

Fakultät für Physik und Astronomie

Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Christoph Langenbruch
aus Münster

2007

Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu_l$ mit dem *BABAR*-Experiment

*Die Diplomarbeit wurde von Christoph Langenbruch ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Ulrich Uwer*

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird das Verzweigungsverhältnis des semileptonischen Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$, wobei das ω -Meson im Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ rekonstruiert wird, mit dem *BABAR*-Experiment bestimmt. Im *BABAR*-Experiment entstehen B-Mesonen paarweise aus dem Zerfall der in e^+e^- -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV erzeugten $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Die Analyse wurde auf einem Datensatz von 383 Mio. $B\bar{B}$ -Paaren durchgeführt, was einer integrierten Luminosität von 347 fb^{-1} entspricht. In der Regel wird für die Messung exklusiver semileptonischer Zerfälle zur Unterdrückung des Untergrundes das zweite B-Meson vollständig rekonstruiert. Die vorliegende Analyse wurde ohne Rekonstruktion des nicht semileptonisch zerfallenden B-Mesons durchgeführt, was eine höhere Statistik zur Folge hat. Der Untergrund wird durch die Verwendung zweier neuronaler Netze unterdrückt. Zur Bestimmung des Anteils von Signal- und Untergrundereignissen in den Daten wird ein gebinntes zweidimensionales Maximum-Likelihood-Verfahren verwendet. Es werden 855 ± 10 Signalergebnisse bei 6617 ± 58 Untergrundereignissen gefunden, womit sich ein Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell) = (1,20 \pm 0,14_{\text{stat.}} \pm 0,17_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-4}$ ergibt. Die vorliegende Analyse stellt die erste Messung dieses Zerfallskanals mit dem *BABAR*-Experiment dar.

Abstract

This thesis determines the branching fraction of the semileptonic decay $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$, where the ω -meson is reconstructed using the decay channel $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, with the *BABAR*-experiment. At the *BABAR*-experiment, B-meson pairs are produced in e^+e^- collisions at a center of mass energy of 10.58 GeV, corresponding to the mass of the $\Upsilon(4S)$ -resonance. This measurement is using a data sample of 383 million $B\bar{B}$ pairs, corresponding to an integrated luminosity of 347 fb^{-1} . Analyses of exclusive semileptonic B decays usually also fully reconstruct the second, non-semileptonically decaying B-meson to suppress backgrounds. To ensure sufficient event statistics this work is not reconstructing the second B-meson. For background suppression two separate neural networks are used. The fractions of signal and background events in data are determined using a two dimensional binned maximum-likelihood method. After background suppression 855 ± 10 signal and 6617 ± 58 background events are found. This results in a measured branching fraction of $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell) = (1.20 \pm 0.14_{\text{stat.}} \pm 0.17_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-4}$. The described analysis is the first measurement of this decay channel with the *BABAR*-experiment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	7
2	Theorie	9
2.1	Das Standardmodell	9
2.2	Die CKM-Matrix	9
2.3	Semileptonische B-Zerfälle	11
2.3.1	Formfaktoren	12
2.3.2	Formfaktormodelle	14
2.4	Extraktion von V_{ub}	15
3	Das <i>BABAR</i>-Experiment	17
3.1	Die PEP-II Speicherringe	17
3.2	Der BABAR Detektor	19
3.2.1	Der Silizium Vertex Detektor	19
3.2.2	Die Driftkammer	20
3.2.3	Der Cherenkov-Detektor	21
3.2.4	Das elektromagnetische Kalorimeter	21
3.2.5	Das instrumentierte Eisenjoch	22
4	Daten und Monte Carlo Simulation	25
4.1	Daten	25
4.2	Monte Carlo Simulation	26
4.2.1	Monte Carlo Simulation des Signalkanals	26
4.2.2	Untergrund aus semileptonischen Zerfällen in Mesonen mit c-Quark	28
4.2.3	Kontinuumsuntergrund	31
4.2.4	Untergrund aus semileptonischen Zerfällen in Mesonen aus leichten Quarks	31
4.2.5	Klassifikation der MC-Ereignisse	32
5	Ereignisselektion	37
5.1	Technische Aspekte der Ereignisselektion	37
5.2	Vorselektion	37
5.2.1	Neutrinorekonstruktion	38

5.2.2	Leptonrekonstruktion	39
5.2.3	ω -Rekonstruktion	40
5.2.4	Kandidaten für ein Signalereignis	41
5.2.5	Ereignistopologie	41
5.2.6	m_{ES}	42
5.2.7	Kinematische Konsistenz	42
5.3	Signalselektion	44
5.3.1	Gesamtladung	44
5.3.2	Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund	44
5.3.3	ΔE	44
5.3.4	Pionselektion	46
5.3.5	D^\pm/D^0 -Veto	46
5.4	Multivariate Analyse	49
5.4.1	Überblick	49
5.4.2	Neuronale Netze	50
5.4.3	Toolkit für Multivariate Analysen	52
5.4.4	Verwendete Netzkonfigurationen	53
5.4.5	Training der Neuronalen Netze	57
5.4.6	Optimierung von Signal- und Untergrundeigenschaften	63
5.4.7	Effekt der Selektion durch Neuronale Netze	68
6	Der Fit	73
6.1	Methodik	73
6.2	Maximum-Likelihood Fit	74
6.3	Barlow-Beeston Fit	74
6.4	Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses	79
6.5	Fitvalidierung	80
6.6	Ergebnis der Anpassung	80
7	Vergleich der simulierten Ereignisse mit Daten	85
7.1	Vergleich des simulierten Kontinuumsuntergrundes mit Off-Resonanz-Daten	85
7.2	$c\ell\nu$ -Untergrund	86
8	Systematische Unsicherheiten	91
8.1	Überblick	91
8.2	Detektoreigenschaften und Rekonstruktionseffizienzen	91
8.2.1	Spurrekonstruktionseffizienz	91
8.2.2	Photonrekonstruktionseffizienz	93
8.2.3	Leptonidentifikationseffizienz	93
8.2.4	π^0 Rekonstruktionseffizienz	93
8.2.5	K_L Wechselwirkung, Rekonstruktion und Produktion	94
8.3	Fehler der physikalischen Modellierung	94

8.3.1	Kontinuumsskalierung	94
8.3.2	Unsicherheit des $c\nu$ -Untergrundes	95
8.3.3	Unsicherheit der Verzweungsverhältnisse des $u\nu$ -Untergrundes	95
8.3.4	Elektron-Myon-Diskrepanz	96
8.3.5	Formfaktormodell	96
8.4	Weitere systematische Fehlerquellen	96
8.4.1	Einfluss des Trainings des Neuronalen Netzes	96
8.4.2	Konfiguration der Neuronalen Netze	98
8.4.3	Unsicherheit der Zahl der bei <i>BABAR</i> aufgezeichneten B-Meson-Paare	98
8.4.4	Mehrere Kandidaten	98
8.4.5	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Verzweungsverhältnis	98
8.5	Totaler systematischer Fehler	99
9	Zusammenfassung	101
A	Teilchenidentifikation	103
A.1	Elektronidentifikation	103
A.2	Myonidentifikation	103
A.3	Kaonidentifikation	104
A.4	PID-Gewicht	104
B	Abbildungen	107
B.1	Inputvariablen des neuronalen Netzes	107

Kapitel 1

Einführung

Das *BABAR*-Experiment am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) wurde zum Nachweis von *CP*-Verletzung im B-Meson-System gebaut. Im *BABAR*-Detektor werden e^+e^- -Paare bei einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV zur Kollision gebracht. Diese Energie entspricht gerade der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, die fast vollständig in zwei B-Mesonen zerfällt, weshalb man den Aufbau auch als B-Fabrik bezeichnet. Durch die große Anzahl an produzierten B-Meson-Paaren (derzeit ca. 383 Mio.) lassen sich sehr präzise Messungen im B-Meson-System durchführen.

Semileptonische Zerfallsverhältnisse von B-Mesonen in leichte Mesonen wie $\pi^{\pm,0}$, $\rho^{\pm,0}$, η , η' und auch ω , bei denen ein schwacher Zerfall eines b-Quarks in ein u-Quark stattfindet, sind direkt proportional zu $|V_{ub}|^2$, dem Betragsquadrat des Elements V_{ub} der CKM-Matrix¹. Die CKM-Matrix beschreibt die Mischung der Massen- oder Flavoureigenzustände zu den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung. Es existieren verschiedene Analysetechniken zur Bestimmung von $|V_{ub}|$. Zum einen exklusive Analysen, bei denen das leichte Meson explizit rekonstruiert wird, zum anderen inklusive Analysen, bei denen alle leichten Mesonen zusammen betrachtet werden. Beide Methoden können entweder ohne Rekonstruktion des B-Mesons welches nicht semileptonisch zerfällt („untagged“) oder mit Rekonstruktion dieses B-Mesons in einem rein hadronischen Endzustand („tagged“) durchgeführt werden. Durch die erste Vorgehensweise erhält man einen größeren Datensatz und somit einen kleineren statistischen Fehler, mit der zweiten Vorgehensweise erhält man einen saubereren Datensatz und im Normalfall einen geringeren systematischen Fehler. Problematisch bei der Messung der Zerfallsverhältnisse ist vor allem der große Untergrund aus semileptonischen Zerfällen in Systeme mit c-Quark, aus einer groben Abschätzung ergibt sich $\Gamma(b \rightarrow u) / \Gamma(b \rightarrow c) \approx 0,02$. Der in [2] genannte Weltmittelwert für $|V_{ub}|$ liegt bei $|V_{ub}| = (4,31 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$.

Eine Analyse der exklusiven Zerfallskanäle $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell$ und $B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu_\ell$ (hier und im Folgenden ist der ladungskonjugierte Fall immer mit eingeschlossen) wur-

¹nach Cabbibo, Kobayashi, Maskawa, siehe auch [1]

de von der *BABAR*-Kollaboration schon durchgeführt [3]. Das in der vorliegenden Arbeit gemessene Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)$ wurde von der *BABAR*-Kollaboration bisher noch nicht bestimmt. Die einzige publizierte Messung dieses Verzweigungsverhältnisses stammt von der BELLE-Kollaboration welche es in [4] zu $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell) = (1, 3 \pm 0, 4_{\text{stat.}} \pm 0, 4_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-4}$ bestimmt hat. Von CLEO2 wurde eine obere Grenze für das Zerfallsverhältnis von $2, 1 \cdot 10^{-4}$ bestimmt [5]. Ein vorläufiges Ergebnis von BELLE wurde auf der ICHEP06-Konferenz vorgestellt, wobei zur Analyse das nicht semileptonisch zerfallende B-Meson vollständig rekonstruiert wurde („tagged“). Das gemessene Verzweigungsverhältnis beträgt hier $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell) = (1, 17 \pm 0, 39_{\text{stat.}} \pm 0, 11_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-4}$, siehe [6]. Die vorliegende Analyse wird auf dem vollen *BABAR*-Datensatz von ca. 383 Mio. aufgenommenen B-Paaren „untagged“ durchgeführt. Das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)$ wird dabei im Kanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ bestimmt ($\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 89, 1\% \pm 0, 1\%$ nach [2]).

Kapitel 2

Theorie

2.1 Das Standardmodell

Im Standardmodell existieren zwei unterschiedliche Klassen von Teilchen: Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ (Quarks und Leptonen, siehe Tabelle 2.1) sowie Bosonen (Austauschteilchen der Wechselwirkungen, siehe Tabelle 2.2) mit Spin 1. Quarks und Leptonen lassen sich in drei Generationen jeweils in einer Dublett-Struktur mit zunehmenden Massen anordnen. Die Quarkdubletts bestehen aus einem Quark des up-Typs mit Ladung $+\frac{2}{3}$ und einem down-Typ Quark mit Ladung $-\frac{1}{3}$. Die Leptonendubletts bestehen aus einem geladenen Lepton und einem ungeladenem Lepton, dem Neutrino. Außerdem existiert zu jedem Fermion ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung. Das Standardmodell beschreibt drei Wechselwirkungen, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Das Austauschboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon, welches an die elektrische Ladung koppelt. Die schwache Wechselwirkung wird über die geladenen W^\pm -Bosonen und die ungeladenen Z^0 -Bosonen ausgetauscht, welche an die sogenannte schwache Ladung koppeln. Die schwache Wechselwirkung kann als einzige Kraft den Quarkflavour ändern. Die starke Kraft schließlich wird über Gluonen ausgetauscht, die an Farbladung koppeln. Neben den Quarks besitzen auch die Gluonen selbst Farbladung.

2.2 Die CKM-Matrix

Im Standardmodell sind die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung nicht gleich den Masseneigenzuständen. Stattdessen lassen sich die schwachen Eigenzustände der Quarks (d',s',b') als Linearkombination der Masseneigenzustände (d,s,b) darstellen, wobei die im allgemeinen komplexen Linearkoeffizienten in der

	Quarks				Leptonen			
Generation	Teilchen	Q [e]	Spin	m	Teilchen	Q [e]	Spin	m
I	u	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	1,5 MeV- 3 MeV	ν_e	0	$\frac{1}{2}$	< 2 eV
	d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	3 MeV-7 MeV	e^-	-1	$\frac{1}{2}$	0,511 MeV
II	c	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	1,25 GeV	ν_μ	0	$\frac{1}{2}$	< 2 eV
	s	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	≈ 95 MeV	μ^-	-1	$\frac{1}{2}$	105,7 MeV
III	t	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	≈ 174 GeV	ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	< 2 eV
	b	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\approx 4,2$ GeV	τ^-	-1	$\frac{1}{2}$	1777 MeV

Tabelle 2.1: Die Fermionen im Standardmodell, eingeteilt in Generationen. Die Tabelle zeigt Spin, elektrische Ladung Q und Masse m (aus [2] entnommen).

Bosonen				
Wechselwirkung	Austauschteilchen	Q [e]	Spin	m
Elektromagnetisch	Photon	0	1	0
Schwach	W^+	+1	1	80,4 GeV
	W^-	-1	1	80,4 GeV
	Z^0	0	1	91,2 GeV
Stark	Gluon	0	1	0

Tabelle 2.2: Die Bosonen im Standardmodell, Austauschteilchen der Wechselwirkungen.

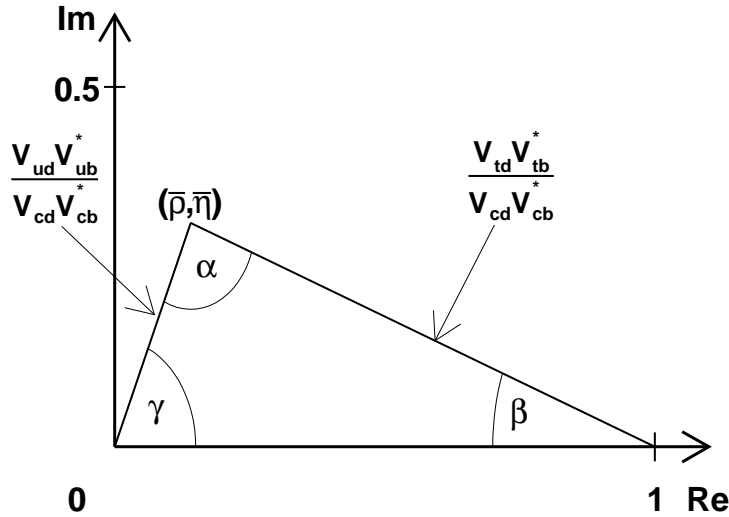


Abbildung 2.1: Das Unitaritätsdreieck wurde in dieser Abbildung skaliert, so dass die Basis die Länge 1 besitzt.

sogenannten CKM-Matrix stehen:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ub} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cb} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{tb} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{\text{CKM-Matrix } V} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Die CKM-Matrix ist per Definition unitär, d. h.

$$VV^\dagger = V^\dagger V = 1$$

$$\Rightarrow \sum_{i=1}^3 V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk} \quad \forall j, k$$

Insbesondere gilt: $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$. Diese Relation beschreibt das sogenannte Unitaritätsdreieck in der komplexen Ebene, siehe Abbildung 2.1. Die Unsicherheit der Seitenlänge $\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}$ des Dreiecks wird derzeit vom Fehler der Bestimmung von $|V_{ub}|$ dominiert.

2.3 Semileptonische B-Zerfälle

In Abbildung 2.2 ist der in dieser Arbeit untersuchte Signalzerfall abgebildet. Das \bar{b} -Quark im B^+ -Meson wird bei diesem schwachen Zerfall unter Abstrahlung ei-

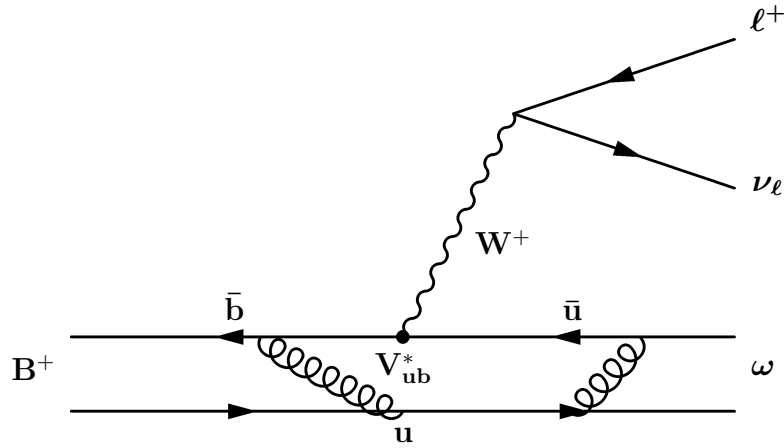


Abbildung 2.2: Der Signalzerfall $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$. Die Gluonen symbolisieren die ablaufenden niederenergetischen QCD-Prozesse.

nes W -Bosons in ein \bar{u} -Quark umgewandelt. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Zerfalls ist dabei proportional zu $|V_{ub}|^2$. Genauer erhält man für das Matrixübergangselement des Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$

$$M(B_{bu}^+ \rightarrow \omega_{\bar{u}u} \ell^+ \nu_\ell) \propto V_{ub}^* L^\mu H_\mu$$

L^μ gibt dabei den leptonen Strom an

$$L^\mu = \langle \Psi_\ell | \gamma^\mu (1 - \gamma^5) | \Psi_\nu \rangle$$

wobei Ψ_ℓ den Dirac-Spinor des Leptons und Ψ_ν den Dirac-Spinor des Neutrinos darstellt. Der hadronische Strom wird durch

$$H_\mu = \langle \Psi_\omega | H_{\text{int}} | \Psi_B \rangle = \langle \omega | \Psi_u \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \Psi_b | B \rangle$$

gegeben, wobei die Notation $\langle \omega |$ und $| B \rangle$ andeutet, dass es sich bei den Quarks nicht um freie Teilchen handelt.

2.3.1 Formfaktoren

Da es sich beim B -Meson und beim ω -Meson um aus Quarks zusammengesetzte Systeme handelt, müssen zur theoretisch korrekten Beschreibung der ablaufenden niederenergetischen QCD-Prozesse Formfaktormodelle herangezogen werden. Die Formfaktormodelle sind für die Analyse von großer Bedeutung, denn die Formfaktoren hängen vom Viererimpulsübertrag q^2 ab:

$$q^2 = m_{W_{\text{virt.}}}^2 = (p_\ell + p_\nu)^2 = (p_B - p_\omega)^2$$

Mit Lepton-Viererimpuls p_ℓ , Neutrino-Viererimpuls p_ν und B -Meson-Viererimpuls p_B . p_ω bezeichnet den Viererimpuls des ω -Mesons. Wie leicht zu sehen ist, sind

Leptonimpuls $|\vec{p}_\ell|$ und q^2 stark korreliert. Die in Kapitel 5 beschriebene Ereignisauswahl verwendet unter anderem auch den Leptonimpuls als Auswahlkriterium. Die Signalakzeptanz (und damit auch das in Kapitel 6 bestimmte Verzweigungsverhältnis) hängt deshalb vom verwendeten Formfaktormodell zur Beschreibung des Signalzerfalls ab.

B-Zerfall in pseudoskalare leichte Mesonen

Einfacher als beim Zerfall in das ω -Meson, welches ein Vektormeson ist, lässt sich der Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell$ in ein π -Meson, welches ein pseudoskalares Teilchen ist, darstellen. In diesem Fall gilt für den Grenzfall masseloser geladener Leptonen [3]

$$\frac{d\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell)}{dq^2 d \cos \Theta_{W\ell}} = |V_{ub}|^2 \frac{G_F^2 k_\pi^3}{32\pi^3} \sin^2 \Theta_{W\ell} |f^+(q^2)|^2$$

mit dem Impuls des π -Mesons im Ruhesystem des B-Mesons k_π und dem Winkel $\Theta_{W\ell}$ zwischen dem Impuls des Leptons im W-Boson-Ruhesystem und dem Impuls des W-Bosons im B-Meson-Ruhesystem. $G_F = \sqrt{2}g^2/(8M_W^2)$ ist die Fermi-Konstante und $f^+(q^2)$ der vom Viererimpulsübertrag abhängige Formfaktor.

B-Zerfall in leichte Vektormesonen

Bei Zerfällen des B-Mesons in ein Vektormeson wie das ω wird die theoretische Beschreibung wegen der Spinstruktur des Zerfalls komplizierter. Statt eines Formfaktors wie bei pseudoskalaren Mesonen ergeben sich in diesem Fall drei unabhängige Formfaktoren $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ und $V(q^2)$. Die differentielle Zerfallsbreite des Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ wird durch

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)}{dq^2 d \cos \Theta_{W\ell}} &= |V_{ub}|^2 \frac{G_F^2 |\vec{k}_\omega| q^2}{128\pi^3} M_B^2 \times \\ &\left[(1 - \cos \Theta_{W\ell})^2 \frac{|H_+|^2}{2} + (1 + \cos \Theta_{W\ell})^2 \frac{|H_-|^2}{2} + \sin^2 \Theta_{W\ell} |H_0|^2 \right] \quad (2.1) \end{aligned}$$

gegeben [3]. H_+ , H_- und H_0 sind von den drei Formfaktoren abhängige Helizitätsamplituden, die wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned} H_\pm(q^2) &= \frac{1}{M_B + m_\omega} \left[A_1(q^2) \mp 2M_B |\vec{k}_\omega| V(q^2) \right] \\ H_0(q^2) &= \frac{1}{2m_\omega \sqrt{q^2} (M_B + m_\omega)} \left[(M_B^2 - m_\omega^2 - q^2) A_1(q^2) - 4M_B^2 |\vec{k}_\omega|^2 A_2(q^2) \right] \end{aligned}$$

\vec{k}_ω bezeichnet dabei den Impuls des ω -Mesons, M_B und m_ω die Massen von B- und ω -Meson.

2.3.2 Formfaktormodelle

Formfaktormodelle verlangen die theoretische Beschreibung nicht perturbativer Effekte, was generell schwierig ist. Um dieses Ziel zu erreichen, existieren unterschiedliche theoretische Ansätze.

ISGW2

Das ISGW2-Modell [7] ist ein phänomenologisches Konstituentenquarkmodell mit relativistischen Korrekturen. Es handelt sich dabei um einen älteren Ansatz, der heute noch in vielen Monte-Carlo-Generatoren verwendet wird. Dieses Modell beschreibt die vorhandenen Daten jedoch nur unzureichend.

Formfaktoren werden im ISGW2-Formfaktormodell wie folgt parametrisiert

$$f^+(q^2) = F(q_{\max}^2) \left[1 + \frac{1}{6N} \xi^2 (q_{\max}^2 - q^2) \right]^{-N}$$

ξ ist dabei der Ladungsradius des Mesons im Endzustand, der Parameter N wird für Zerfälle in skalare Mesonen auf $N=2$ und für Zerfälle in Vektormesonen auf $N=3$ gesetzt. $F(q_{\max}^2)$ beschreibt die Normierung, die abhängig vom maximal möglichen Viererimpulsübertrag q_{\max}^2 ist.

QCD Summenregeln

Das von P. Ball und R. Zwicky vorgeschlagene Formfaktormodell [8] verwendet Summenregeln auf dem Lichtkegel zur Bestimmung der Formfaktoren. Dieses Modell stellt einen neueren Ansatz als die Beschreibung durch das ISGW2-Modell dar und beschreibt die Daten deutlich besser. Aus diesem Grund ist es das Formfaktormodell, welches in dieser Analyse verwendet wird.

Die Parametrisierung des Formfaktors für skalare Mesonen lautet

$$f^+(q^2) = \frac{r_1}{1 - q^2/m_R^2} + \frac{r_2}{1 - q^2/m_{\text{fit}}^2}$$

Für Vektormesonen werden die folgenden Parametrisierungen gegeben

$$\begin{aligned} A_1(q^2) &= \frac{r_2}{1 - q^2/m_{\text{fit}}^2} \\ A_2(q^2) &= \frac{r_1}{1 - q^2/m_{\text{fit}}^2} + \frac{r_2}{(1 - q^2/m_{\text{fit}}^2)^2} \\ V(q^2) &= \frac{r_1}{1 - q^2/m_R^2} + \frac{r_2}{1 - q^2/m_{\text{fit}}^2} \end{aligned}$$

wobei r_1 , r_2 und m_{fit} unabhängige Parameter darstellen. m_R ist die Masse der am niedrigsten liegenden Resonanz $m_R \approx 5,32$ GeV. Genaue Werte für die Parameter sind in der Publikation [8] zu finden.

