ”}}$	30%	7.31
ohne Variation		7.48

Tabelle 6.10: *Hadronische Wirkungsquerschnitte bei Variation einzelner Untergrundbeiträge.*

Die extrem große Änderung des Beitrags der semileptonischen W-Paare führt auch bei der Methode der Anpassung nur zu einem Unterschied von etwa 0.3% im hadronischen Wirkungsquerschnitt, d.h. die Verwendung des Standardmodellwertes für  $\sigma_{\text{WW}}$  im semileptonischen Kanal ist zulässig. Die Variation des Beitrags durch die hadronischen Z/ $\gamma$ -Ereignisse bzw. von  $\sigma_{\text{“ZZ”}}$  führt zu Unterschieden von etwa 1.1% bzw. 2.3%, die auch in diesem Fall immer noch relativ klein im Vergleich zum dominierenden statistischen Fehler von 4.9% sind.

Verwendet man die von OPAL bestimmten, vorläufigen Resultate [59]  $\sigma_{\text{WW}}^{\text{semi}} = 7.04$  pb,  $\sigma_{Z/\gamma}^{\text{hadr}} = 84.1$  pb sowie  $\sigma_{ZZ} = 1.11$  pb und läßt alle anderen Beiträge unverändert, dann erhält man für den hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{WW}}^{\text{hadr}} = 7.45$  pb. Dieses Ergebnis weicht nur um 0.4% von dem mit den Werten des Standardmodells bestimmten Wirkungsquerschnitt ab. Der statistische Fehler ändert sich dabei nicht, jedoch müssen die oben angegebenen 1.1% und 2.3% zum systematischen Fehler dazugerechnet werden.

Das Resultat für NN5 bei 200 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion ist:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = (7.48 \pm 0.37_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{sys}}) \text{ pb}$$

Die Gesamtergebnisse für alle Selektionen und Energien befinden sich in Tab. D.7. Es zeigt sich, daß generell bei allen Selektionen und Schwerpunktsenergien der statistische Fehler gegenüber dem systematischen Fehler dominiert. Die Wirkungsquerschnitte stimmen mit denen der auf Schnitten basierenden Methode gut überein, wobei bei 202 GeV die Werte kleiner sind und damit besser mit den Vorhersagen von GENTLE und RacoonWW übereinstimmen.

In Abb. 6.5 sind die hadronischen Wirkungsquerschnitte, die über eine Anpassung bestimmt wurden, bei 200 GeV graphisch dargestellt und werden mit den theoretischen Vorhersagen von GENTLE und RacoonWW verglichen. Die Abbildungen bei allen untersuchten Energien befinden sich in Anhang D.4. Aus dem Vergleich zwischen den Daten und den Standardmodell-Vorhersagen von GENTLE und RacoonWW lassen sich die gleichen Schlußfolgerungen ziehen wie in Kap. 6.2. GENTLE wird von den Daten leicht bevorzugt, jedoch ist auch die Vorhersage von RacoonWW mit den Messungen verträglich, da die Abweichungen durch Fluktuationen erklärt werden können.

Generell gilt für beide Arten der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, daß die Daten durch die Standardmodell-Vorhersagen beschrieben werden können, jedoch nicht mit Nicht-Standardmodell-Vorhersagen übereinstimmen, die nur die s-Kanal-Diagramme bzw. das t-Kanal-Diagramm beinhalten. Damit ist gezeigt, daß die Selbstkopplungen der Eichbosonen, wie sie in der nichtabelschen Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung vorhergesagt werden, in der Natur realisiert sind.

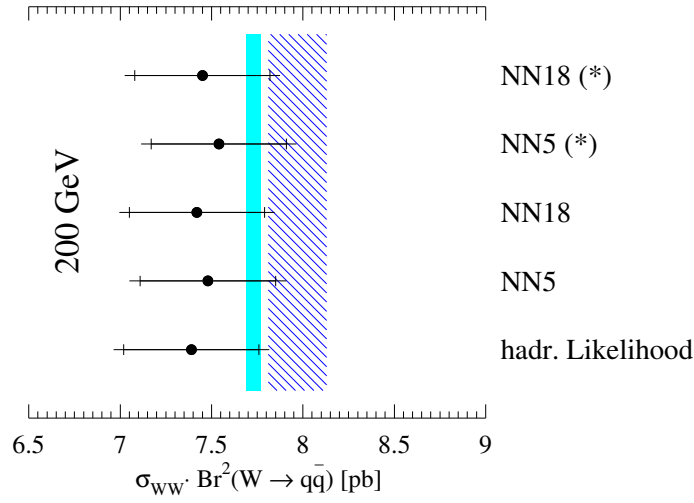


Abbildung 6.5: Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RaccoonWW (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Diskussion

In dieser Arbeit wurde der hadronische Anteil des Wirkungsquerschnitts der  $W$ -Paarproduktion in  $e^+e^-$ -Reaktionen unter Verwendung von zwei eigens zu diesem Zweck trainierten neuronalen Netzwerken und der bei OPAL verwendeten Likelihood-Selektion bei Energien von 189 GeV bis 202 GeV aus den Daten des OPAL-Detektors bestimmt. Dieser Kanal hat mit etwa 46% den größten Beitrag zum gesamten Wirkungsquerschnitt. Die Rekonstruktion von hadronisch zerfallenden  $W^+W^-$ -Paaren wird durch den großen Untergrund, der hauptsächlich aus  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen und  $Z^0Z^0$ -Paaren besteht, erschwert. Deshalb wurden die bereits erwähnten Selektionsmethoden verwendet, die eine gute Trennung von Signal und Untergrund ermöglichen. Die einzelnen Selektionen wurden miteinander verglichen, und es hat sich herausgestellt, daß das Netzwerk mit 18 Eingabevariablen (NN18) zwar generell etwas bessere Resultate für die Effizienz und Reinheit liefert als die übrigen Selektionen und damit Signal und Untergrund besser voneinander trennt, jedoch bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts zu den gleichen Ergebnissen führt wie die hadronische Likelihood und das Netzwerk mit 5 Eingabevariablen (NN5).

Neben den unterschiedlichen Selektionen wurden die Wirkungsquerschnitte auf zwei verschiedene Methoden bestimmt. Die eine Methode verwendete die Zahl der beobachteten Ereignisse in den Daten, die den Schnitt in der Netzwerkausgabe bzw. der Likelihood bestehen, während bei der anderen Methode eine Anpassung an die Verteilung der Netzwerkausgabe bzw. der Likelihood durchgeführt wurde. Bei beiden Methoden wurden die Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse des Standardmodells als Information über den Untergrund verwendet, was der Vorgehensweise bei bisherigen OPAL-Analysen entspricht [57]. Die Resultate beider Methoden stimmen im Rahmen des Fehlers überein, jedoch ist die Methode der Anpassung aufgrund des kleineren statistischen und systematischen Fehlers vorzuziehen. Der Grund dafür ist sowohl die größere Anzahl an Signalereignissen bei der Anpassung als auch der höhere Informationsgehalt über die Verteilung der Netzwerkausgabe bzw. Likelihood, der in die Anpassung eingeht.

Die mit NN5 über eine Anpassung bestimmten Resultate für den hadronischen Anteil des Wirkungsquerschnitts sind:

$$\begin{aligned}\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})(189 \text{ GeV}) &= (7.68 \pm 0.24_{\text{stat}} \pm 0.14_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})(192 \text{ GeV}) &= (7.79 \pm 0.61_{\text{stat}} \pm 0.18_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})(196 \text{ GeV}) &= (8.42 \pm 0.39_{\text{stat}} \pm 0.17_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})(200 \text{ GeV}) &= (7.48 \pm 0.37_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})(202 \text{ GeV}) &= (8.31 \pm 0.56_{\text{stat}} \pm 0.18_{\text{syst}}) \text{ pb}\end{aligned}$$

Unabhängig von dieser Arbeit wurde bei OPAL für 189 GeV der hadronische Anteil des Wirkungsquerschnitts über eine Gewichtungsmethode bestimmt [57]. Dabei wurden die Gewichte für jedes Bin der hadronischen Likelihood-Verteilung aus der erwarteten Signalreinheit

in diesem Bin berechnet. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich dann in Termen der Gewichte ausdrücken. Das Resultat dieser Methode ist:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})(189 \text{ GeV}) = (7.68 \pm 0.24_{\text{stat}} \pm 0.14_{\text{syst}}) \text{ pb} \quad (\text{OPAL})$$

Dieses Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Resultat dieser Arbeit (zufälligerweise handelt es sich um eine exakte Übereinstimmung).

Aus dem hadronischen Anteil des Wirkungsquerschnitts läßt sich unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q})$  der gesamte Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion berechnen:

$$\sigma_{\text{WW}} = \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})/\text{Br}^2(W \rightarrow q\bar{q})$$

Mit dem experimentellen Wert  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q}) = (67.8 \pm 1.0)\%$  [50] ergeben sich in dieser Arbeit folgende Endresultate:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{WW}}(189 \text{ GeV}) &= (16.71 \pm 0.52_{\text{stat}} \pm 0.58_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(192 \text{ GeV}) &= (16.95 \pm 1.33_{\text{stat}} \pm 0.63_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(196 \text{ GeV}) &= (18.32 \pm 0.85_{\text{stat}} \pm 0.65_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(200 \text{ GeV}) &= (16.27 \pm 0.80_{\text{stat}} \pm 0.68_{\text{syst}}) \text{ pb} \\ \sigma_{\text{WW}}(202 \text{ GeV}) &= (18.08 \pm 1.22_{\text{stat}} \pm 0.66_{\text{syst}}) \text{ pb} \end{aligned}$$

Dabei geht der Fehler des Verzweigungsverhältnisses in den systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts ein. Die Endresultate stimmen mit den Vorhersagen des Standardmodells (RacoonWW) überein, die bei 16.24 pb (189 GeV), 16.52 pb (192 GeV), 16.79 pb (196 GeV), 16.97 pb (200 GeV) und 17.03 pb (202 GeV) liegen. In Abb. 7.1 werden die experimentellen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen verglichen. Die grau eingezeichneten Punkte bei 161 GeV, 172 GeV und 183 GeV sind frühere Ergebnisse von OPAL [62, 63, 61], während die schwarzen Punkte die Resultate dieser Arbeit darstellen. Das schwarze Band beschreibt die Standardmodell-Vorhersage von RacoonWW (bei der bisher keine Werte für Energien unter 170 GeV vorliegen), die einen Fehler von  $< 0.5\%$  besitzt, die gestrichelte Linie die entsprechende Vorhersage von GENTLE, deren Fehler bei 2% liegt, und die gepunktete Linie beschreibt eine Vorhersage, bei der es keine ZWW-Kopplung gibt. Die letztere Vorhersage wird von den Daten eindeutig ausgeschlossen. Im Rahmen des Fehlers stimmen die experimentellen Wirkungsquerschnitte mit den vom Standardmodell vorhergesagten Werten überein.

Der Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion wurde von OPAL bei 189 GeV unter Verwendung der gesamten Statistik, also der hadronischen, semileptonischen und leptonischen Ereignisse, bestimmt [57]. Auf diese Weise wird die Statistik im Vergleich zu dieser Arbeit etwa verdoppelt. Die Bestimmung erfolgte über eine Anpassung an alle 10 Kanäle (6 leptonische, 3 semileptonische und 1 hadronischer Kanal, da die Leptonen entweder Elektronen, Myonen oder Tau-Leptonen sein können), wobei die Verzweigungsverhältnisse des W-Zerfalls auf die Werte des Standardmodells gesetzt wurden. Als Resultat erhält man:

$$\sigma_{\text{WW}}(189 \text{ GeV}) = (16.30 \pm 0.34_{\text{stat}} \pm 0.18_{\text{syst}}) \text{ pb} \quad (\text{OPAL})$$

Bei der Bestimmung des systematischen Fehlers wurden Korrelationen zwischen den einzelnen Beiträgen berücksichtigt. Das Resultat dieser Arbeit, ebenfalls unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses  $\text{Br}(W \rightarrow q\bar{q}) = 67.51\%$  des Standardmodells, ist:

$$\sigma_{\text{WW}}(189 \text{ GeV}) = (16.85 \pm 0.53_{\text{stat}} \pm 0.31_{\text{syst}}) \text{ pb}$$

Die Resultate stimmen im Rahmen des Fehlers überein.



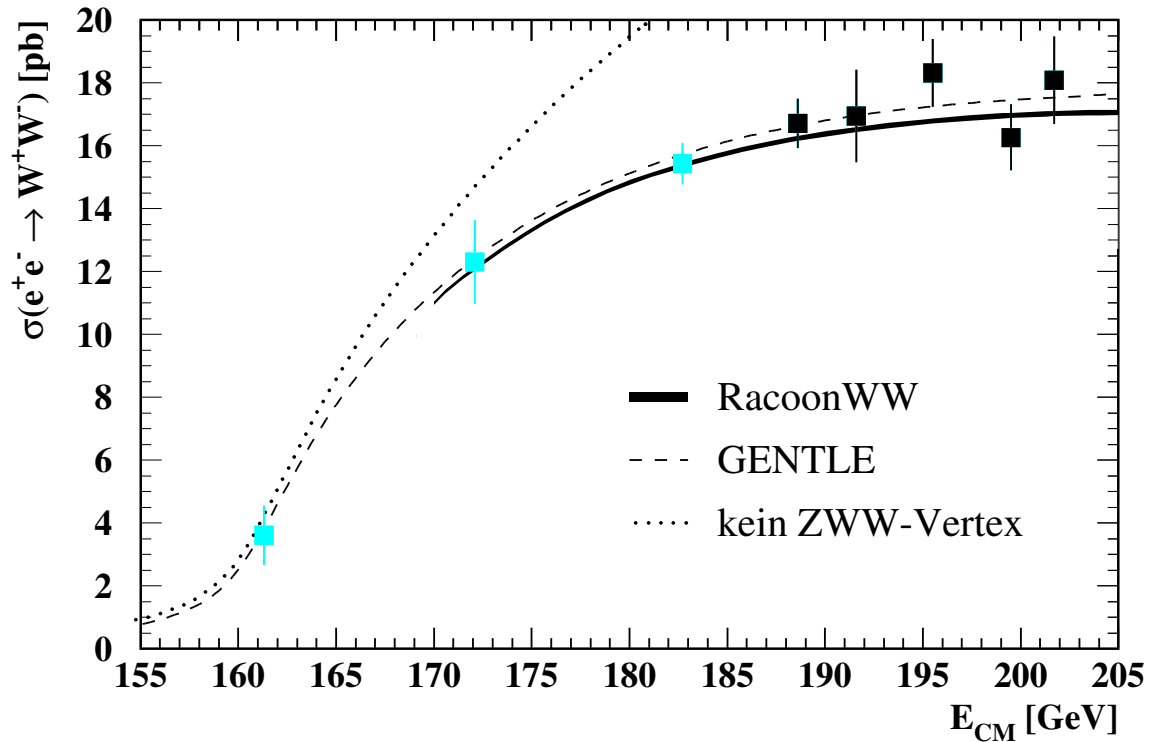


Abbildung 7.1: Vergleich der experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte der  $W$ -Paarproduktion (Datenpunkte) mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen. Die Fehlerbalken beinhalten den statistischen und systematischen Fehler. Das schwarze Band zeigt die Standardmodell-Vorhersage von *RacoonWW* (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ) und die gestrichelte Linie die entsprechende Vorhersage von *GENTLE* (theor. Fehler von  $2\%$ ). Die gepunktete Linie beschreibt ein Modell ohne  $ZWW$ -Kopplung. Die grauen Punkte sind Ergebnisse von *OPAL* bei Schwerpunktsenergien von  $161.3 \text{ GeV}$ ,  $172.1 \text{ GeV}$  und  $182.7 \text{ GeV}$ , während die schwarzen Punkte die Resultate dieser Arbeit bei  $188.6 \text{ GeV}$ ,  $191.6 \text{ GeV}$ ,  $195.5 \text{ GeV}$ ,  $199.5 \text{ GeV}$  und  $201.7 \text{ GeV}$  darstellen.

Abschließend läßt sich sagen, daß Modelle, die keine Selbstkopplung der schweren Eichbosonen enthalten, durch die Daten ausgeschlossen sind. Das Standardmodell bietet dagegen eine gute Beschreibung des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts der  $W$ -Paarproduktion in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie.



# Anhang A

## Verteilungen aller Eingabevariablen

In diesem Anhang werden die Verteilungen aller Variablen, die als Eingabe in ein neuronales Netzwerk bzw. zur Berechnung der hadronischen Likelihood verwendet werden, dargestellt. Dabei handelt es sich um die 18 Variablen des Netzwerks NN18, wobei das Netzwerk NN5 die ersten 5 und die hadronische Likelihood die ersten 4 Verteilungen verwendet. Die Definition der einzelnen Variablen ist in Kap. 5.2 angegeben. Die Verteilungen werden sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung der leptonischen und semileptonischen Likelihood ( $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$ ) in der Vorselektion angegeben. Diese Unterscheidung ist allerdings nur für die neuronalen Netzwerke zulässig.

Die durchgezogene Linie beschreibt jeweils die Monte Carlo-Ereignisse, deren Signalanteil in grau dargestellt ist. Die Punkte zeigen die Verteilung der Daten mit dem statistischen Fehler.

## A.1 Eingabevariablen bei 189 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

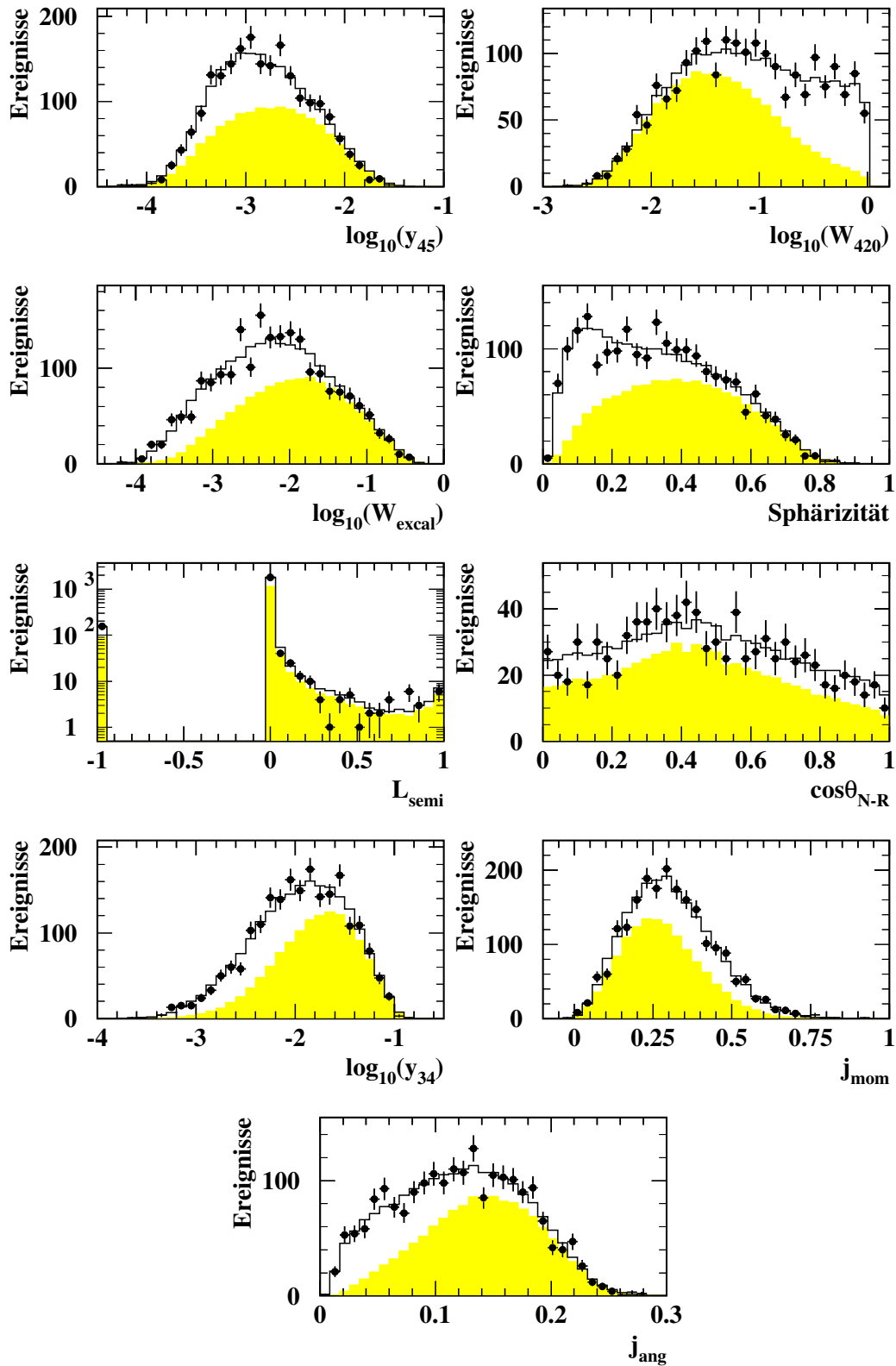


Abbildung A.1: Verteilungen der Eingabevariablen bei 189 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

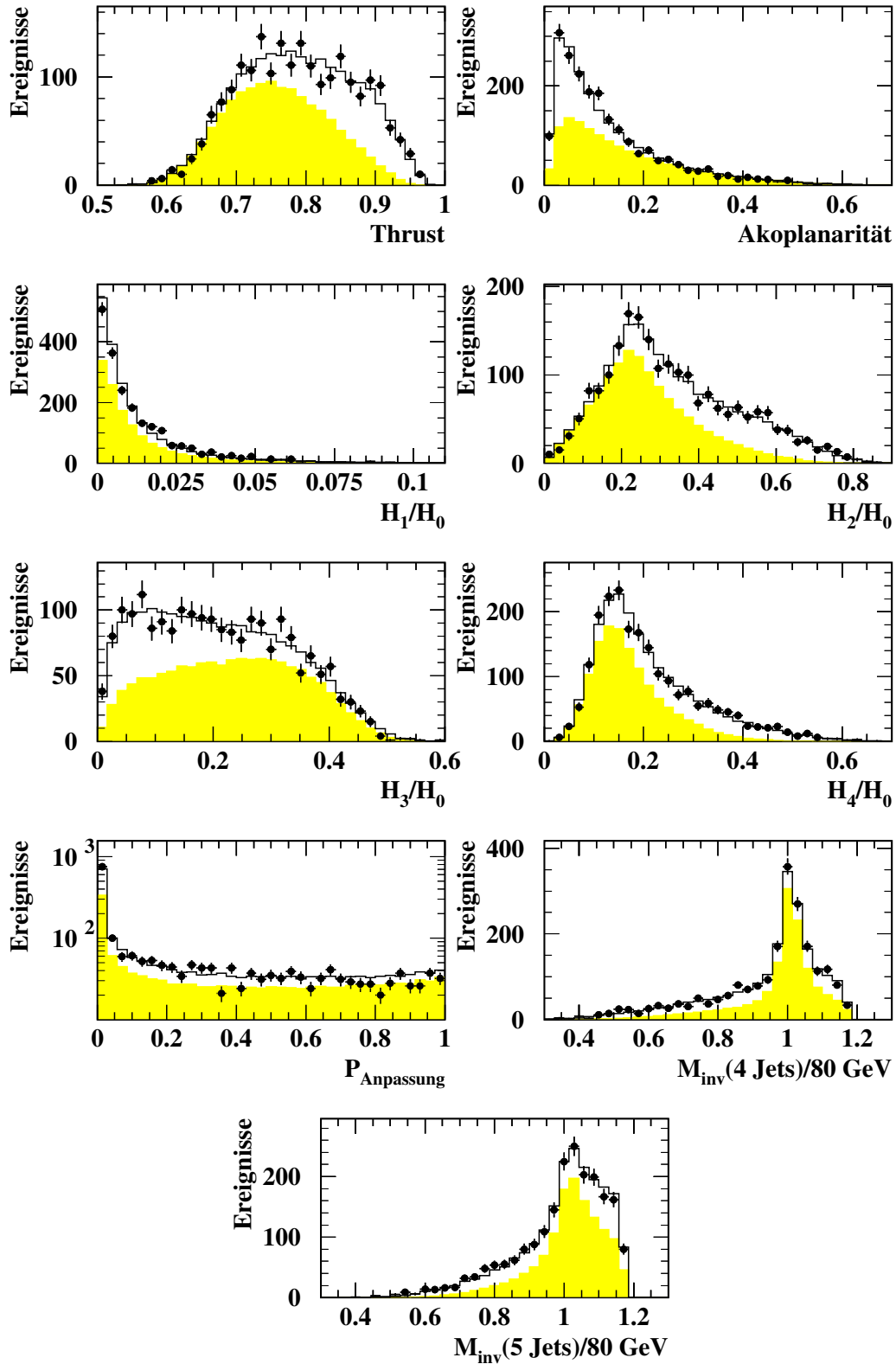


Abbildung A.2: Verteilungen der Eingabevariablen bei 189 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.2 Eingabevariablen bei 189 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