Gitterrechnungen

Rechnungen auf dem Gitter stellen prinzipiell die vielversprechendste Methode zur Formfaktorbestimmung dar, es sind hier allerdings nur Rechnungen für den Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell$ vorgenommen worden. Aus diesem Grund können Gitterrechnungen in dieser Analyse nicht verwendet werden.

2.4 Extraktion von V_{ub}

Zur theoretischen Bestimmung der partiellen Zerfallsbreite $\Gamma_\omega(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)$ muss Formel 2.1 über q^2 und $\Theta_{W\ell}$ integriert werden. Dann gilt mit der totalen Zerfallsbreite $\Gamma_{B, \text{tot}}$ und der Lebensdauer des B-Mesons τ_B :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell) &= \frac{\Gamma_\omega}{\Gamma_{B, \text{tot}}} \\
 &= \tau_B \Gamma_\omega \\
 &= \tau_B |V_{ub}|^2 \iint \frac{1}{|V_{ub}|^2} \frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)}{dq^2 d \cos \Theta_{W\ell}} dq^2 d \cos \Theta_{W\ell} \\
 \Rightarrow |V_{ub}| &= \sqrt{\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)}{\tau_B \iint \frac{1}{|V_{ub}|^2} \frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)}{dq^2 d \cos \Theta_{W\ell}} dq^2 d \cos \Theta_{W\ell}}}
 \end{aligned}$$

wobei sich $|V_{ub}|^2$ im Nenner beim Einsetzen von Formel 2.1 kürzen lässt. Wie zu sehen ist, setzt die $|V_{ub}|$ -Bestimmung die Bekanntheit der Formfaktoren aus der Theorie voraus.

Kapitel 3

Das *BABAR*-Experiment

Das *BABAR*-Experiment befindet sich am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) nahe der Stanford University in Kalifornien, USA. Der experimentelle Aufbau besteht aus den PEP-II Speicherringen¹ und dem *BABAR*-Detektor. Einen Überblick verschafft die Abbildung 3.1. Die Abbildungen dieses Kapitels sind aus [9], sowie aus [10] entnommen, in der die einzelnen Detektorelemente noch deutlich ausführlicher beschrieben sind.

3.1 Die PEP-II Speicherringe

Die PEP-II Speicherringe sind zwei übereinander angeordnete Ringbeschleuniger mit einem Durchmesser von 2,2 km, von denen der Hochenergie-Ring die Elektronen auf eine Energie von $E_{e^-} = 9 \text{ GeV}$ und der Niederenergie-Ring die Positronen auf $E_{e^+} = 3.1 \text{ GeV}$ beschleunigt. Dies führt zu einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10,58 \text{ GeV}$, was gerade der Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entspricht. Die Strahlen kollidieren im *BABAR*-Detektor und können dabei die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bilden, welche zu mehr als 96% in $B^0\bar{B}^0$ und B^+B^- -Paare zerfällt. In Tabelle 3.1 sind die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen bei e^+e^- -Kollisionen entstehenden Ereignistypen aufgetragen. Neben B-Mesonen entstehen also mit einem Wirkungsquerschnitt von 3,39 nb auch noch Hadronen, die im Folgenden als Kontinuum bezeichnet werden.

Die beiden B-Mesonen besitzen zusammen eine Masse von etwa 10,56 GeV, was fast der Ruhemasse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entspricht. Im Ruhesystem des $\Upsilon(4S)$ -Mesons besitzen sie deswegen nur einen geringen Impuls. Durch die unterschiedlichen Energien von Elektronen und Positronen wird das $\Upsilon(4S)$ -System mit einem Lorentz-Boost von $\beta\gamma = 0.56$ erzeugt. Aufgrund dieses Boosts können die Zerfallsvertices von zu unterschiedlichen Zeitpunkten zerfallenden B-Mesonen räumlich voneinander getrennt werden. Dies macht die Messung von zeitabhängiger CP -Verletzung im B-Mesonsystem möglich.

¹PEP-II steht für **P**ositron **E**lectron **P**roject II

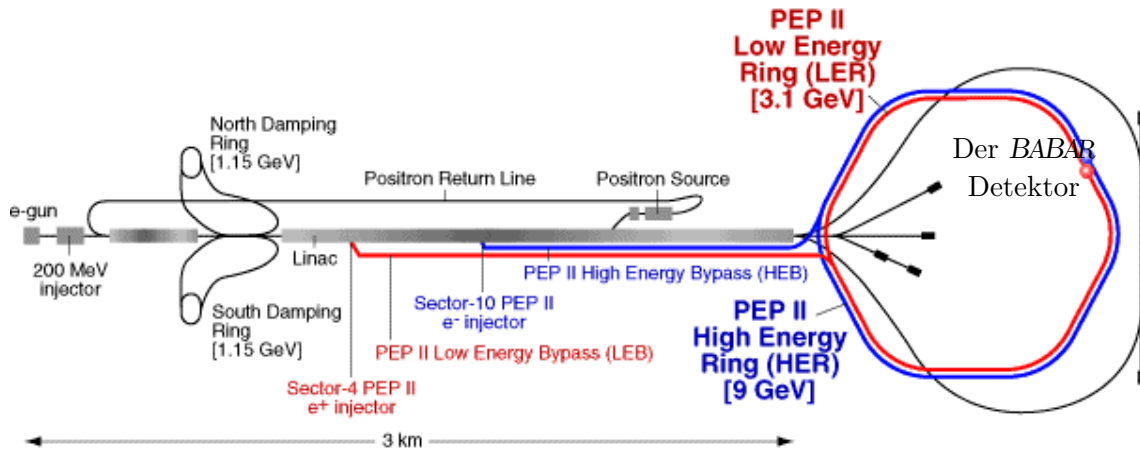


Abbildung 3.1: Überblick über die PEP-II -Speicherringe

$e^+e^- \rightarrow$	Wirkungsquerschnitt in nb
$b\bar{b}$	1,05
$c\bar{c}$	1,30
$u\bar{u}$	1,39
$d\bar{d}$	0,35
$s\bar{s}$	0,35
$\tau^+\tau^-$	0,94
$\mu^+\mu^-$	1,16
e^+e^-	40

Tabelle 3.1: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Ereignistypen bei Betrieb auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz.

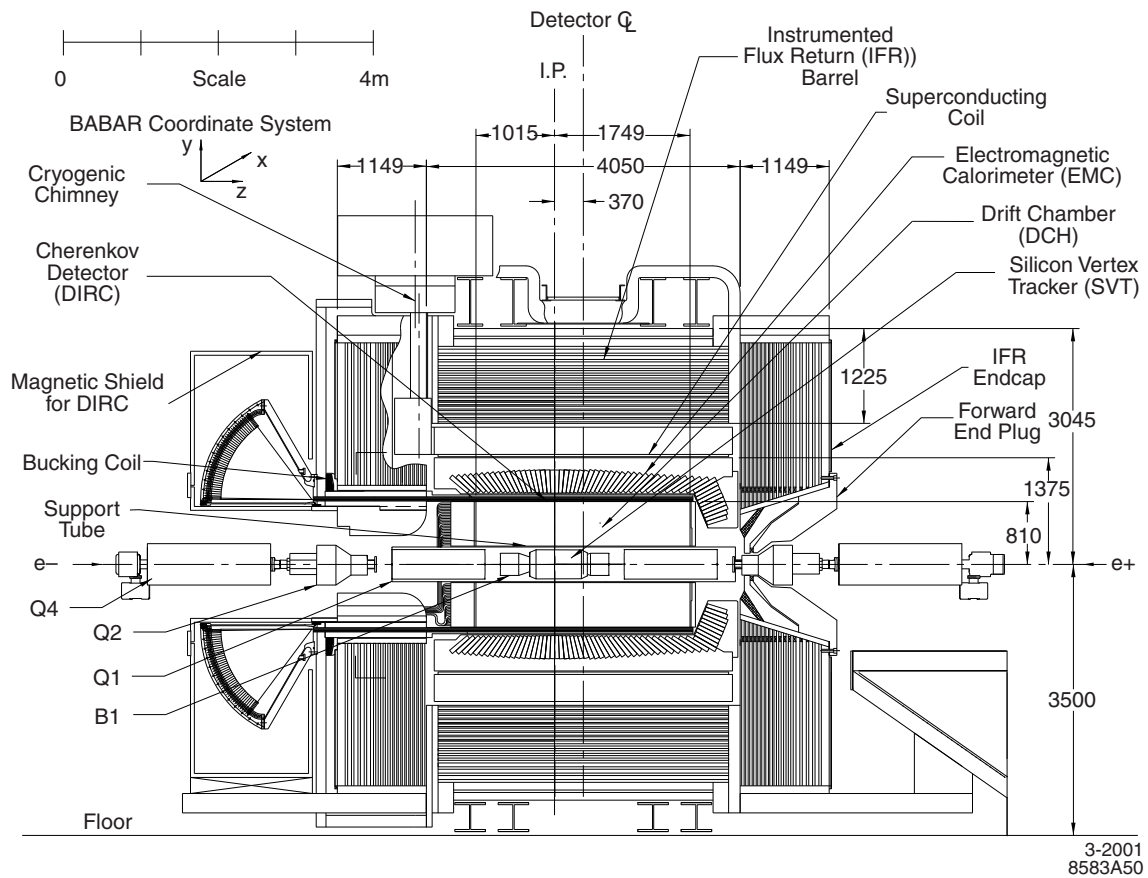


Abbildung 3.2: Der BABAR-Detektor im Querschnitt von der Seite.

3.2 Der BABAR Detektor

Der Aufbau des *BABAR*-Detektors ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die asymmetrische Energieverteilung verlangt auch einen asymmetrischen Detektoraufbau, der bei Betrachtung der einzelnen Detektorkomponenten noch deutlich werden wird. Die einzelnen Detektorkomponenten sind in einer Zwiebelschalenstruktur um das Strahlrohr gebaut. Von innen nach außen sind dies zunächst der Silizium-Vertex-Detektor (SVT) und die Driftkammer (DCH), welche der Spurrekonstruktion und der Impulsmessung dienen. Darauf folgt der Cherenkov-Detektor (DIRC) zur Teilchenidentifikation, das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) zum Nachweis von Elektronen und Photonen sowie das instrumentierte Eisenjoch (IFR), welches dem Myonnachweis dient.

3.2.1 Der Silizium Vertex Detektor

Wie schon erwähnt war eine der wichtigen Anforderungen für das *BABAR*-Experiment eine gute Ortsauflösung der Zerfallsvertices der B-Mesonen. Hierfür wird der Si-

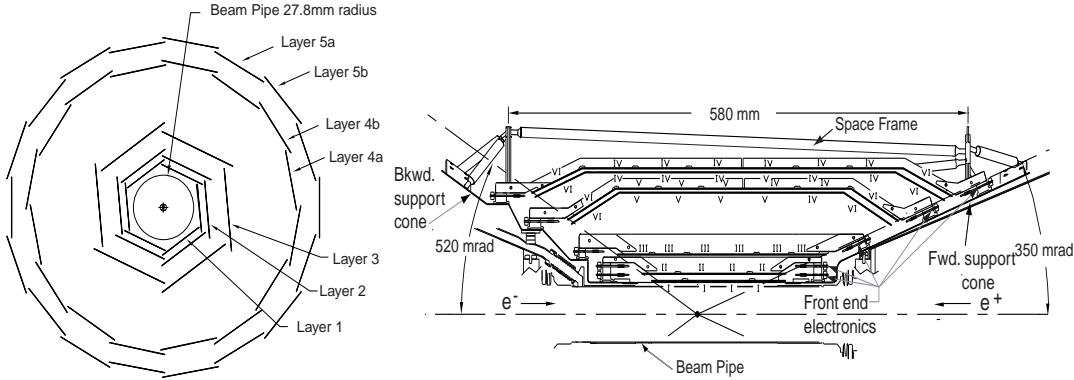


Abbildung 3.3: Der SVT links im Schnitt in der $R - \Phi$ -Ebene, rechts im Querschnitt. Gut zu sehen ist, dass die einzelnen Lagen der Streifendetektoren überlappen.

litzium Vertex Detektor (SVT, steht für **S**ilicon **V**ertex **T**racker) verwendet. Der SVT besteht aus fünf konzentrischen Schichten doppelseitiger Silizium-Streifendetektoren. Der Aufbau ist in Abbildung 3.3 zu sehen. In dieser Analyse wird der Silizium Vertex Detektor dazu benötigt, sicherzustellen, dass die Zerfallsprodukte des ω -Mesons und das Signallepton vom selben Punkt stammen. Neben der Auflösung des Zerfallsvertex wird der SVT über die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx auch zur Teilchenidentifikation verwendet (näheres dazu in den Kapiteln A.1 bis A.3).

3.2.2 Die Driftkammer

Die Driftkammer (DCH) wird zur Impuls- und Ortsauflösung der Spuren geladener Teilchen verwendet. Wie in Abbildung 3.4 gezeigt, ist die Driftkammer ein 280 cm langer Zylinder mit einem Innenradius von 23,6 cm und einem Aussenradius von 80,9 cm. Dieses Volumen ist mit insgesamt 7104 hexagonalen Driftzellen mit einer Größe von 11,9 mm in radialer und 19 mm in azimuthaler Richtung in 40 zylindrischen Lagen ausgefüllt. Als Driftgas wird eine Helium-Isobutan Mischung im Verhältnis 80:20 verwendet. Helium wird dabei zur Minimierung der Mehrfachstreuung verwendet. Die Driftkammer besitzt eine Ortsauflösung von $140 \mu\text{m}$ in der R - Φ -Ebene. Die Auflösung des gemessenen Transversalimpulses p_t beträgt

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = (0,13 \pm 0,01) \% \cdot p_t + (0,45 \pm 0,03) \%$$

Zusätzlich kann die Driftkammer für langsame Teilchen mit Impulsen unterhalb von etwa $700 \text{ MeV}/c$ zur Teilchenidentifikation über Messung von dE/dx beitragen.

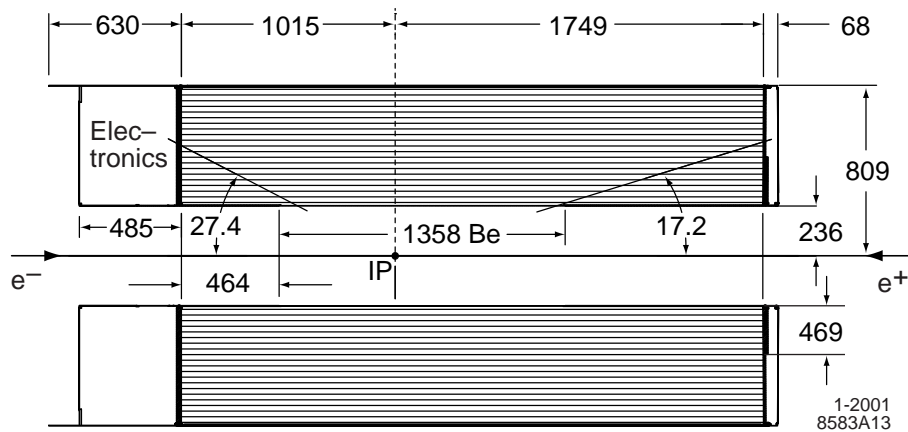


Abbildung 3.4: Die Driftkammer im Querschnitt. Wegen des Impulses des $\Upsilon(4S)$ -Mesons ist die Driftkammer entgegen der Richtung des Impulses des Strahlelektrons vom Wechselwirkungspunkt verschoben.

3.2.3 Der Cherenkov-Detektor

Der Cherenkovdetektor (DIRC, steht für **D**etection of **I**nternally **R**elected **C**herenkov light) ist ein auf Teilchenidentifikation spezialisierter Detektor. Der DIRC nutzt dazu das von geladenen Teilchen der Masse m ausgestrahlte Cherenkov-Licht aus, das beim Durchgang durch ein Medium mit einer Geschwindigkeit, welche größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist, auftritt. Für den Winkel $\Theta_{\text{Cherenkov}}$ in dem das Licht emittiert wird gilt

$$\cos \Theta_{\text{Cherenkov}} = \frac{1}{n\beta} = \frac{\sqrt{1 + (m/p)^2}}{n}$$

mit $\beta = v/c$ und Teilchenimpuls p . Durch Rekonstruktion des Cherenkov-Winkels lassen sich also Rückschlüsse auf die Masse des Teilchens ziehen. Der DIRC besteht aus 144 rechteckigen Quarzstäben mit einem Brechungsindex von 1,473. Das Cherenkov-Licht erreicht nach mehrfacher Reflektion das instrumentierte Ende des Cherenkovdetektors, wo es von Photomultipliern nachgewiesen wird. Insgesamt werden, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, fast 11000 Photomultiplier zum Nachweis des Cherenkov-Lichts verwendet. Mit dem DIRC ist es möglich, geladene Kaonen und Pionen bei 3 GeV/c mit einer Separation von 4,2 Standardabweichungen zu trennen.

3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) misst die von elektromagnetischen Schauern im Kalorimetermaterial deponierte Energie. Das EMC detektiert Photonen und Elektronen und ist über die Messung der Form elektromagnetischer

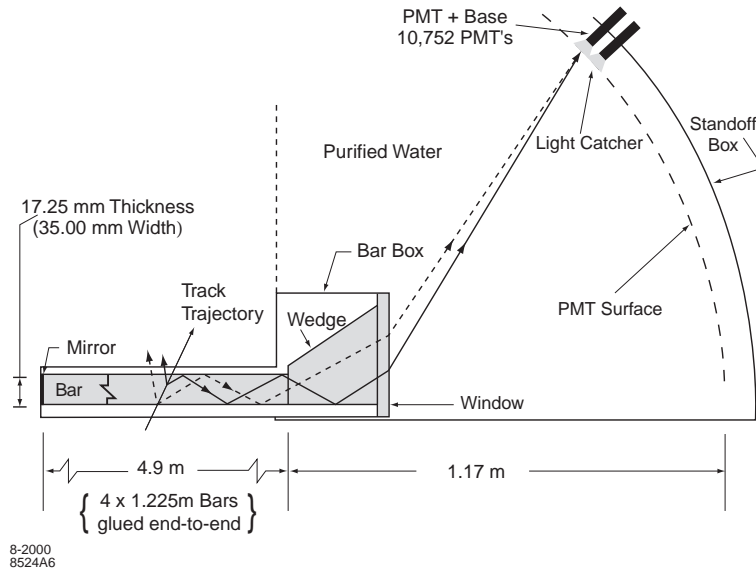


Abbildung 3.5: *Lichtauslese der Quarzstäbe des DIRC. Schematisch eingetragen ist das in den Kristallen mehrfach reflektierte Cherenkov-Licht. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, sind die Photomultiplier entgegen der Flugrichtung des Strahlelektrons angebracht.*

Schauer und von E/p auch an der Teilchenidentifikation beteiligt. Das EMC ist aus 6580 mit Thallium dotierten Cäsiumjodid-Kristallen (CsI(Tl)) aufgebaut. Die Kristalle sind in einem zylindrischen Barrel (5760 Kristalle) sowie einer konischen Endkappe (820 Kristalle) angeordnet, siehe Abbildung 3.6. Das EMC deckt einen Polarwinkelbereich von $15,8^\circ$ bis $141,8^\circ$ ab. Die Energieauflösung lässt sich mittels

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1.85 \pm 0.12)\%$$

parametrisieren.

3.2.5 Das instrumentierte Eisenjoch

Die bisher erwähnten Teile des Detektors befinden sich in dem vom *BABAR*-Magneten parallel zur Strahlachse erzeugten Magnetfeld mit einer Stärke von 1,5T. Zur Rückführung des Magnetfeldes dient das instrumentierte Eisenjoch (IFR, steht für **I**nstrumented **F**lux **R**eturn). Zudem sind zwischen den Eisenplatten des instrumentierten Eisenjoches RPCs (**R**esistive **P**late **C**hambers) in mehreren Ebenen angeordnet, um Myonen und die hadronischen Schauer neutraler Hadronen (z. B. K_L) zu detektieren. Mittlerweile wurden die RPCs zu einem Großteil durch LSTs (**L**imited **S**reamer **T**ubes) ersetzt.

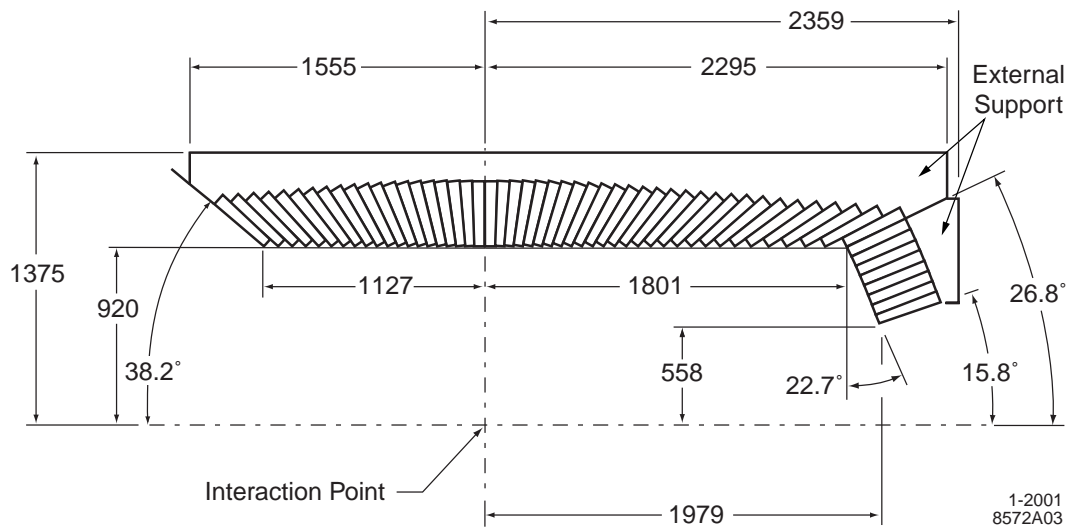


Abbildung 3.6: Das elektromagnetische Kalorimeter. Gut zu sehen ist am rechten Bildrand die Endkappe mit acht Kristallen in Θ -Richtung

Kapitel 4

Daten und Monte Carlo Simulation

4.1 Daten

Für die Analyse werden am *BABAR*-Detektor gesammelte Daten verwendet, die einer aufgezeichneten Luminosität von $347,23 \text{ fb}^{-1}$ und damit ca. 383 Mio. B-Mesonpaaren entsprechen. Der Datensatz ist entsprechend den verschiedenen Laufzeitperioden des *BABAR*-Detektors in fünf sogenannte „Runs“ unterteilt. Die integrierten Luminositäten der Laufzeiten sind in Tabelle 4.1 aufgetragen. Dieser Datensatz wurde auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10,58 \text{ GeV}$ genommen, wobei die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu mehr als 96% [2] in $B^0\bar{B}^0$ und B^+B^- Mesonen zu jeweils gleichen Teilen zerfällt. Neben diesen Daten existieren weitere Daten, die mit einer Schwerpunktsenergie von 40 MeV unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurden. Die vorhandene Schwerpunktsenergie reicht dabei nicht zur Bildung von B-Mesonpaaren aus. Diese Daten von insgesamt $35,21 \text{ fb}^{-1}$ bilden den sogenannten Off-Resonanz Datensatz.

	$\int L$ On-Resonanz [fb^{-1}]	$N_{B\bar{B}}$ On-Resonanz [10^6]	$\int L$ Off-Resonanz [fb^{-1}]
Run1	20,43	22,43	2,62
Run2	61,14	67,47	6,92
Run3	32,31	35,61	2,47
Run4	100,31	110,48	10,12
Run5	133,02	146,93	13,08
Σ	347,23	382,92	35,21

Tabelle 4.1: Integrierte Luminositäten und die entsprechende Zahl aufgezeichneter B-Mesonpaare der verschiedenen Laufzeitperioden. Wie in Kapitel 8.4.3 beschrieben gilt für den systematischen Fehler der Zahl der B-Mesonpaare $\Delta N_{B\bar{B}}/N_{B\bar{B}} = 1,1\%$.

4.2 Monte Carlo Simulation

Es werden durch Monte Carlo (MC) Simulation mittels des EvtGen [11] Generators gewonnene simulierte Daten verwendet, um die Eigenschaften und Effizienzen von Signal- und Untergrundereignissen zu untersuchen. Dazu werden zunächst vom Generator Ereignisse mit den zum Erstellungszeitpunkt bekannten Verzweigungsverhältnissen und Modellen generiert. Im Falle von B-Zerfällen ist deshalb häufig eine Umgewichtung zur Berücksichtigung neuerer Modelle erforderlich. Wenn im Folgenden von Generatorstudien gesprochen wird, so sind MC-simulierte Daten gemeint, bei denen nur die Simulation mittels EvtGen durchgeführt wurde. Für die Analyse muss jedoch noch im nächsten Schritt die Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit Materie sowie die Rekonstruktion der Ereignisse simuliert werden, was mittels der GEANT Detektorsimulation [12] geschieht.

Neben dem zu messenden Signalzerfall $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ können auch verschiedene andere Arten von Ereignissen die Signatur dieses Signalzerfalls nachbilden und fälschlicherweise als Signal rekonstruiert werden. Bei diesen Ereignissen handelt es sich um den Untergrund der Messung, welcher zur Bestimmung des Zerfallsverhältnisses für eine Anpassung (Fit) von Signal- und Untergrundereignissen an die gemessenen Daten ebenfalls simuliert werden muss. Um statistische Fluktuationen, und damit den Fehler der Anpassung, gering zu halten, müssen jeweils mehr MC-simulierte Ereignisse generiert werden, als man aus der Luminosität des Zerfallskanals erwarten würde. Eine Faustregel besagt, dass man statistische Fluktuationen der simulierten Ereignisse vernachlässigen kann, falls 10mal mehr simulierte Ereignisse als Daten vorhanden sind. Dies ist für den Signalkanal möglich, jedoch nicht z. B. für das sogenannte generische $B\bar{B}$ -MC, was in Tabelle 4.2 zu sehen ist. Das generische $B\bar{B}$ -MC besteht aus der Simulation aller bekannten Zerfälle von B-Mesonpaaren in der relativen Häufigkeit ihrer Zerfallsverhältnisse. Für die Analyse von Zerfällen mit geringen Zerfallsverhältnissen reicht generisches $B\bar{B}$ -MC alleine wegen der geringen Zahl der generierten Signalereignisse nicht aus und es müssen für diese Zerfälle MC-Simulationen des einzelnen Zerfallskanals mit großer Statistik durchgeführt werden. In dieser Analyse wird dies für die Zerfälle, bei denen der Quarkübergang $b \rightarrow u$ stattfindet, durchgeführt, was ebenfalls in Tabelle 4.2 gezeigt ist.

Die verschiedenen MC-simulierten Zerfallskanäle werden für die Analyse gemäß ihres Zerfallsverhältnisses auf die Datenluminosität skaliert.

4.2.1 Monte Carlo Simulation des Signalkanals

Für die Untersuchung des Signalzerfalls werden 1,542 Mio. mittels MC-Simulation erstellte $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ Ereignisse ($\omega \ell \nu$) verwendet. Das ω -Meson wird im dominanten Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ($\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 89,1\% \pm 0,1\%$ nach [2]) rekonstruiert. Neben korrekt rekonstruierten $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ -Ereignissen gibt es noch solche, bei denen zwar das Lepton aus dem Signalzerfall stammt, das ω -

MC	Ereignisse [10^6]	$\int L$ [fb^{-1}]	σ [nb]	\mathcal{B} [10^{-4}]
$B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu$	1,542	22597,4		1,3
$B^+ \rightarrow \eta \ell^+ \nu$	0,309	7006		0,84
$B^+ \rightarrow \eta' \ell^+ \nu$	1,540	34925		0,84
$B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu$	0,309	5117		1,15
$B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu$	0,309	8175		0,72
$B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu$	1,542	13721		2,14
$B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$	0,309	4392		1,34
$B^+ \rightarrow u \ell \nu$	8,069	8241		18,65
$B^0 \rightarrow u \ell \nu$	8,174	8545		18,22
$B^+ B^-$ generisch	539,737	1028	0,525	
$B^0 \bar{B}^0$ generisch	541,787	1032	0,525	
$c\bar{c}$	584,579	449	1,300	
$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	648,116	310	2,090	

Tabelle 4.2: Die verschiedenen MC-Untergründe sowie in rot die Monte Carlo simulierten Daten des Signalkanals $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu$. Bei bekanntem Endzustand ist das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\mathcal{B}(B \rightarrow \text{Endzustand})$ angegeben, ansonsten der Wirkungsquerschnitt des Prozesses in der e^+e^- -Kollision.

Meson jedoch falsch rekonstruiert wurde, z. B. wenn das π^- in Wirklichkeit nicht aus dem ω -Zerfall stammte. Diese Ereignisse werden „kombinatorisches“ Signal genannt.

Formfaktorumgewichtung des Signalzerfalls

Der Signalzerfall $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ wird mit einer flachen Verteilung des Viererimpulsübertrags $q^2 = (p_l + p_\nu)^2 = (p_B - p_\omega)^2$ generiert. Wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist, bedeutet das, dass für jeden im Phasenraum erreichbaren Viererimpulsübertrag gleiche Wahrscheinlichkeit angenommen wird. Diese Annahme ist physikalisch jedoch nicht korrekt, so dass die Signalereignisse unter Zuhilfenahme theoretischer Formfaktormodelle in Abhängigkeit ihres q^2 -Wertes umgewichtet werden müssen. Für die Analyse wird das von P. Ball und R. Zwicky in [8] vorgeschlagene Modell verwendet, welches zur Bestimmung der Formfaktoren Light Cone Sum Rules (LCSR) verwendet. Im Verlauf der Analyse stellte sich heraus, dass durch dieses Modell die Signalzerfälle mit niedrigen q^2 -Werten unphysikalisch hohe Gewichte und solche mit hohen q^2 -Werten unphysikalisch niedrige Gewichte erhielten. Dies wurde durch einen Vorzeichenfehler in einem Ausdruck in der oben genannten Publikation [8] verursacht [13]. Nach Korrektur des Vorzeichens erhält man die in Abbildung 4.1 in rot gezeigte q^2 -Abhängigkeit. Abbildung 4.1 wurde auf Generatorebene mit jeweils 300000 Ereignissen erstellt. Neben dem schon erwähnten Modell von P. Ball und R. Zwicky ist dort auch eine mittels des

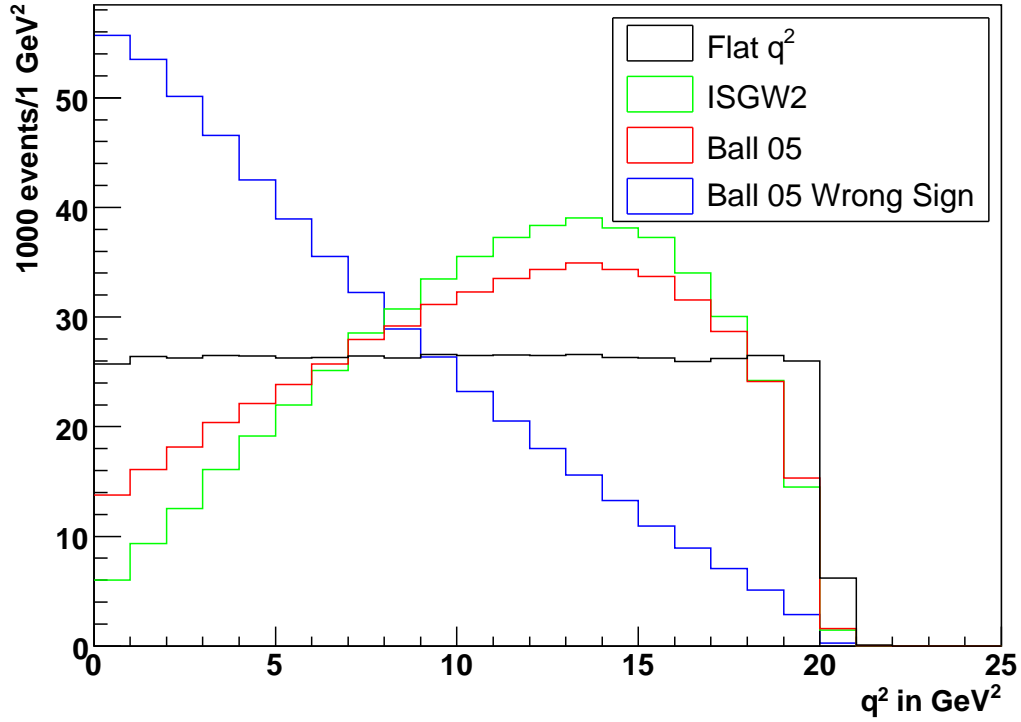


Abbildung 4.1: *Signal MC-Ereignisse, umgewichtet nach verschiedenen Formfaktormodellen. In blau ist die inkorrekte Umgewichtung durch Vorzeichenfehler dargestellt, die bei Signalselektion durch Forderung an einen Mindestimpuls des Leptons (stark zu q^2 korreliert) zu einem extrem geringen Signalanteil führt.*

ISGW2 Modells [7], eines lange Zeit verwendeten Formfaktormodells, erstellte q^2 -Verteilung aufgetragen.

4.2.2 Untergrund aus semileptonischen Zerfällen in Mesonen mit c-Quark

Der Hauptuntergrund der Messung besteht aus semileptonischen Zerfällen in Mesonen mit c-Quark $B \rightarrow X_c \ell \nu$ (kurz $c\ell\nu$), dabei vor allem aus den Zerfällen $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \ell^+ \nu_\ell$ und $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$. Diese Untergrundereignisse besitzen wegen der hohen Masse der D-Mesonen ($m_{D^*} = 2,0 \text{ GeV}/c^2$) eine von Signalzerfällen ($B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ mit $m_\omega = 782 \text{ MeV}/c^2$) unterschiedliche Kinematik, die später zur Unterdrückung dieses Untergrunds ausgenutzt wird.

	R_1	R_2	ρ^2
generierte Parameter	1,33	0,92	0,77
aktuelle Parameter	1,40	0,87	0,79

Tabelle 4.3: Die verwendeten aktuellen Parameter für das Formfaktormodell stammen aus [15].

Formfaktor Umgewichtung des $cl\nu$ -Untergrundes

Wie Signalereignisse werden auch $B \rightarrow D^*\ell\nu$ -Ereignisse in Abhängigkeit eines Formfaktormodells umgewichtet. Semileptonische Zerfälle $B \rightarrow D^*\ell\nu$ werden durch zwei axiale Formfaktoren A_1 und A_2 und einen Vektorformfaktor V beschrieben. Diese Formfaktoren werden durch die Größen R_1 , R_2 und ρ^2 charakterisiert. Die Zahlwerte sind in 4.3 tabelliert. Betrachtet man Zerfälle $B \rightarrow D^*\ell\nu$ im Rahmen der Heavy Quark Effective Theory (HQET) [14], so gehen R_1 und R_2 in die Verhältnisse von Vektor- und Axialvektorformfaktoren ein. Es gilt:

$$\begin{aligned}
 A_2(w) &= \frac{R_2}{R^{*2}} \frac{2}{w+1} A_1(w) \\
 V(w) &= \frac{R_1}{R^{*2}} \frac{2}{w+1} A_1(w) \\
 \text{mit } w &= v_B \cdot v_{D^*} = \frac{p_B \cdot p_{D^*}}{M_B M_{D^*}} = \frac{M_B^2 + M_{D^*}^2 - q^2}{2M_B M_{D^*}} \\
 \text{und } R^* &= \frac{2\sqrt{M_B M_{D^*}}}{M_B + M_{D^*}}
 \end{aligned}$$

Wobei p_B und p_{D^*} die Viererimpulse des B-Mesons bzw. des D^* -Mesons und M_B und M_{D^*} ihre Massen darstellen. Der Parameter ρ^2 charakterisiert die Impulsübertragsabhängigkeit des Formfaktors A_1 :

$$\begin{aligned}
 A_1(w) &= h_{A_1}(w) R^* \frac{w+1}{2} \quad \text{mit} \\
 h_{A_1}(w) &\propto (1 - \rho^2 (w-1)^2)
 \end{aligned}$$

Für eine genauere Diskussion siehe [15]. Die resultierende q^2 -Verteilung ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Wie gut zu sehen ist, werden relativ aktuelle MC-simulierte Daten verwendet, der Effekt der Umgewichtung auf die aktuellen Parameter ist klein. Für diese Verteilung wurden jeweils 200000 $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ Ereignisse auf Generatorebene produziert.

Normierung des $cl\nu$ -Untergrundes

Es stellt sich heraus, dass nach Luminositätsskalierung ca. 14% zu viel $cl\nu$ -Untergrund vorhanden ist. Auf diese Diskrepanz wird in Kapitel 7.2 näher eingegangen, im folgenden Kapitel 5 wird der $cl\nu$ -Untergrund in Abbildungen mit dem Faktor 0,860 skaliert, um die Diskrepanz auszugleichen.

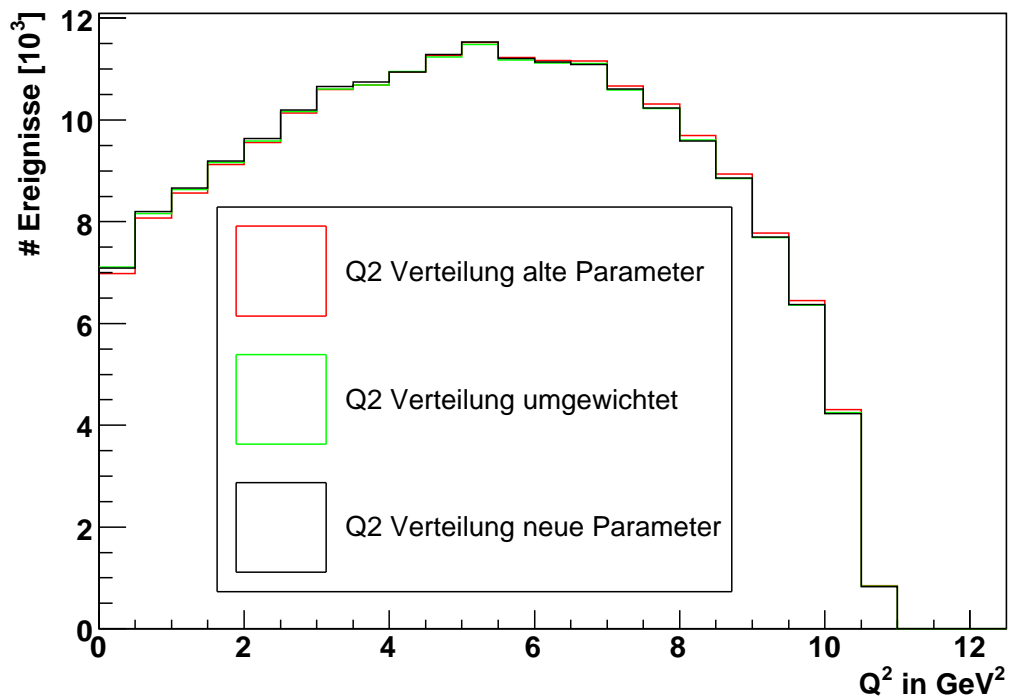


Abbildung 4.2: q^2 -Verteilung für $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ für mit alten Parametern erstellte MC-Ereignisse, neue MC-Ereignisse sowie umgewichtete alte MC-Ereignisse. Wie man sieht ist der Effekt der neuen Parameter äußerst gering. Bei Verwendung älterer Datensätze war der Effekt jedoch sehr viel deutlicher.

4.2.3 Kontinuumsuntergrund

Als Kontinuumsuntergrund werden $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen Ereignisse bezeichnet, die nicht resonant über die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugt werden, sondern stattdessen $c\bar{c}$ bzw. $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ oder $s\bar{s}$ Quark-Antiquark Paare erzeugen. Diese fragmentieren in Jets und lassen sich aufgrund ihrer Topologie stark unterdrücken. Als Generator wird für diesen Untergrund JETSET [16] verwendet. Der Einfluss von reinen QED-Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) wurde in einer vorherigen Analyse [17] als vernachlässigbar bestimmt und wird hier nicht betrachtet.

Normierung des Kontinuumsuntergrunds

Bei getrennter Betrachtung von Ereignissen mit Elektronen und mit Myonen zeigt sich eine geringe Diskrepanz beim Vergleich mit Off-Resonanz-Daten. Kontinuumsereignisse mit Myon werden im folgenden mit 0,926, Kontinuumsereignisse mit Elektron mit 1,091 skaliert. Auf die Bestimmung dieser Skalierungsfaktoren wird in Kapitel 7.1 näher eingegangen.

4.2.4 Untergrund aus semileptonischen Zerfällen in Mesonen aus leichten Quarks

Neben dem Signalzerfall $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ existieren andere resonante B-Zerfälle in leichte Mesonen, die einen Untergrund der Messung darstellen: $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu_\ell$, $B^+ \rightarrow \rho^0 \ell^+ \nu_\ell$, $B^+ \rightarrow \eta \ell^+ \nu_\ell$, $B^+ \rightarrow \eta' \ell^+ \nu_\ell$, $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell$, und $B^0 \rightarrow \rho^- \ell^+ \nu_\ell$. Sie sind wegen ähnlicher Kinematik und Ereignisform schwer von Signalereignissen zu trennen. Zusätzlich existieren nichtresonante inklusive Zerfälle mit mehreren leichten Mesonen im Endzustand: $B^+ \rightarrow u\bar{u} \ell^+ \nu_\ell$ bzw. $B^0 \rightarrow u\bar{d} \ell^+ \nu_\ell$, wobei für die Beschreibung der Fragmentation von $u\bar{u}$ bzw. $u\bar{d}$ (z. B. $u\bar{u} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) JETSET [16] verwendet wird.

Formfaktorumgewichtung

Wie beim Signalzerfall werden auch hier die exklusiven resonanten Zerfallskanäle mit einem flachen q^2 -Spektrum generiert und mit dem Formfaktormodell von P. Ball und R. Zwicky [18] bzw. [8] umgewichtet.

Hybridmodell

Das sogenannte Hybridmodell [19] ist ein Verfahren, um die nichtresonanten und die exklusiven resonanten Zerfälle so zu kombinieren, dass sie in Summe das korrekte Zerfallsverhältnis von $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow X_u \ell \nu) = 2,35 \cdot 10^{-4}$ und $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow X_u \ell \nu) = 2,17 \cdot 10^{-4}$ besitzen. Zudem soll das Hybridmodell eine korrekte Mischung von exklusiven resonanten und inklusiven nichtresonanten Ereignissen im Phasenraum,

Bin Nummer	0	1	2	3	4	5	6	7	8
E_ℓ in GeV	0,0	0,5	1,0	1,25	1,50	1,75	2,0	2,25	∞
q^2 in GeV^2	0,0	2,5	5,0	7,5	10,0	12,5	15,0	20,0	∞
m_x in GeV/c^2	0,0	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	3,5	∞

Tabelle 4.4: *Bingrenzen im Hybridmodell.*

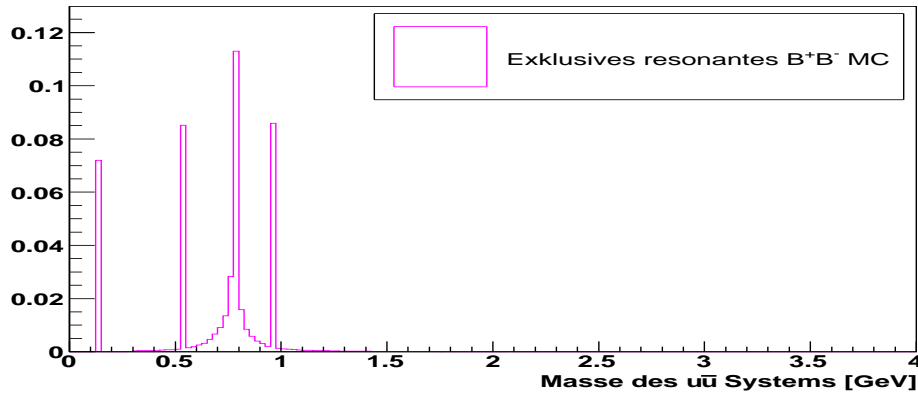
gebinnt in E_ℓ , q^2 und m_x , sicherstellen.

Zur Generierung des glatten Massenspektrums m_x , der Masse des $u\bar{u}$ bzw. $u\bar{d}$ Systems für nichtresonante Zerfälle, wird die dreifach differentielle Zerfallsrate $d\Gamma/dx/dz/dq^2$ von F. De Fazio und M. Neubert [20] verwendet. Parameter, welche in das Modell eingehen, sind die b-Quark Masse m_b sowie ein Formparameter a . Der in der Analyse verwendete nichtresonante inklusive MC-Datensatz ist mit den Parametern $m_b = 4,8 \text{ GeV}/c^2$ und $a = 1,29$ generiert worden. In Abbildung 4.3 ist dies die schwarze Verteilung. Diese nichtresonanten MC-Ereignisse werden nun mit Hilfe des Hybridmodells so umgewichtet, dass sie in Summe mit den nicht umgewichteten exklusiven Zerfällen einer nach aktuelleren Parametern erstellten nichtresonanten Verteilung entsprechen (grüne Kurve in Abbildung 4.3). Diese aktuelleren Parameter sind $m_b = 4,658$ und $a = 1,328$. Die Umgewichtung findet in jeweils 8 Bins in der Leptonenergie E_ℓ , dem Viererimpulsübertrag q^2 und der Masse des entstehenden Hadronsystems m_x statt, was insgesamt 512 Bins ergibt. Die Bingrenzen sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Für B^+ -Mesonen ist das resultierende Massenspektrum m_x des Hybridmodells als blaue Kurve in Abbildung 4.3 gezeigt. Besonders auffällig ist die Grenze des ersten Bins bei $1,4 \text{ GeV}/c^2$. Wegen der exklusiven Resonanzen in diesem Bin ist hier sehr deutlich eine Stufe in der Verteilung zu sehen. Die Abbildung wurde auf Generatorebene mit je 50000 Ereignissen für die exklusiven Kanäle und 200000 Ereignissen für die nichtresonanten Verteilungen erstellt.

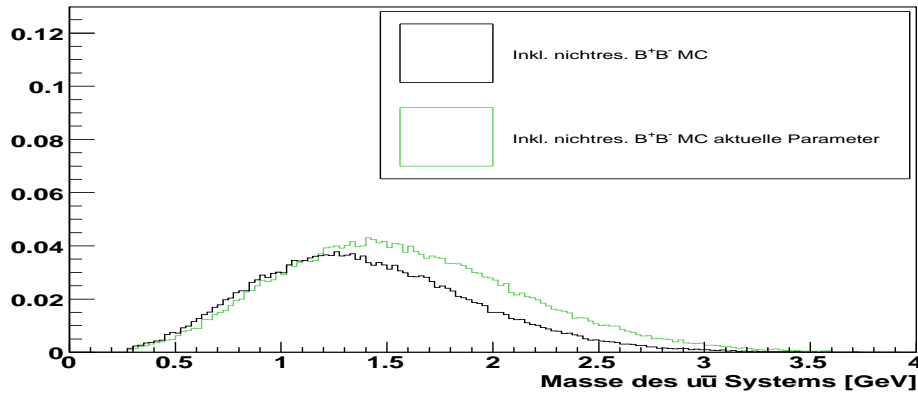
4.2.5 Klassifikation der MC-Ereignisse

Für eine Analyse des Signalzerfalls muss neben dem ω -Meson auch das Lepton rekonstruiert werden. Die MC-Ereignisse werden anhand des Ursprungs dieses rekonstruierten Leptons klassifiziert. Dabei kann das rekonstruierte Lepton entweder aus dem Zerfall eines B-Mesonenpaares oder aus einem Kontinuumsereignis stammen. Zusätzlich wird zwischen Zerfällen, bei denen das rekonstruierte Lepton tatsächlich ein Lepton war („True Lepton“) und solchen, bei denen das rekonstruierte Lepton in Wirklichkeit ein Hadron war, aber fälschlicherweise im Detektor als Lepton nachgewiesen wurde („Fake Lepton“), unterschieden. Der Algorithmus zur Klassifikation der Untergründe ist in Abbildung 4.4 angegeben. In Abbildung 4.5 ist als Beispiel für die typische Untergrundzusammensetzung die Verteilung des Leptonimpuls $|\vec{p}_\ell^*|$ im Ruhesystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gegeben. Die zugehörige Legende ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Wie man sieht

Resonante Zerfälle:



Nichtresonante Zerfälle:



Kombination mit Hilfe des Hybridmodells:

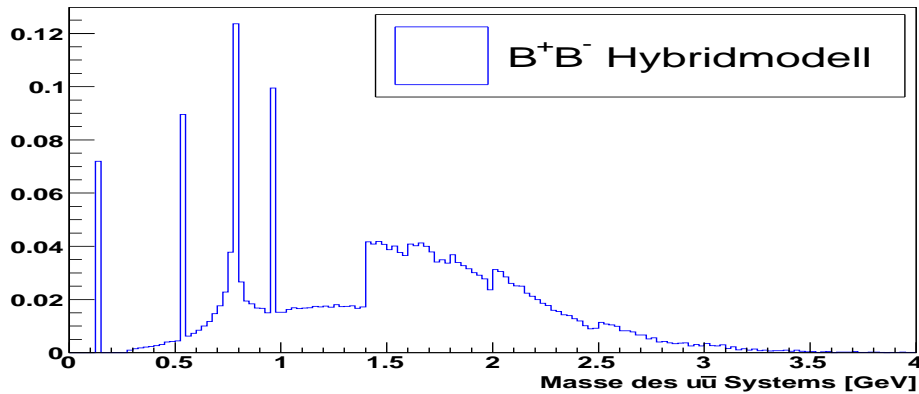


Abbildung 4.3: *Oben die resonanten Zerfälle: Die Maxima gehören zu den Zerfällen (von links nach rechts): $B \rightarrow \pi^0 \ell \nu$ ($m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2$), $\eta \ell \nu$ ($m_{\eta} = 548 \text{ MeV}/c^2$), $\rho^0 \ell \nu$ ($m_{\rho^0} = 776 \text{ MeV}/c^2$), $\omega \ell \nu$ ($m_{\omega} = 783 \text{ MeV}/c^2$) und $\eta' \ell \nu$ ($m_{\eta'} = 958 \text{ MeV}/c^2$). Man beachte, dass sich ρ^0 - und ω -Resonanz überlappen. Das mittlere Bild zeigt das glatte nichtresonante Massenspektrum, in schwarz die generierten MC-Ereignisse mit $m_b = 4,8 \text{ GeV}/c^2$ und $a = 1,29$, in grün die die Normierung vorgegebende Verteilung mit aktuelleren Parametern $m_b = 4,658$ und $a = 1,328$. Unten schließlich in blau das Massenspektrum des Hybridmodells für semileptonische Zerfälle $B^+ \rightarrow u\bar{u} e^+ \nu_e$. Gut sichtbar ist das Ende des ersten Bins in m_x bei $1,4 \text{ GeV}/c^2$.*

besteht der Hauptuntergrund unserer Messung aus $c\nu$ -Ereignissen. Einen ebenfalls großen Untergrund stellen Kontinuumsereignisse dar.