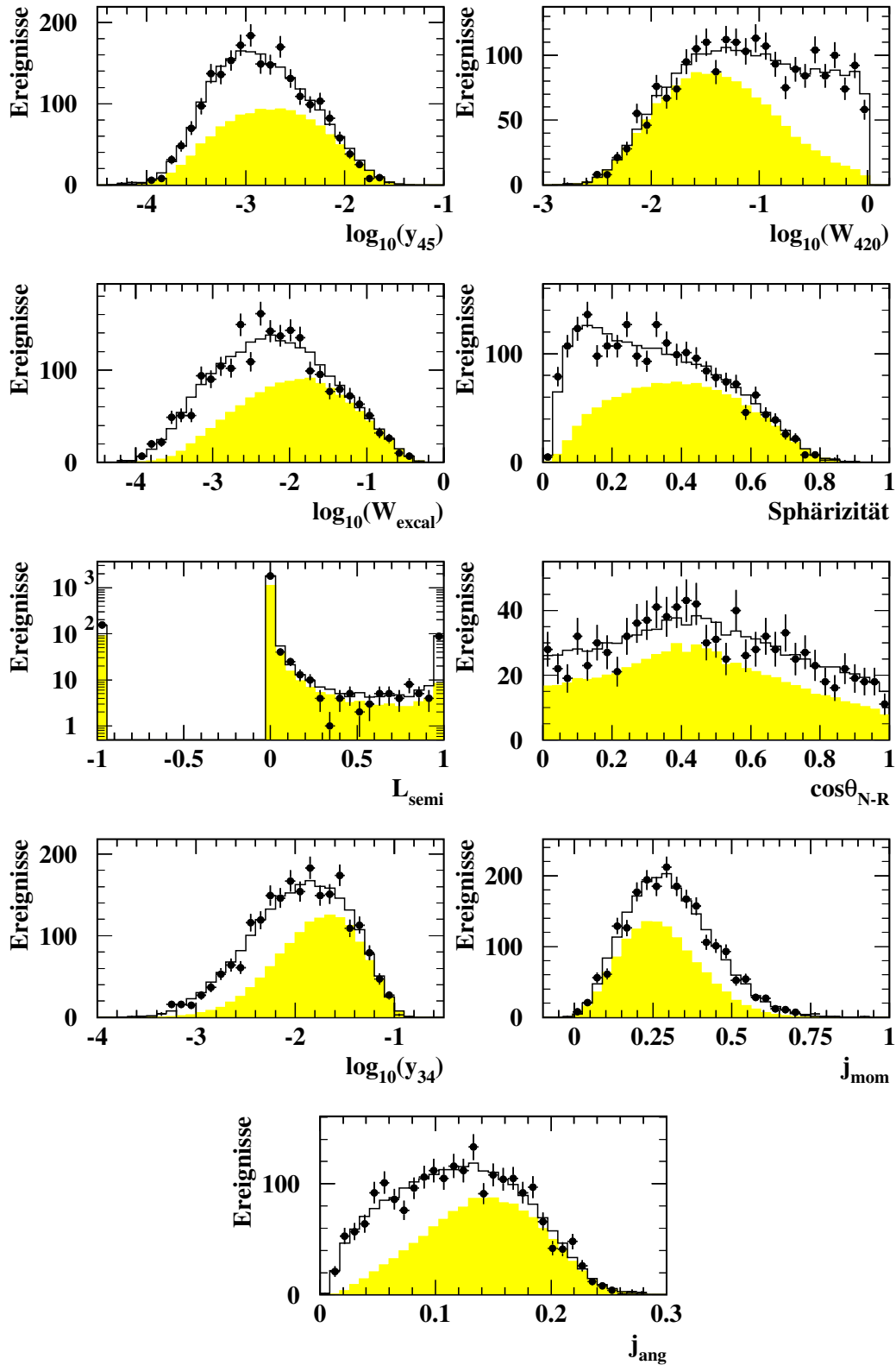


Abbildung A.3: Verteilungen der Eingabevariablen bei 189 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

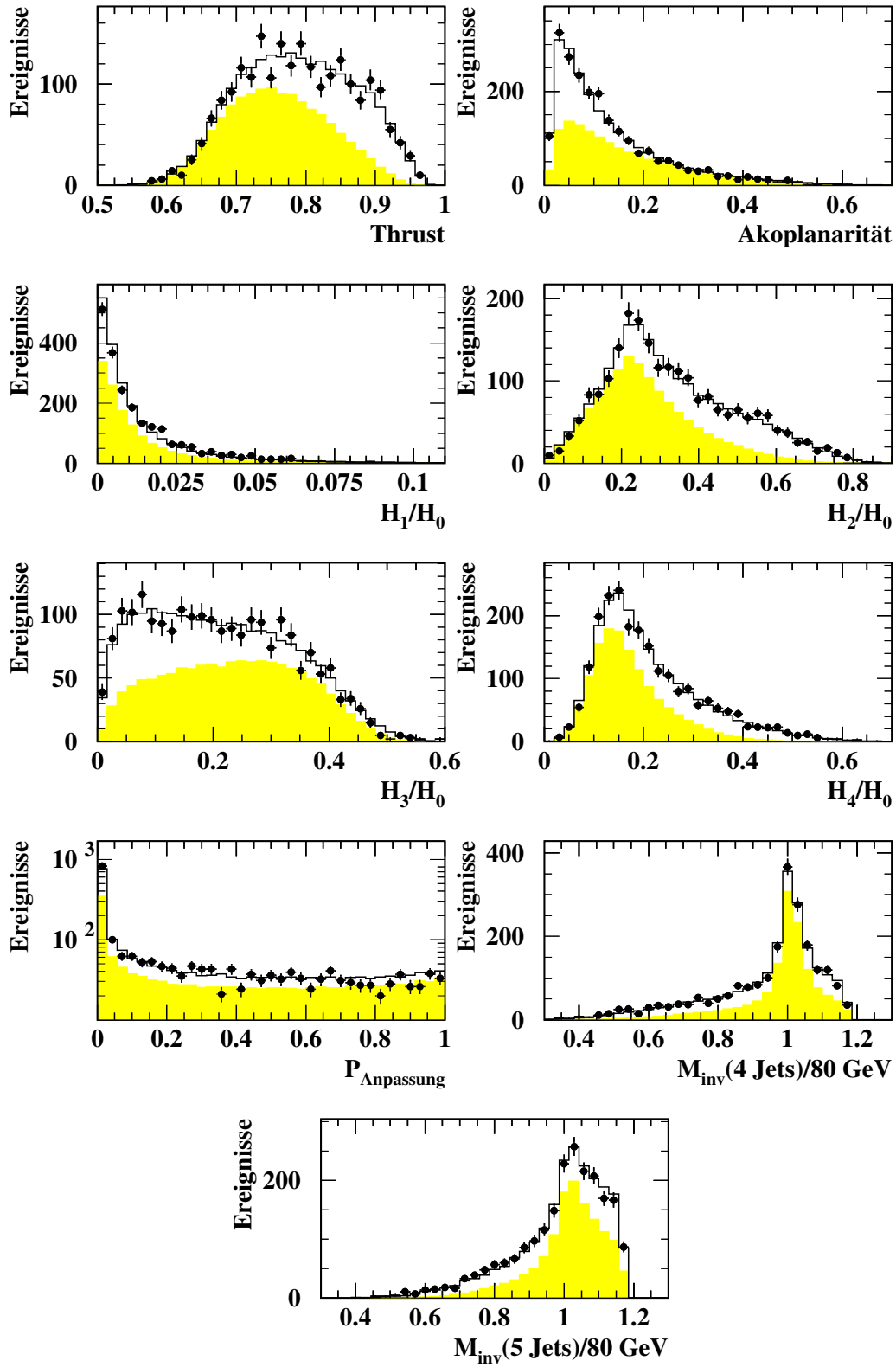


Abbildung A.4: Verteilungen der Eingabevariablen bei 189 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

### A.3 Eingabevariablen bei 192 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

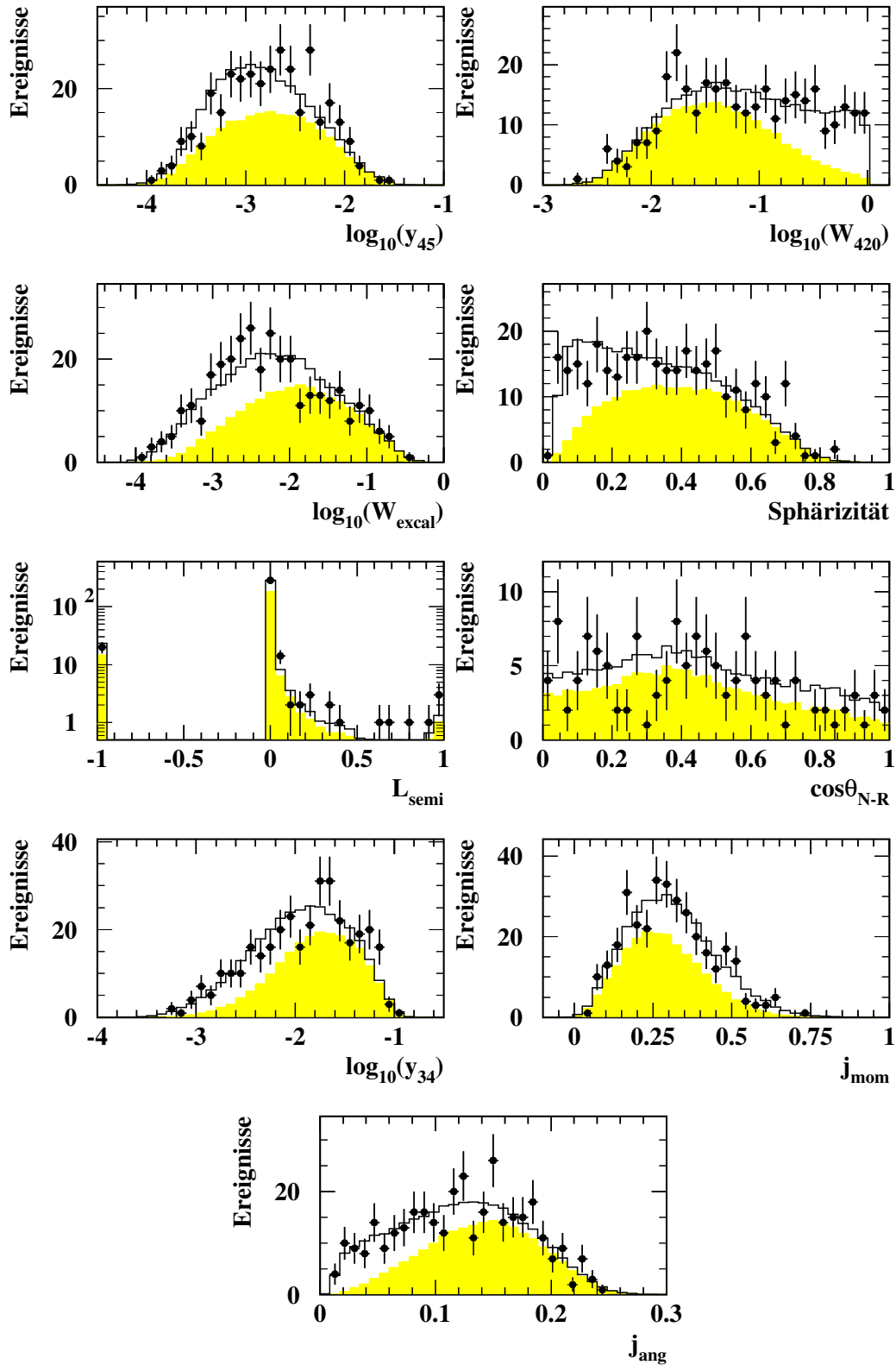


Abbildung A.5: Verteilungen der Eingabevariablen bei 192 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).



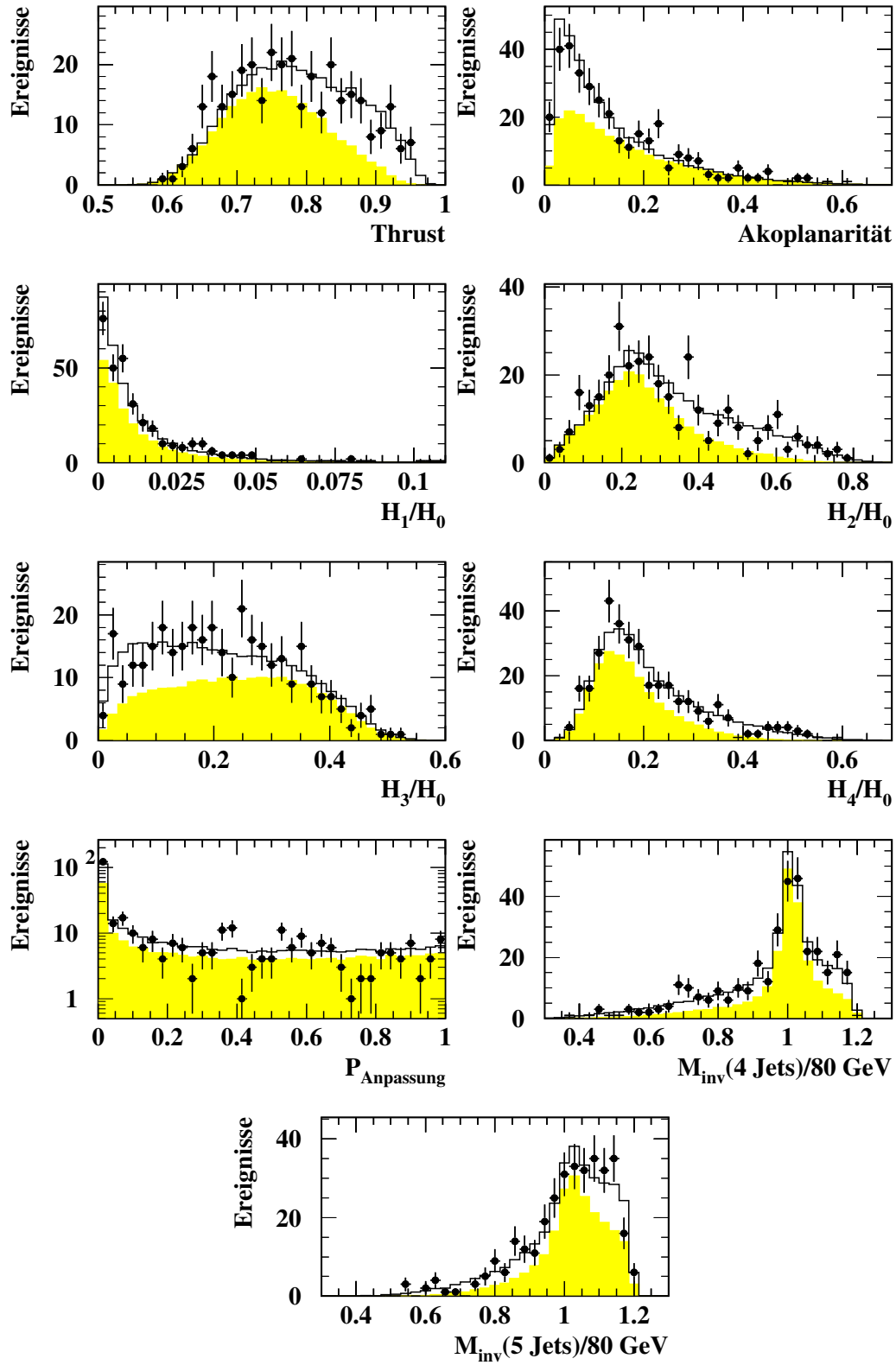


Abbildung A.6: Verteilungen der Eingabevariablen bei 192 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.4 Eingabevariablen bei 192 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

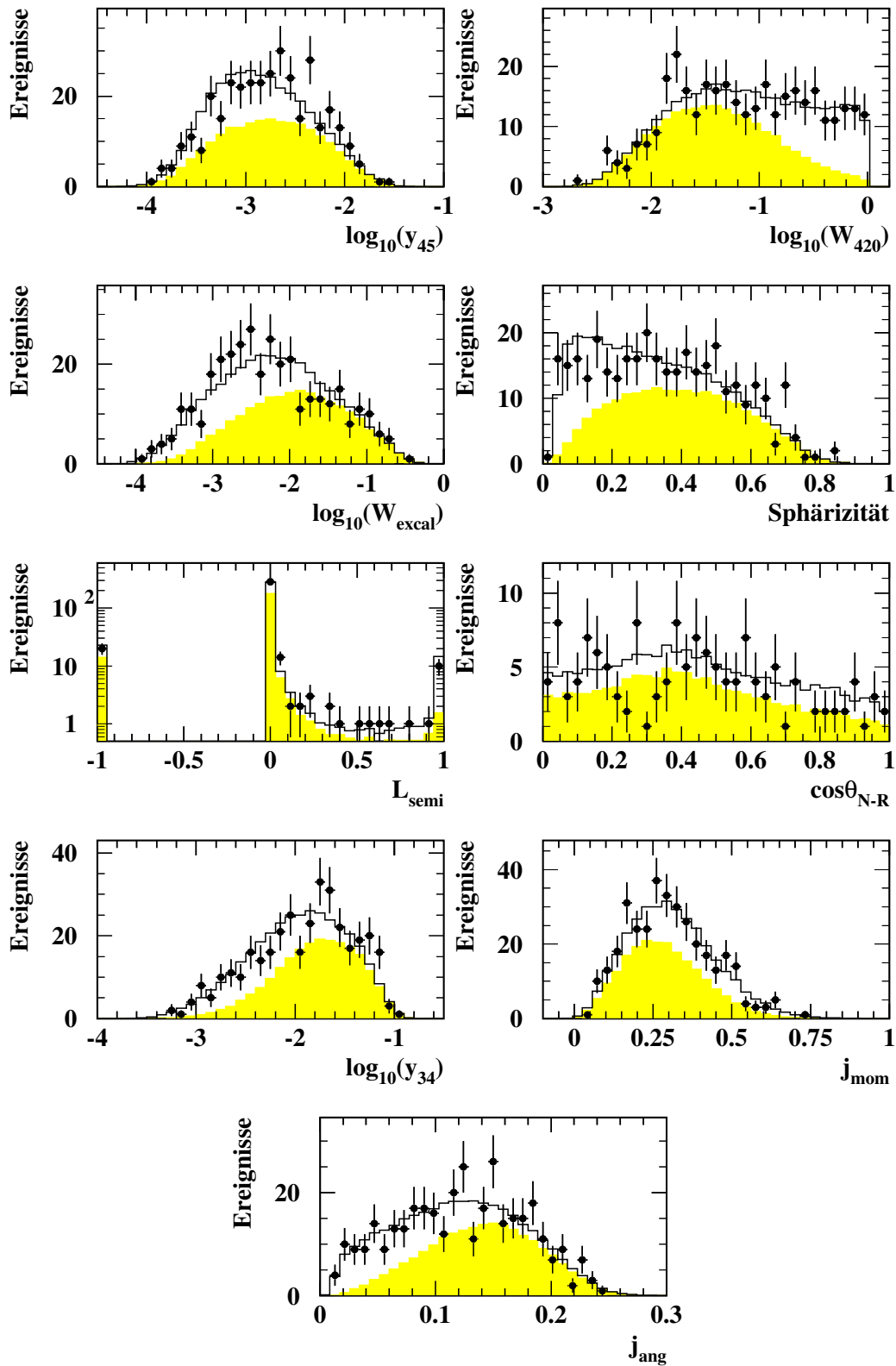


Abbildung A.7: Verteilungen der Eingabevariablen bei 192 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

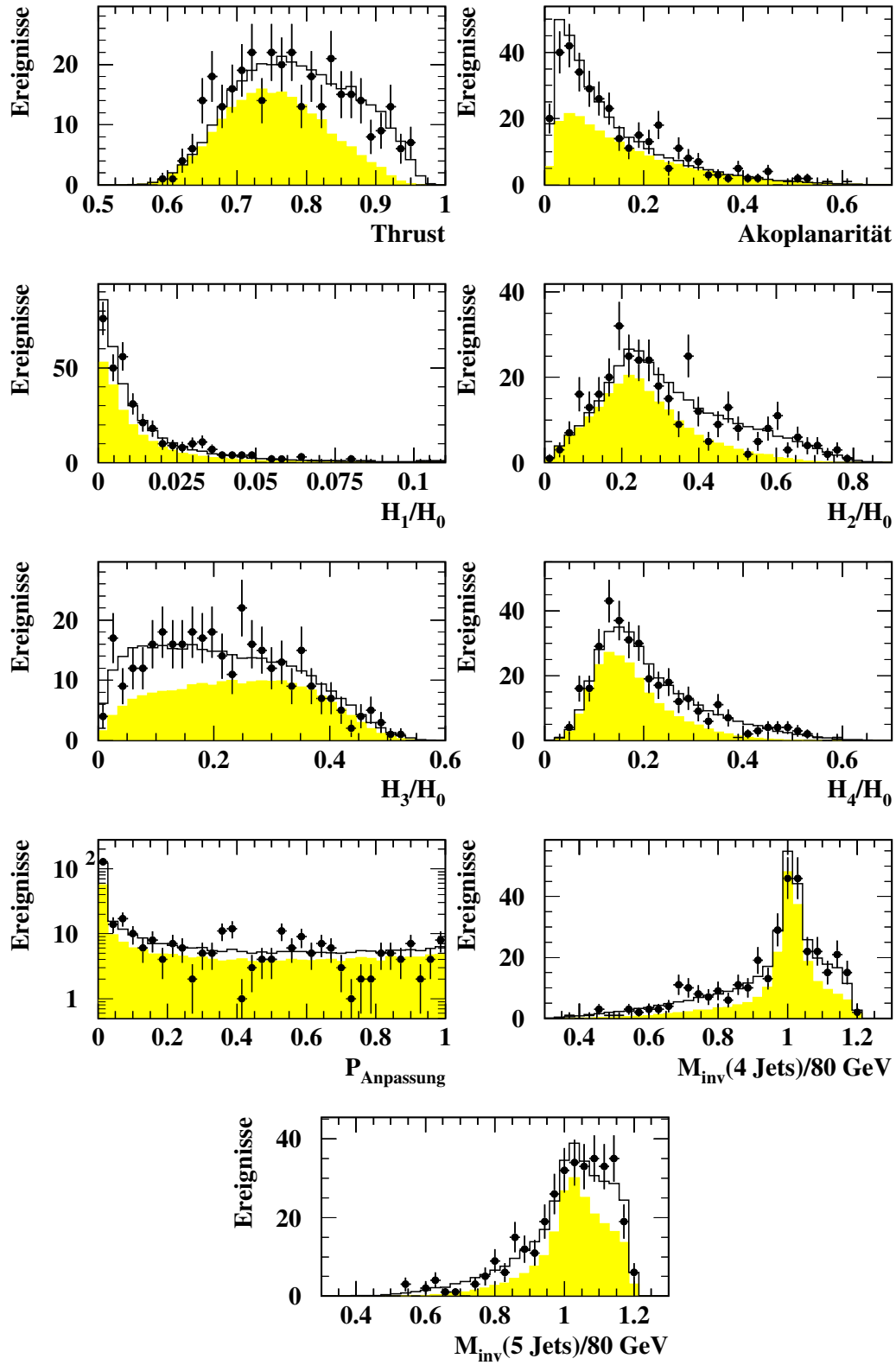


Abbildung A.8: Verteilungen der Eingabevariablen bei 192 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.5 Eingabevariablen bei 196 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