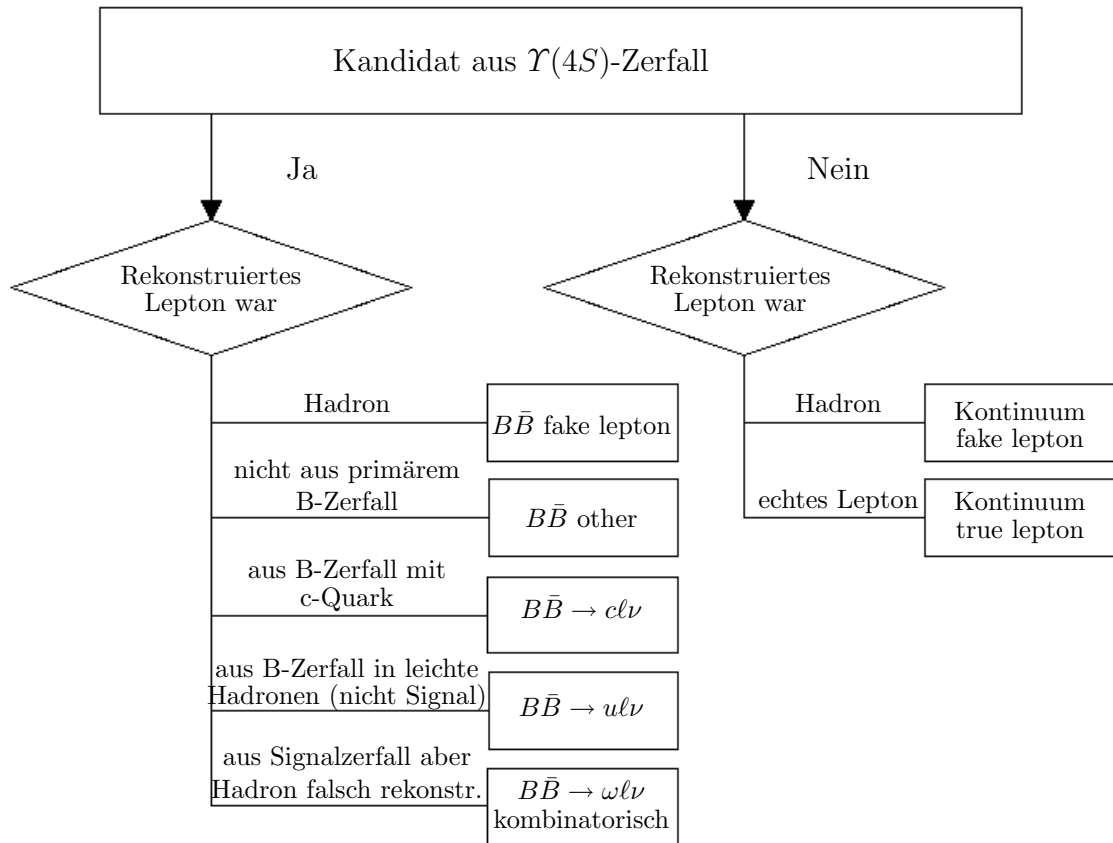


Abbildung 4.4: Die Klassifikation der verschiedenen Untergründe des Signalzerfalls $B^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu_\ell$ findet über den Ursprung des als Signallepton rekonstruierten Teilchens statt. Als „ $B\bar{B}$ fake Lepton“ sind Untergründe klassifiziert, bei denen zwar ein B-Zerfall vorliegt, aber das rekonstruierte Lepton in Wirklichkeit ein Hadron war. $B\bar{B}$ other sind Zerfälle von B-Mesonen, bei denen das als Signallepton rekonstruierte Lepton aus einem sekundären Zerfall stammte.

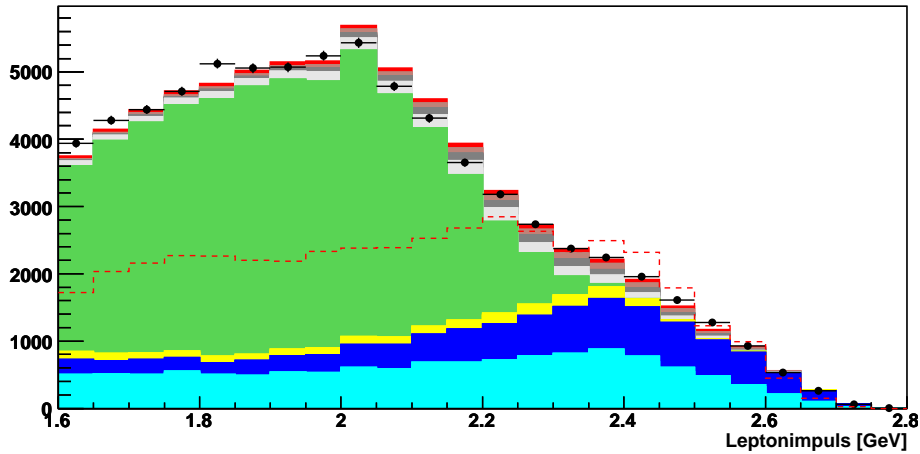


Abbildung 4.5: Leptonimpuls $|\vec{p}_\ell^*|$ im $\Upsilon(4S)$ -System als Beispiel für die typische Untergrundzusammensetzung der Analyse. Der Hauptuntergrund besteht aus semileptonischen B -Zerfällen in Mesonen mit c -Quark. Ein weiterer großer Untergrund der Messung besteht in Kontinuumsereignissen. Es wurden die in Kapitel 5.2 als Vorselektion beschriebenen Kriterien verlangt. Kontinuum und $c\ell\nu$ -Anteil sind, wie in Kapitel 7.1 und 7.2 beschrieben, skaliert. Der Signalanteil $\omega\ell\nu$ ist in dieser Abbildung und, sofern nichts Gegenteiliges erwähnt wird auch in allen folgenden Abbildungen, gemäß des in der Simulation angenommenen Verzweungsverhältnisses von $\mathcal{B}_{MC}(B^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu_\ell) = 1,3 \cdot 10^{-4}$ skaliert.

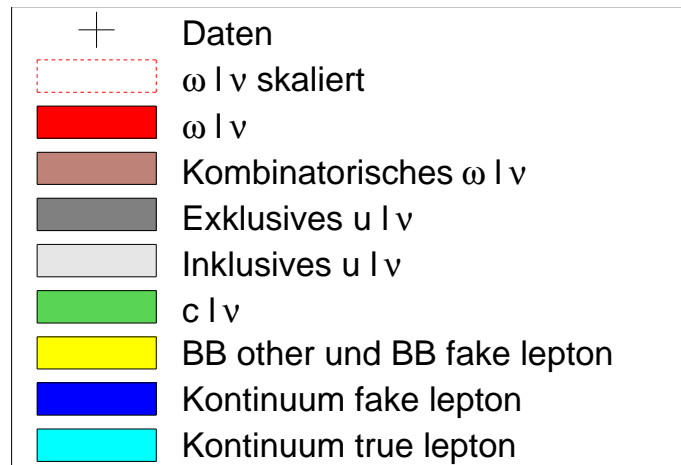


Abbildung 4.6: Diese Farbkodierung der Untergründe wird im Folgenden für alle Abbildungen verwendet, ausser es wird explizit eine andere Legende aufgeführt. Um den Verlauf der Signalverteilung besser abschätzen zu können, ist die Signalverteilung gestrichelt und auf halbe Maximalhöhe der Daten skaliert in den Histogrammen zusätzlich eingetragen.

Kapitel 5

Ereignisselektion

5.1 Technische Aspekte der Ereignisselektion

Die Ereignisselektion in dieser Analyse findet mehrstufig statt. Die sogenannte Vorselektion, die im folgenden Kapitel 5.2 beschrieben wird, besteht dabei aus drei Stufen:

1. Dem „Skin“, in welchem eine Vorauswahl stattfindet. Unter anderem wird hier ein Lepton mit einem Impuls von mehr als $1 \text{ GeV}/c$ gefordert.
2. „Stage 1“, wo ein Großteil der Teilchenidentifikation stattfindet und das Signalhadron rekonstruiert wird. Die Datenmenge nach „Stage 1“ beträgt 1,5 Tbytes. Die Laufzeit der „Stage 1“ Selektion beträgt ca. 3 Wochen.
3. „Stage 2“ mit Kriterien, die die Datenmenge auf ca. 25 Gbytes reduzieren. Die Laufzeit für diese Stufe beträgt ca. zwei Tage.

Da viele der Kriterien der Vorauswahl in den genannten drei Stufen sukzessiv härter werden, werden die Kriterien im Folgenden nicht für die drei Stufen einzeln aufgezählt, sondern es wird stattdessen nur die jeweils strengste Bedingung genannt.

Die Daten werden also zunächst auf 25 Gbytes reduziert bevor sie nach Heidelberg kopiert und dort analysiert werden können. Leider ist es technisch nicht möglich bzw. sehr zeitintensiv, aus der nicht in Heidelberg durchgeführten Vorselektion Abbildungen der Verteilungen zu zeigen. Stattdessen werden einige der in der Vorselektion verwendeten Verteilungen nach der in Kapitel 5.3 durchgeführten Auswahl zu sehen sein. Die Effizienzen der gesamten Vorauswahl sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.2 Vorselektion

Zur Untersuchung des Signalzerfalls $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ im Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ist es erforderlich ein Lepton, zwei geladene Pionen sowie wegen des π^0 s

($\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 99\%$ nach [2]) zwei Photonen und zusätzlich das Neutrino zu rekonstruieren. Das Lepton zusammen mit den drei Pionen wird im Folgenden auch als das Y-System bezeichnet. Wegen der zwei geladenen Pionen und des Leptons werden zunächst mindestens drei geladene Spuren im Ereignis verlangt.

5.2.1 Neutrinorekonstruktion

Das Neutrino wird indirekt aus der fehlenden Energie E_{miss} und dem fehlendem Impuls \vec{p}_{miss} im Ereignis rekonstruiert. Es gilt:

$$p_\nu = (E_{\text{miss}}, \vec{p}_{\text{miss}}) = (E_{\text{beams}}, \vec{p}_{\text{beams}}) - \left(\sum_i E_i, \sum_i \vec{p}_i \right)$$

E_i und \vec{p}_i sind dabei Energie und Impuls der im Detektor nachgewiesenen Teilchen. E_{beams} und \vec{p}_{beams} bezeichnen die Summe der Energie und des Impulses des Strahlelektrons und -positrons. Geladene Spuren müssen folgende Kriterien erfüllen, um bei der Berechnung berücksichtigt zu werden:

- Impuls $|\vec{p}| < 10 \text{ GeV}/c$
- Abstand vom Wechselwirkungspunkt $d_z < 10 \text{ cm}$
- Abstand vom Wechselwirkungspunkt $d_{xy} < 1,5 \text{ cm}$

Die Energie geladener Teilchen wird dabei über $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_{i, \text{PID}}^2}$ bestimmt, indem der Typ des Teilchen identifiziert und dem Teilchen die entsprechende Masse $m_{i, \text{PID}}$ zugewiesen wird. Für Photonen im Ereignis gelten die folgenden Bedingungen:

- Deponierte Energie im EMC, $E_{\text{Cluster}} > 30 \text{ MeV}$
- Laterales Moment des Schauers im EMC $l \leq 0.8$, wobei das laterale Moment ein Maß für die laterale Form des Schauers ist und wie folgt definiert wird:

$$l = \frac{\sum_{i \geq 3}^{\text{rest}} E_i d_i^2}{E_1 r^2 + E_2 r^2 + \sum_{i, i \geq 3}^{\text{rest}} E_i d_i^2}$$

E_1 und E_2 sind dabei die beiden größten Energiebeträge, die in einem dem Schauer zugeordneten Kristall deponiert wurden. E_i sind die Energien der restlichen Kristalle sowie d_i ihr Abstand vom Zentrum des Schauers. Es wird $r = 5 \text{ cm}$ gewählt, was dem Abstand zweier Kristallzentren entspricht. Diese Bedingung sorgt für einen wohldefinierten Schauer mit geringer Ausdehnung.

Die oben genannten Kriterien sollen sicherstellen, dass einerseits die Spuren vom Wechselwirkungspunkt und nicht aus einer Elektronenstrahl-Gas Wechselwirkung stammen, andererseits sind die Kriterien aber locker genug gehalten, um nicht schlecht rekonstruierte Teilchen fälschlicherweise dem Neutrino zuzurechnen. Um mehrfach rekonstruierte Teilchen (sogenannte ghosts), sowie Teilchen mit mehreren Durchgängen durch den SVT (sogenannte loopers) korrekt zu berücksichtigen, werden die in [21] beschriebenen Korrekturen angewandt.

NeutrinoSelektion

Um die Qualität des rekonstruierten Neutrinos zu erhöhen werden folgende Kriterien angewandt: Es wird ein fehlender Impuls $|\vec{p}_{\text{miss}}|$ von mehr als $0,5 \text{ GeV}/c$ gefordert, sowie für den Polarwinkel $\Theta_{\vec{p}_{\text{miss}}}$ des fehlenden Impulses $11,46^\circ < \Theta_{\vec{p}_{\text{miss}}} < 126,05^\circ$. Dies stellt sicher, dass Ereignisse, bei denen Teilchen in der Strahlröhre verschwinden, unterdrückt werden. Die Masse des rekonstruierten Neutrinos m_{miss} sollte bei guter Rekonstruktion nahe bei null liegen. Aus diesem Grund wird $m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}) < 2,5 \text{ GeV}/c^2$ verlangt.

Trotz dieser Kriterien ist die Auflösung von \vec{p}_{miss} und E_{miss} natürlich begrenzt. Insbesondere langlebige neutrale Hadronen (K_L) haben Einfluss auf die Neutrinoauflösung, da sie nur einen Bruchteil ihrer Energie durch hadronische Schauer im EMC deponieren. In Kapitel 8.2.5 wird auf den durch die schlechte Beschreibung der K_L s verursachten systematischen Fehler eingegangen.

5.2.2 Leptonrekonstruktion

Das Signallepton muss folgende Kriterien erfüllen:

- Geladene Spur mit mindestens 12 Hits in der Driftkammer
- Impuls $|\vec{p}_\ell| < 10 \text{ GeV}/c$
- Transversaler Impuls $p_t > 0,1 \text{ GeV}/c$
- Abstand vom Wechselwirkungspunkt $d_z < 10 \text{ cm}$
- Abstand vom Wechselwirkungspunkt $d_{xy} < 1,5 \text{ cm}$
- Das Lepton muss innerhalb der Akzeptanz des SVT, der DCH sowie des EMC liegen: $23,49 < \Theta_{p_\ell} < 135,79$
- Impuls im $\Upsilon(4S)$ -System $|\vec{p}_\ell^*| > 1,6 \text{ GeV}/c$

Für das Lepton wird durch diese Kriterien sichergestellt, dass es vom Wechselwirkungspunkt stammt. Die Kriterien auf Driftkammer-Hits sollen gewährleisten,

dass genug Information für eine fehlerfreie Impulsrekonstruktion in der Driftkammer vorhanden ist. Schließlich muss ein Elektron vom sogenannten *BABAR*-Elektronselektor, einem Identifikationsalgorithmus, welcher auf einem Likelihood-Verfahren basiert und im Anhang A.1 beschrieben ist, als Elektron klassifiziert werden. Gleiches gilt für Myonen, wobei der verwendete *BABAR*-Myonselektor, welcher im Anhang A.2 beschrieben ist, auf einem neuronalen Netz basiert.

5.2.3 ω -Rekonstruktion

Rekonstruktion von π^+ und π^-

Für die Rekonstruktion der beiden geladenen Pionen aus dem Zerfall des ω -Mesons wird verlangt, dass ihre Spuren die folgenden Kriterien erfüllen

- Impuls $|\vec{p}_{\pi^\pm}| < 10 \text{ GeV}/c$
- Abstand vom Wechselwirkungspunkt $d_z < 10 \text{ cm}$
- Abstand vom Wechselwirkungspunkt $d_{xy} < 1,5 \text{ cm}$

Zusätzlich wird ein Kaon-Veto durchgeführt, d.h. das Teilchen darf vom *BABAR*-Kaonselektor (siehe Anhang A.3) nicht als Kaon klassifiziert werden. Außerdem darf der Pionkandidat nicht gleichzeitig als Signal-Lepton rekonstruiert werden.

Rekonstruktion des π^0

Das π^0 wird aus zwei Photonen rekonstruiert, welche folgende Kriterien erfüllen müssen:

- Deponierte Energie im EMC $E_{\text{Cluster}} > 30 \text{ MeV}$
- Laterales Moment $l < 0,8$
- $|M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| < 17,5 \text{ MeV}/c^2$
- Es darf keine Spur auf die Energiedeposition des Photons im Kalorimeter zeigen

Der ω -Kandidat

Die ω -Kandidaten werden nun aus den so gewonnenen Pionen zusammengesetzt, wobei eine invariante Masse des Systems m_ω von $732 \text{ MeV}/c^2 < m_\omega < 832 \text{ MeV}/c^2$ gefordert wird.

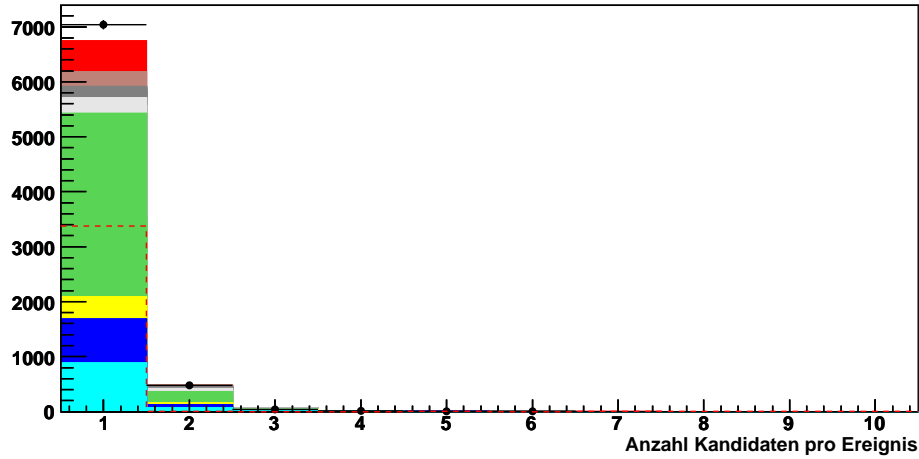


Abbildung 5.1: Anzahl der Kandidaten pro Ereignis nach kompletter Selektion, d.h. es wurden alle Kriterien aus Kapitel 5 angewandt. Der Anteil der simulierten Kontinuums- und $cl\nu$ -Ereignisse ist, wie in den Kapiteln 7.1 und 7.2 beschrieben, skaliert. In 7,8% bzw 7,0% der Fälle existieren in der Simulation bzw. in den Daten mehr als ein Kandidat pro Ereignis. Der systematische Fehler durch die unterschiedliche Zahl mehrerer Kandidaten in einem Ereignis für Daten und Simulation wird in Kapitel 8.4.4 betrachtet. Die zugehörige Legende ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

5.2.4 Kandidaten für ein Signalereignis

Jedes Lepton wird nun mit jedem ω -Kandidat kombiniert, was mehrere Kandidaten für das Y-System pro Ereignis ermöglicht. Auf die Analyse hat dies jedoch keinen großen Einfluss, wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist. Für das so rekonstruierte Y-System wird gefordert

$$|\vec{p}_\omega^*| \geq 1.3 \text{ GeV}/c \vee |\vec{p}_\ell^*| \geq 2.0 \text{ GeV}/c \vee |\vec{p}_\omega^*| + |\vec{p}_\ell^*| \geq 2.65$$

wobei \vec{p}_ℓ^* und \vec{p}_ω^* die rekonstruierten Impulse von Lepton und ω -Meson im $\Upsilon(4S)$ -System sind. In [22] werden für dieses Kriterium Effizienzen von etwa 7% für generische simulierte $B\bar{B}$ -Ereignisse und etwa 2% für simulierte Kontinuumsereignisse bei ca. 41% Signaleffizienz genannt.

5.2.5 Ereignistopologie

Um Kontinuumsereignisse zu unterdrücken, werden so genannte Event-Shape Variablen betrachtet, die die Form des Ereignisses beschreiben. Mit diesen Variablen lassen sich eher sphärische semileptonische Zerfälle von jetartigen Kontinuumsereignissen trennen. In der Vorauswahl werden zwei Event-Shape Variablen genutzt.

Es wird für das zweite Fox-Wolfram-Moment $R_2 < 0,5$ gefordert. R_2 ist wie folgt definiert:

$$R_2 = \sum_{ij} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| P_2(\cos \Theta_{ij})$$

wobei P_2 das Legendre-Polynom zweiter Ordnung und Θ_{ij} den Winkel zwischen den Impulsen \vec{p}_i und \vec{p}_j der Teilchen i und j bezeichnet.

Außerdem wird $L_2 < 3,0$ verlangt. L_2 ist als

$$L_2 = \sum_i |\vec{p}_i^*| \cos^2(\Theta_i^*)$$

definiert, wobei über alle Spuren im Ereignis außer dem Y-System summiert wird. \vec{p}_i^* und Θ_i^* sind dabei Impuls und Winkel der Spuren bezüglich der Thrustachse (beschrieben in Abschnitt 5.4.4).

5.2.6 m_{ES}^1

m_{ES} ist die Masse des rekonstruierten B-Mesons, wobei für die m_{ES} -Berechnung nicht die B-Meson-Energie, sondern die halbe Strahlenergie verwendet wird:

$$m_{\text{ES}} = \sqrt{(s/2 + \vec{p}_B \cdot \vec{p}_{\text{beams}})^2 / E_{\text{beams}}^2 - \vec{p}_B^2}$$

In der Vorauswahl wird $5,095 \text{ GeV}/c^2 < m_{\text{ES}} < 5,295 \text{ GeV}/c^2$ verlangt, wobei die nominale B-Meson-Masse nach [2] bei $5,279 \text{ GeV}/c^2$ liegt.

5.2.7 Kinematische Konsistenz

Eine Variable, mit der sich bestimmen lässt, ob das Ereignis konsistent mit einem semileptonischen Zerfall ist, ist der Winkel Θ_{BY} zwischen den Impulsen des Y-Systems und des B-Mesons im Labor. Es gilt für den Viererimpuls des Neutrinos

$$\begin{aligned} p_\nu^2 = 0 = (p_B - p_Y)^2 &= M_B^2 + M_Y^2 - 2(E_B E_Y - |\vec{p}_B| |\vec{p}_Y| \cos(\Theta_{BY})) \\ \Rightarrow \cos(\Theta_{BY}) &= \frac{2E_B E_Y - M_B^2 - M_Y^2}{2|\vec{p}_B| |\vec{p}_Y|} \end{aligned}$$

Es wird $-1,2 < \cos(\Theta_{BY}) < 1,1$ verlangt und damit Θ_{BY} im Rahmen der Auflösung auf physikalisch sinnvolle Werte eingeschränkt.

¹ES steht dabei für „Energy Substituted“

Ereignisse vor Vorauswahl [10^6]	Ereignisse nach Vorauswahl [10^6]	Effizienz in %
<i>$\omega l\nu$</i> kombinatorisch und <i>$\omega l\nu$</i> korrekt rekonstruiert		
1,54	0,79	51,09
<i>$ul\nu$</i> inklusiv und exklusiv		
20,56	9,06	44,07
Kontinuumsuntergrund		
1232,70	27,76	2,25
<i>$cl\nu$</i> und <i>BB</i> other und <i>BB</i> fake		
1081,52	124,27	11,49

Tabelle 5.1: *Effizienzen der Vorauswahl, d. h. die Effizienzen der in Kapitel 5.2 behandelten Kriterien. Simulierte $ul\nu$ -Ereignisse werden wegen ihrer den Signalereignissen ähnlichen Eigenschaften von den relativ losen Kriterien der Vorauswahl kaum reduziert. Simulierte Kontinuumsereignisse werden demgegenüber deutlich unterdrückt.*

5.3 Signalselektion

Zur Anreicherung des Signalanteils werden nach der in Kapitel 5.2 behandelten Vorauswahl eine Reihe weiterer Schnitte durchgeführt, die im Folgenden diskutiert werden. Die Effizienzen dieser Auswahlkriterien werden in den Tabellen 5.6 bis 5.8 aufgeschlüsselt nach den verschiedenen Untergründen genannt. Dabei ist in Tabelle 5.6 die Effizienz des jeweils einzelnen Kriteriums nach der Vorselektion eingetragen, in Tabelle 5.7 die Effizienz des jeweiligen Kriteriums nachdem alle anderen Schnitte durchgeführt wurden, und in Tabelle 5.8 die Effizienzen der Kriterien, wenn sie nacheinander durchgeführt werden.

5.3.1 Gesamtladung

ΔQ beschreibt die Abweichung der Gesamtladung des Ereignisses von Null. Die Summe der Ladungen aller nachgewiesenen Spuren des Ereignisses wird auf $|\Delta Q| \leq 1$ eingeschränkt. Durch dieses Kriterium werden Ereignisse, in denen Teilchen falsche Ladungen zugeordnet wurden bzw. geladene Teilchen nicht detektiert wurden, unterdrückt. Das Kriterium ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass im Kontinuumsuntergrund rekonstruierte Elektronen auch fast ausschließlich Elektronen waren, anders als im Fall rekonstruierter Myonen. Dies liegt daran, dass Hadronen ihre Energie zum Großteil im IFR verlieren und nicht wie Elektronen im EMC. Die Missidentifikation eines Hadrons als Elektron findet darum nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit statt.

5.3.2 Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund

Die geladenen Spuren der Pionen und des Leptons werden in einem Fit auf einen Zerfallsvertex kombiniert. Aus dem erhaltenen χ^2 lässt sich mit der Anzahl der Freiheitsgrade n_{dof} die Wahrscheinlichkeit Y_{vtx} der Anpassung berechnen. Es wird $Y_{\text{vtx}} > 0,1\%$ gefordert. Diese Forderung reduziert kombinatorischen Untergrund, aber auch kombinatorisches Signal, wie aus den in Tabelle 5.7 genannten deutlich unterschiedlichen Effizienzen auf kombinatorisches und korrekt rekonstruiertes Signal ersichtlich ist.

5.3.3 ΔE

ΔE ist als Unterschied zwischen rekonstruierter und erwarteter Energie des B-Mesons definiert. ΔE berechnet sich zu

$$\Delta E = \frac{P_B \cdot P_{\text{beams}} - s/2}{\sqrt{s}}$$

wobei P_B der Viererimpuls des B-Mesons ist. P_{beams} ist als $P_{\text{beams}} = p_{e^-} + p_{e^+}$ definiert, mit den Impulsen p_{e^-} und p_{e^+} des Strahlelektrons bzw. Strahlpositrons.

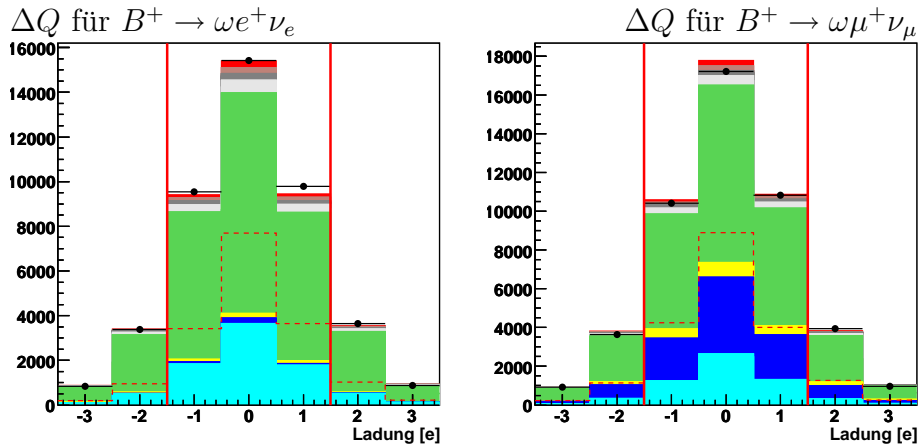


Abbildung 5.2: ΔQ beschreibt die Abweichung der Gesamtladung des Ereignisses von Null. Links sind Ereignisse mit Elektron und rechts Ereignisse mit Myon eingetragen. Die zugehörige Legende ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Abbildung zeigt die Verteilung nach allen Kriterien aus den Kapiteln 5.2 und 5.3 mit Ausnahme des abgebildeten Kriteriums. Der Anteil der simulierten Kontinuums- und $cl\nu$ -Ereignisse ist, wie in den Kapiteln 7.1 und 7.2 beschrieben, skaliert. Die roten Linien verdeutlichen das Kriterium $|\Delta Q| \leq 1$.

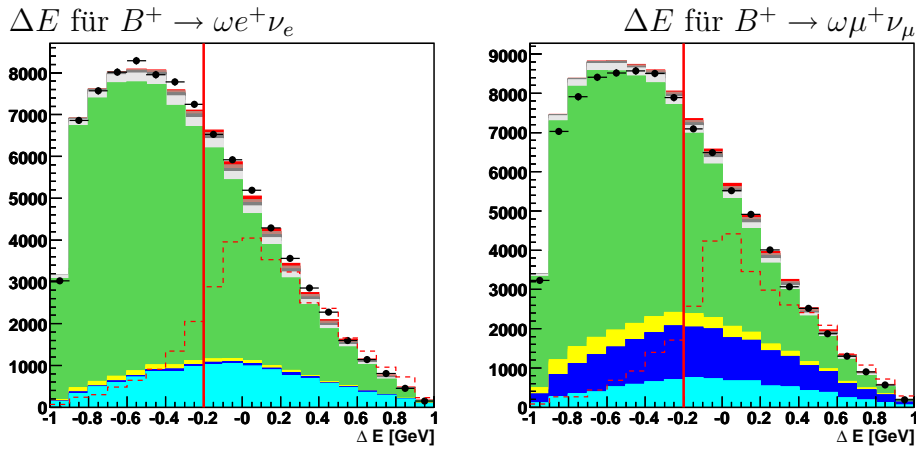


Abbildung 5.3: ΔE , der Unterschied zwischen rekonstruierter und erwarteter Energie des B-Mesons. Links sind Ereignisse mit Elektron und rechts Ereignisse mit Myon eingetragen. Die zugehörige Legende ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Der Anteil der simulierten Kontinuums- und $cl\nu$ -Ereignisse ist, wie in den Kapiteln 7.1 und 7.2 beschrieben, skaliert. Die Abbildung zeigt die Verteilung nach allen Kriterien aus den Kapiteln 5.2 und 5.3 mit Ausnahme des abgebildeten Kriteriums. Mittels ΔE lassen sich Signalereignisse von $cl\nu$ -Untergrund voneinander trennen. Es wird $\Delta E > -0,2 \text{ GeV}$ gefordert.

ΔE ist, wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, sehr gut zur Unterdrückung des $cl\nu$ -Untergrundes geeignet. Es wird $-0,2 \text{ GeV} < \Delta E < 1,0 \text{ GeV}$ verlangt.

5.3.4 Pionselektion

Für die π^\pm bzw. das π^0 werden folgende Kriterien gefordert:

- Impuls des π^0 im Laborsystem $|\vec{p}_{\pi^0}| > 400 \text{ MeV}/c$
- $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$ für die Photonen aus dem π^0 -Zerfall
- Impuls der geladenen Pionen im Laborsystem $|\vec{p}_{\pi^\pm}| > 200 \text{ MeV}/c$

Wie in Tabelle 5.6 zu sehen ist, sind diese Forderungen sehr effektiv zur Unterdrückung von Untergründen aus B-Mesonen ($cl\nu$ -Effizienz von ca. 9%). Zusätzlich wird auch ein Großteil an Kontinuumsereignissen von diesen Kriterien zurückgewiesen. In Abbildung 5.4 ist der Effekt der Kriterien ebenfalls gut zu sehen. Gezeigt sind die Impulse der drei Pionen, gut zu sehen ist das Maximum im $cl\nu$ -Untergrund für kleine Impulse.

5.3.5 D^\pm/D^0 -Veto

Motiviert durch den großen Anteil von $cl\nu$ -Ereignissen (siehe z. B. Abbildung 5.3) erscheint ein Veto für $B \rightarrow X_c l \nu$ -Ereignisse sinnvoll. Die Idee besteht darin, zu überprüfen, ob die Hadrontöchter des ω -Mesons falsch rekonstruiert wurden und in Wirklichkeit aus einem D^\pm/D^0 -Meson stammten. Hierzu werden D-Mesonen in ihren Zerfallskanälen (u. a.: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$, $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$, $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ und $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$, $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$, $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$, $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow K_S^0 K^+$) rekonstruiert und ihre Zerfallsprodukte überprüft. Anschließend wird ein Fit der D^\pm/D^0 -Meson Zerfallsprodukte auf einen gemeinsamen Vertex durchgeführt. Falls die Masse des so erhaltenen Systems innerhalb von $40 \text{ MeV}/c^2$ der Masse eines D-Mesons liegt wird überprüft, ob eines der verwendeten geladenen Pionen auch zur Rekonstruktion des ω -Mesons verwendet wurde. In Abbildung 5.5 ist die Fitwahrscheinlichkeit dieser D-Mesonen aufgetragen. Falls mehrere D-Mesonen erfolgreich gefittet werden, wird dasjenige mit der höchsten Fitwahrscheinlichkeit verwendet. Zusätzlich sind in Abbildung 5.5 die Untergrundunterdrückung in Abhängigkeit der Signaleffizienz bei einem Schnitt auf die Fitwahrscheinlichkeit gezeigt (Zur Definition dieser Größen siehe 5.4.3). Da die Auswahl über andere Verteilungen erfolversprechender und weniger zeitaufwendig erscheint, fließt das D-Meson-Veto nicht in die Analyse ein.

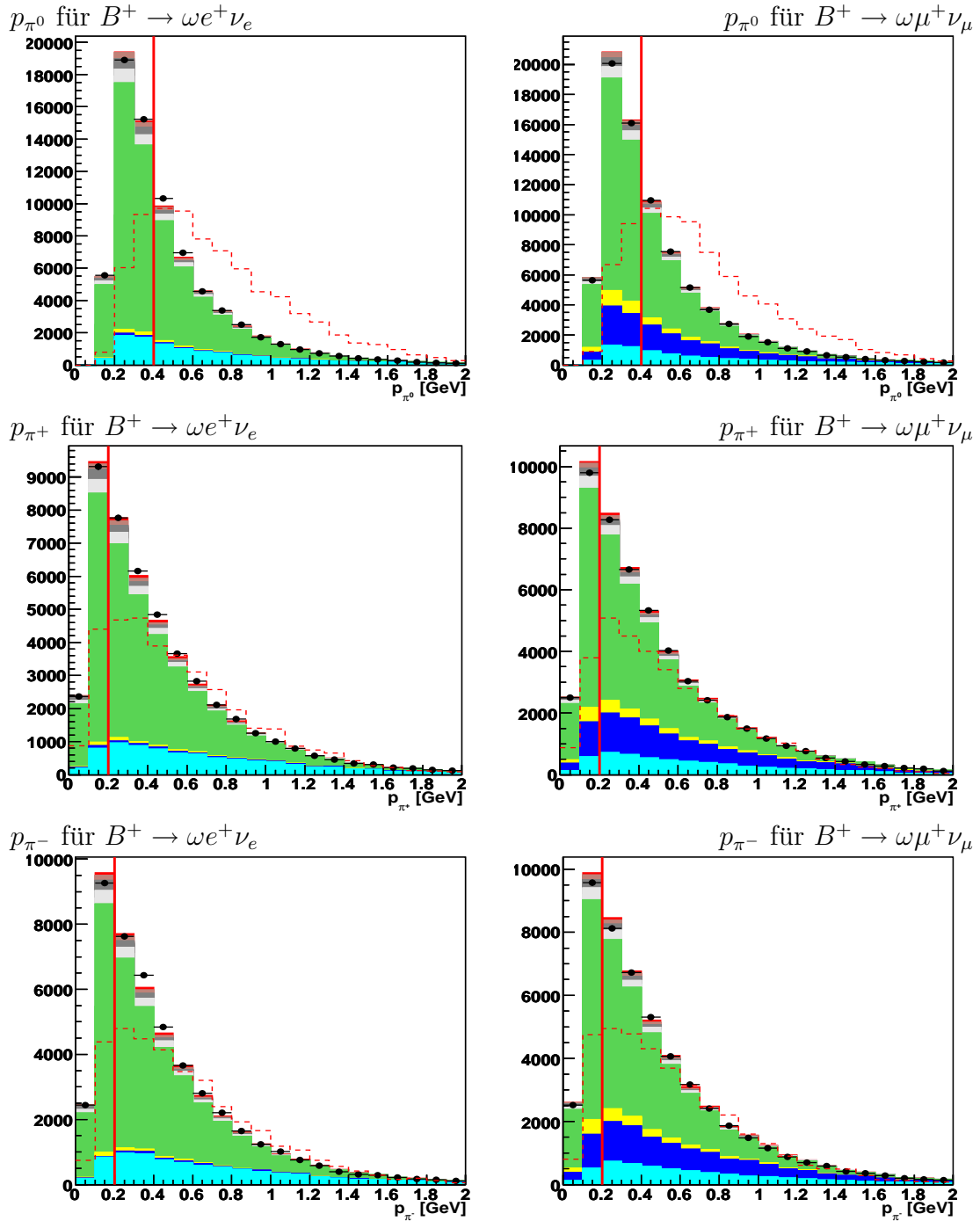


Abbildung 5.4: Impulse von π^0 (oben), π^+ (mitte) und π^- (unten) im Laborsystem. Links sind Ereignisse mit Elektron und rechts Ereignisse mit Myon eingetragen. Die zugehörige Legende ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Der Anteil der simulierten Kontinuums- und $cl\nu$ -Ereignisse ist, wie in den Kapiteln 7.1 und 7.2 beschrieben, skaliert. Die Abbildung zeigt die Verteilung nach allen Kriterien aus den Kapiteln 5.2 und 5.3 mit Ausnahme des abgebildeten Kriteriums. Die durch die roten Linien dargestellten Kriterien dienen der Unterdrückung niederenergetischer Pionen aus $cl\nu$ -Zerfällen.

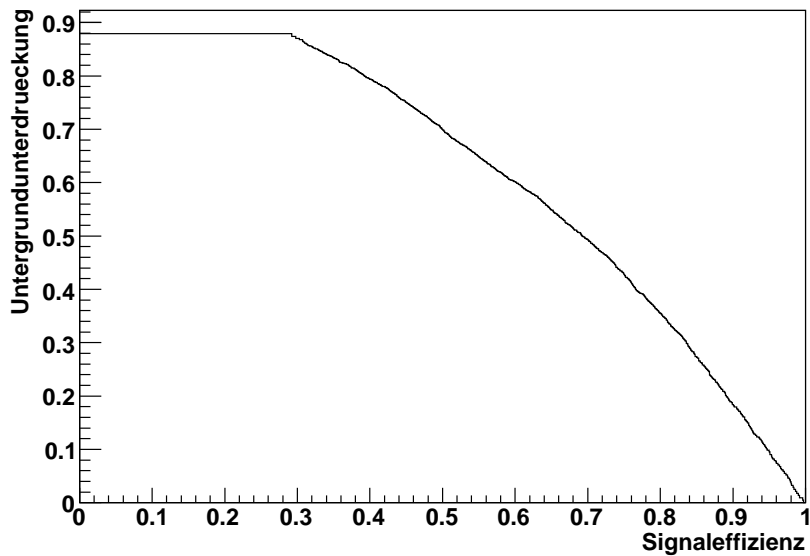
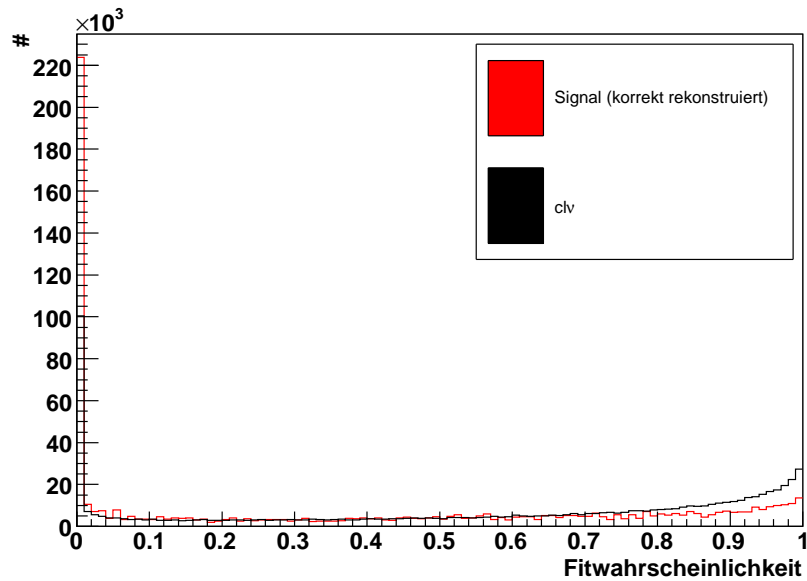


Abbildung 5.5: Oben die Fitwahrscheinlichkeit eines rekonstruierten D^\pm/D^0 -Mesons, bei dem eines der Pionen auch für die Rekonstruktion des ω -Mesons verwendet wurde. Die Abbildungen zeigen die Verteilungen nach den Kriterien aus Kapitel 5.2. Unten die Untergrundunterdrückung gegen Signaleffizienz für einen Schnitt auf diese Fitwahrscheinlichkeit. Zur Definition dieser Größen siehe 5.4.3.

5.4 Multivariate Analyse

5.4.1 Überblick

Multivariate Analysetechniken sind Techniken, bei denen aus mehreren Größen (Inputvariablen) weitgehend automatisch eine neue Größe, die so genannte Diskriminante erstellt wird, mit deren Hilfe Untergrund- und Signalereignisse getrennt werden können. Der große Vorteil multivariater Analysetechniken gegenüber eindimensionalen Kriterien liegt in der Berücksichtigung mehrdimensionaler Korrelationen, was zu deutlich besserer Unterdrückung der Untergründe der Analyse führen kann. Beispiele für multivariate Analysetechniken sind

1. Neuronale Netze. Neuronale Netze werden im folgenden Kapitel 5.4.2 ausführlicher erläutert.
2. Fisher-Diskriminanten. Die Diskriminante ist in diesem Fall eine gewichtete Linearkombination der Eingangsvariablen. Es handelt sich praktisch um ein neuronales Netz ohne sogenannte „Hidden Layer“, siehe Kapitel 5.4.2.
3. Likelihood-Analysen. Die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{L}_{\text{sig}}(i)$ eines Ereignisses, ein Signalereignis zu sein, wird aus der Multiplikation der Wahrscheinlichkeitsdichten der Eingangsverteilungen berechnet. Genauer wird für Ereignis i ein Verhältnis $R_L(i)$ bestimmt

$$R_L(i) = \frac{\mathcal{L}_{\text{sig}}(i)}{\mathcal{L}_{\text{sig}}(i) + \mathcal{L}_{\text{bkg}}(i)} \quad \text{mit}$$

$$\mathcal{L}_{\text{sig}}(i) = \prod_{j=1}^{N_{\text{var}}} p_j^{\text{sig}}(i) \quad \text{und} \quad \mathcal{L}_{\text{bkg}}(i) = \prod_{j=1}^{N_{\text{var}}} p_j^{\text{bkg}}(i)$$

Hierbei stellen $p_j^{\text{sig}}(i)$ und $p_j^{\text{bkg}}(i)$ die aus der Verteilung der Eingangsvariable j gewonnenen Wahrscheinlichkeitsdichten für Ereignis i dar, ein Signal- bzw. Untergrundereignis zu sein.

4. Boosted Decision Trees. Bei Boosted Decision Trees findet die Entscheidung, ob ein Ereignis Signal- oder Untergrundereignis ist, in einer Mehrheitsentscheidung mehrerer Entscheidungsbäume statt. Entscheidungsbäume bestehen aus in einer Baumstruktur angeordneten aufeinander folgenden Auswahlkriterien, ob das Ereignis Signal- oder Untergrundcharakter besitzt. Als Entscheidungskriterium dient dabei jeweils eine Eingangsverteilung pro Verzweigung. Das Ziel des Trainings besteht darin, die Eingangsverteilung zu finden, mit der Signal und Untergrund an der jeweiligen Verzweigung am besten getrennt werden können. Trainiert werden die Entscheidungsbäume mit einem Datensatz, der jeweils umgewichtet wird. Dabei wird falsch klassifizierten Ereignissen für das Training des nächsten Entscheidungsbaums

ein höheres Gewicht gegeben. Dieser Vorgang heißt auch Boosten. Man erhält durch mehrmaliges Boosten mehrere Decision Trees, die dann eine Mehrheitsentscheidung treffen.

5.4.2 Neuronale Netze

Der grundlegende Aufbau eines neuronalen Netzes ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Zu sehen sind die Eingangsneuronen, darauf folgend zwei sogenannte Hidden Layer und auf der rechten Seite das Output-Neuron. Im Folgenden bezeichnet der Index k die Schicht und der Index j das spezielle Neuron in einer Schicht. Neuronen sind einfach als Funktionen zu verstehen, die je nach Eingangswert x_j unterschiedliche Werte ausgeben. Die Ausgabe y_j eines Neurons wird von der sogenannten Aktivierungsfunktion bestimmt, für die es mehrere Möglichkeiten gibt, z. B.:

$$\begin{aligned} \text{Einfache Lineare Abh.: } y_j(x_j) &= x_j \\ \text{Sigmoid Funktion: } y_j(x_j) &= (1 + e^{-x_j})^{-1} \end{aligned}$$

Für die Neuronen in den Hidden Layern werden Sigmoid-Funktionen verwendet, die sicherstellen, dass die Ausgabe eines Neurons zwischen 0 und 1 liegt. Im Fall der ersten Ebene geben die Eingangsneuronen einfach den Wert der Eingangsvariablen aus, es wird also die lineare Abhängigkeit verwendet. Für das Output-Neuron wird ebenfalls der einfache lineare Fall verwendet.