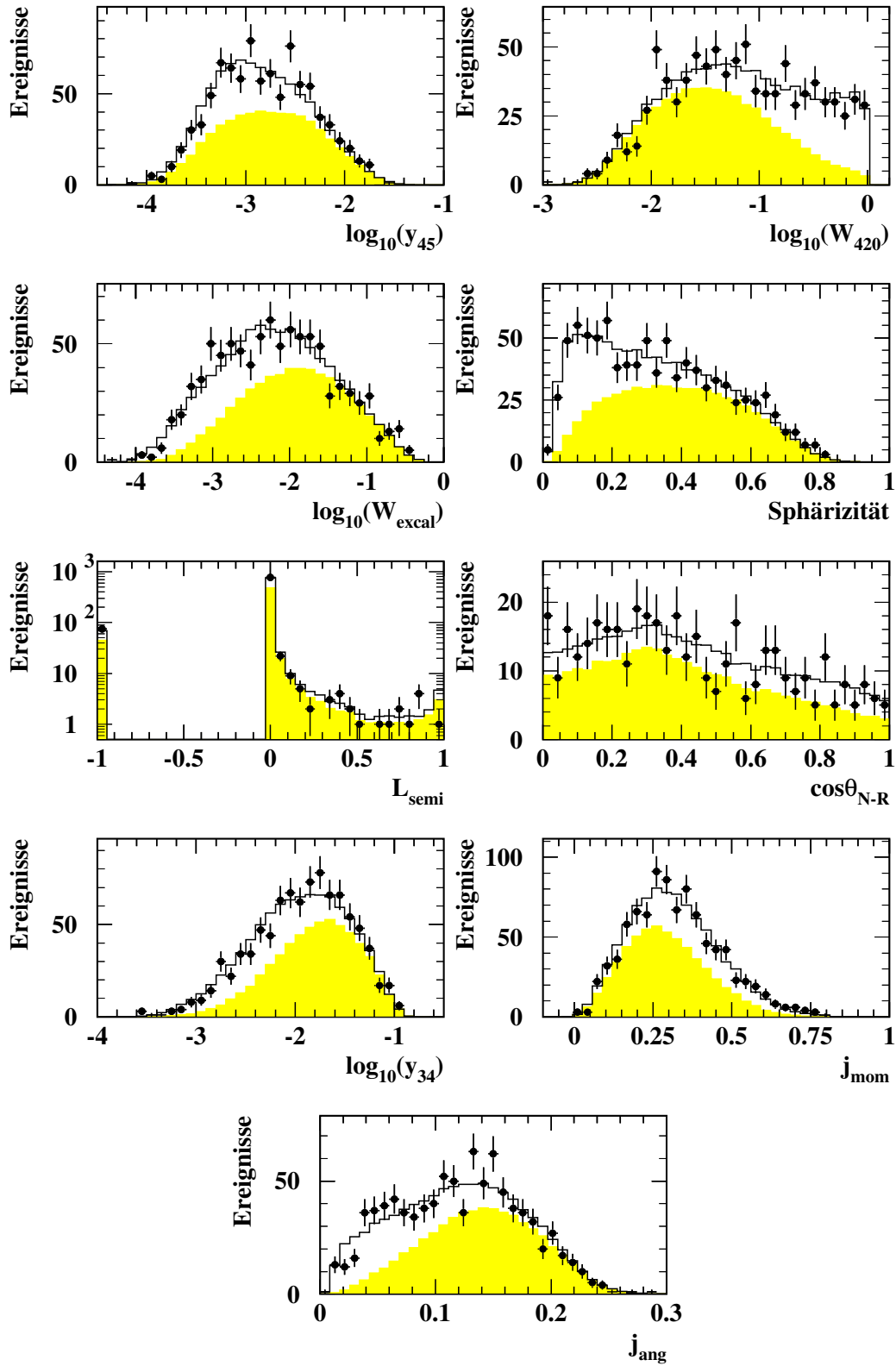


Abbildung A.9: Verteilungen der Eingabevariablen bei 196 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

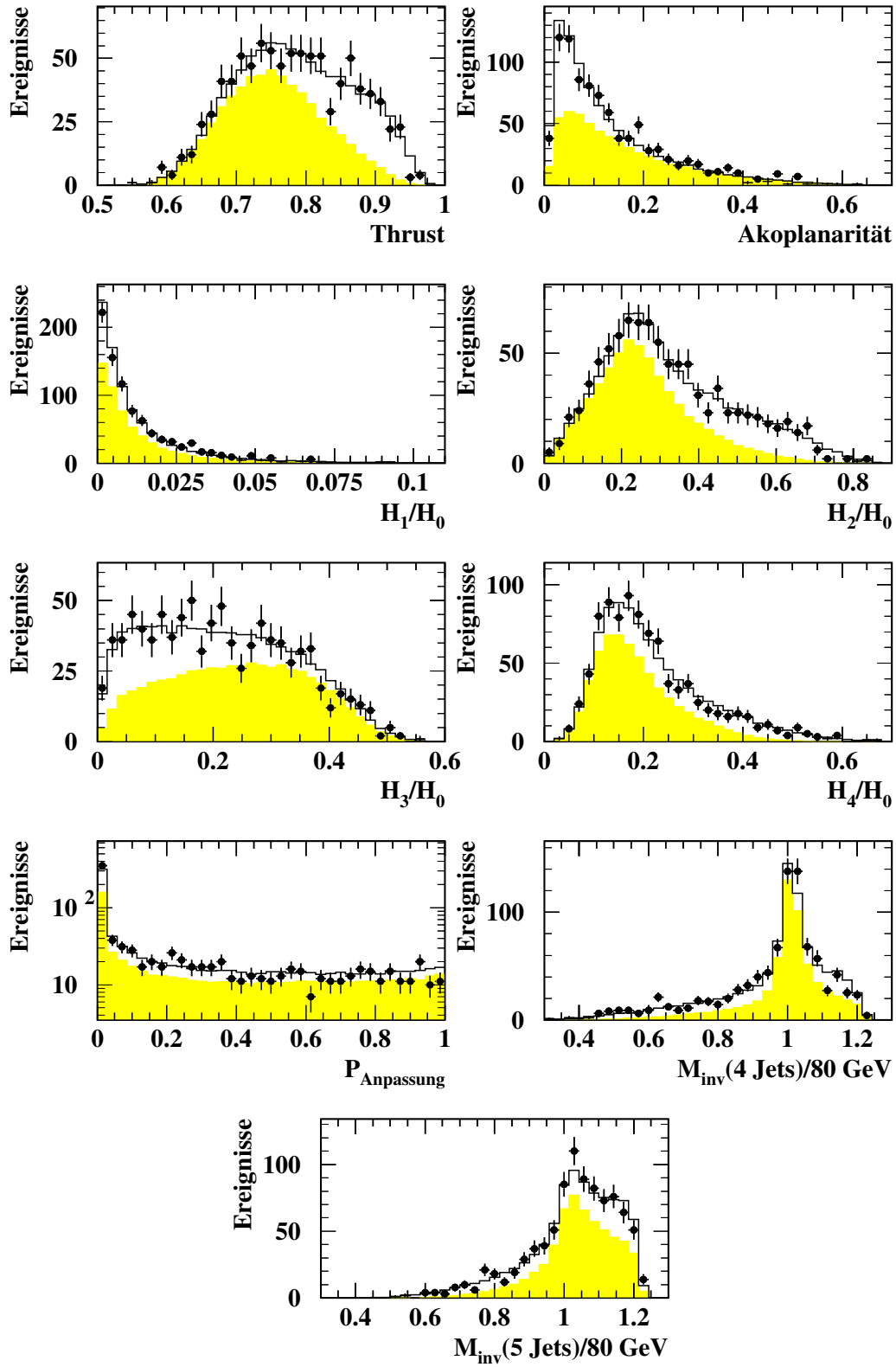


Abbildung A.10: Verteilungen der Eingabevariablen bei 196 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.6 Eingabevariablen bei 196 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

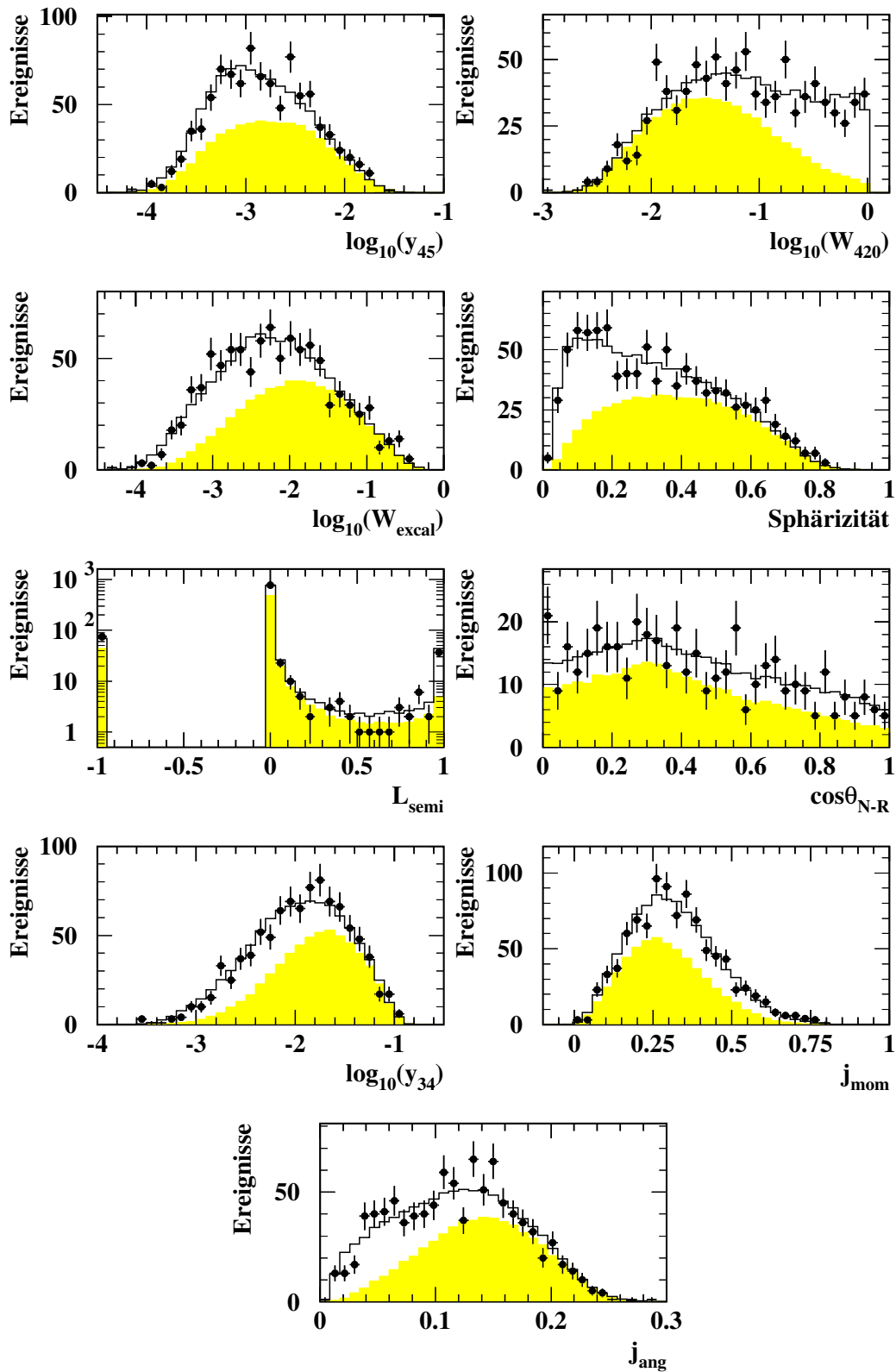


Abbildung A.11: Verteilungen der Eingabevariablen bei 196 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

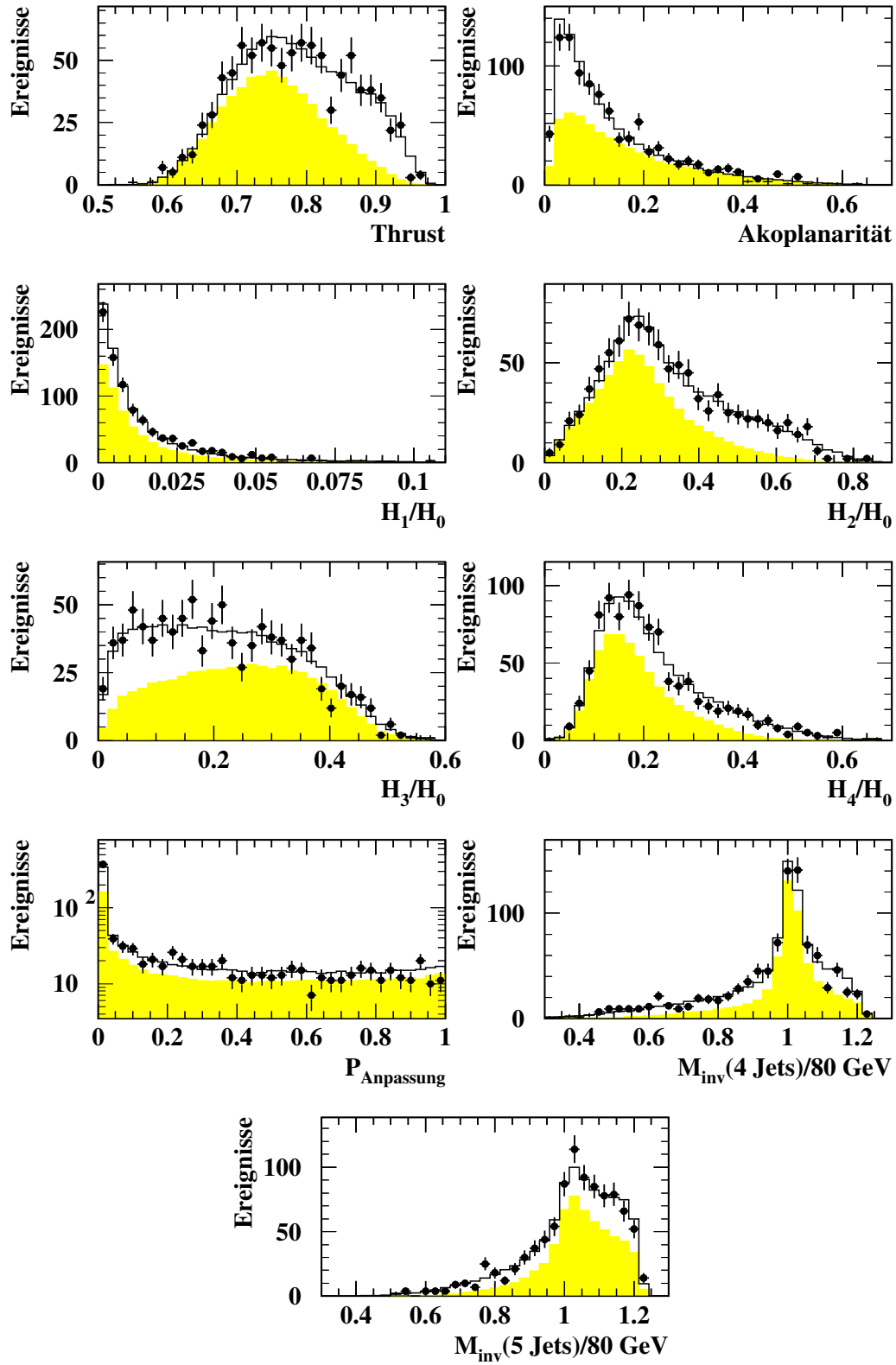


Abbildung A.12: Verteilungen der Eingabevariablen bei 196 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.7 Eingabevariablen bei 200 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

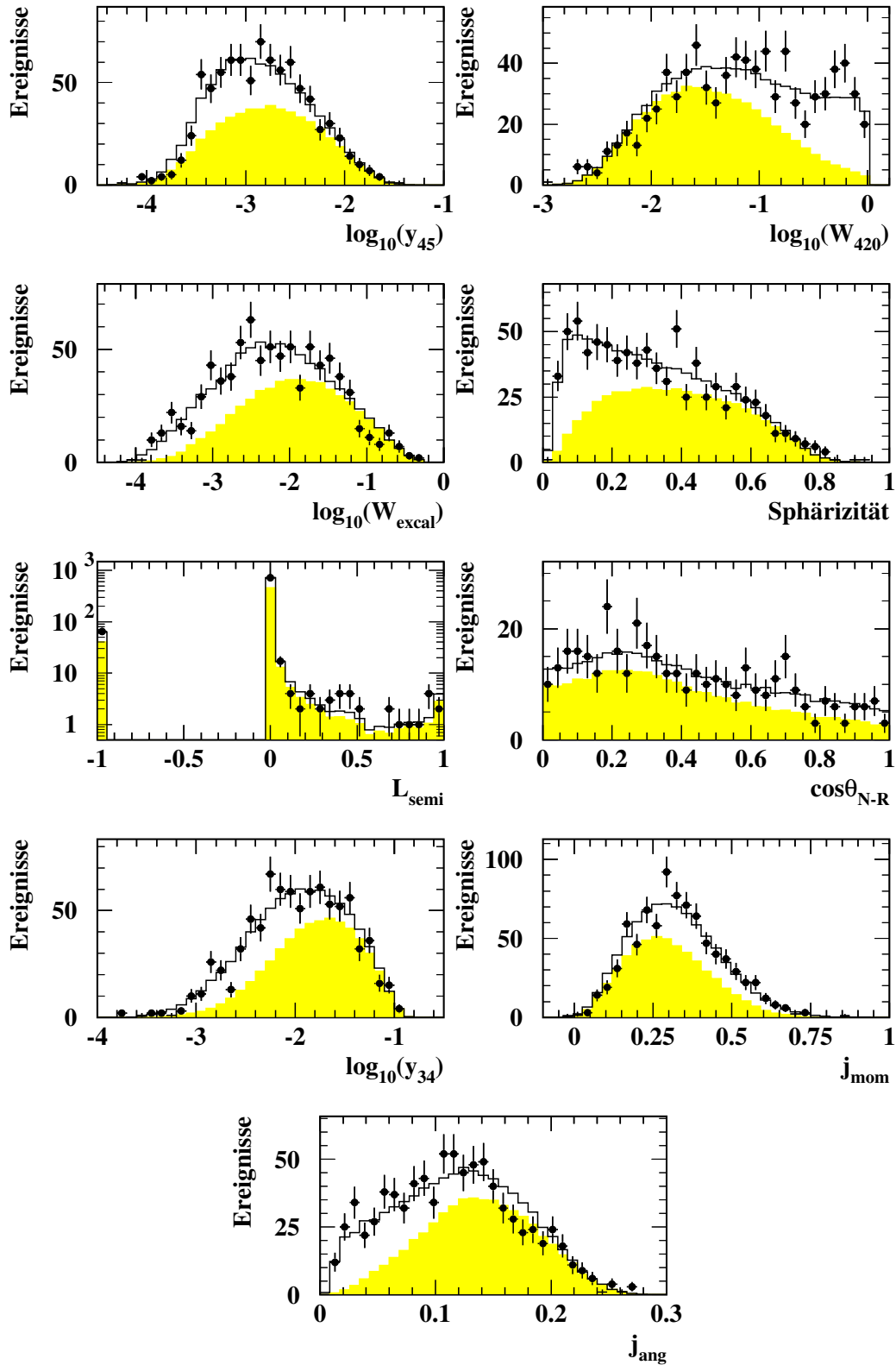


Abbildung A.13: Verteilungen der Eingabevariablen bei 200 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).