Jedes Neuron ist über Synapsen, welche unterschiedliche Gewichte repräsentieren, mit allen Neuronen der vorherigen Schicht verbunden. Jedes Neuron erhält also als Eingabe x_j eine mit $w_{1j}^{(k)} \dots w_{nj}^{(k)}$ gewichtete lineare Kombination der Ausgaben $y_1^{(k-1)} \dots y_n^{(k-1)}$ aller n Neuronen der vorherigen Ebene $k - 1$:

$$x_j = \sum_{i=1}^n y_i^{(k-1)} w_{ij}^{(k)}$$

Die Bestimmung der Gewichte $w_{ij}^{(1)} \dots w_{ij}^{(l)}$ geschieht über das Training des Netzes. Dabei werden N simulierte Signal- und Untergrund-Ereignisse übergeben. Für jedes Ereignis lässt sich nun der Wert des Output-Neurons y_{output} aus den übergebenen Eingangsvariablen berechnen. Ziel des Trainingsprozesses ist es, den Fehler der Identifikation eines Ereignisses als Signal oder Untergrund zu minimieren. Für den Identifikationsfehler von N MC-Ereignissen $a = 1 \dots N$ gilt

$$E(w) = \sum_{a=1}^N \frac{1}{2} (y_{\text{output}, a} - y_{\text{wahr}, a})^2$$

wobei $y_{\text{wahr}, a}$ für simulierte Signalereignisse als 1 und für simulierte Untergrundergebnisse als 0 angenommen wird. Für die Gewichte werden nun Startwerte angenommen, die wie folgt optimiert werden: Es wird die Ableitung $\nabla_w E(w)$ des oben

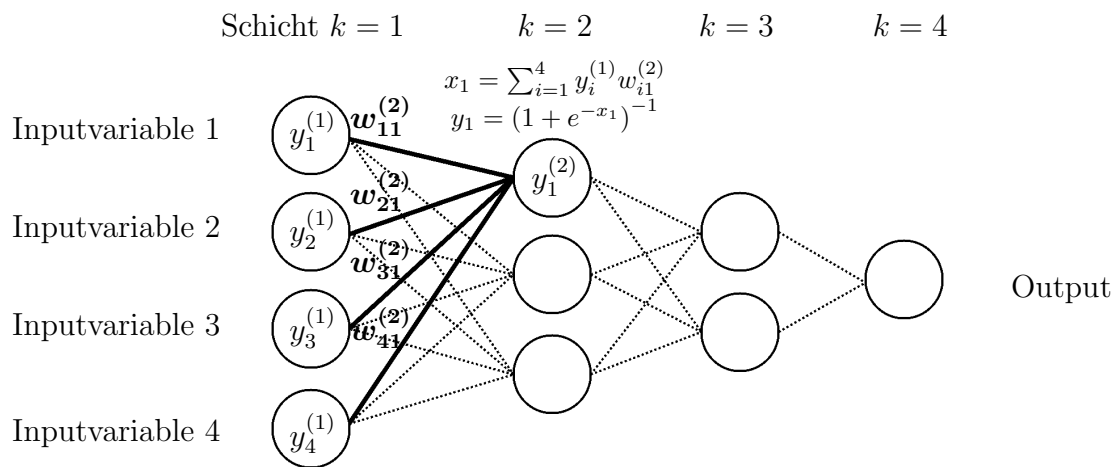


Abbildung 5.6: Aufbau eines neuronalen Netzes mit vier Inputvariablen und zwei Hidden Layern. Die Berechnung der Ausgabe eines Neurons ist beispielhaft für das erste Neuron im ersten Hidden Layer $y_1^{(2)}$ dargestellt.

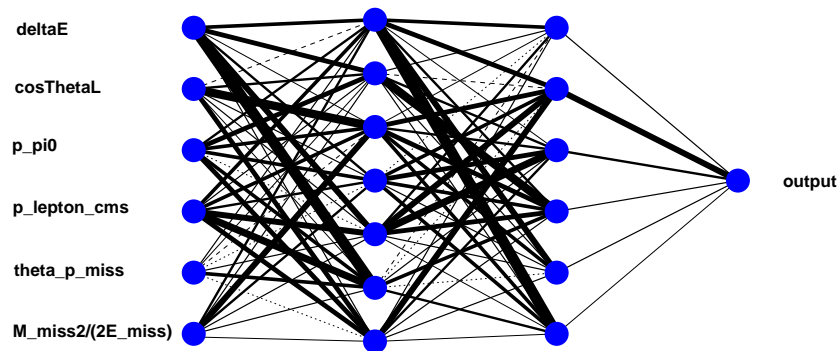


Abbildung 5.7: Aufbau eines neuronalen Netzes nach dem Training. Links die Inputvariablen, rechts der Output der Diskriminante. Die Dicke der Verbindungslinien der Neuronen zeigt das Gewicht der jeweiligen Synapse an.

definierten Fehlers bezüglich der Gewichte w_{ij} berechnet. Anschließend werden die Gewichte durch eine kleine Änderung η in diese Richtung optimiert. Dies wird über mehrere Durchgänge ρ (so genannte Zyklen) durchgeführt:

$$w^{(\rho+1)} = w^{(\rho)} - \eta \nabla_w E(w^{(\rho)})$$

Diese Trainingsmethode heißt Rück-Propagation der Fehler (spezieller bulk learning, siehe [23]). Ein neuronales Netz nach Training ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Der Wert des Output-Neurons stellt nun die Diskriminante dar. Diese Analyse verwendet bei N Eingangsvariablen neuronale Netze mit zwei Hidden Layern mit $N+1$ und N Neuronen.

5.4.3 Toolkit für Multivariate Analysen

Multivariate Analyseverfahren bilden in der Hochenergiephysik häufig einen elementaren Bestandteil einer Analyse. Um die verschiedenen Analyseverfahren und ihre Eignung für das vorliegende Analyseproblem zu vergleichen, wird das sogenannte Toolkit für Multivariate Analysen (TMVA) [23] verwendet. Dieses Softwarepaket ermöglicht es, für einen gegebenen Trainingsdatensatz aus Eingangsverteilungen die Diskriminanten der verschiedenen Analyseverfahren zu erstellen. Als Beispiel einer Diskriminante ist in Abbildung 5.8 die Diskriminante zweier neuronaler Netze gezeigt. Dabei sind in rot MC-Untergrundereignisse und in blau MC-Signaleereignisse gezeigt. Mit dieser Diskriminante lassen sich nun durch Forderung eines bestimmten Mindestwertes Signal und Untergrund trennen. Um die folgenden Kapitel zu verstehen sind noch einige Definitionen wichtig

- Die Signaleffizienz $\epsilon_{\text{sig}} = \frac{N_{\text{nachher}}^{\text{Signalereignisse}}}{N_{\text{vorher}}^{\text{Signalereignisse}}}$
- Die Untergrundeffizienz $\epsilon_{\text{bkg}} = \frac{N_{\text{nachher}}^{\text{Untergrundereignisse}}}{N_{\text{vorher}}^{\text{Untergrundereignisse}}}$
- Die Untergrundunterdrückung $r_{\text{bkg}} = 1, 0 - \epsilon_{\text{bkg}} = 1, 0 - \frac{N_{\text{nachher}}^{\text{Untergrundereignisse}}}{N_{\text{vorher}}^{\text{Untergrundereignisse}}}$

N_{vorher} bezeichnet dabei die Anzahl der MC-Ereignisse vor Auswahl durch Forderung an die Diskriminante, N_{nachher} danach. Da die Diskriminanten unterschiedliche Formen besitzen, lassen sich die konkreten Werte der Diskriminanten nicht vergleichen. Aus diesem Grund werden im Folgenden stattdessen bestimmte Signaleffizienzen verlangt. Damit wird derjenige Wert der Diskriminanten gefordert, bei dem auf dem MC-Datensatz die verlangte Signaleffizienz vorliegt.

Ein Vergleich der verschiedenen Analyseverfahren ist in Abbildung 5.9 gezeigt, wo die Untergrundunterdrückung verschiedener Techniken in Abhängigkeit der Signaleffizienz dargestellt sind. Dabei wurden als simulierte Signaleereignisse korrekt rekonstruierte $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ MC-Ereignisse verwendet. Als simulierte Untergrundereignisse wurden in der oberen Abbildung simulierte Kontinuums-Ereignisse,

in der unteren Abbildung simulierte $c\ell\nu$ -Ereignisse verwendet. Die Effizienzen der verschiedenen Verfahren werden also für die beiden Hauptuntergründe der Analyse getrennt verglichen. Bei den abgebildeten Verfahren handelt es sich um das in ROOT [24] implementierte neuronale Netz (TMlpANN) [25], Boosted Decision Trees (BDT), Fisher Diskriminanten (Fisher), das TMVA-eigene neuronale Netz (MLP) sowie ein Likelihood-Verfahren (Likelihood). Die Eingangsvariablen, die von den Analyseverfahren verwendet werden, sind in Tabelle 5.2 unter Netzkonfiguration A genannt.

Wegen der für das Analyseproblem nicht deutlich unterschiedlicher Leistung der verschiedenen Analysemethoden wurde das schon in ROOT implementierte neuronale Netz (TMlpANN) für die Durchführung der Analyse ausgewählt.

5.4.4 Verwendete Netzkonfigurationen

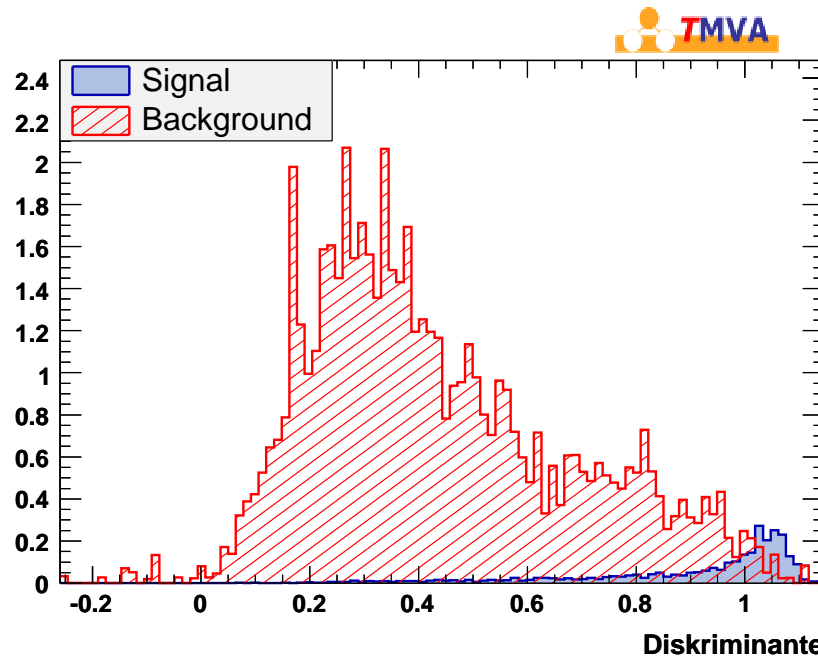
Wie schon erwähnt werden in dieser Analyse zwei separate neuronale Netze verwendet. Zunächst ein Netz zur Unterdrückung von Kontinuumsereignissen (Kontinuumsnetz), danach schließt sich noch ein Netz gegen semileptonische Ereignisse mit c-Quark an ($c\ell\nu$ -Netz). Bei der Wahl der Inputvariablen für ein neuronales Netz hat man eine gewisse Freiheit. Um den Einfluss der Wahl der Inputvariablen zu bestimmen, werden in dieser Analyse verschiedene Netzkonfigurationen untersucht. Die verwendeten Netzkonfigurationen sind in Tabelle 5.2 zu sehen. Ein Großteil der verwendeten Variablen wurde schon besprochen, dennoch hier noch einmal eine kurze Zusammenfassung:

- $m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}})$, wie in Kapitel 5.2.1 schon besprochen, sollte ein korrekt rekonstruiertes Neutrino masselos sein (Abbildung B.1)
- $\Theta_{p_{\text{miss}}}$, Polarwinkel des Neutrinoimpulses (Abbildung B.2)
- R_2 , zweites Fox-Wolfram-Moment, siehe Kapitel 5.2.5 (Abbildung 5.10)
- L_2 , siehe Kapitel 5.2.5 (Abbildung B.3)
- $\cos(\Theta_{BY})$, siehe Kapitel 5.2.7 (Abbildung B.4)
- $\cos(\Theta_{\text{Thrust}})$, der Kosinus des Winkels zwischen der Thrustachse des Y-Systems und der Thrustachse des Rests des Ereignisses, wobei die Thrustachse wie folgt berechnet wird:

$$\text{Thrust} = \max \left(\frac{\sum_i \vec{A} \cdot \vec{p}_i}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right)$$

mit den Impulsen \vec{p}_i der im Y-System bzw. im Ereignis vorhandenen Teilchen. Die Thrustachse ist nun der Einheitsvektor \vec{A} , der den Thrust maximiert. (Abbildung B.5)

Diskriminante eines neuronalen Netzes gegen Kontinuumsuntergrund



Diskriminante eines neuronalen Netzes gegen $cl\nu$ -Untergrund

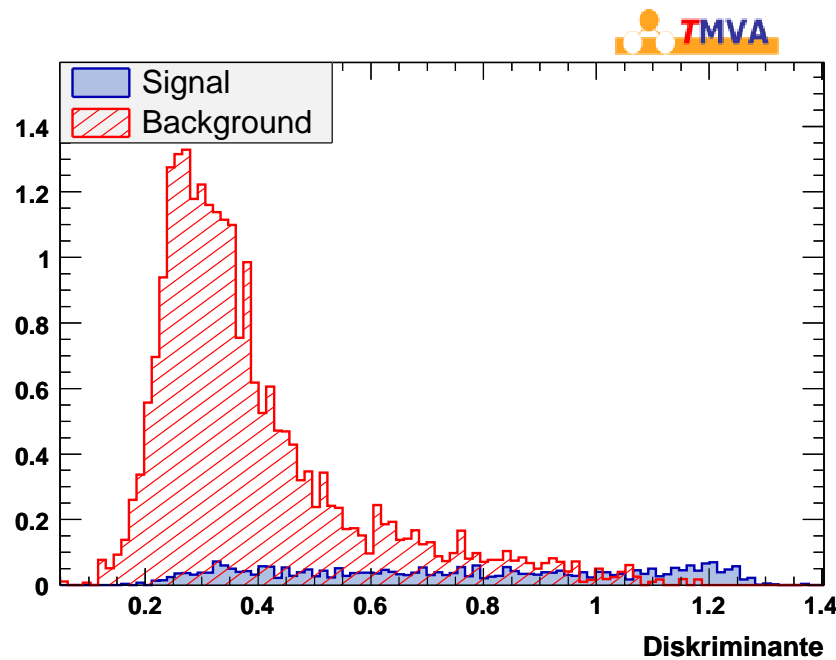


Abbildung 5.8: Die Diskriminanten zweier Neuronaler Netze gegen den Kontinuumsuntergrund (oben) und den Untergrund aus $cl\nu$ -Ereignissen (unten). Als Inputverteilungen wurden die in Tabelle 5.2 unter Netzkonfigurationen A aufgeführten Größen verwendet. Signalereignisse sind nur korrekt rekonstruierte simulierte $\omega\nu$ -Ereignisse, Untergrund sind jeweils entweder simulierte $cl\nu$ - oder Kontinuums-Ereignisse. Signal- und Untergrundereignisse werden gut voneinander getrennt. Die Frage, welcher Wert der Diskriminanten genau gefordert werden sollte, wird in Kapitel 5.4.6 behandelt.

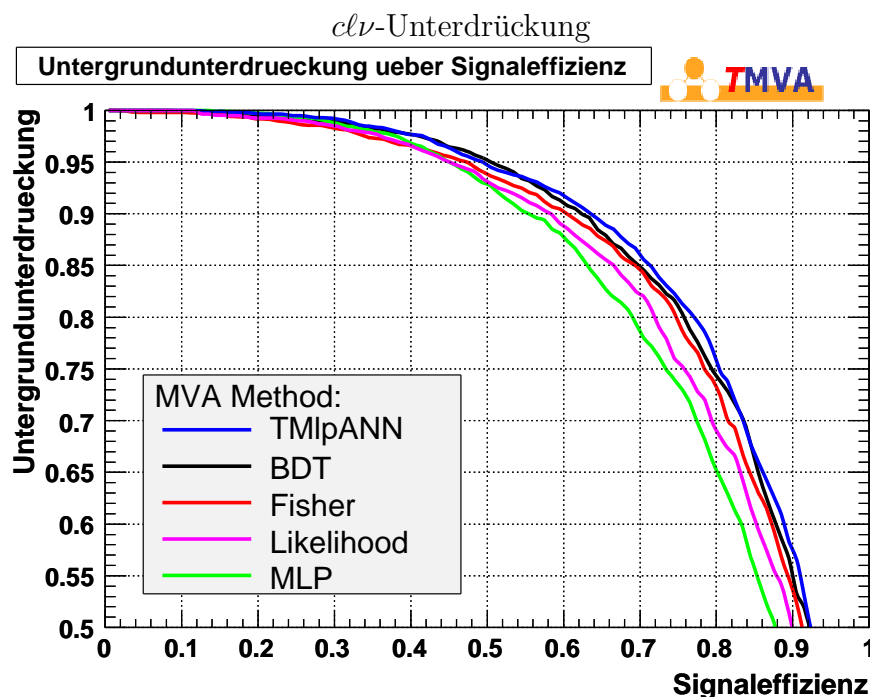
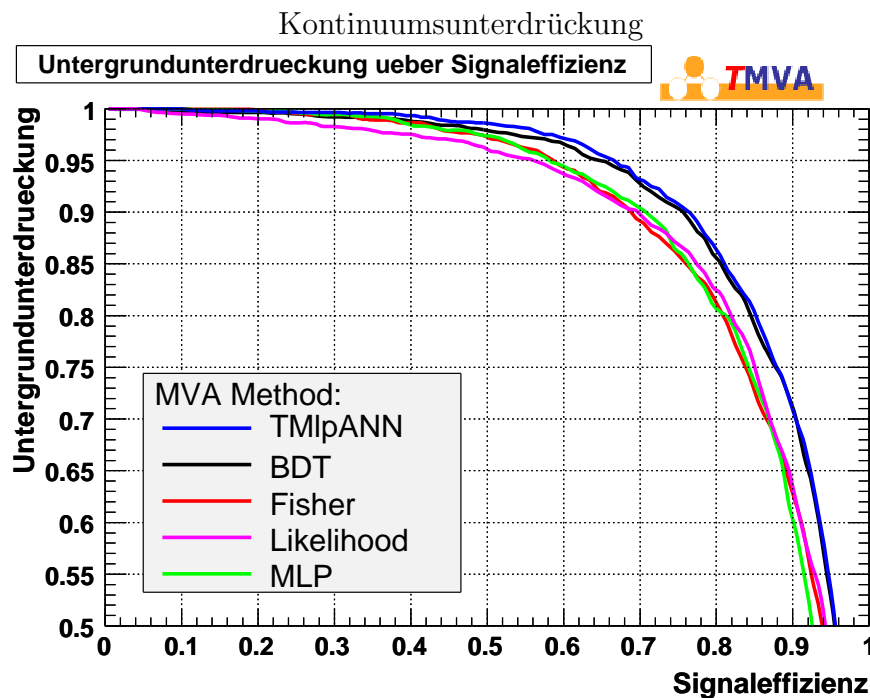


Abbildung 5.9: *Untergrundunterdrückung gegen Signaleffizienz für verschiedene Multivariate Analysemethoden. In der oberen Abbildung kann die Trennung von simulierten Signal- und Kontinuums-Ereignissen verglichen werden, unten die Trennung von simulierten Signal- und $cl\nu$ -Ereignissen. Bei den abgebildeten Verfahren handelt es sich um das in ROOT [24] implementierte neuronale Netz (TMlpANN) [25], Boosted Decision Trees (BDT), Fisher Diskriminanten (Fisher), ein Likelihood-Verfahren (Likelihood) sowie das TMVA-eigene neuronale Netz (MLP). Die verwendeten Inputvariablen sind in Tabelle 5.2 unter Konfiguration A aufgeführt.*

Kontinuumsnetz		
Name	Beschreibung	Inputvariablen
A	Maximale Anzahl an Variablen	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, R_2, L_2, \cos(\Theta_{BY}), \cos(\Theta_{\text{Thrust}}), \cos(\Theta_{hl}), p_l^*, p_{\pi^0}^*, \cos(\Theta_L), \Delta E, p_\omega^*$
B	Mit allen kinematischen Variablen	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, R_2, L_2, \cos(\Theta_{\text{Thrust}}), p_{\pi^0}^*, \Delta E, p_\omega^*$
C	Konfiguration wie in [3]	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, R_2, L_2, \cos(\Theta_{BY}), \cos(\Theta_{\text{Thrust}}), \cos(\Theta_L)$
D	Anfängliche Netzkonfiguration	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, R_2, L_2, \cos(\Theta_{\text{Thrust}}), p_{\pi^0}^*, \Delta E$
E	Ohne kinematische Variablen	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, R_2, L_2, \cos(\Theta_{\text{Thrust}}), \Delta E$

<i>clv</i> -Netz		
Name	Beschreibung	Inputvariablen
A	Maximale Anzahl an Variablen	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, R_2, L_2, \cos(\Theta_{BY}), \cos(\Theta_{\text{Thrust}}), \cos(\Theta_{hl}), p_l^*, p_{\pi^0}^*, \cos(\Theta_L), \Delta E, p_\omega^*$
B	Mit allen kinematischen Variablen	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, \cos(\Theta_{hl}), p_l^*, p_{\pi^0}^*, \cos(\Theta_L), \Delta E, p_\omega^*$
C	Konfiguration wie in [3]	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, R_2, L_2, \cos(\Theta_{BY}), \cos(\Theta_{\text{Thrust}}), \cos(\Theta_L)$
D	Anfängliche Netzkonfiguration	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, p_l^*, p_{\pi^0}^*, \cos(\Theta_L), \Delta E$
E	Ohne kinematische Variablen	$m_{\text{miss}}^2/(2E_{\text{miss}}), \Theta_{p_{\text{miss}}}, \Delta E$

Tabelle 5.2: Die Konfiguration der Netze zur Kontinuumsunterdrückung bzw. zur Unterdrückung der Ereignisse mit *c*-Quark, geordnet nach der aufgrund der Anzahl der Inputvariablen erwarteten Leistungsfähigkeit.

- $\cos(\Theta_{hl})$, der Winkel zwischen rekonstruiertem ω und Lepton im Laborsystem (Abbildung B.6)
- $|\vec{p}_\ell^*|$, der Impuls des Leptons im $\Upsilon(4S)$ -System (Abbildung B.7)
- $|\vec{p}_{\pi^0}^*|$, der Impuls des π^0 im $\Upsilon(4S)$ -System (Abbildung B.8)
- $\cos(\Theta_L)$, der Winkel zwischen dem Lepton im Ruhesystem des W-Bosons und dem W-Boson im $\Upsilon(4S)$ -System (Abbildung 5.11)
- ΔE , der Unterschied zwischen rekonstruierter und erwarteter B-Mesonenergie, siehe Kapitel 5.3.3 (Abbildung 5.12)
- $|\vec{p}_\omega^*|$, der Impuls des rekonstruierten ω -Mesons im $\Upsilon(4S)$ -System (Abbildung 5.13)

Alle diese Verteilungen sind, getrennt für Elektronen und Myonen, in den Abbildungen 5.10 bis 5.13 und B.1 bis B.8 zu sehen, wobei dort die Verteilungen sowohl vor als auch nach Selektion durch die beiden neuronalen Netze gezeigt sind. Es wird erwartet, dass sich die Netzkonfiguration mit der größten Informationsmenge, also mit den meisten Eingangsvariablen (Konfiguration A) als am effektivsten zur Unterdrückung der Untergründe erweist. Konfiguration E ohne jegliche kinematische Variablen besitzt wenig Potential zur $cl\nu$ -Unterdrückung. In Abbildung 5.8 und 5.14 sind die Diskriminanten der verschiedenen Konfigurationen der Kontinuums- und $cl\nu$ -Netze gezeigt, anhand derer sich diese Eigenschaften schon erahnen lassen. In Kapitel 5.4.6 werden die unterschiedlichen Signal- und Untergrundeigenschaften der verschiedenen Konfigurationen auch quantitativ verglichen.

5.4.5 Training der Neuronalen Netze

Zum Training der neuronalen Netze wird der halbe MC-Datensatz verwendet. Aus statistischen Gründen werden in der übrigen Analyse beide Hälften des MC-Datensatzes genutzt, also auch diejenige, auf der das neuronale Netz trainiert wurde. Zusätzlich zu den in Kapitel 5.2 und 5.3 genannten Kriterien wird noch $m_{ES} > 5,23 \text{ GeV}/c^2$ sowie $762 \text{ MeV}/c^2 < m_\omega < 802 \text{ MeV}/c^2$ gefordert (Diese Kriterien auf m_{ES} und m_ω definieren die sogenannte Signalregion). Als Signalereignisse werden nur korrekt rekonstruierte simulierte $\omega l\nu$ -Ereignisse, als Untergrundeereignisse simulierte $cl\nu$ bzw. Kontinuums-Ereignisse verwendet. Zudem werden beim Training des $cl\nu$ -Netzes nur Ereignisse genutzt, die das Kontinuumsnetz schon passiert haben. Dabei wird der Wert für die Diskriminante des Kontinuumsnetzes verlangt, bei dem die Signaleffizienz 60% beträgt. Mit den genannten zusätzlichen Kriterien beträgt der Zeitaufwand für das Training von Kontinuums- und $cl\nu$ -Netz 20 Minuten.

Ein Problem beim Training neuronaler Netze ist das sogenannte Übertrainieren.

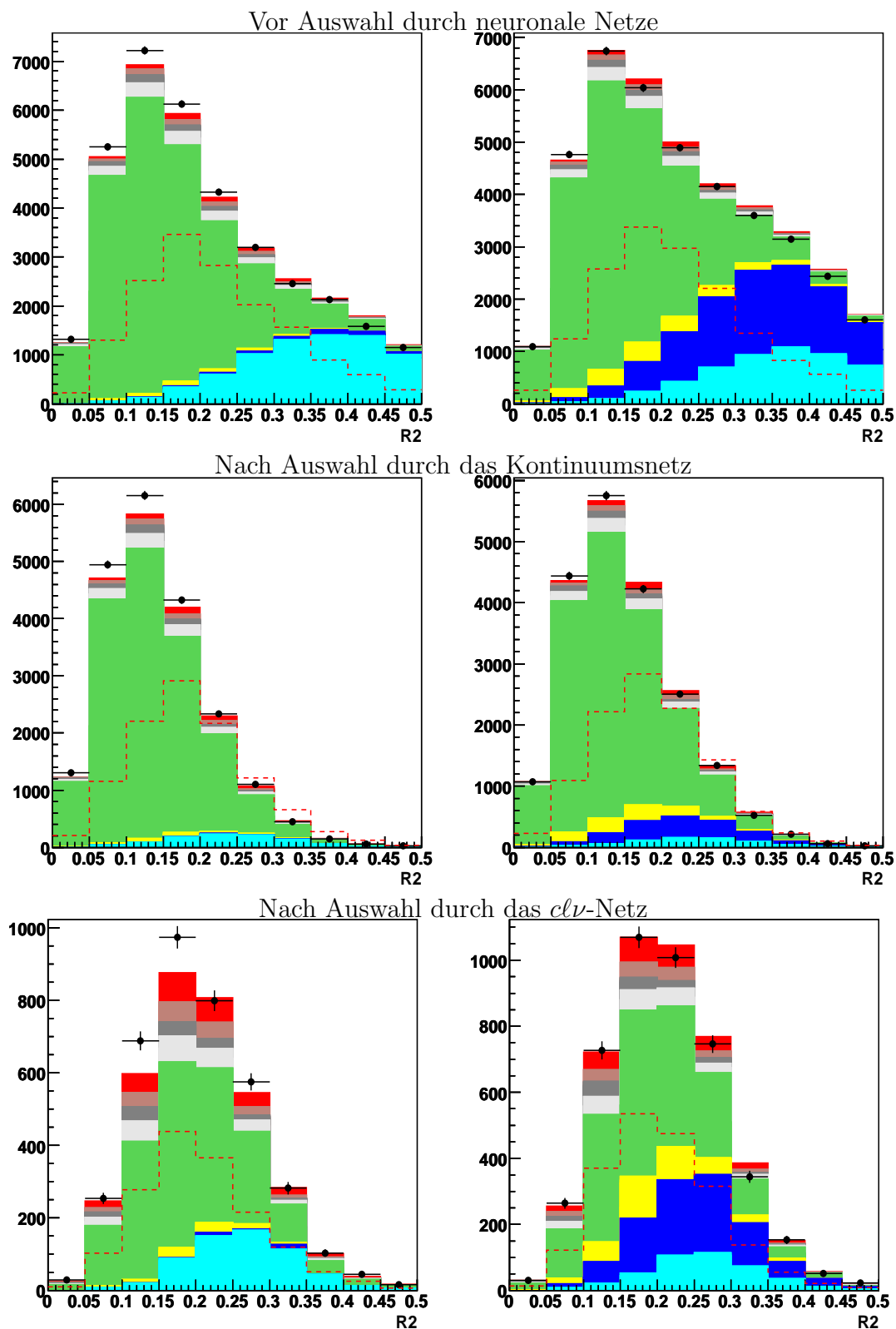
R_2 für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$ R_2 für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$ 

Abbildung 5.10: R_2 vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ -Netz. Verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

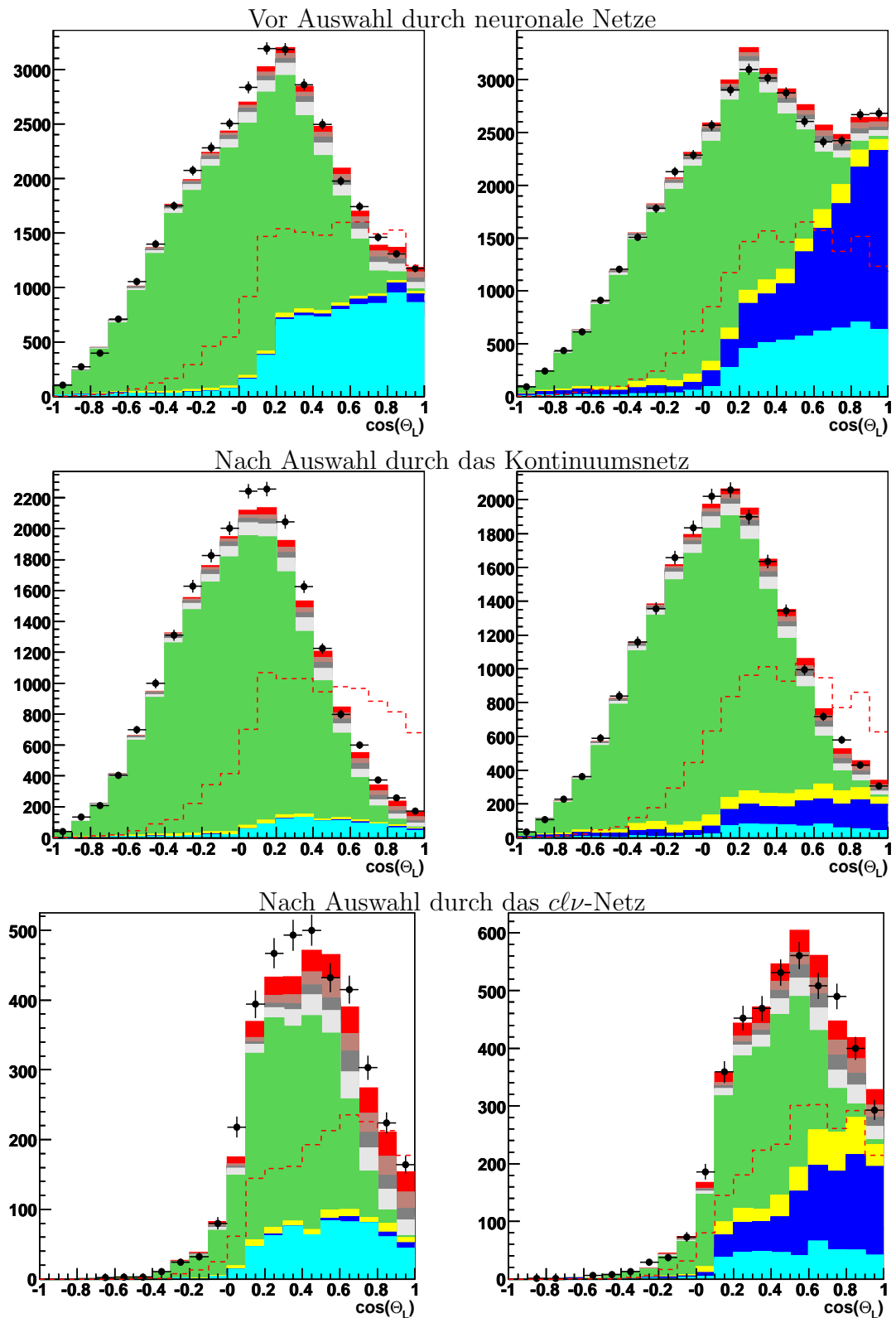
$\cos \Theta_L$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$ $\cos \Theta_L$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$ 

Abbildung 5.11: $\cos \Theta_L$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ -Netz. Verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

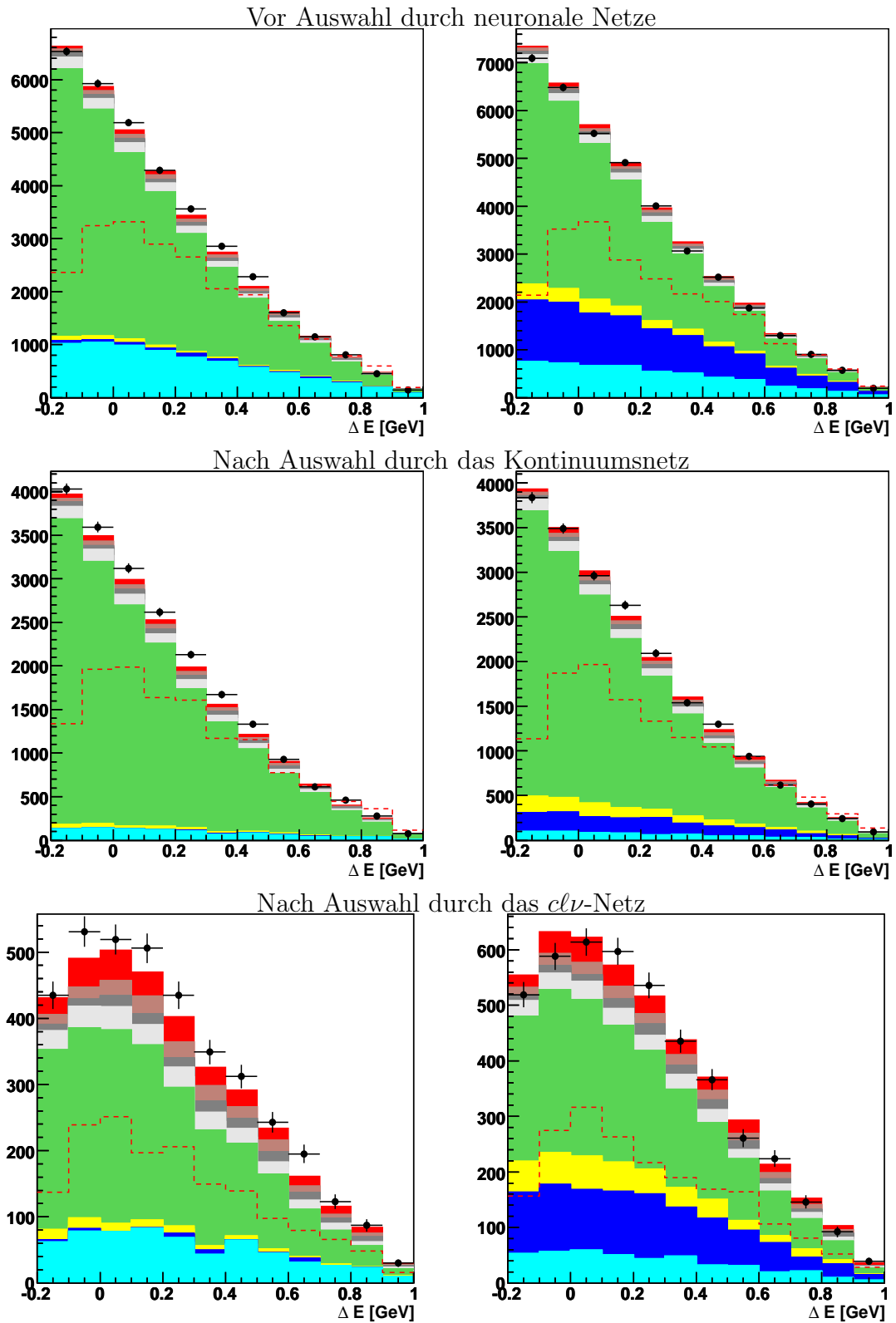
ΔE für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$ ΔE für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$ 

Abbildung 5.12: ΔE vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ -Netz. Verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

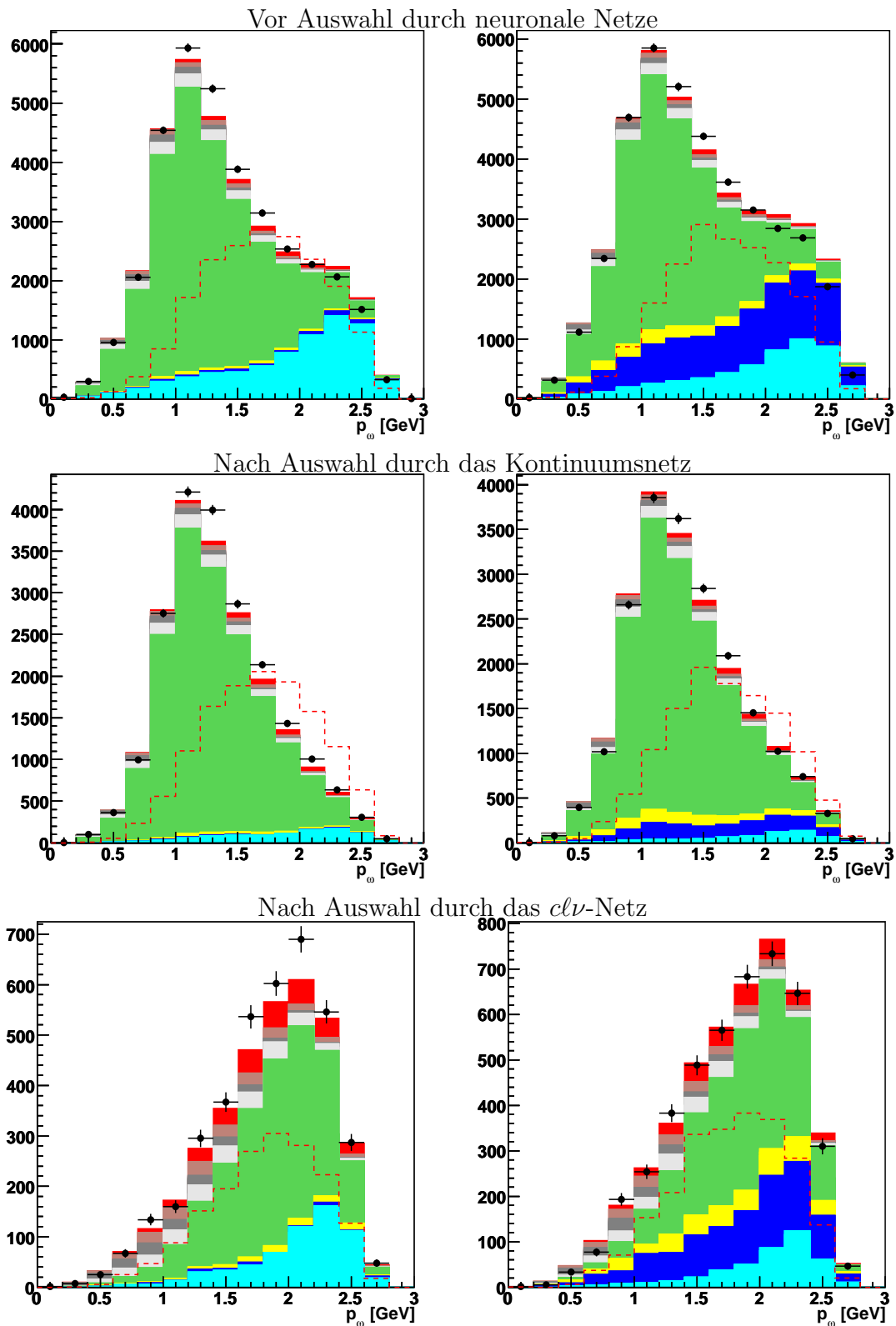
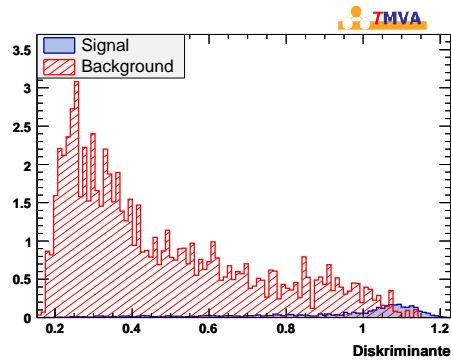
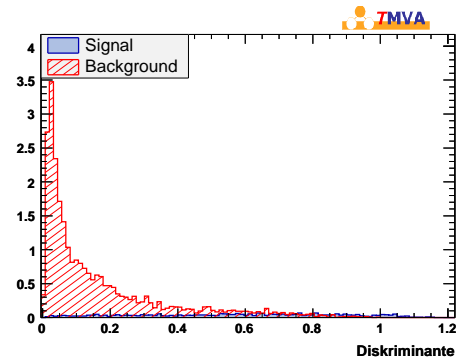
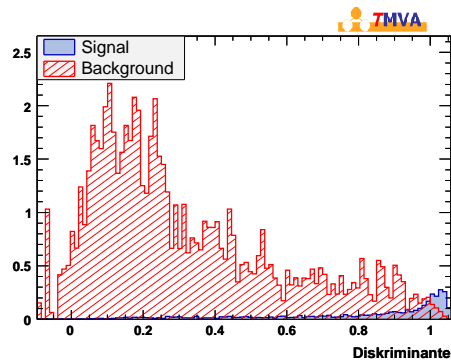
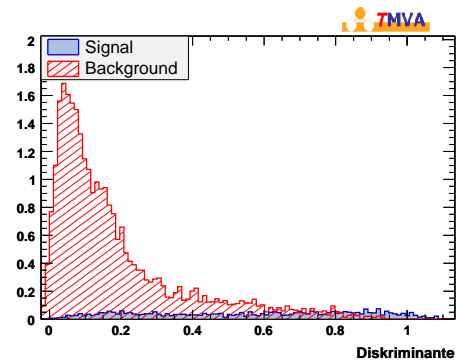
p_ω^* für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$ p_ω^* für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$ 

Abbildung 5.13: p_ω^* vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ -Netz. Verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

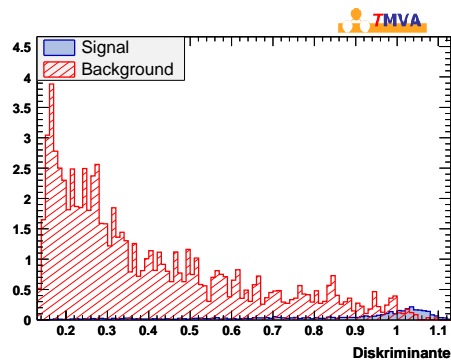
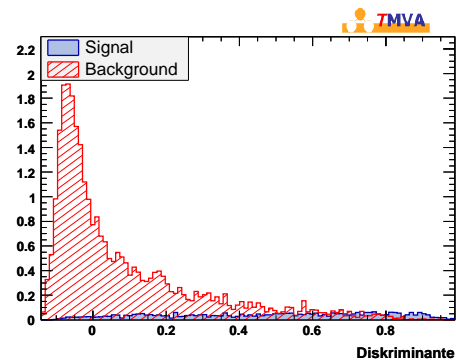
Kontinuumsnetz Netzkonfiguration B

 $cl\nu$ -Netz Netzkonfiguration B

Kontinuumsnetz Netzkonfiguration C

 $cl\nu$ -Netz Netzkonfiguration C

Kontinuumsnetz Netzkonfiguration D

 $cl\nu$ -Netz Netzkonfiguration D

Kontinuumsnetz Netzkonfiguration E

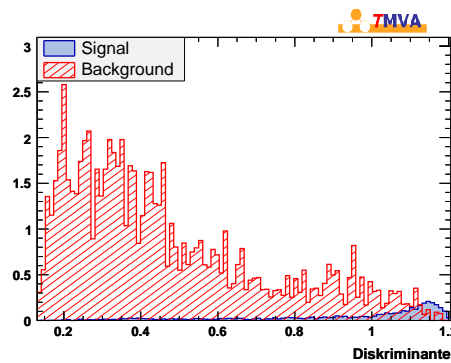
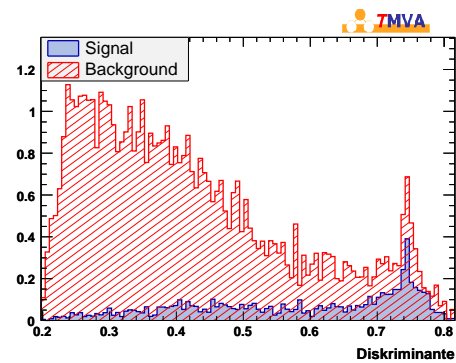
 $cl\nu$ -Netz Netzkonfiguration E

Abbildung 5.14: Diskriminanten für das Kontinuumsnetz (links) und das $cl\nu$ -Netz (rechts) für verschiedene Netzkonfigurationen. Signalereignisse sind dabei nur korrekt rekonstruierte simulierte $\omega l\nu$ -Ereignisse, Untergrund sind jeweils entweder simulierte $cl\nu$ - oder Kontinuums-Ereignisse. Die Diskriminanten für die Netzkonfiguration A wurden schon in Abbildung 5.8 gezeigt.

Kontinuumsnetz				
Konfiguration	Untergrundeffizienz 10%		Untergrundeffizienz 30%	
	Signaleffizienz Trainings-Daten	Signaleffizienz Test-Daten	Signaleffizienz Trainings-Daten	Signaleffizienz Test-Daten
A	0,75	0,76	0,91	0,91
B	0,71	0,69	0,89	0,87
C	0,72	0,70	0,88	0,87
D	0,69	0,68	0,87	0,87
E	0,70	0,69	0,87	0,87

<i>clv</i> -Netz				
Konfiguration	Untergrundeffizienz 10%		Untergrundeffizienz 30%	
	Signaleffizienz Trainings-Daten	Signaleffizienz Test-Daten	Signaleffizienz Trainings-Daten	Signaleffizienz Test-Daten
A	0,62	0,62	0,82	0,82
B	0,71	0,70	0,88	0,88
C	0,65	0,65	0,84	0,85
D	0,64	0,64	0,87	0,86
E	0,39	0,40	0,70	0,69

Tabelle 5.3: Vergleich der Effizienzen der neuronalen Netze gegen simulierte Kontinuums- und *clv*-Ereignisse auf Test- und Trainingsdatensatz. Eine deutlich höhere Signaleffizienz auf dem Trainingsdatensatz wäre ein klares Zeichen von Übertraining.

Darunter versteht man ein neuronales Netz, welches über so viele Zyklen trainiert wurde, dass es auf die statistischen Fluktuationen des Trainings-Datensatzes trainiert ist, auf einem unabhängigen Test-Datensatz jedoch eine schlechtere Leistung liefert. Aus diesem Grund werden die Effizienzen der Netze auf dem Trainings-Datensatz mit einem Test-Datensatz, der aus der anderen Hälfte der MC-Daten besteht, überprüft. Tabelle 5.3 zeigt die Signaleffizienzen für die beiden Datensätze bei fester Untergrundeffizienz von 10% und 30%. Die neuronalen Netze wurden dabei über 20 Zyklen trainiert. Mit Ausnahme der Netzkonfiguration A zeigen die Kontinuumsnetze ein leichtes Übertraining, was sich im Bereich von ca. 2% bewegt. Die für den *clv*-Untergrund trainierten Netze zeigen keine Anzeichen von Übertraining.

5.4.6 Optimierung von Signal- und Untergrundeffizienzen

Um herauszufinden welche Signaleffizienzen für Kontinuums- und *clv*-Netz optimal sind, wird der statistische Fehler der in Kapitel 6 beschriebenen Anpassung

von simulierten Signal- und Untergrund-Ereignissen an die Daten minimiert. Dies ist gleichbedeutend mit der Maximierung der Größe $S/\sqrt{S+B}$, wobei S dabei als die Zahl der simulierten Signalereignisse und B als die Zahl der simulierten Untergrundereignisse definiert ist. $S/\sqrt{S+B}$ wird nun in Abhängigkeit verschiedener Signaleffizienzen von Kontinuums- und $cl\nu$ -Netz in der Signalregion berechnet. Dabei werden die Signaleffizienzen der beiden Netze von 20% bis 100% jeweils in 5% Schritten durchlaufen. Schließlich wird die Kombination von Signaleffizienzen mit dem maximalen $S/\sqrt{S+B}$ ausgewählt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.15 zu sehen und in Tabelle 5.4 tabelliert. Wie zu erwarten liegt die Leistung des minimalen Netzes E, quantifiziert durch kleines $S/\sqrt{S+B}$ und schlechte Untergrundunterdrückung, deutlich unter den übrigen Konfigurationen. Die extrem schlechte Untergrundunterdrückung von $cl\nu$ -MC-Ereignissen ist wegen des kompletten Fehlens kinematischer Variablen auch erwartet. Im Folgenden wird dieses Netz darum nicht mehr betrachtet. Die Konfiguration A mit der maximalen Anzahl von Inputvariablen zeigt auch das größte $S/\sqrt{S+B}$ -Verhältnis und ist darum das in dieser Analyse bevorzugte neuronale Netz.

Als zusätzliche Studie wird eine Optimierung über den Fehler der in Kapitel 6 beschriebenen Anpassung durchgeführt, wobei jedoch keine echten Daten, sondern innerhalb der Fehler mittels Poissonstatistik variierte MC-Ereignisse (Spielzeugdaten) verwendet werden. Für jede Kombination von Werten der Signaleffizienzen von $cl\nu$ - und Kontinuumsnetz werden 30 dieser Spielzeugdatenverteilungen erstellt, mit denen die Anpassung 30 mal durchgeführt wird. Die mehrfache Durchführung soll die Fluktuation des Fehlers gering halten. Wie aus Abbildung 5.16 und Tabelle 5.5 ersichtlich ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei der Optimierung von $S/\sqrt{S+B}$. Leichte Fluktuationen des Fitfehlers sind aber, im Gegensatz zur Optimierung über $S/\sqrt{S+B}$, erkennbar.