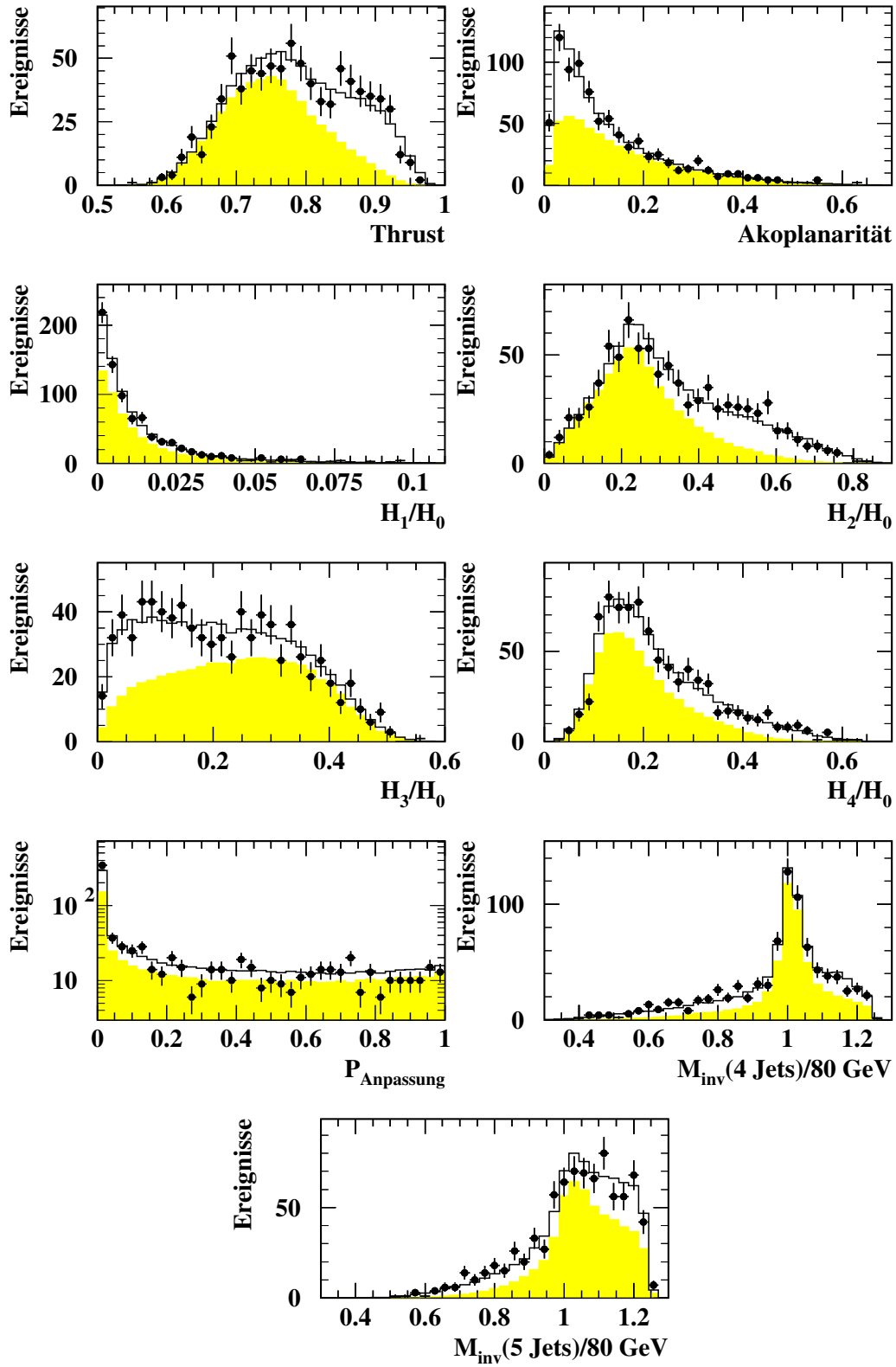


Abbildung A.14: Verteilungen der Eingabevariablen bei 200 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.8 Eingabevariablen bei 200 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

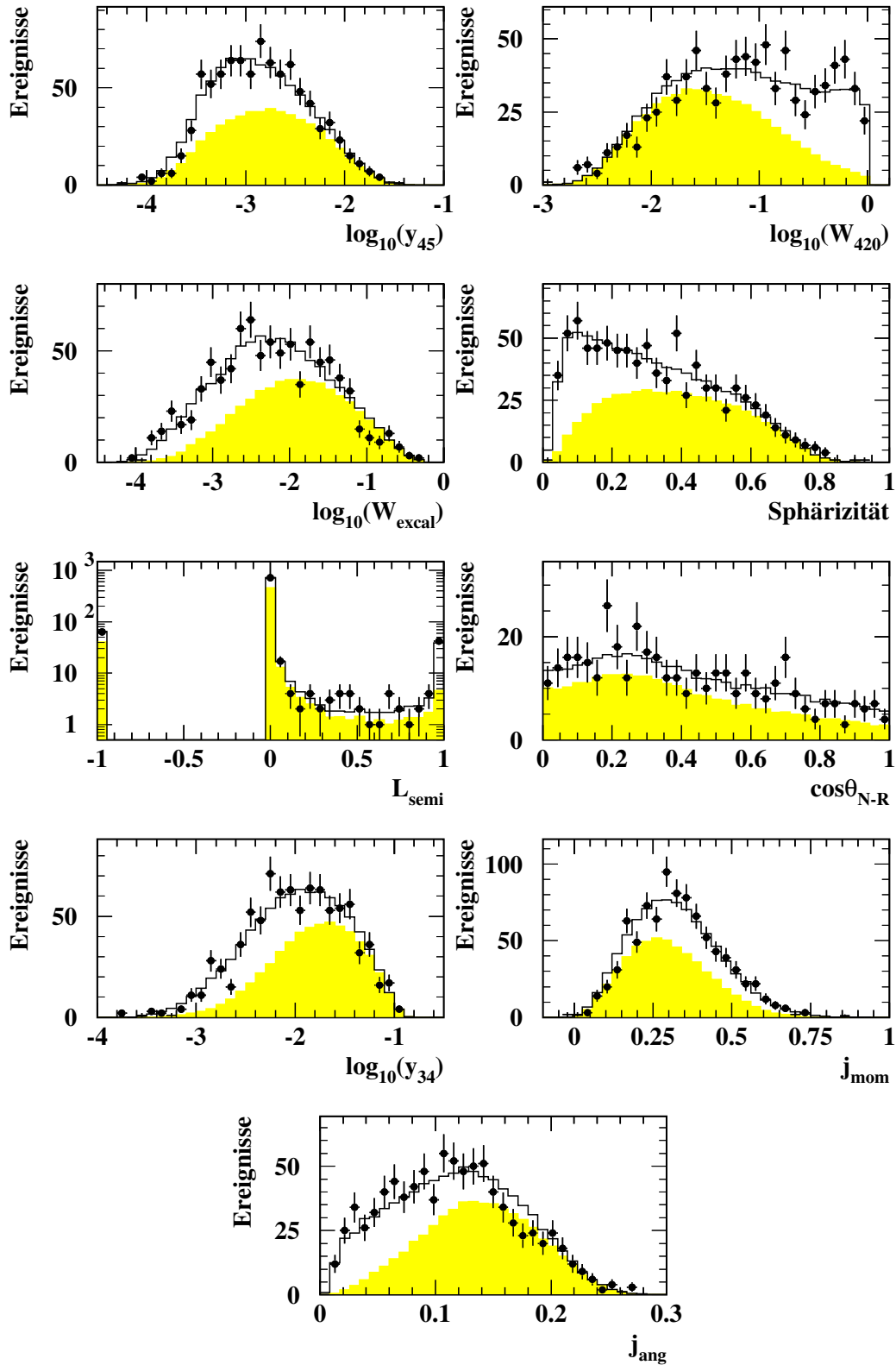


Abbildung A.15: Verteilungen der Eingabevariablen bei 200 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

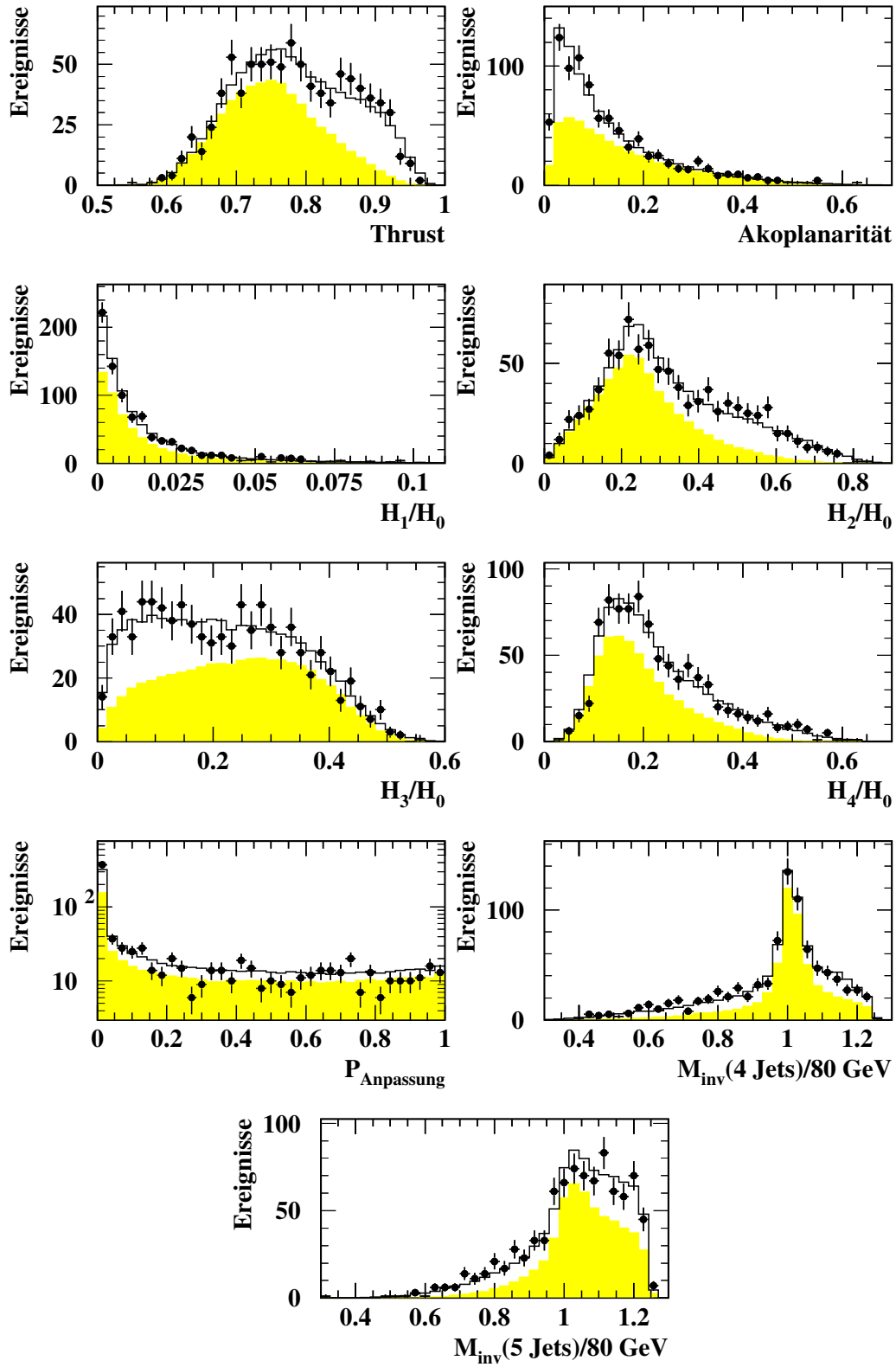


Abbildung A.16: Verteilungen der Eingabevariablen bei 200 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.9 Eingabevariablen bei 202 GeV mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

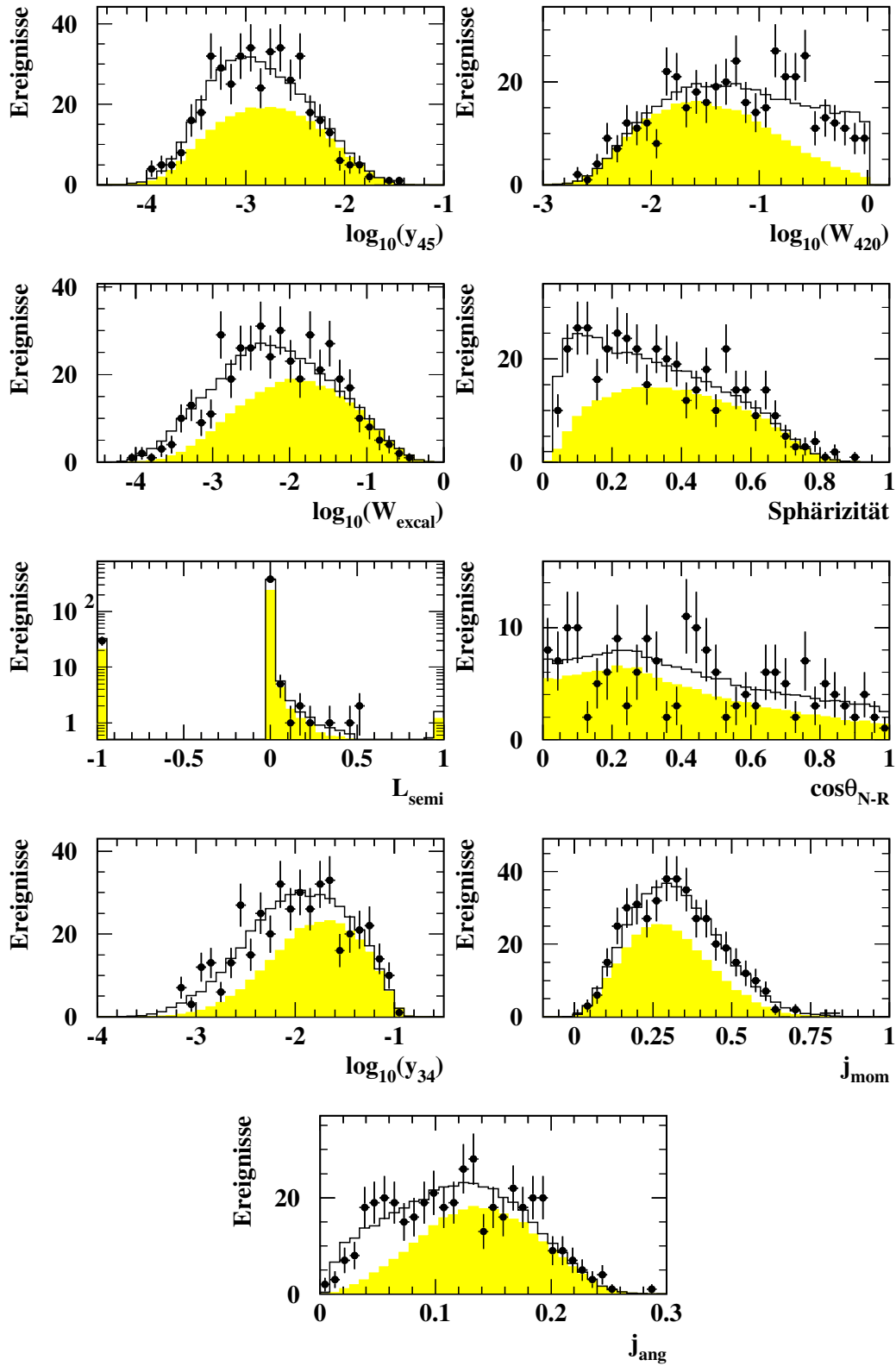


Abbildung A.17: Verteilungen der Eingabevariablen bei 202 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

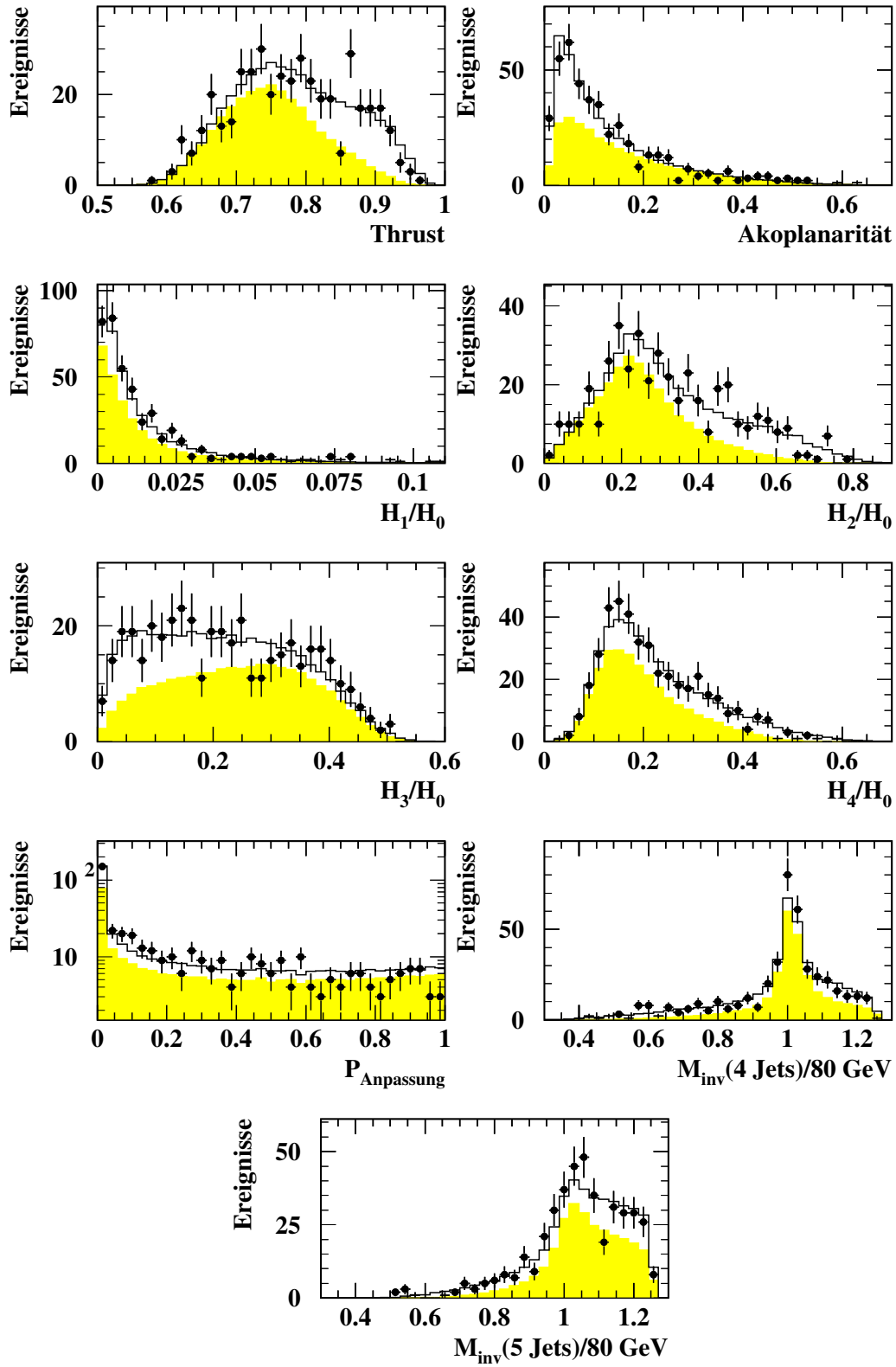


Abbildung A.18: Verteilungen der Eingabevariablen bei 202 GeV unter Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).

## A.10 Eingabevariablen bei 202 GeV ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$

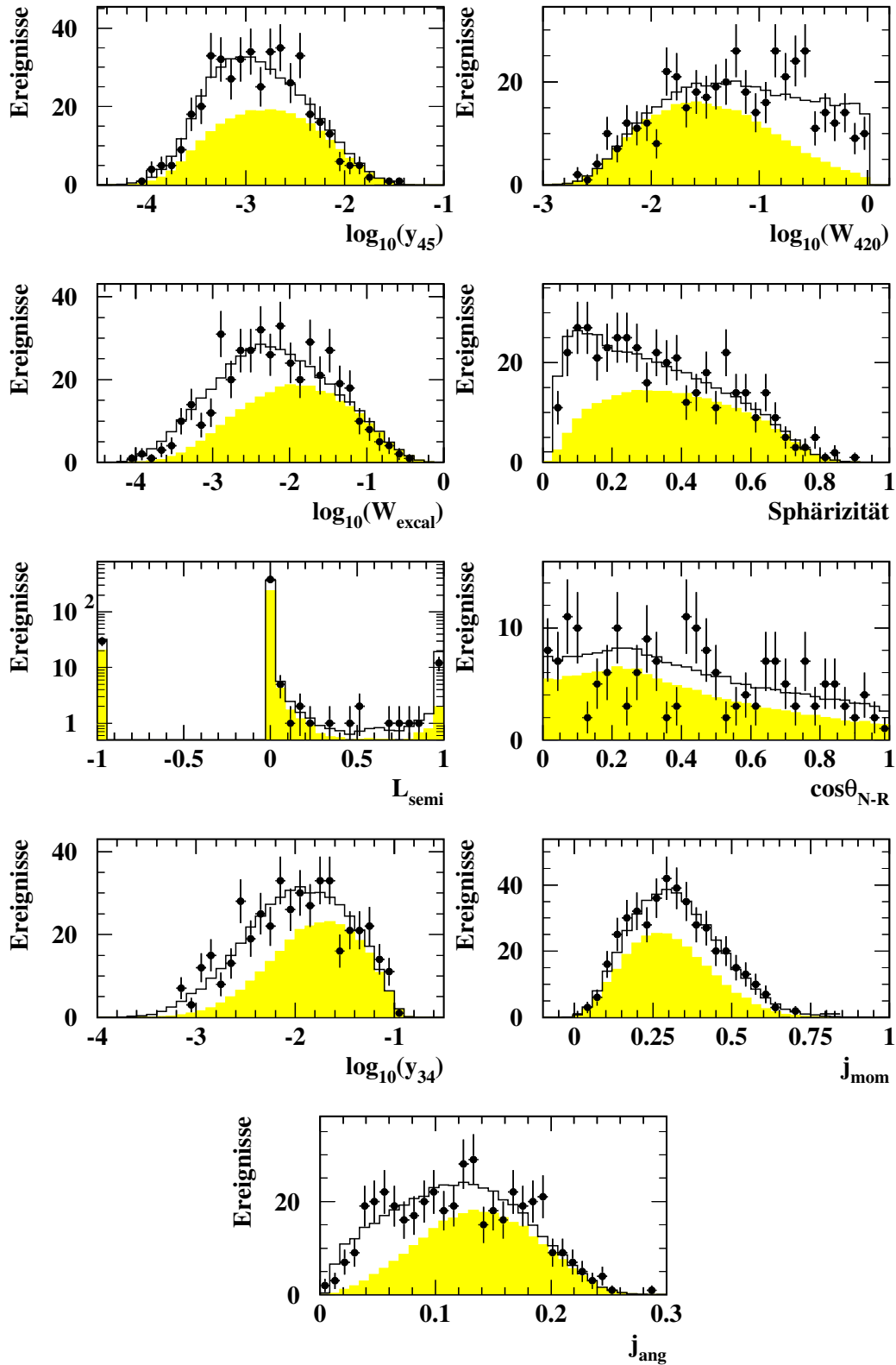


Abbildung A.19: Verteilungen der Eingabevariablen bei 202 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion (erster Teil).

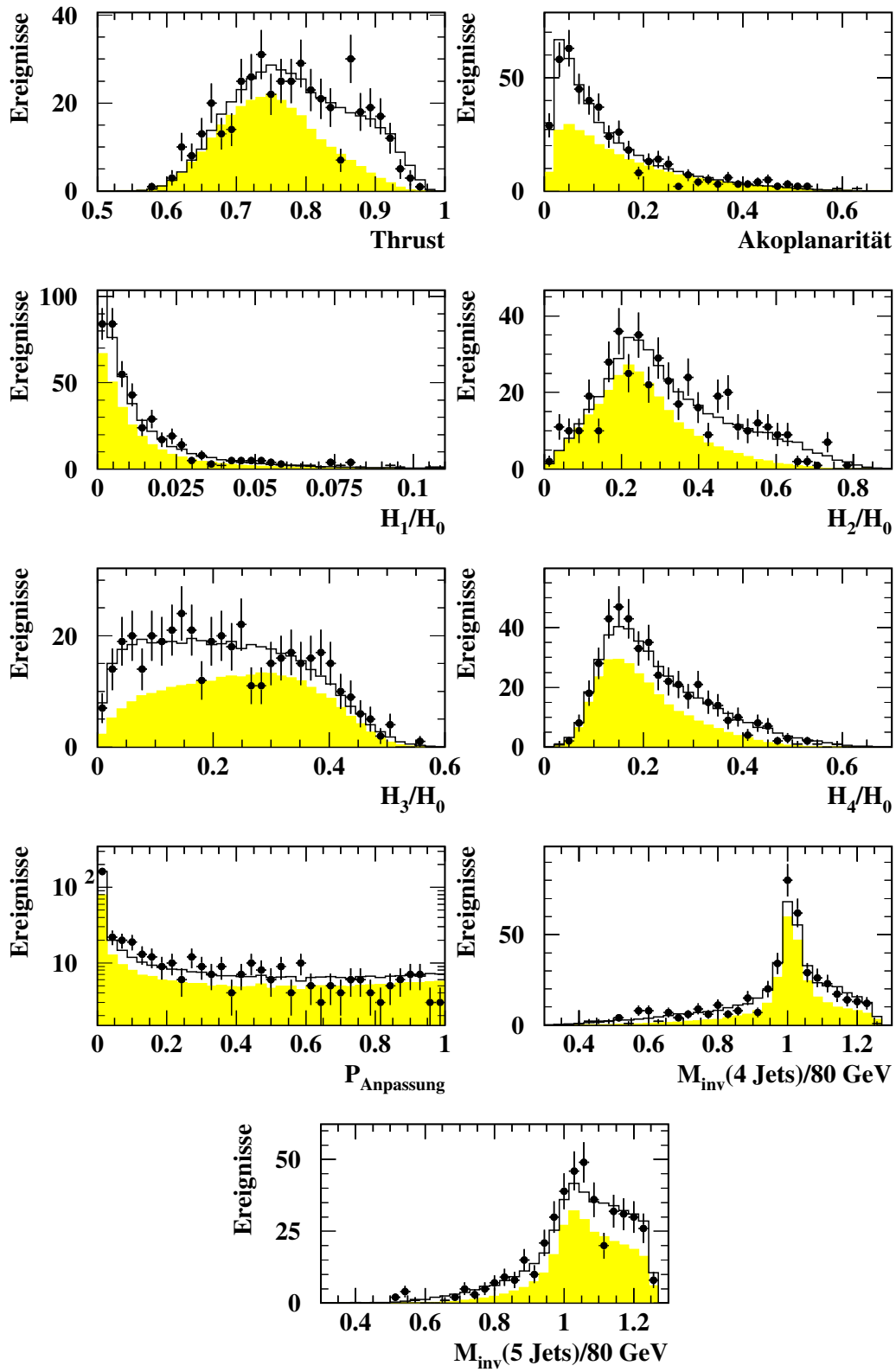


Abbildung A.20: Verteilungen der Eingabevariablen bei 202 GeV ohne Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion (zweiter Teil).





## Anhang B

# Reinheit und Effizienz aller Selektionen

In diesem Anhang ist die Reinheit gegen die Effizienz für alle Selektionen und untersuchten Energien dargestellt. Bei den oberen Abbildungen ist jeweils im Vergleich zwischen der hadronischen Likelihood und den neuronalen Netzwerken NN18 und NN5 die leptonische und semileptonische Likelihood in der Vorselektion der Netzwerke berücksichtigt. Die unteren Abbildungen zeigen ebenfalls diesen Vergleich, wobei hier  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  bei der Vorselektion der Netzwerke nicht berücksichtigt wurden. Die durchgezogenen Linien markieren jeweils den optimalen Selektionsschnitt, bei dem der Qualitätsfaktor am größten ist. In Tab. 5.4 sind die Resultate aufgelistet. Die genauen Erklärungen der einzelnen Größen befinden sich in Kap. 5.3.

## B.1 Selektionen bei 189 GeV

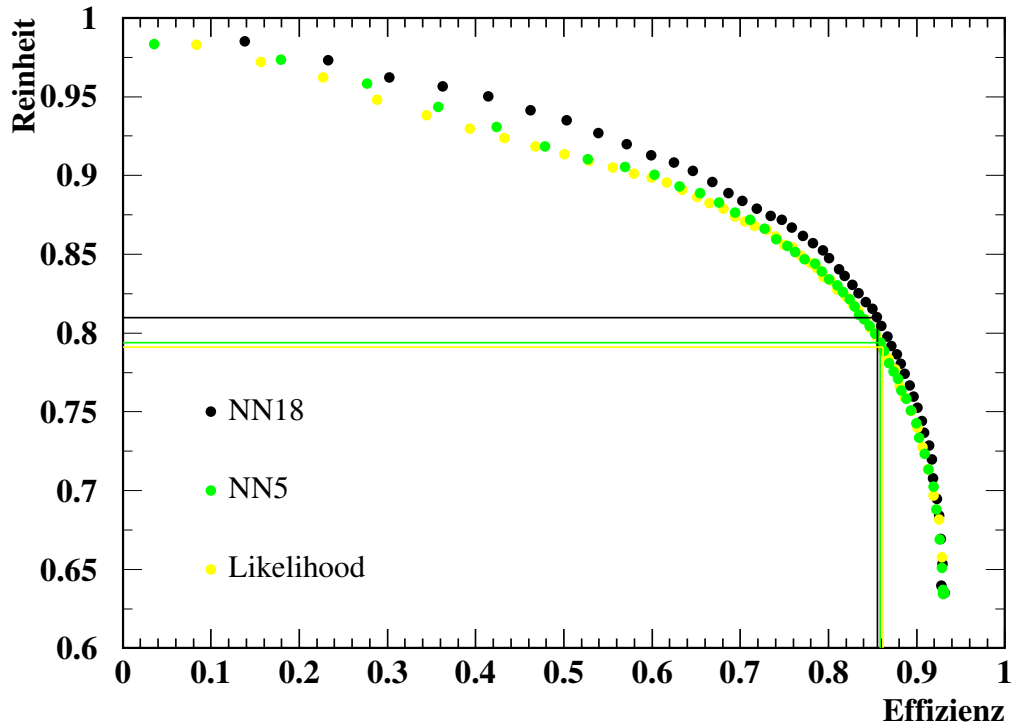


Abbildung B.1: Reinheit gegen Effizienz bei 189 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion berücksichtigt.

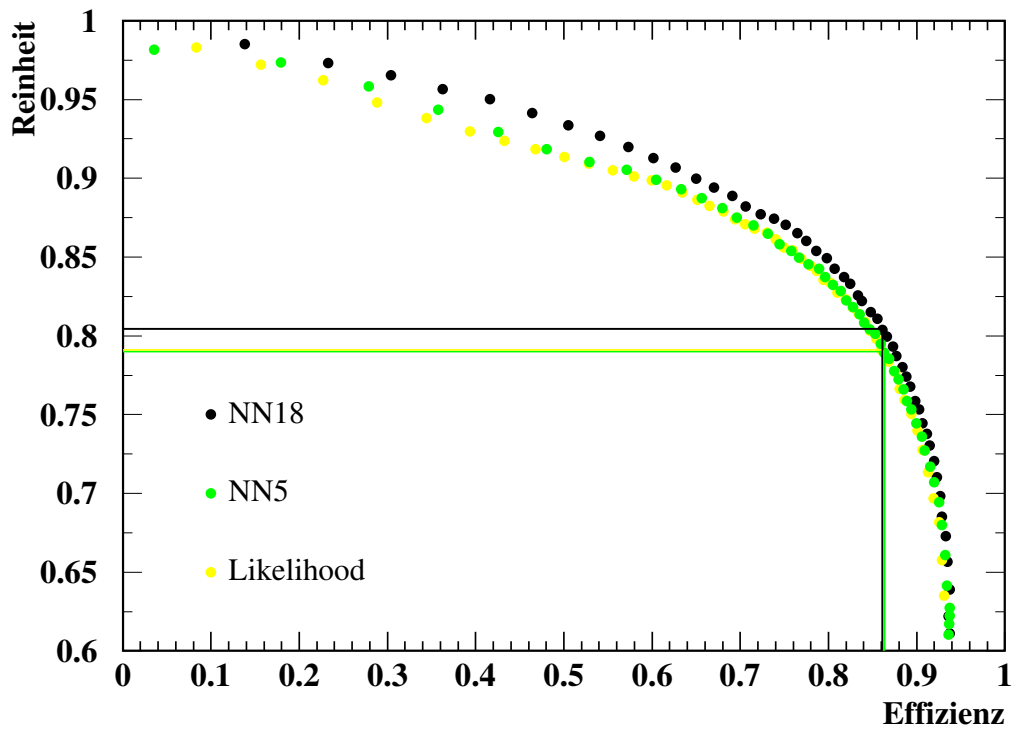


Abbildung B.2: Reinheit gegen Effizienz bei 189 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion nicht berücksichtigt.

## B.2 Selektionen bei 192 GeV

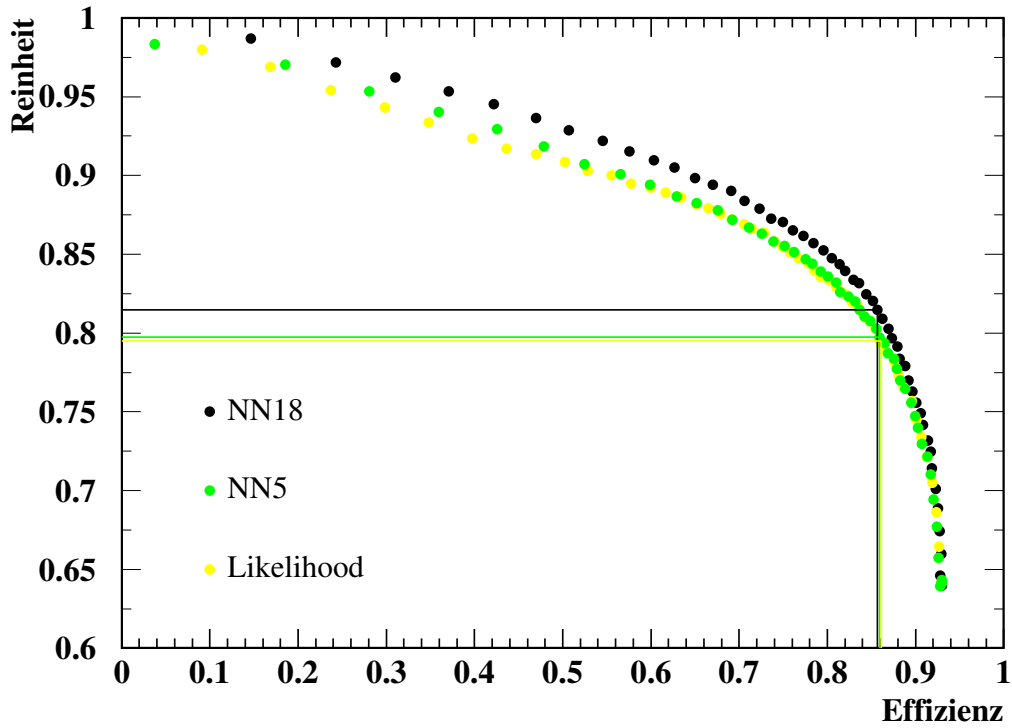


Abbildung B.3: Reinheit gegen Effizienz bei 192 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion berücksichtigt.

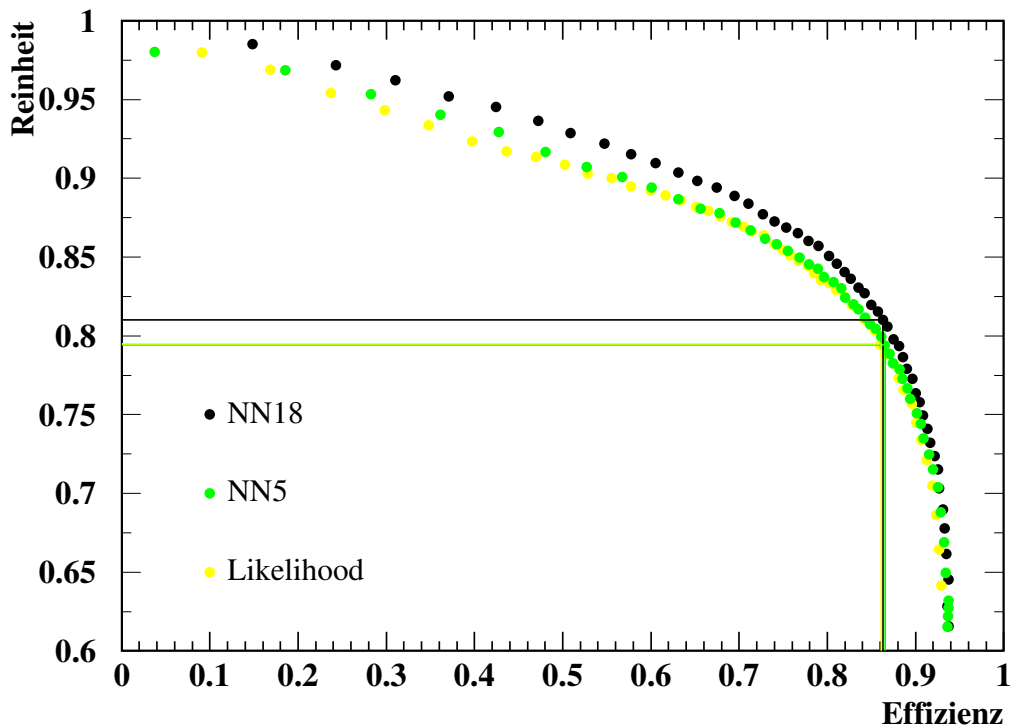


Abbildung B.4: Reinheit gegen Effizienz bei 192 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion nicht berücksichtigt.

### B.3 Selektionen bei 196 GeV

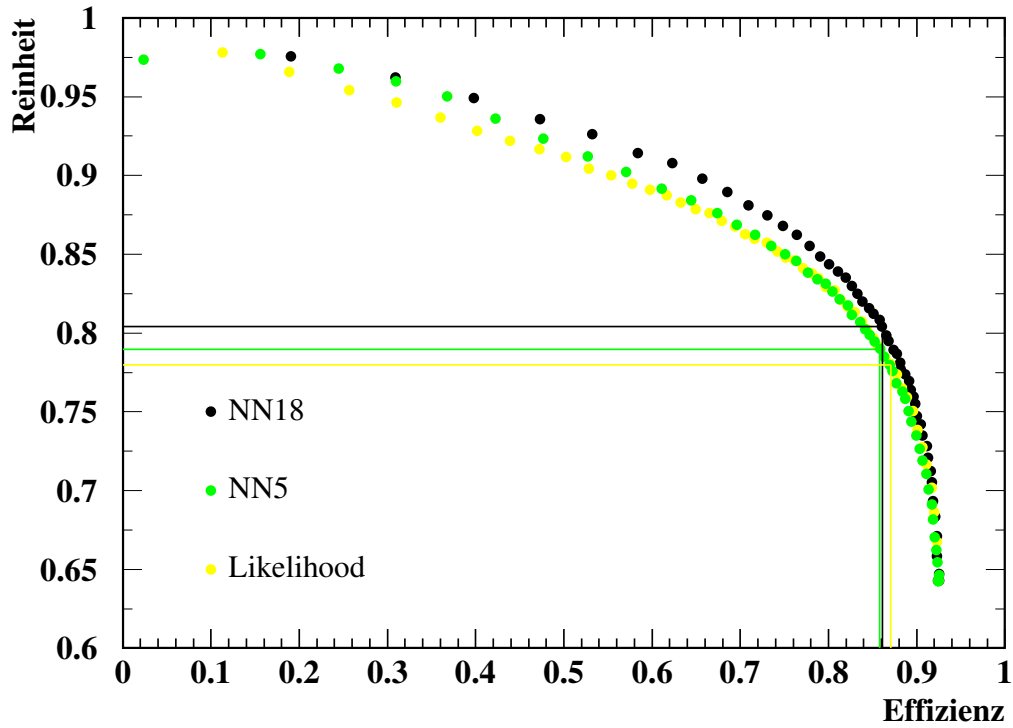


Abbildung B.5: Reinheit gegen Effizienz bei 196 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion berücksichtigt.

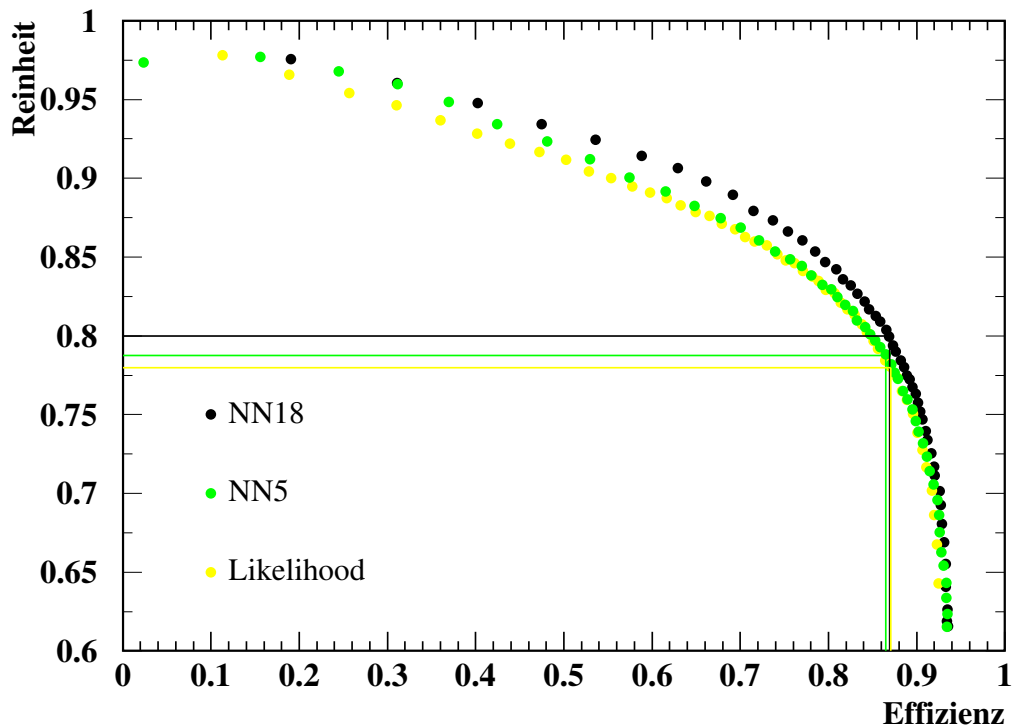


Abbildung B.6: Reinheit gegen Effizienz bei 196 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion nicht berücksichtigt.

## B.4 Selektionen bei 200 GeV

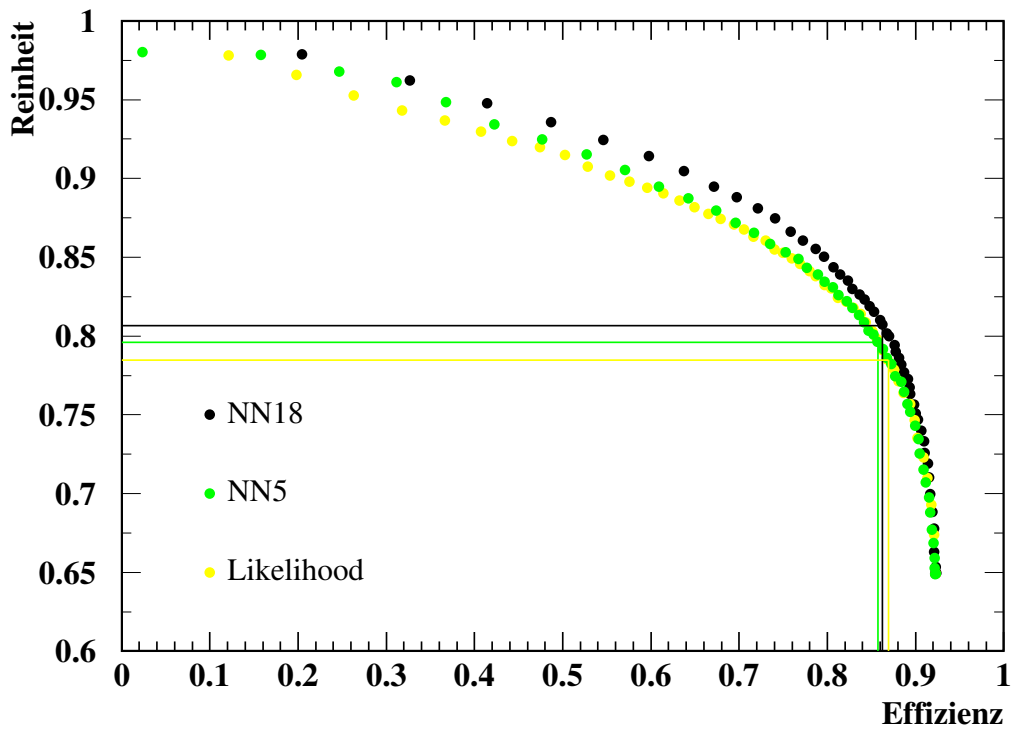


Abbildung B.7: Reinheit gegen Effizienz bei 200 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion berücksichtigt.

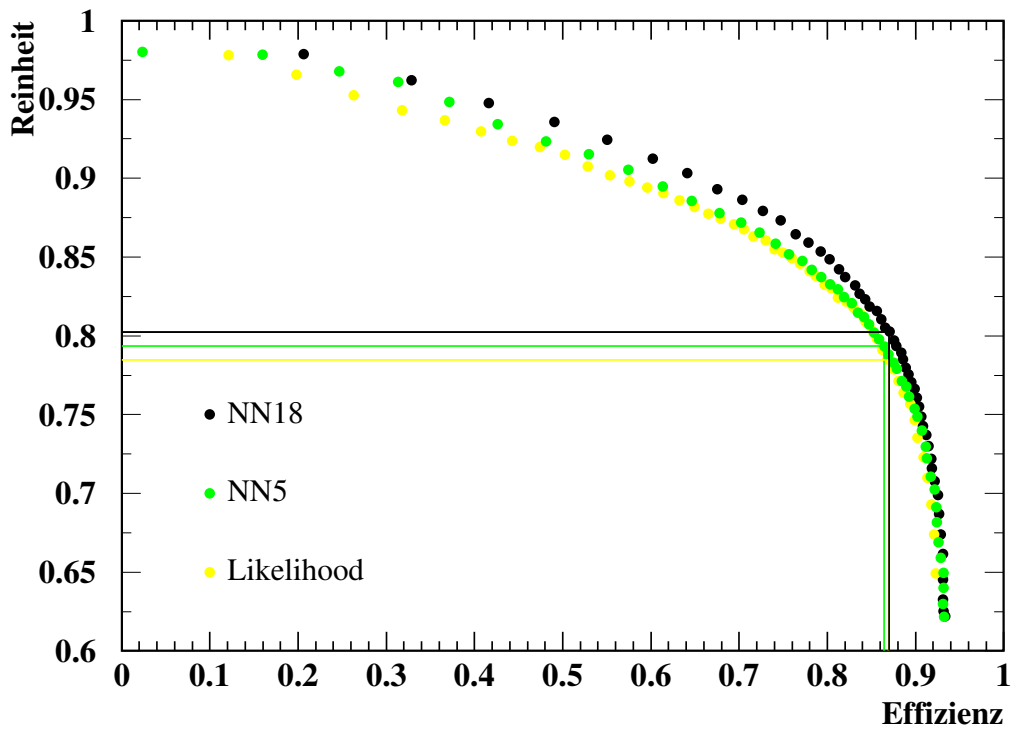


Abbildung B.8: Reinheit gegen Effizienz bei 200 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion nicht berücksichtigt.

## B.5 Selektionen bei 202 GeV

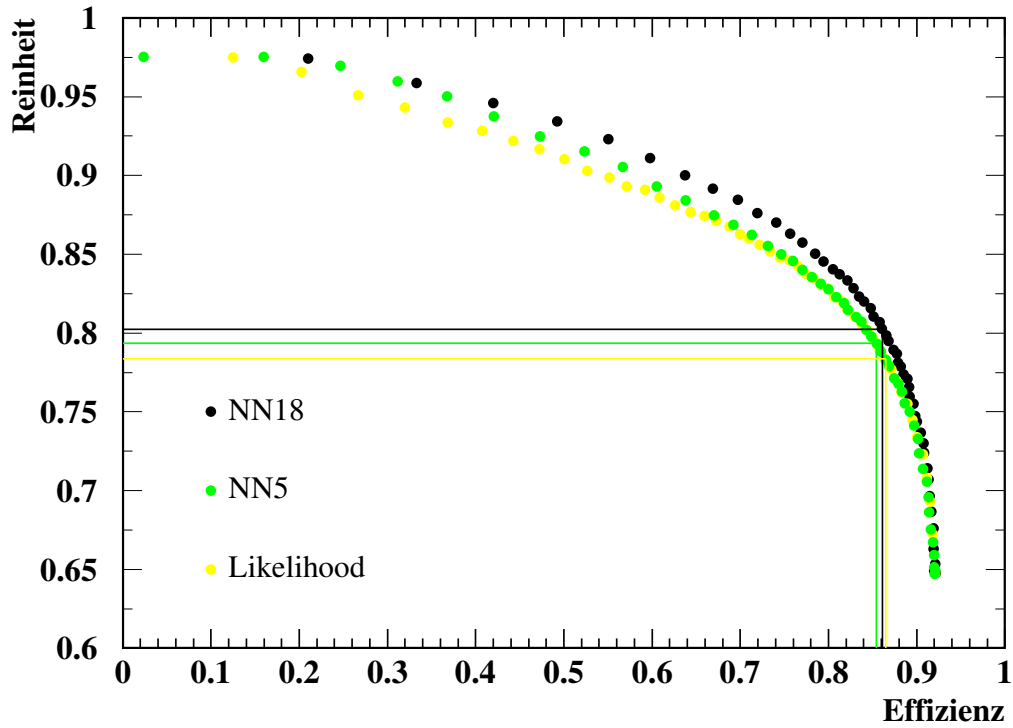


Abbildung B.9: Reinheit gegen Effizienz bei 202 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion berücksichtigt.

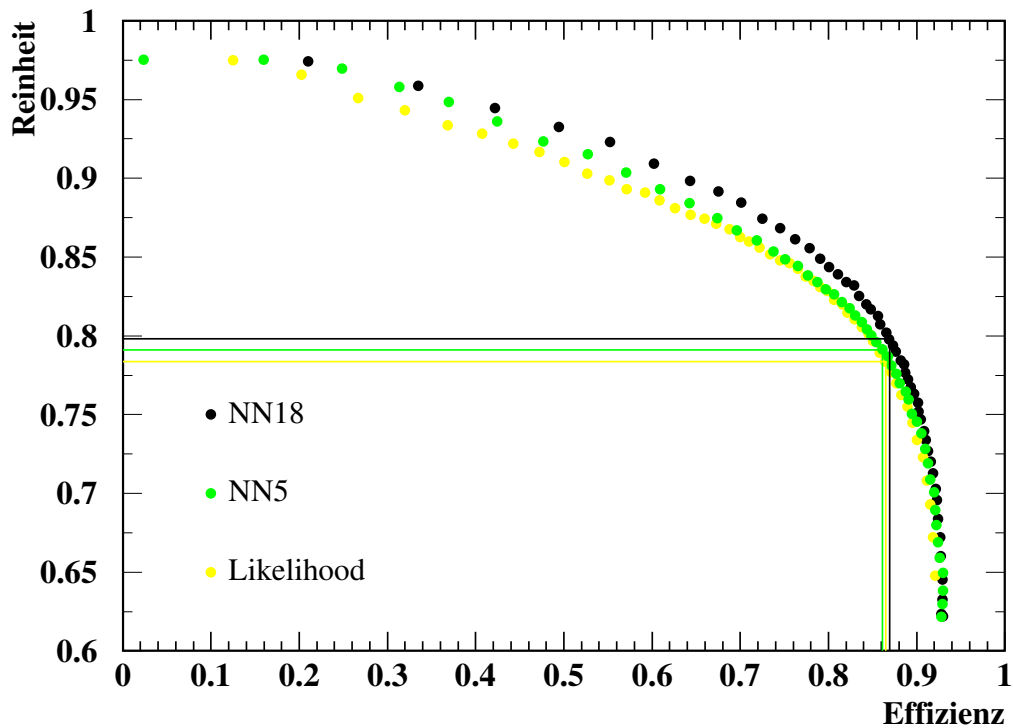


Abbildung B.10: Reinheit gegen Effizienz bei 202 GeV für NN18 (schwarz), NN5 (mittelgrau) und hadronische Likelihood (hellgrau).  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  sind in der Vorselektion nicht berücksichtigt.

## Anhang C

# Verteilungen aller Netzwerkausgaben und hadronischen Likelihoods

In diesem Anhang sind die Verteilungen aller Netzwerkausgaben sowie der hadronischen Likelihood bei allen untersuchten Schwerpunktsenergien dargestellt. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion, wobei diese Schnitte bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken nicht durchgeführt wurden. Die durchgezogene Linie in jeder Abbildung stellt das Resultat für die Monte Carlo-Ereignisse dar, deren Untergrundanteil gestrichelt ist. Das Ergebnis der Anpassung an die Daten, die in Kap. 6.2 beschrieben ist, wird durch die strichpunktierte Linie repräsentiert. Bei dieser Anpassung geht der Untergrund der Monte Carlo-Ereignisse ein. Die gemessenen Daten werden durch die Punkte mit den Fehlerbalken dargestellt.

## C.1 Verteilungen bei 189 GeV

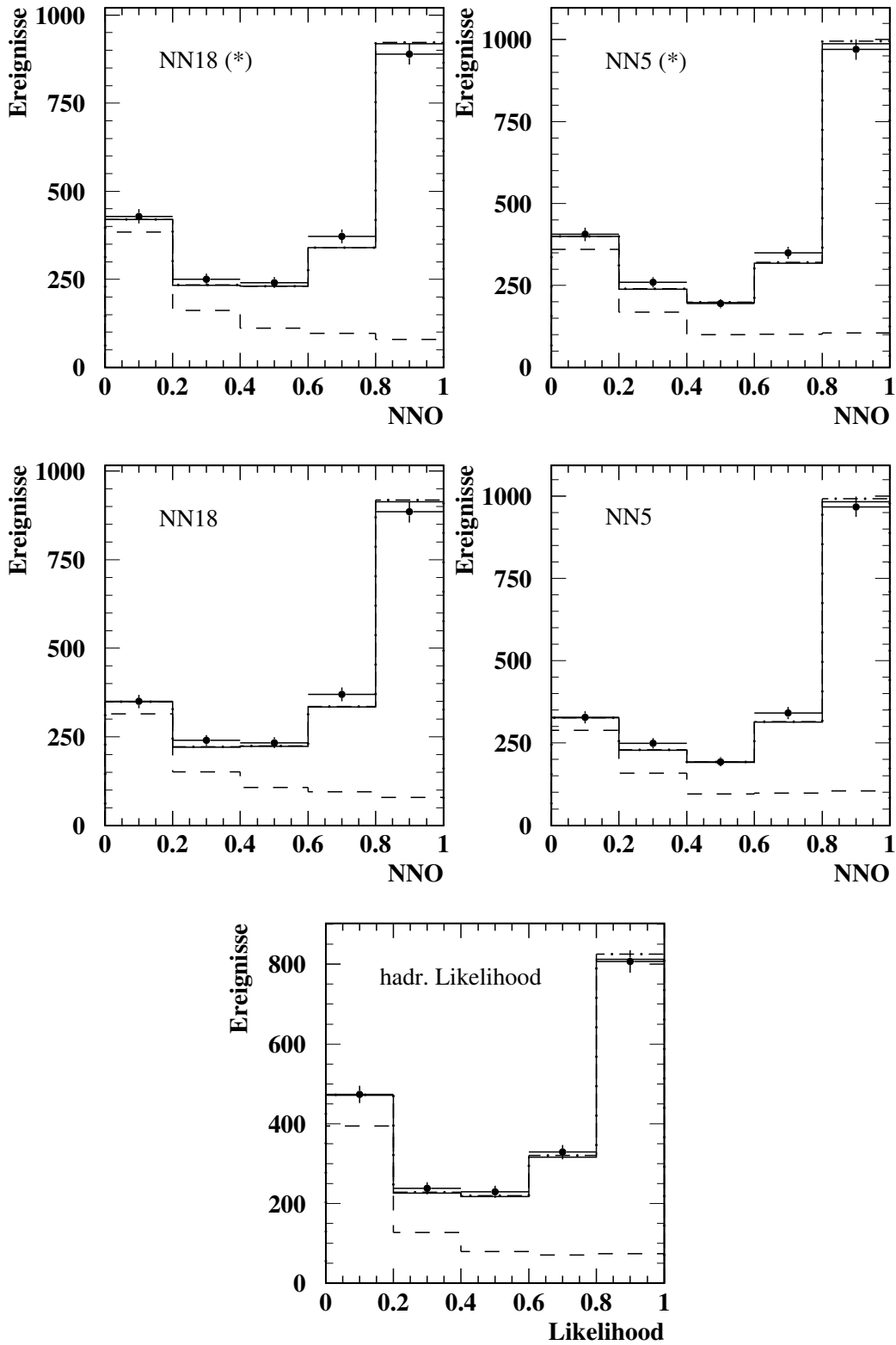


Abbildung C.1: Verteilungen der Netzwerkausgaben  $NNO$  und der  $hadr. Likelihood$  bei 189 GeV für alle Monte Carlo-Ereignisse (durchgezogene Linie), für den Untergrund (gestrichelt) und das Ergebnis der Anpassung (strichpunktiert) an die Daten, die durch die Punkte beschrieben werden. Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.



## C.2 Verteilungen bei 192 GeV

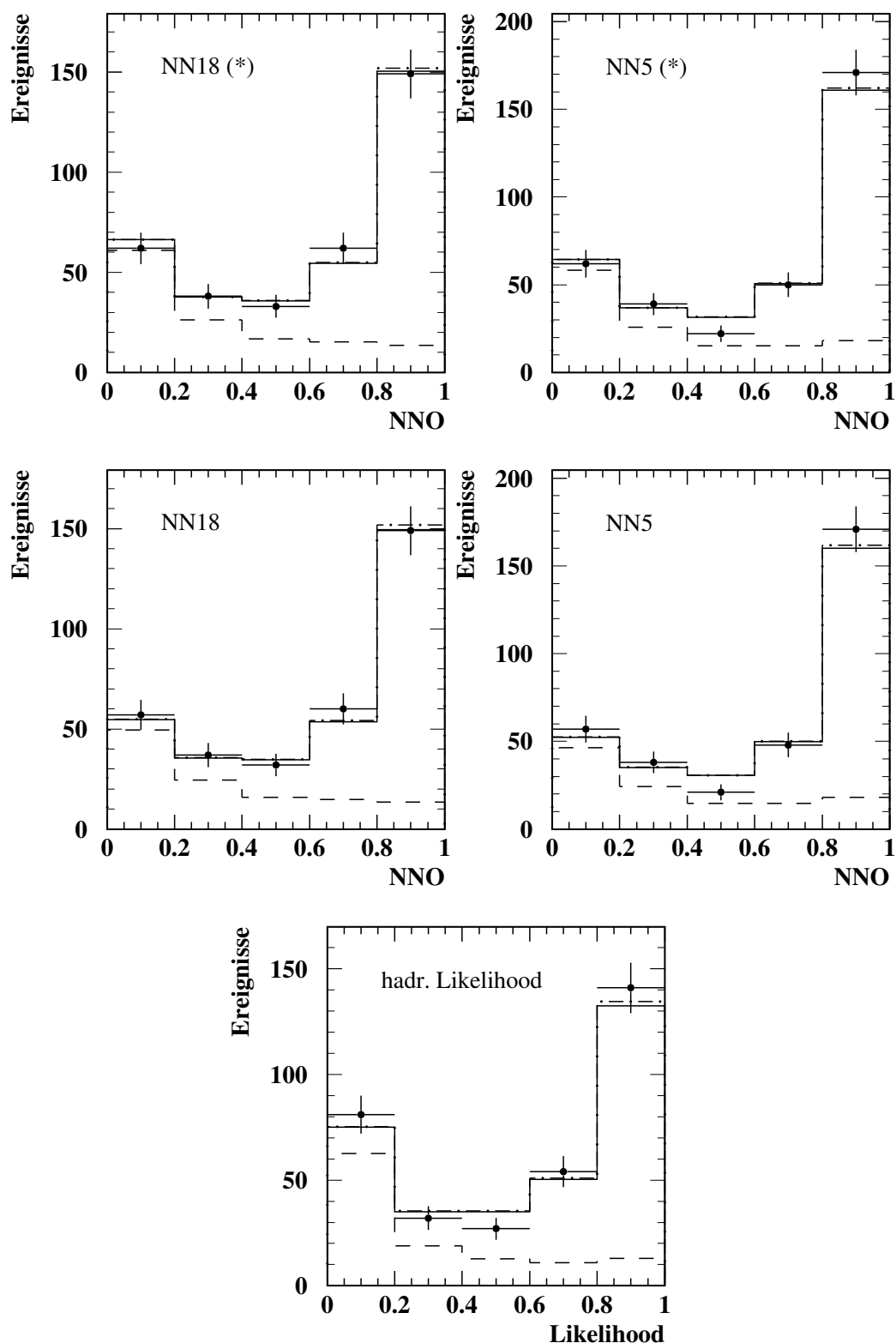


Abbildung C.2: Verteilungen der Netzwerkausgaben  $NNO$  und der *hadr. Likelihood* bei 192 GeV für alle Monte Carlo-Ereignisse (durchgezogene Linie), für den Untergrund (gestrichelt) und das Ergebnis der Anpassung (strichpunktiert) an die Daten, die durch die Punkte beschrieben werden. Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

### C.3 Verteilungen bei 196 GeV

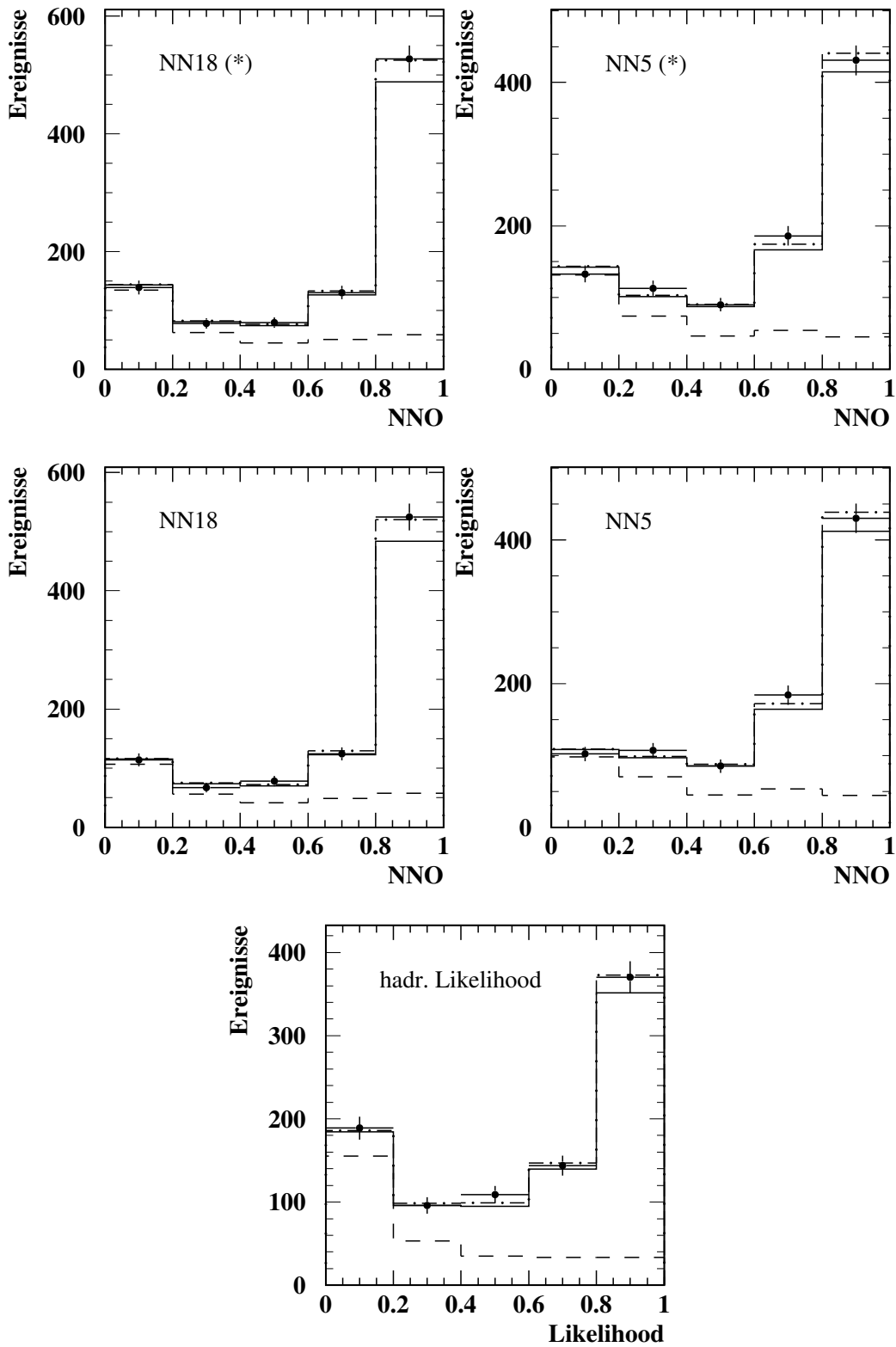


Abbildung C.3: Verteilungen der Netzwerkausgaben  $NNO$  und der  $hadr. Likelihood$  bei 196 GeV für alle Monte Carlo-Ereignisse (durchgezogene Linie), für den Untergrund (gestrichelt) und das Ergebnis der Anpassung (strichpunktiert) an die Daten, die durch die Punkte beschrieben werden. Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

## C.4 Verteilungen bei 200 GeV

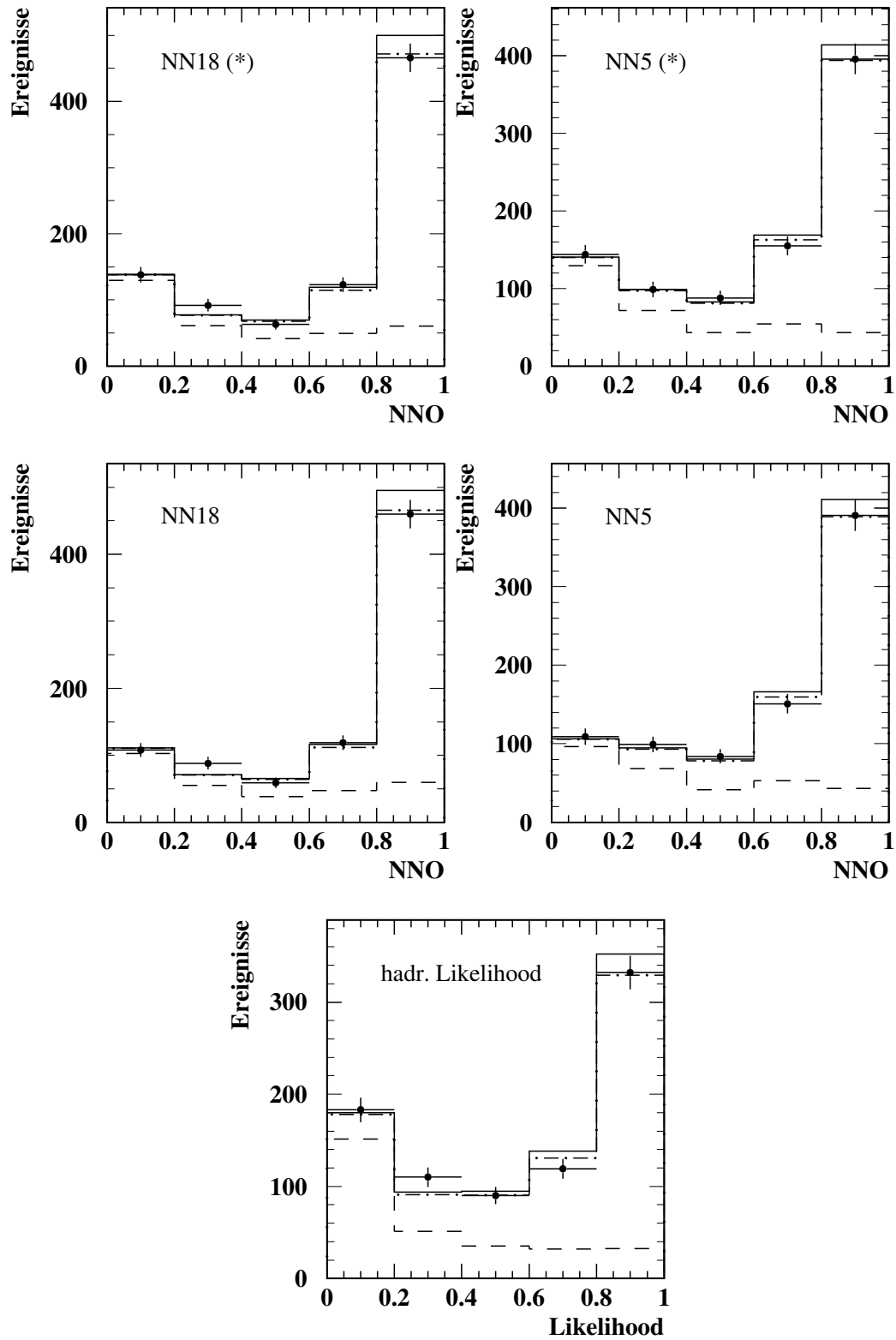


Abbildung C.4: Verteilungen der Netzwerkausgaben  $NNO$  und der *hadr. Likelihood* bei 200 GeV für alle Monte Carlo-Ereignisse (durchgezogene Linie), für den Untergrund (gestrichelt) und das Ergebnis der Anpassung (strichpunktiiert) an die Daten, die durch die Punkte beschrieben werden. Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

## C.5 Verteilungen bei 202 GeV

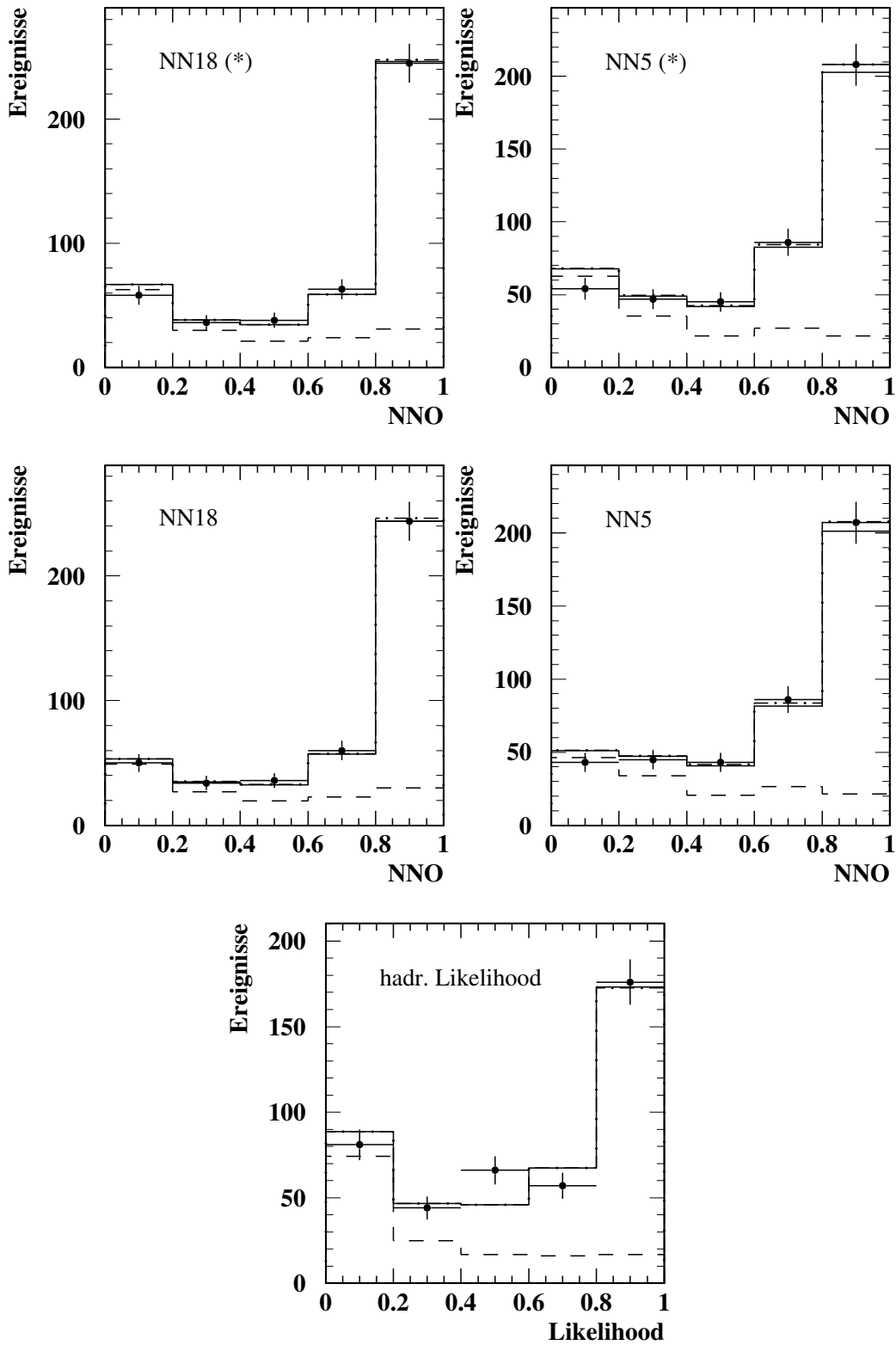


Abbildung C.5: Verteilungen der Netzwerkausgaben  $NNO$  und der  $hadr. Likelihood$  bei 202 GeV für alle Monte Carlo-Ereignisse (durchgezogene Linie), für den Untergrund (gestrichelt) und das Ergebnis der Anpassung (strichpunktiert) an die Daten, die durch die Punkte beschrieben werden. Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

## Anhang D

# Zusammenstellung aller hadronischen Wirkungsquerschnitte und einiger statistischer und systematischer Fehler

In diesem Anhang sind die hadronischen Wirkungsquerschnitte für alle Selektionen und untersuchten Energien tabellarisch zusammengefaßt. Dabei werden in Anhang D.1 zunächst die auf Schnitten basierenden Resultate (Kap. 6.1) aufgelistet. Dort befinden sich auch die dazugehörigen Tabellen mit den statistischen und systematischen Fehlern des selektierten Untergrunds  $N_{back}/\mathcal{L}$ , die zum gesamten systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts beitragen. In Anhang D.2 werden die durch Schnitte bestimmten hadronischen Wirkungsquerschnitte graphisch mit den Standardmodell-Vorhersagen von GENTLE und RacoonWW verglichen. In Anhang D.3 befinden sich die Resultate der Anpassung (Kap. 6.3) und die dazugehörigen Tabellen mit den systematischen Fehlern der hadronischen Wirkungsquerschnitte. Diese Resultate werden in Anhang D.4 mit den Vorhersagen graphisch verglichen.

## D.1 Resultate der auf Schnitten basierenden Bestimmung

$\sqrt{s}$	Selektion	$N$	$\sigma(W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$ [pb]
189 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	1502	$7.69 \pm 0.25 \pm 0.16$
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	1541	$7.72 \pm 0.25 \pm 0.15$
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	1488	$7.71 \pm 0.25 \pm 0.16$
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	1526	$7.73 \pm 0.25 \pm 0.15$
	$\mathcal{L}_{hadr}$	1546	$7.78 \pm 0.25 \pm 0.13$
192 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	244	$7.85 \pm 0.62 \pm 0.19$
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	246	$7.70 \pm 0.62 \pm 0.18$
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	241	$7.84 \pm 0.62 \pm 0.20$
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	243	$7.69 \pm 0.62 \pm 0.19$
	$\mathcal{L}_{hadr}$	249	$7.88 \pm 0.62 \pm 0.17$
196 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	701	$8.58 \pm 0.40 \pm 0.17$
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	697	$8.41 \pm 0.40 \pm 0.16$
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	693	$8.61 \pm 0.40 \pm 0.18$
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	689	$8.41 \pm 0.40 \pm 0.16$
	$\mathcal{L}_{hadr}$	707	$8.39 \pm 0.40 \pm 0.16$
200 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	624	$7.49 \pm 0.38 \pm 0.23$
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	628	$7.51 \pm 0.38 \pm 0.22$
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	611	$7.43 \pm 0.38 \pm 0.23$
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	615	$7.42 \pm 0.38 \pm 0.23$
	$\mathcal{L}_{hadr}$	635	$7.45 \pm 0.38 \pm 0.21$
202 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	333	$8.32 \pm 0.57 \pm 0.21$
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	334	$8.36 \pm 0.57 \pm 0.17$
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	328	$8.31 \pm 0.57 \pm 0.21$
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	331	$8.38 \pm 0.58 \pm 0.18$
	$\mathcal{L}_{hadr}$	341	$8.44 \pm 0.58 \pm 0.17$

Tabelle D.1: Anzahl  $N$  der selektierten Ereignisse in den Daten und Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  für alle Selektionen bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  von 189 GeV bis 202 GeV. Der Wirkungsquerschnitt ist mit dem statistischen und dem systematischen Fehler angegeben. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

$\Delta(N_{back}/\mathcal{L})$ [fb] bei $\sqrt{s} = 189$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	stat.	19.65	20.80	19.60	20.75	20.97
	MC-Tune	76.79	81.51	71.03	78.64	57.71
	MC-Gen.	79.73	33.47	79.72	32.48	31.50
	$N_{ch}^{min}$	8.01	8.01	7.94	7.94	7.94
"ZZ"	stat.	8.91	9.23	8.60	8.91	8.97
	MC-Gen.	67.12	68.76	67.09	68.12	69.37
	$N_{ch}^{min}$	1.69	1.69	1.15	1.15	1.15
WW(sl.)	stat.	1.84	1.84	1.04	1.06	1.20
	MC-Gen.	0.81	4.49	1.18	2.00	1.02
	$N_{ch}^{min}$	8.84	8.84	0.47	0.47	0.47
gesamt		131.81	114.80	128.17	111.62	98.60

Tabelle D.2: Statistischer und systematischer Fehler des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren (WW(sl.)) zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 189 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

$\Delta(N_{back}/\mathcal{L})$ [fb] bei $\sqrt{s} = 192$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	stat.	20.20	21.59	20.17	21.55	21.76
	MC-Tune	70.13	79.09	66.92	75.35	64.21
	MC-Gen.	120.02	98.34	119.27	96.44	78.59
	$N_{ch}^{min}$	9.91	9.91	10.05	10.05	10.05
"ZZ"	stat.	9.88	10.19	9.51	9.82	9.84
	MC-Gen.	65.66	68.00	66.55	68.37	67.80
	$N_{ch}^{min}$	2.53	2.53	1.71	1.71	1.71
WW(sl.)	stat.	2.63	2.50	1.53	1.55	1.70
	MC-Gen.	3.70	0.98	3.95	3.48	1.17
	$N_{ch}^{min}$	11.82	11.82	0.71	0.71	0.71
gesamt		156.22	146.19	154.12	142.59	124.80

Tabelle D.3: Statistischer und systematischer Fehler des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren (WW(sl.)) zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 192 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

$\Delta(N_{back}/\mathcal{L})$ [fb] bei $\sqrt{s} = 196$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	stat.	20.61	21.59	20.56	21.56	22.55
	MC-Tune	34.37	51.46	33.79	55.86	65.04
	MC-Gen.	109.95	58.77	110.49	59.13	62.75
	$N_{ch}^{min}$	7.78	7.78	7.68	7.68	7.68
"ZZ"	stat.	10.54	10.82	10.07	10.41	10.55
	MC-Gen.	78.02	81.76	75.30	79.47	79.83
	$N_{ch}^{min}$	2.12	2.12	1.34	1.34	1.34
WW(sl.)	stat.	2.25	1.80	1.17	1.16	1.48
	MC-Gen.	4.10	0.38	1.14	1.83	2.52
	$N_{ch}^{min}$	10.26	10.26	0.70	0.70	0.70
gesamt		141.72	116.38	140.03	116.50	123.41

Tabelle D.4: Statistischer und systematischer Fehler des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren (WW(sl.)) zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 196 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

$\Delta(N_{back}/\mathcal{L})$ [fb] bei $\sqrt{s} = 200$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	stat.	18.22	18.85	18.18	18.82	19.75
	MC-Tune	103.40	110.78	97.55	111.24	92.50
	MC-Gen.	129.82	120.08	131.54	120.08	118.11
	$N_{ch}^{min}$	6.53	6.53	6.38	6.38	6.38
"ZZ"	stat.	10.81	10.95	10.30	10.50	10.69
	MC-Gen.	94.25	89.34	92.02	87.95	86.59
	$N_{ch}^{min}$	1.95	1.95	1.18	1.18	1.18
WW(sl.)	stat.	2.06	1.69	1.10	1.13	1.42
	MC-Gen.	3.19	1.26	2.41	2.40	1.96
	$N_{ch}^{min}$	9.44	9.44	0.62	0.62	0.62
gesamt		192.42	187.85	189.14	187.20	174.80

Tabelle D.5: Statistischer und systematischer Fehler des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren (WW(sl.)) zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 200 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.



$\Delta(N_{back}/\mathcal{L})$ [fb] bei $\sqrt{s} = 202$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	stat.	20.01	20.58	19.95	20.53	21.46
	MC-Tune	128.93	71.49	126.36	72.76	73.52
	MC-Gen.	61.19	63.07	65.23	64.93	68.55
	$N_{ch}^{min}$	6.93	6.93	6.85	6.85	6.85
"ZZ"	stat.	10.99	11.05	10.50	10.63	10.75
	MC-Gen.	97.10	92.05	94.81	90.61	89.21
	$N_{ch}^{min}$	2.05	2.05	1.23	1.23	1.23
WW(sl.)	stat.	2.06	1.69	1.14	1.16	1.37
	MC-Gen.	5.14	3.02	1.37	1.44	8.28
	$N_{ch}^{min}$	9.90	9.90	0.67	0.67	0.67
gesamt		174.64	135.17	172.54	135.30	136.96

Tabelle D.6: Statistischer und systematischer Fehler des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren ( $WW(sl.)$ ) zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 202 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Beruckichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

## D.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

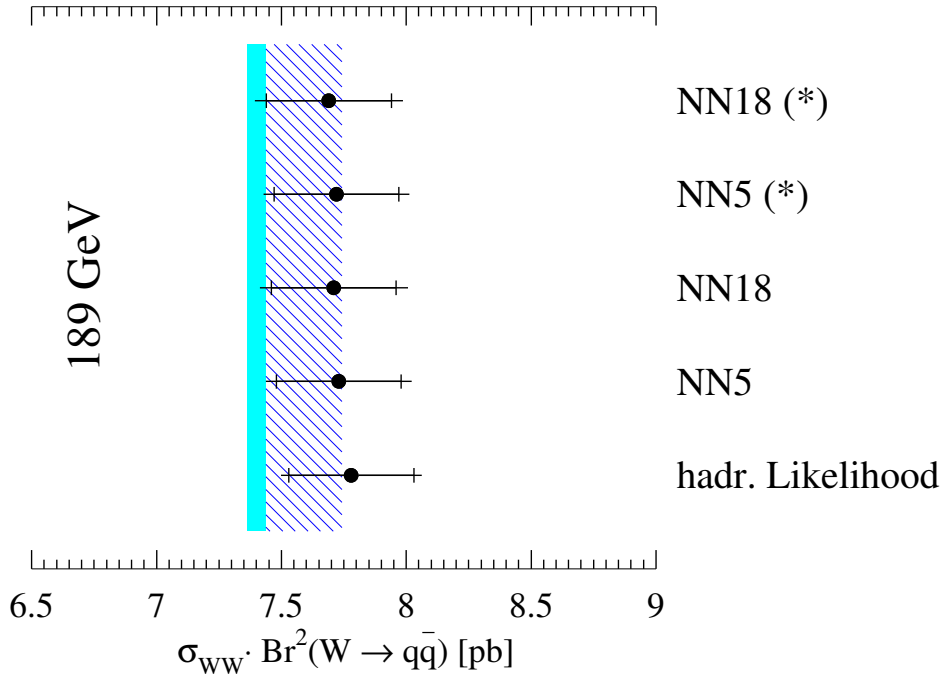


Abbildung D.1: Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RaccoonWW (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Beruckichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

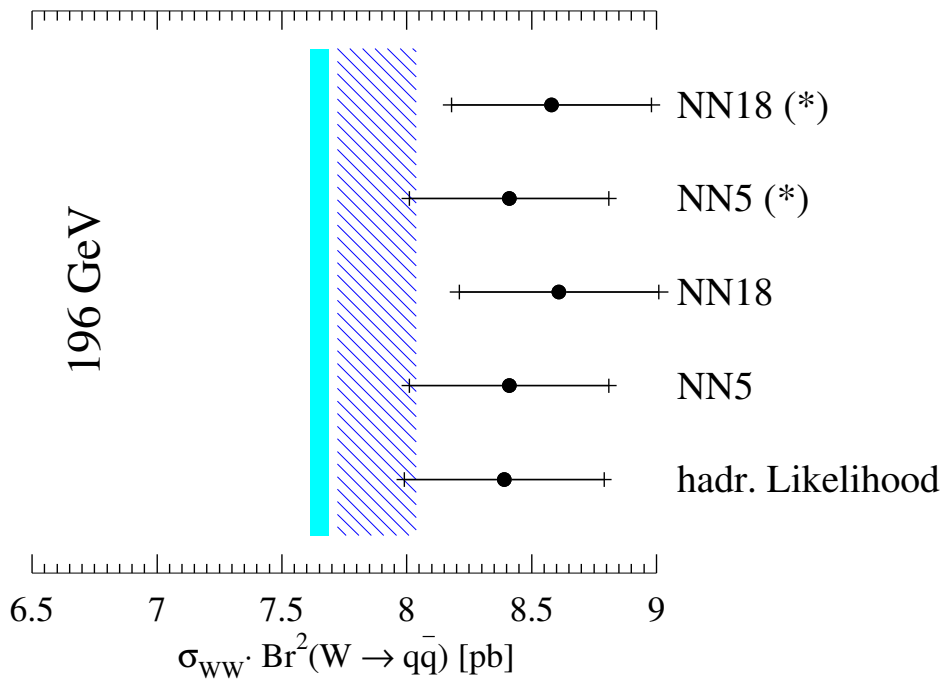
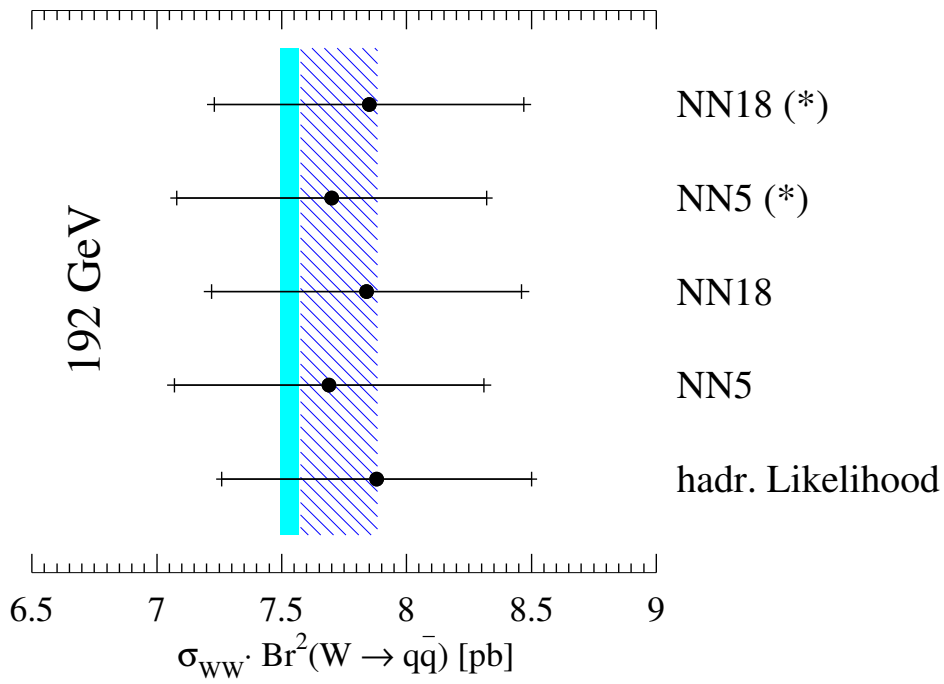


Abbildung D.2: Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RaccoonWW (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion.

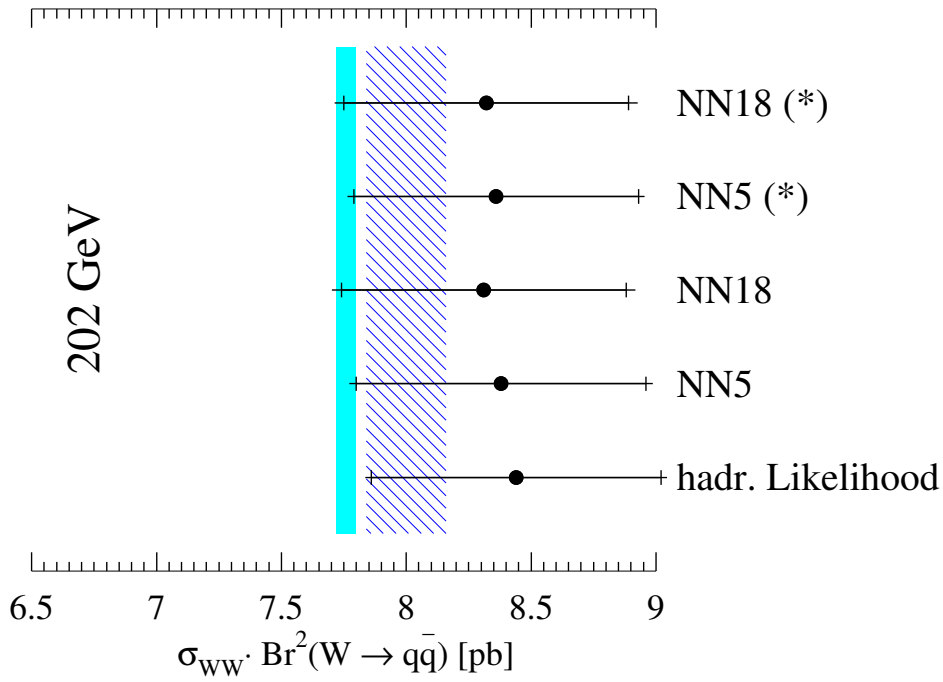
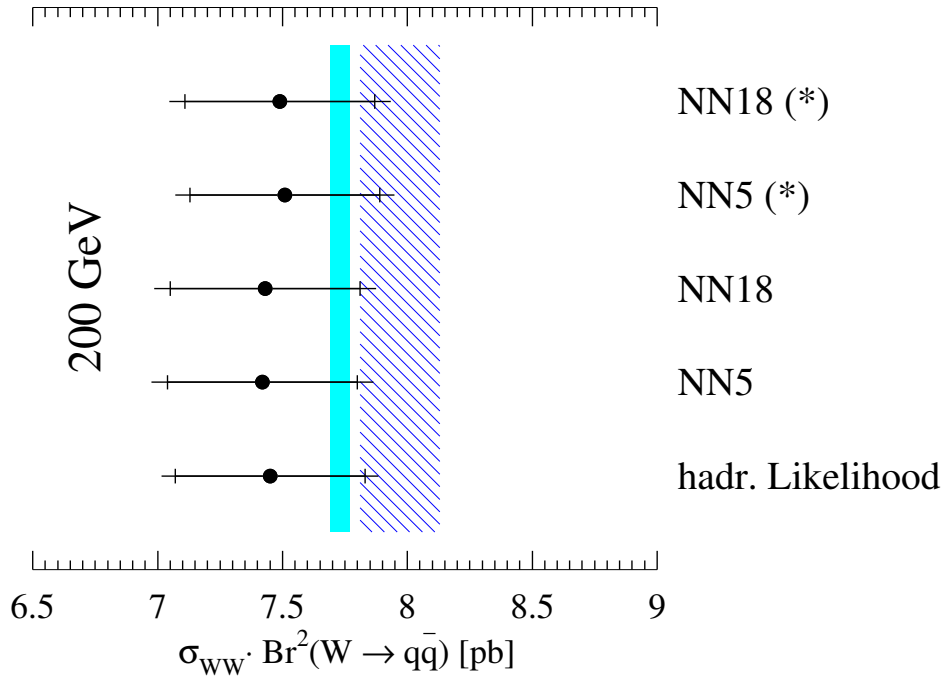


Abbildung D.3: Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RaccoonWW (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion.

### D.3 Resultate der Bestimmung durch Anpassung

$\sqrt{s}$	Selektion	$\sigma(W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$ [pb]	$\chi^2/\text{ndf}$
189 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.64 \pm 0.24 \pm 0.14$	1.38
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.68 \pm 0.24 \pm 0.14$	1.24
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.65 \pm 0.24 \pm 0.14$	1.55
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.68 \pm 0.24 \pm 0.14$	1.04
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$7.75 \pm 0.24 \pm 0.13$	0.36
192 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.79 \pm 0.60 \pm 0.17$	0.36
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.77 \pm 0.61 \pm 0.17$	1.21
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.84 \pm 0.60 \pm 0.18$	0.25
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.79 \pm 0.61 \pm 0.18$	1.42
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$7.83 \pm 0.61 \pm 0.18$	0.95
196 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.52 \pm 0.39 \pm 0.16$	0.14
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.40 \pm 0.39 \pm 0.16$	0.66
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.53 \pm 0.39 \pm 0.17$	0.44
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.42 \pm 0.39 \pm 0.17$	0.53
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$8.39 \pm 0.39 \pm 0.16$	0.28
200 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.45 \pm 0.37 \pm 0.21$	0.88
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.54 \pm 0.37 \pm 0.21$	0.28
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.42 \pm 0.37 \pm 0.21$	1.14
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$7.48 \pm 0.37 \pm 0.22$	0.32
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$7.39 \pm 0.37 \pm 0.21$	1.16
202 GeV	NN18 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.07 \pm 0.55 \pm 0.20$	0.51
	NN5 (ohne $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.26 \pm 0.56 \pm 0.17$	0.99
	NN18 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.11 \pm 0.55 \pm 0.21$	0.16
	NN5 (mit $\mathcal{L}_{lept,semi}$ )	$8.31 \pm 0.56 \pm 0.18$	0.47
	$\mathcal{L}_{hadr}$	$7.99 \pm 0.55 \pm 0.17$	2.24

Tabelle D.7: Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  und  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad für alle Selektionen bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  von 189 GeV bis 202 GeV. Der Wirkungsquerschnitt ist mit dem statistischen und dem systematischen Fehler angegeben. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

$\Delta\sigma$ [pb] bei $\sqrt{s} = 189$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	MC-Tune	0.082	0.093	0.079	0.089	0.078
	MC-Gen.	0.052	0.021	0.050	0.019	0.027
	$N_{ch}^{min}$	0.003	0.004	0.003	0.004	0.004
"ZZ"	MC-Gen.	0.069	0.080	0.069	0.080	0.081
	$N_{ch}^{min}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
WW	MC-Gen. (semi.)	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	$N_{ch}^{min}$ (semi.)	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001
	MC-Tune (hadr.)	0.053	0.049	0.074	0.065	0.052
	MC-Gen. (hadr.)	0.035	0.031	0.032	0.027	0.019
	$N_{ch}^{min}$ (hadr.)	0.010	0.010	0.010	0.010	0.010
	$E_{CM}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	$M_W$	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003
gesamt		0.14	0.14	0.14	0.14	0.13

Tabelle D.8: *Systematischer Fehler des Signals ( $WW(hadr.)$ ) und des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 189 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.*

$\Delta\sigma$ [pb] bei $\sqrt{s} = 192$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	MC-Tune	0.080	0.103	0.075	0.099	0.078
	MC-Gen.	0.117	0.104	0.118	0.106	0.108
	$N_{ch}^{min}$	0.004	0.005	0.004	0.005	0.005
"ZZ"	MC-Gen.	0.066	0.075	0.068	0.076	0.077
	$N_{ch}^{min}$	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001
WW	MC-Gen. (semi.)	0.001	0.001	0.003	0.004	0.002
	$N_{ch}^{min}$ (semi.)	0.003	0.003	0.001	0.001	0.001
	MC-Tune (hadr.)	0.049	0.043	0.077	0.070	0.087
	MC-Gen. (hadr.)	0.027	0.005	0.034	0.015	0.006
	$N_{ch}^{min}$ (hadr.)	0.014	0.014	0.014	0.014	0.014
	$E_{CM}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	$M_W$	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003
gesamt		0.17	0.17	0.18	0.18	0.18

Tabelle D.9: *Systematischer Fehler des Signals ( $WW(hadr.)$ ) und des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 192 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.*

$\Delta\sigma$ [pb] bei $\sqrt{s} = 196$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	MC-Tune	0.060	0.078	0.067	0.085	0.075
	MC-Gen.	0.109	0.080	0.110	0.081	0.084
	$N_{ch}^{min}$	0.004	0.004	0.004	0.004	0.004
"ZZ"	MC-Gen.	0.082	0.091	0.081	0.089	0.092
	$N_{ch}^{min}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
WW	MC-Gen. (semi.)	0.003	0.001	0.002	0.002	0.003
	$N_{ch}^{min}$ (semi.)	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001
	MC-Tune (hadr.)	0.040	0.043	0.068	0.068	0.058
	MC-Gen. (hadr.)	0.044	0.048	0.046	0.047	0.030
	$N_{ch}^{min}$ (hadr.)	0.012	0.011	0.011	0.011	0.011
	$E_{CM}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	$M_W$	0.004	0.004	0.004	0.004	0.004
gesamt		0.16	0.16	0.17	0.17	0.16

Tabelle D.10: Systematischer Fehler des Signals ( $WW(\text{hadr.})$ ) und des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 196 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Beruckichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

$\Delta\sigma$ [pb] bei $\sqrt{s} = 200$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	MC-Tune	0.104	0.108	0.101	0.109	0.093
	MC-Gen.	0.143	0.149	0.145	0.150	0.147
	$N_{ch}^{min}$	0.003	0.003	0.003	0.003	0.003
"ZZ"	MC-Gen.	0.102	0.102	0.100	0.101	0.106
	$N_{ch}^{min}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
WW	MC-Gen. (semi.)	0.006	0.005	0.002	0.003	0.002
	$N_{ch}^{min}$ (semi.)	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001
	MC-Tune (hadr.)	0.039	0.036	0.061	0.056	0.062
	MC-Gen. (hadr.)	0.005	0.004	0.004	0.007	0.015
	$N_{ch}^{min}$ (hadr.)	0.010	0.010	0.010	0.010	0.010
	$E_{CM}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	$M_W$	0.006	0.006	0.006	0.006	0.006
gesamt		0.21	0.21	0.21	0.22	0.21

Tabelle D.11: Systematischer Fehler des Signals ( $WW(\text{hadr.})$ ) und des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 200 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Beruckichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.

$\Delta\sigma$ [pb] bei $\sqrt{s} = 202$ GeV						
Fehler		ohne $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		mit $\mathcal{L}_{lept}$ und $\mathcal{L}_{semi}$		
		NN18	NN5	NN18	NN5	$\mathcal{L}_{hadr}$
$Z^0/\gamma$	MC-Tune	0.126	0.070	0.134	0.072	0.068
	MC-Gen.	0.069	0.080	0.072	0.082	0.083
	$N_{ch}^{min}$	0.003	0.003	0.003	0.004	0.004
"ZZ"	MC-Gen.	0.104	0.103	0.103	0.102	0.108
	$N_{ch}^{min}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
WW	MC-Gen. (semi.)	0.004	0.005	0.003	0.003	0.007
	$N_{ch}^{min}$ (semi.)	0.002	0.002	0.001	0.001	0.001
	MC-Tune (hadr.)	0.064	0.065	0.079	0.080	0.073
	MC-Gen. (hadr.)	0.050	0.035	0.055	0.044	0.015
	$N_{ch}^{min}$ (hadr.)	0.011	0.012	0.011	0.012	0.011
	$E_{CM}$	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
	$M_W$	0.001	0.001	0.002	0.002	0.002
gesamt		0.20	0.17	0.21	0.18	0.17

Tabelle D.12: *Systematischer Fehler des Signals (WW(hadr.)) und des selektierten Untergrunds, der sich aus hadronisch zerfallenden  $Z^0/\gamma$ -Ereignissen, "ZZ"-Paaren und semileptonischen  $W^+W^-$ -Paaren zusammensetzt. Die Schwerpunktsenergie beträgt 202 GeV. Bei den neuronalen Netzwerken erfolgte eine unterschiedliche Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{lept}$  und  $\mathcal{L}_{semi}$  in der Vorselektion.*

## D.4 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

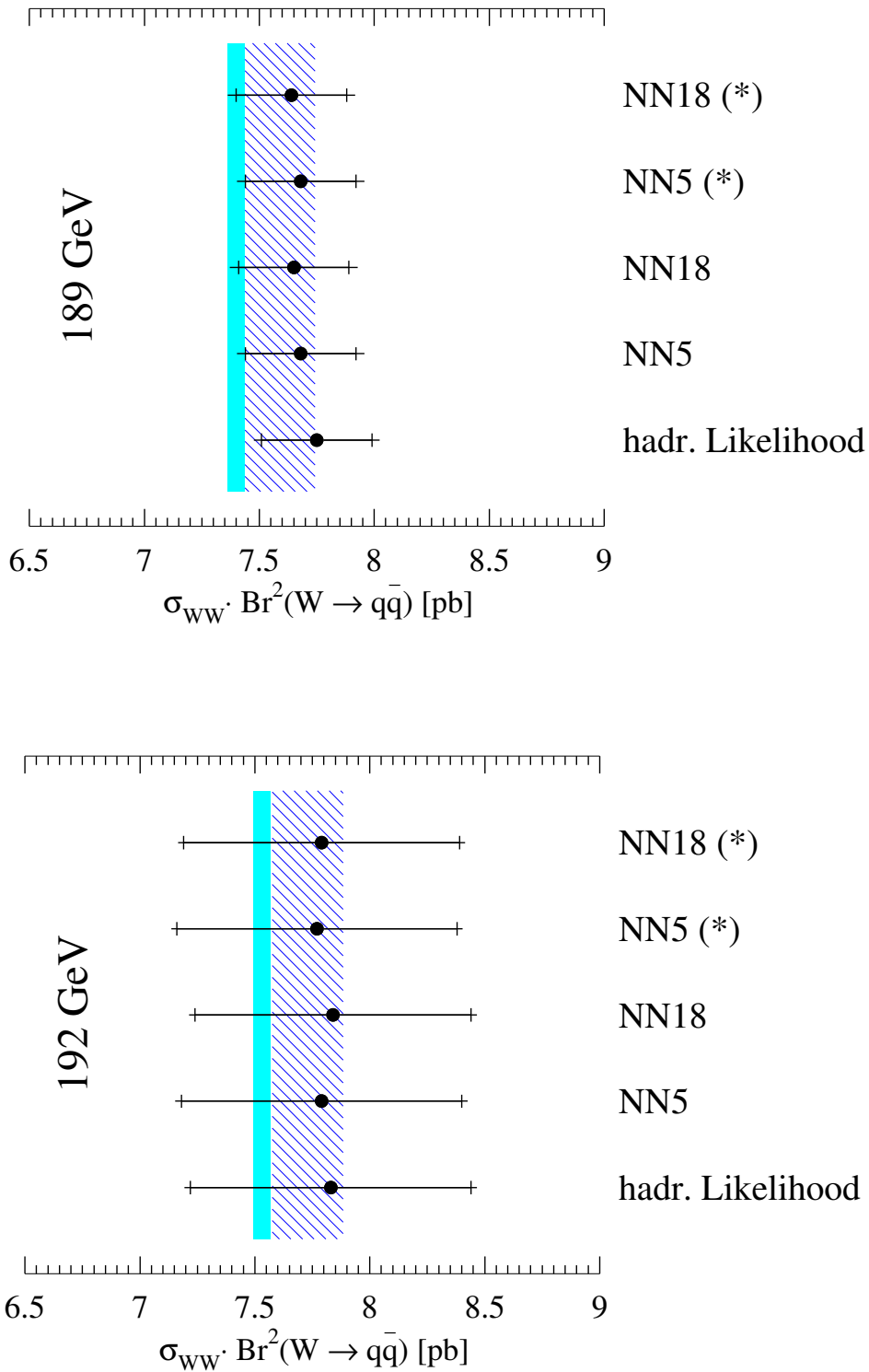


Abbildung D.4: Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RacoonWW (theor. Fehler < 0.5%). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion.



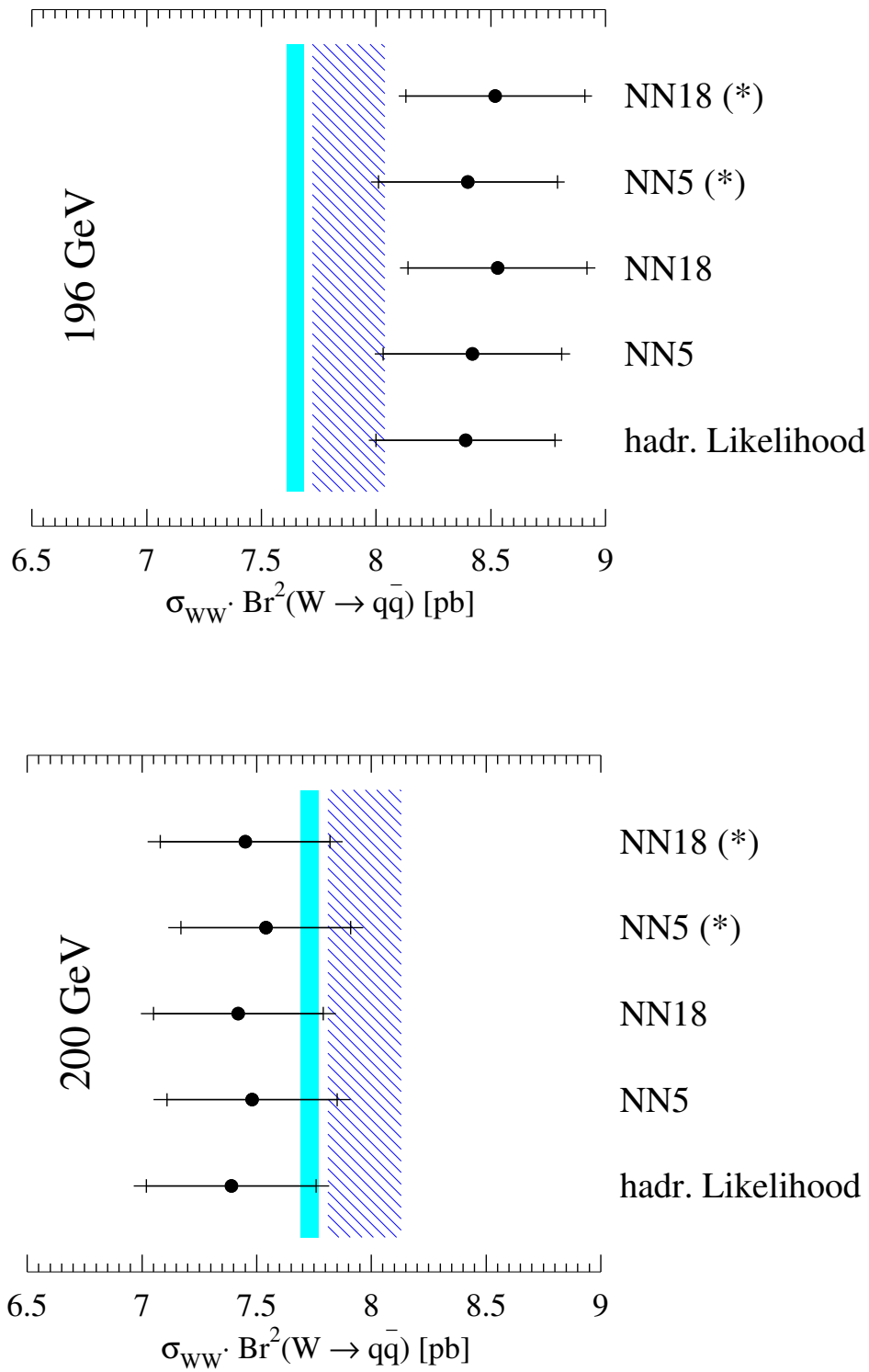


Abbildung D.5: Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RacoonWW (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion.

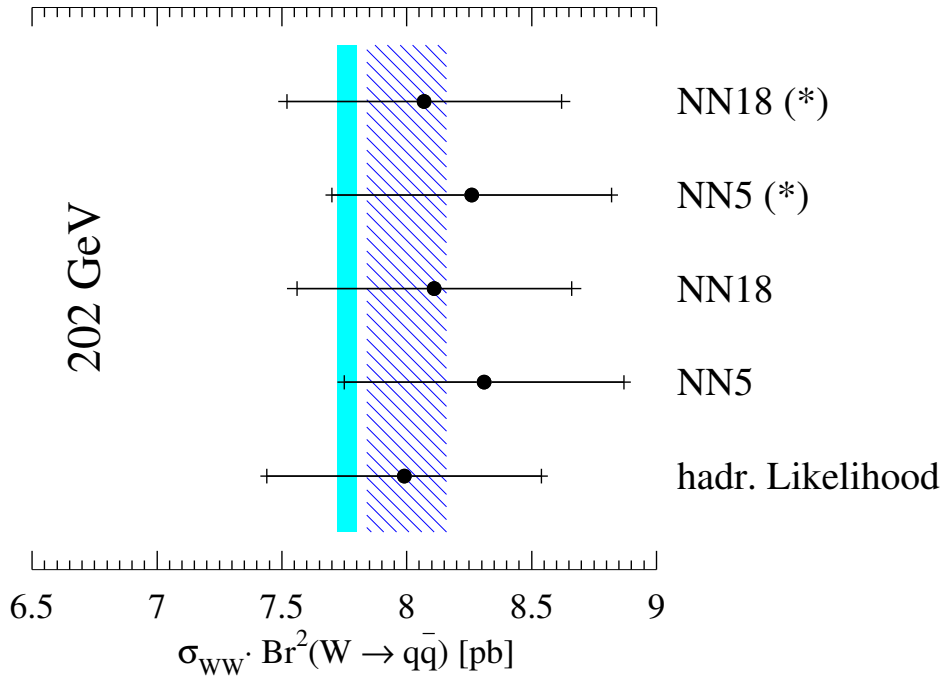


Abbildung D.6: Aus den Daten bestimmte Wirkungsquerschnitte  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \text{q}\bar{\text{q}}\text{q}\bar{\text{q}})$  mit statistischen und gesamten Fehlern. Das schraffierte Band zeigt die Vorhersage des Programms GENTLE (theor. Fehler von 2%) und das graue Band die Vorhersage von RaccoonWW (theor. Fehler  $< 0.5\%$ ). Bei den mit (\*) gekennzeichneten Netzwerken erfolgte keine Berücksichtigung von  $\mathcal{L}_{\text{lept}}$  und  $\mathcal{L}_{\text{semi}}$  in der Vorselektion.

# Literaturverzeichnis

- [1] UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B126** (1983) 398;  
UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B129** (1983) 130
- [2] V. D. Barger und R. N. Phillips, “*Collider Physics*”, Updated Edition, Frontiers in Physics Lecture Note Series, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1996)
- [3] O. Nachtmann, “*Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*”, Vieweg (1986)
- [4] F. Halzen und A. D. Martin, “*Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*”, John Wiley & Sons (1984)
- [5] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane und S. Dawson, “*The Higgs Hunter’s Guide*”, Frontiers in Physics Lecture Note Series, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1990)
- [6] F. A. Berends, R. Kleiss und R. Pittau, Nucl. Phys. **B424**, (1994) 308
- [7] G. Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner, “*Physics at LEP2*”, Vol. 1, Yellow Report CERN96-01, (1996) 151
- [8] W. Beenakker und A. Denner, Int. J. Mod. Phys. **A9**, (1994) 4837
- [9] T. Muta, R. Najima und S. Wakaizumi, Mod. Phys. Lett. **A1**, (1986) 203
- [10] M. Kobayashi und T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49**, (1973) 652
- [11] J. Allison et al., Nucl. Instr. and Meth. **A317**, (1992) 47
- [12] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74
- [13] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97**, (1983) 31
- [14] G. Marchesini et al., Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465
- [15] D. Amati und G. Veneziano, Phys. Lett. **B83** (1979) 87
- [16] B. R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492
- [17] S. Jadach, B. F. L. Ward und Z. Was, “*The Precision Monte Carlo Event Generator KK For Two-Fermion Final States In  $e^+e^-$  Collisions*”, hep-ph/9912214v2 (1999)
- [18] S. Jadach, B. F. L. Ward und Z. Was, Phys. Lett. **B449** (1999) 97
- [19] S. Jadach, B. F. L. Ward und Z. Was, “*Coherent Exclusive Exponentiation For Precision Monte Carlo Calculations*”, preprint UTHEP-99-09-01 (1999)
- [20] D. R. Yennie, S. Frautschi und H. Suura, Ann. Phys. (NY) **13** (1961) 379

- [21] M. Skrzypek et al., *Comp. Phys. Comm.* **94** (1996) 216;  
M. Skrzypek et al., *Phys. Lett.* **372** (1996) 289
- [22] S. Jadach, W. Placzek und B. F. L. Ward, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 6939
- [23] J. Fujimoto et al., “*grc4f v1.1: a Four-fermion Event Generator for  $e^+e^-$  Collisions*”, hep-ph/9605312 (1996)
- [24] Minami-Tateya Collaboration, “*GRACE manual ver 1.0*”, KEK Report **92-19**, (1993);  
Minami-Tateya Collaboration, Brief Manual of GRACE system ver 2.0/ $\beta$ , (1995)
- [25] OPAL Collaboration, K. Ahmet et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A305**, (1991) 275
- [26] P. P. Allport et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A324**, (1993) 34
- [27] P. P. Allport et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A346**, (1994) 476
- [28] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., *Z. Phys.* **C52**, (1991) 175
- [29] C. Peterson und T. Rönngvaldsson, “*An Introduction to Artificial Neural Networks*”, Lectures given at the CERN School of Computing, Ystad, Sweden, August 1991, LU-TP-91-23 (1991)
- [30] B. J. A. Kröse und P. P. van der Smagt, “*An Introduction to Neural Networks*”, lecture book, 5th edition, University of Amsterdam (1993)
- [31] JETNET 3.0 program: C. Peterson, T. Rönngvaldsson und L. Lönnblad, *Comp. Phys. Comm.* **81** (1994) 185
- [32] V. Blobel und E. Lohrmann, “*Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*”, Teubner Studienbücher Physik (1998)
- [33] D. Karlen, “*An Improved Likelihood Selection Technique for Correlated Variables*”, OPAL Technical Note TN459 (1997)
- [34] D. Karlen, “*Using projections and correlations to approximate probability distributions*”, physics/9805018 (1998)
- [35] S. Bethke, Z. Kunszt, D. E. Soper und W. J. Stirling, *Nucl. Phys.* **B370** (1992) 310
- [36] S. Catani et al., *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432
- [37] OPAL Collaboration, M. Z. Akrawy et al., *Phys. Lett.* **B253** (1991) 511
- [38] S. Catani und M. H. Seymour, *Phys. Lett.* **B378** (1996) 287
- [39] R. K. Ellis, D. A. Ross und A. E. Terrano, *Nucl. Phys.* **B178** (1981) 421
- [40] EXCALIBUR program: F. A. Berends, R. Pittau und R. Kleiss, *Comp. Phys. Comm.* **85** (1995) 437
- [41] OPAL Collaboration, “ *$W^+W^-$  production in  $e^+e^-$  collisions at 189 GeV*”, OPAL Physics Note PN378 (1999)
- [42] R. K. Bock und A. Vasilescu, “*The Particle Detector BriefBook*”, Springer Verlag (1998)
- [43] M. Thomson, “*The OPAL  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\bar{\nu}_l$  Event Selection*”, OPAL Technical Note TN635 (2000)
- [44] O. Nachtmann und A. Reiter, *Z. Phys.* **C16** (1982) 45;  
M. Bengtsson, *Z. Phys.* **C42** (1989) 75

- [45] OPAL Collaboration, “*Production of  $W^+W^-$  in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s} = 172$  GeV*”, OPAL Physics Note PN273 (1997)
- [46] JADE Collaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. **B115** (1982) 338
- [47] G. Fox und S. Wolfram, Nucl. Phys. **B149** (1979) 413
- [48] D. Bardin et al., Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **37B** (1994) 148;  
D. Bardin et al., “*GENTLE/4fan v. 2.0: A Program for the Semi-Analytic Calculation of Predictions for the Process  $e^+e^- \rightarrow 4f$* ”, DESY 96-233, hep-ph/9612409 (1996)
- [49] D. Bardin et al., DESY 99-070 (1999);  
D. Bardin et al., CERN-TH 6443/92 (1992);  
D. Bardin et al., Phys. Lett. **B255** (1991) 290;  
D. Bardin et al., Nucl. Phys. **B351** (1991) 1;  
D. Bardin et al., Z. Phys. **C44** (1989) 493
- [50] C. Caso et al., “*Review of Particle Physics*”, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 19
- [51] R. Hawkings, “*Tools for training and using neural networks*”, OPAL Technical Note TN501 (1997)
- [52] E. Torrence, private Mitteilung
- [53] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Z. Phys. **C69** (1996) 543
- [54] C. P. Ward und D. R. Ward, “*A GOPAL Primer*”, OPAL Manual (1995)
- [55] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., Phys. Lett. **B453** (1999) 138
- [56] C. P. Ward und D. R. Ward, “*Preliminary Measurement of the Mass of the W-Boson at 189 GeV using an Analytic Breit-Wigner Fit*”, OPAL Technical Note TN605 (1999)
- [57] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., “ *$W^+W^-$  Production Cross Section and W Branching Fractions in  $e^+e^-$  Collisions at 189 GeV*”, CERN-EP-2000-101, submitted to Phys. Lett. **B** (2000)
- [58] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al., Eur. Phys. J. **C2** (1998) 441
- [59] OPAL Collaboration, “*Measurements of Standard Model Processes in  $e^+e^-$  Collisions at  $\sqrt{s} > 190$  GeV*”, OPAL Physics Note PN420 (1999)
- [60] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth und D. Wackerroth,  
“ *$\mathcal{O}(\alpha)$  corrections to  $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow 4$  fermions(+ $\gamma$ ): first numerical results from RacoonWW*”, hep-ph/9912261 (1999)
- [61] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., Eur. Phys. J. **C8** (1999) 191
- [62] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al., Phys. Lett. **B389** (1996) 416
- [63] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al., Eur. Phys. J. **C1** (1998) 395



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen meinen Dank aussprechen, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Jürgen von Krogh für die Ermöglichung dieser Arbeit, sowie für die freundliche und hilfsbereite Unterstützung bei ihrer Durchführung. Außerdem möchte ich ihm und Herrn Prof. Peter Bock dafür danken, daß ich die Herbstschule in Maria Laach besuchen und an einem Workshop zur W-Physik auf Kreta teilnehmen konnte.

Ich möchte mich bei Herrn Prof. Otto Nachtmann dafür bedanken, daß er sich bereit erklärt hat, das zweite Gutachten für diese Arbeit zu übernehmen und an der Disputation teilzunehmen.

Bei Herrn Prof. Peter Bock möchte ich mich besonders für einige anregende Diskussionen bedanken. Außerdem danke ich ihm dafür, daß er mich immer auf unbürokratische Weise dabei unterstützt hat, den Aufbau und die Wartung des Rechnerclusters durchzuführen.

Den Mitgliedern der  $W^+W^-$ -Gruppe bei OPAL, besonders Herrn Dr. Eric Torrence, danke ich für ihr motivierendes Interesse und aufschlußreiche Diskussionen.

Besonders herzlich möchte ich mich auch bei meiner Kollegin Katja Klein bedanken, mit der ich viel Spaß zusammen hatte und deren Ratschläge mir immer wichtig waren.

Bei meinen Kollegen Anna Okpara und Dirk Wetterling bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit und das freundschaftliche Klima.

Mein Dank gilt natürlich auch Michael Biermann, mit dem ich in all den Jahren bei Schnitzel und (manchmal "altem") Bier etliche Diskussionen über Wirkungsquerschnitte, Akkretions-scheiben und den ganzen Rest geführt habe. Gerade diese Treffen haben viel zu meiner Motivation beigetragen. Außerdem bedanke ich mich herzlich bei ihm für die Korrekturen der Fehler, die beim Schreiben dieser Arbeit aufgetreten sind.

Abschließend möchte ich mich noch bei meiner Mutter sowie meiner Großmutter dafür bedanken, daß sie mich die ganzen Jahre hindurch immer unterstützt und Verständnis für meine Probleme gehabt haben.