Für die weitere Analyse werden wegen dieser Fluktuationen die Effizienzen aus Tabelle 5.4 verwendet, die in der Signalregion durch Optimierung von $S/\sqrt{S+B}$ bestimmt wurden.

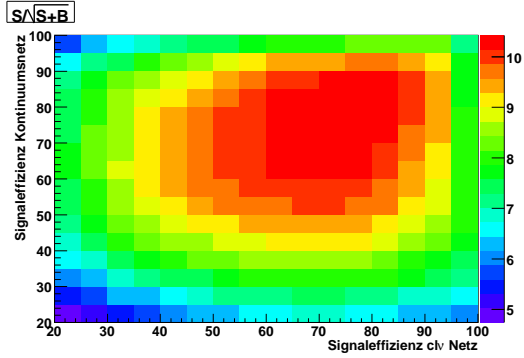
Netz	Maximales $S/\sqrt{S+B}$	Signaleff. Kontinuumsnetz	Untergrundeff. Kontinuumsnetz	Signaleff. <i>clv</i> Netz	Untergrundeff. <i>clv</i> Netz
A	10,42	0,80	0,14	0,75	0,19
B	9,80	0,75	0,15	0,80	0,18
C	9,76	0,80	0,18	0,70	0,14
D	9,57	0,75	0,15	0,75	0,17
E	8,26	0,90	0,38	0,80	0,43

Tabelle 5.4: *Ergebnisse der Optimierung der Schnitte auf die neuronalen Netze via $S/\sqrt{S+B}$ in der Signalregion. Eingetragen ist das maximale $S/\sqrt{S+B}$ und die Signaleffizienzen, bei denen dieser Wert erreicht wurde, sowie die Untergrundeffizienzen.*

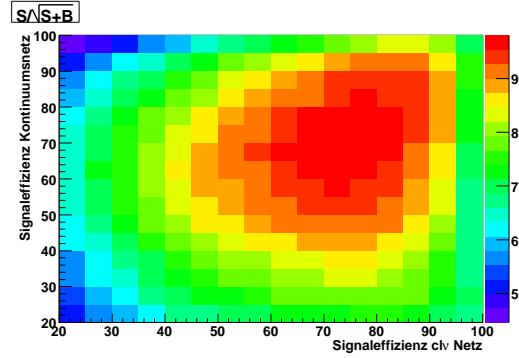
Netz	Minimaler Fitfehler in %	Signaleff. Kontinuumsnetz	Untergrundeff. Kontinuumsnetz	Signaleff. <i>clv</i> Netz	Untergrundeff. <i>clv</i> Netz
A	11,0	0,75	0,10	0,80	0,26
B	11,7	0,70	0,11	0,80	0,18
C	12,3	0,70	0,10	0,80	0,23
D	11,9	0,70	0,12	0,65	0,11
E	12,8	0,90	0,38	0,75	0,37

Tabelle 5.5: *Ergebnisse der Optimierung der Schnitte auf die neuronalen Netze via Bestimmung des statistischen Fehlers der Anpassung an Spielzeugdaten.*

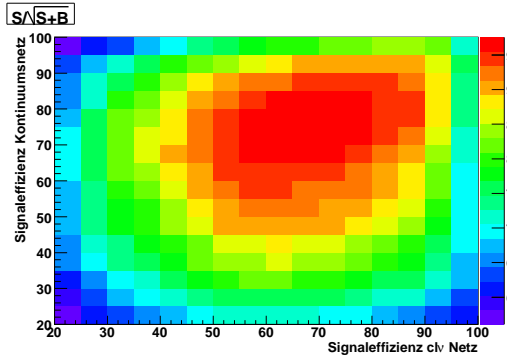
Netzkonfiguration A



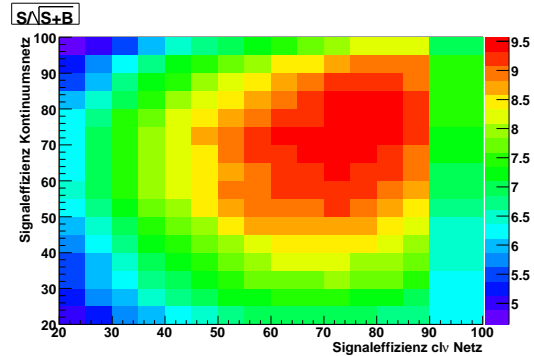
Netzkonfiguration B



Netzkonfiguration C



Netzkonfiguration D



Netzkonfiguration E

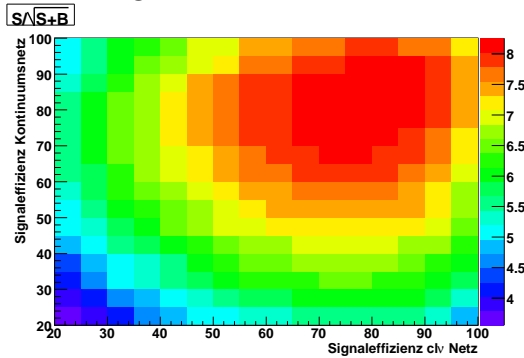
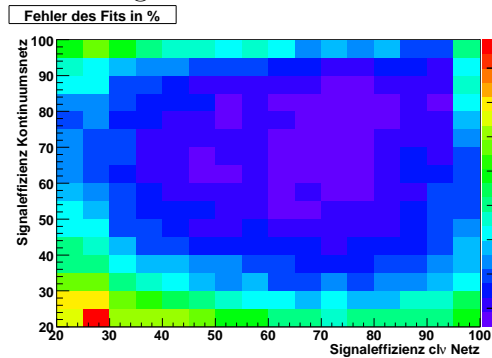
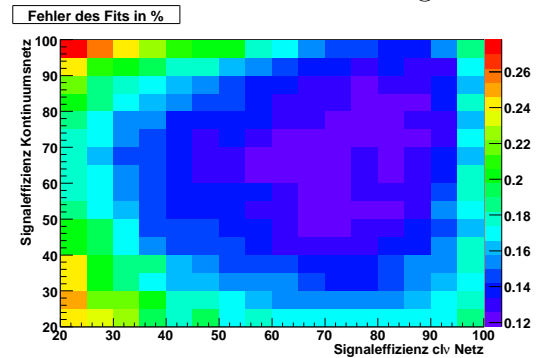


Abbildung 5.15: $S/\sqrt{S+B}$ in der Signalregion für unterschiedliche Signaleffizienzen für Kontinuums- und clv Netz der verschiedenen Konfigurationen. Für alle Konfigurationen sind klare Maxima bei Signaleffizienzen beider Netze von etwa 70% bis 80% zu erkennen.

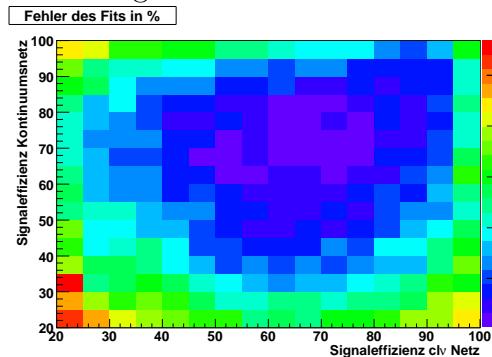
Netzkonfiguration A



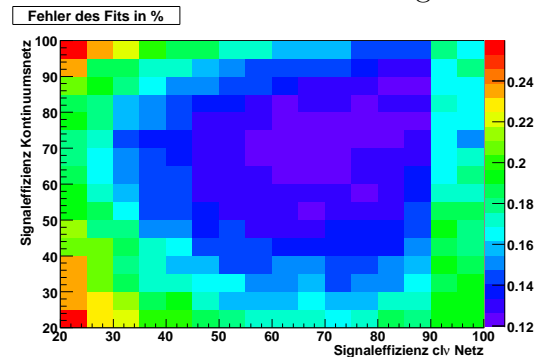
Netzkonfiguration B



Netzkonfiguration C



Netzkonfiguration D



Netzkonfiguration E

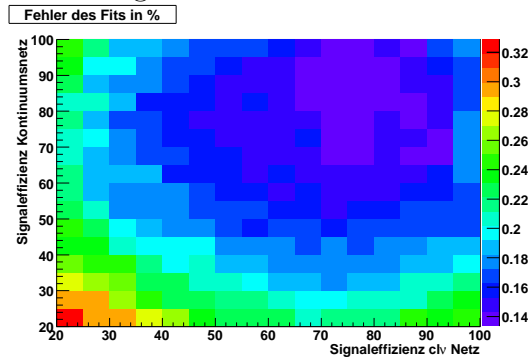


Abbildung 5.16: Fehler des Fits an Spielzeugdaten für unterschiedliche Signaleffizienzen für Kontinuums- und clv -Netz der verschiedenen Konfigurationen. Hier sind wie erwartet Minima des statistischen Fehlers bei ähnlichen Signaleffizienzen wie in Abbildung 5.15 vorhanden. Es sind jedoch (anders als in Abbildung 5.15) deutlich sichtbare Fluktuationen vorhanden. Darum werden für die weitere Analyse die Effizienzen aus der $S/\sqrt{S+B}$ -Maximierung verwendet.

5.4.7 Effekt der Selektion durch Neuronale Netze

Der Effekt der Selektion durch die zwei neuronalen Netze ist in den Abbildungen 5.10 bis 5.13 und B.1 bis B.8 dargestellt. Abgebildet sind die Inputverteilungen der neuronalen Netze vor der Selektion der Ereignisse durch neuronale Netze sowie nach Auswahl durch die neuronalen Netze der Konfiguration A. Gut zu sehen ist die Unterdrückung von Kontinuumsereignissen nach Selektion durch das Kontinuumsnetz und die Reduktion von $cl\nu$ -Ereignissen nach Selektion durch das $cl\nu$ -Netz. Gleichzeitig wird der relative Signalanteil deutlich angereichert. Ebenfalls fällt ein leichter Überschuss an MC-Ereignissen für rekonstruierte Myonen bei gleichzeitig systematisch zu wenig vorhandenen Elektronen auf. In Kapitel 8.3.4 wird der durch diese Diskrepanz hervorgerufene systematische Fehler abgeschätzt. In den Tabellen 5.6 bis 5.8 sind die Effizienzen der neuronalen Netze für die verschiedenen Untergründe sowie für das Signal tabelliert. In Tabelle 5.6 ist die Effizienz des jeweils einzelnen Kriteriums nach der Vorselektion eingetragen, in Tabelle 5.7 die Effizienz des jeweiligen Kriteriums nachdem alle anderen Schnitte durchgeführt wurden, und in Tabelle 5.8 die Effizienzen der Kriterien, wenn sie nacheinander durchgeführt werden. Wie erwartet unterdrücken die neuronalen Netze den Untergrund, auf den sie trainiert wurden, bei nur geringer Reduktion des Signalanteils erheblich.

Kriterium	Ereignisse vor Kriterium	Ereignisse nach Kriterium	Effizienz in %
$\omega\ell\nu$ korrekt rekonstruiert			
$Y_{\nu\tau x}$	4098	3802	92,78
Pionselektion	4098	1702	41,54
ΔE	4098	3368	82,20
ΔQ	4098	3495	85,30
Kontinuumsnetz	4098	3015	73,57
$cl\nu$ Netz	4098	2038	49,74
Total	4098	574	14,02
$\omega\ell\nu$ kombinatorisch			
$Y_{\nu\tau x}$	26811	20761	77,44
Pionselektion	26811	2260	8,43
ΔE	26811	16558	61,76
ΔQ	26811	21046	78,50
Kontinuumsnetz	26811	13274	49,51
$cl\nu$ Netz	26811	5950	22,19
Total	26811	351	1,31
Kontinuumsuntergrund			
$Y_{\nu\tau x}$	342751	233428	68,10
Pionselektion	342751	64739	18,89
ΔE	342751	168469	49,15
ΔQ	342751	280100	81,72
Kontinuumsnetz	342751	46149	13,46
$cl\nu$ Netz	342751	85462	24,93
Total	342751	1989	0,58
B^+/B^0 other und B^+/B^0 fake			
$Y_{\nu\tau x}$	119144	79523	66,75
Pionselektion	119144	11279	9,47
ΔE	119144	38872	32,63
ΔQ	119144	88640	74,40
Kontinuumsnetz	119144	44771	37,58
$cl\nu$ Netz	119144	8787	7,38
Total	119144	456	0,38
$cl\nu$			
$Y_{\nu\tau x}$	3369167	2298088	68,21
Pionselektion	3369167	295849	8,78
ΔE	3369167	1013692	30,09
ΔQ	3369167	2506015	74,38
Kontinuumsnetz	3369167	1528769	45,38
$cl\nu$ Netz	3369167	37635	1,12
Total	3369167	3787	0,11
$u\ell\nu$ inklusiv und exklusiv			
$Y_{\nu\tau x}$	158101	117170	74,11
Pionselektion	158101	11496	7,27
ΔE	158101	76252	48,23
ΔQ	158101	121581	76,90
Kontinuumsnetz	158101	72993	46,17
$cl\nu$ Netz	158101	16932	10,71
Total	158101	782	0,49
Daten			
$Y_{\nu\tau x}$	3364574	2258617	67,13
Pionselektion	3364574	344849	10,25
ΔE	3364574	1151137	34,21
ΔQ	3364574	2577937	76,62
Kontinuumsnetz	3364574	1452328	43,17
$cl\nu$ Netz	3364574	156209	4,64
Total	3364574	7464	0,22

Tabelle 5.6: Effizienzen der Auswahlkriterien bei Anwendung jeweils des einzelnen Kriteriums. Die Ereigniszahlen und Effizienzen verstehen sich nach der Vorselektion, die in Tabelle 5.1 zusammengefasst ist. Die Ereigniszahlen für den $cl\nu$ -Untergrund sind nicht skaliert. Es wurden die neuronalen Netze der Konfiguration A verwendet.

Kriterium	Ereignisse vor Kriterium	Ereignisse nach Kriterium	Effizienz in %
$\omega\nu$ korrekt rekonstruiert			
$Y_{\nu tx}$	613	574	93,73
Pionselektion	1178	574	48,76
ΔE	636	574	90,26
ΔQ	661	574	86,92
Kontinuumsnetz	717	574	80,16
$cl\nu$ Netz	877	574	65,52
Total	4098	574	14,02
$\omega\nu$ kombinatorisch			
$Y_{\nu tx}$	419	351	83,60
Pionselektion	2168	351	16,17
ΔE	405	351	86,65
ΔQ	419	351	83,63
Kontinuumsnetz	528	351	66,40
$cl\nu$ Netz	691	351	50,75
Total	26811	351	1,31
Kontinuumsuntergrund			
$Y_{\nu tx}$	2792	1989	71,23
Pionselektion	5861	1989	33,93
ΔE	2741	1989	72,55
ΔQ	2370	1989	83,92
Kontinuumsnetz	14124	1989	14,08
$cl\nu$ Netz	3083	1989	64,50
Total	342751	1989	0,58
B^+/B^0 other und B^+/B^0 fake			
$Y_{\nu tx}$	666	456	68,51
Pionselektion	2083	456	21,91
ΔE	678	456	67,28
ΔQ	577	456	79,04
Kontinuumsnetz	782	456	58,38
$cl\nu$ Netz	1124	456	40,61
Total	119144	456	0,38
$cl\nu$			
$Y_{\nu tx}$	5420	3787	69,87
Pionselektion	12150	3787	31,17
ΔE	5574	3787	67,94
ΔQ	4650	3787	81,44
Kontinuumsnetz	4839	3787	78,25
$cl\nu$ Netz	31160	3787	12,15
Total	3369167	3787	0,11
$ul\nu$ inklusiv und exklusiv			
$Y_{\nu tx}$	982	782	79,63
Pionselektion	5758	782	13,59
ΔE	990	782	79,00
ΔQ	933	782	83,86
Kontinuumsnetz	1132	782	69,07
$cl\nu$ Netz	2271	782	34,44
Total	158101	782	0,49
Daten			
$Y_{\nu tx}$	10508	7464	71,03
Pionselektion	27244	7464	27,40
ΔE	10389	7464	71,85
ΔQ	9024	7464	82,71
Kontinuumsnetz	20507	7464	36,40
$cl\nu$ Netz	35452	7464	21,05
Total	3364574	7464	0,22

Tabelle 5.7: Effizienzen der Auswahlkriterien bei Anwendung des Kriteriums nach der Anwendung aller anderen Kriterien. Die Ereigniszahlen für den $cl\nu$ -Untergrund sind nicht skaliert. Es wurden die neuronalen Netze der Konfiguration A verwendet.

Kriterium	Ereignisse vor Kriterium	Ereignisse nach Kriterium	Effizienz in %
$\omega l\nu$ korrekt rekonstruiert			
Y_{vtx}	4098	3802	92,78
Pionselektion	3802	1588	41,76
ΔE	1588	1306	82,27
ΔQ	1306	1117	85,46
Kontinuumsnetz	1117	877	78,52
$cl\nu$ Netz	877	574	65,52
Total	4098	574	14,02
$\omega l\nu$ kombinatorisch			
Y_{vtx}	26811	20761	77,44
Pionselektion	20761	1838	8,85
ΔE	1838	1309	71,24
ΔQ	1309	1072	81,88
Kontinuumsnetz	1072	691	64,41
$cl\nu$ Netz	691	351	50,75
Total	26811	351	1,31
Kontinuumsuntergrund			
Y_{vtx}	342751	233428	68,10
Pionselektion	233428	45106	19,32
ΔE	45106	25665	56,90
ΔQ	25665	21724	84,65
Kontinuumsnetz	21724	3083	14,19
$cl\nu$ Netz	3083	1989	64,50
Total	342751	1989	0,58
B^+/B^0 other und B^+/B^0 fake			
Y_{vtx}	119144	79523	66,75
Pionselektion	79523	7760	9,76
ΔE	7760	2768	35,66
ΔQ	2768	2143	77,44
Kontinuumsnetz	2143	1124	52,43
$cl\nu$ Netz	1124	456	40,61
Total	119144	456	0,38
$cl\nu$			
Y_{vtx}	3369167	2298088	68,21
Pionselektion	2298088	210180	9,15
ΔE	210180	67107	31,93
ΔQ	67107	51462	76,69
Kontinuumsnetz	51462	31160	60,55
$cl\nu$ Netz	31160	3787	12,15
Total	3369167	3787	0,11
$ul\nu$ inklusiv und exklusiv			
Y_{vtx}	158101	117170	74,11
Pionselektion	117170	8900	7,60
ΔE	8900	4523	50,81
ΔQ	4523	3593	79,44
Kontinuumsnetz	3593	2271	63,22
$cl\nu$ Netz	2271	782	34,44
Total	158101	782	0,49
Daten			
Y_{vtx}	3364574	2258617	67,13
Pionselektion	2258617	239885	10,62
ΔE	239885	92260	38,46
ΔQ	92260	73210	79,35
Kontinuumsnetz	73210	35452	48,43
$cl\nu$ Netz	35452	7464	21,05
Total	3364574	7464	0,22

Tabelle 5.8: Effizienzen der Auswahlkriterien bei Anwendung des Kriteriums nach der Anwendung aller vorherigen Kriterien. Die Ereigniszahlen für den $cl\nu$ -Untergrund sind nicht skaliert. Es wurden die neuronalen Netze der Konfiguration A verwendet.

Kapitel 6

Der Fit

6.1 Methodik

Um das in den Daten vorhandene Verzweungsverhältnis des Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ bestimmen zu können, wird eine Anpassung (Fit) der simulierten Signal- und Untergrundereignisse an die Daten vorgenommen. Durch Vergleich des Signalanteils vor und nach der Anpassung an die Daten kann man somit einen Skalierungsfaktor f_{signal} für den Signalanteil ausrechnen. Zusammen mit der Kenntnis des bei der Normierung des MC-Datensatzes verwendeten Verzweungsverhältnisses lässt sich das in den Daten vorhandene Verzweungsverhältnis bestimmen, näheres in Kapitel 6.4.

Die Anpassung wird in der m_{ES}/m_ω -Ebene durchgeführt, da sich in diesen Verteilungen die Form der Signal und Untergrundereignisse deutlich unterscheiden (siehe Abbildung 6.1). Zusätzlich wird ein irreguläres Binning verwendet, welches in Abbildung 6.2 zu sehen ist. Das Binning ist in der Region mit dem größten Signalanteil ($m_{\text{ES}} > 5.23 \text{ GeV}/c^2$, $762 \text{ MeV}/c^2 < m_\omega < 802 \text{ MeV}/c^2$) besonders fein, um die Form des Signals aufzulösen, und im Seitenband deutlich gröber, da dort weniger Statistik zur Verfügung steht. Dies lässt sich in Abbildung 6.3 gut nachvollziehen, wo Daten, MC-simuliertes Signal und MC-simulierte Untergründe gezeigt sind. Die Farben in dieser Abbildung stehen für Ereignisdichten, d. h. die in den Legenden genannten Ereigniszahlen sind Ereignisse pro $10 \text{ MeV}/c^2 \times 10 \text{ MeV}$ (der Fläche des kleinsten Bins). Zu sehen ist eine Konzentration der Signalereignisse in der fein gebinneten Signalregion, wohingegen die simulierten Untergründe eher flache Verteilungen besitzen. Die 77 Bins in der m_{ES}/m_ω -Ebene werden durchnummeriert und in ein eindimensionales Histogramm eingetragen. Dieses eindimensionale Histogramm ist in Abbildung 6.4 gezeigt.

Der in Kapitel 7.1 bestimmte Skalierungsfaktor für Kontinuumsereignisse wird angewandt und die Anteile von simulierten Kontinuums-, $B_{\text{fake}}^+/B_{\text{fake}}^0$ - und $B_{\text{other}}^+/B_{\text{other}}^0$ -Ereignisse werden in der Anpassung festgehalten. Ebenso wird der Anteil des inklusiven und exklusiven $ul\nu$ -Untergrundes fixiert. Frei variiert wird in der Anpassung der Anteil des $cl\nu$ -Untergrundes und der Signalanteil.

Als Algorithmus für die Anpassung wird ein spezieller Maximum-Likelihood Fit nach einem Verfahren von R. Barlow und C. Beeston [26] verwendet. In den folgenden beiden Kapiteln 6.2 und 6.3 werden das herkömmliche Maximum-Likelihood Verfahren und der Barlow-Beeston Algorithmus kurz erklärt.

6.2 Maximum-Likelihood Fit

Die Wahrscheinlichkeit bei einem erwarteten Inhalt von f_i Ereignissen in Bin i gerade d_i Ereignisse zu finden folgt einer Poisson-Verteilung

$$\frac{f_i^{d_i}}{d_i!} e^{-f_i}$$

Die Anzahl der gefundenen Ereignisse d_i ist dabei bekannt, der Erwartungswert f_i soll bestimmt werden. Die Likelihood Funktion lässt sich nun für n Bins $i = 1 \dots n$ als Produkt definieren.

$$\mathcal{L} = \prod_i^n \left(\frac{f_i^{d_i}}{d_i!} e^{-f_i} \right)$$

Ein herkömmlicher Maximum-Likelihood Fit maximiert nun zur Bestimmung der f_i die Likelihood-Funktion \mathcal{L} oder genauer $\ln(\mathcal{L})$.

$$\ln(\mathcal{L}) = \sum_{i=1}^n [d_i \ln(f_i) - f_i] + \text{const.}$$

Diese Methode berücksichtigt, im Gegensatz zu einer Minimierung von $\chi^2 = \sum_i (d_i - f_i)^2 / d_i$, durch die verwendete Poissonverteilung eine geringe Datenstatistik.

Bei mehreren MC-Beiträgen $j = 1 \dots m$, die in Summe die Daten beschreiben sollen, gilt für den Erwartungswert $f_i = \sum_{j=1}^m p_j a_{ij}$ mit den zu bestimmenden MC-Anteilen p_j . Dabei gibt a_{ij} die Zahl von MC-Ereignissen aus MC-Beitrag j in Bin i an. Zur Bestimmung der MC-Anteile p_j wird $\frac{\partial}{\partial p_j} \ln(\mathcal{L}) = 0$ gesetzt.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p_j} \ln(\mathcal{L}) &= \frac{\partial}{\partial p_j} \sum_{i=1}^n \left[d_i \ln \left(\sum_{j=1}^m p_j a_{ij} \right) - \sum_{j=1}^m p_j a_{ij} \right] \\ &= 0 \quad \forall j \end{aligned}$$

6.3 Barlow-Beeston Fit

Der Unterschied des Barlow-Beeston Fits zu einem normalen Likelihood-Verfahren liegt darin, dass die Fluktuationen der MC-Daten berücksichtigt werden. Dies

¹Die bekannte χ^2 -Methode erhält man für die Annahme gaussverteilter Daten d_i . Für Bin i ist die Wahrscheinlichkeit in Bin i gerade d_i Ereignisse zu finden in diesem Fall $\propto e^{-\frac{(d_i - f_i)^2}{d_i}}$

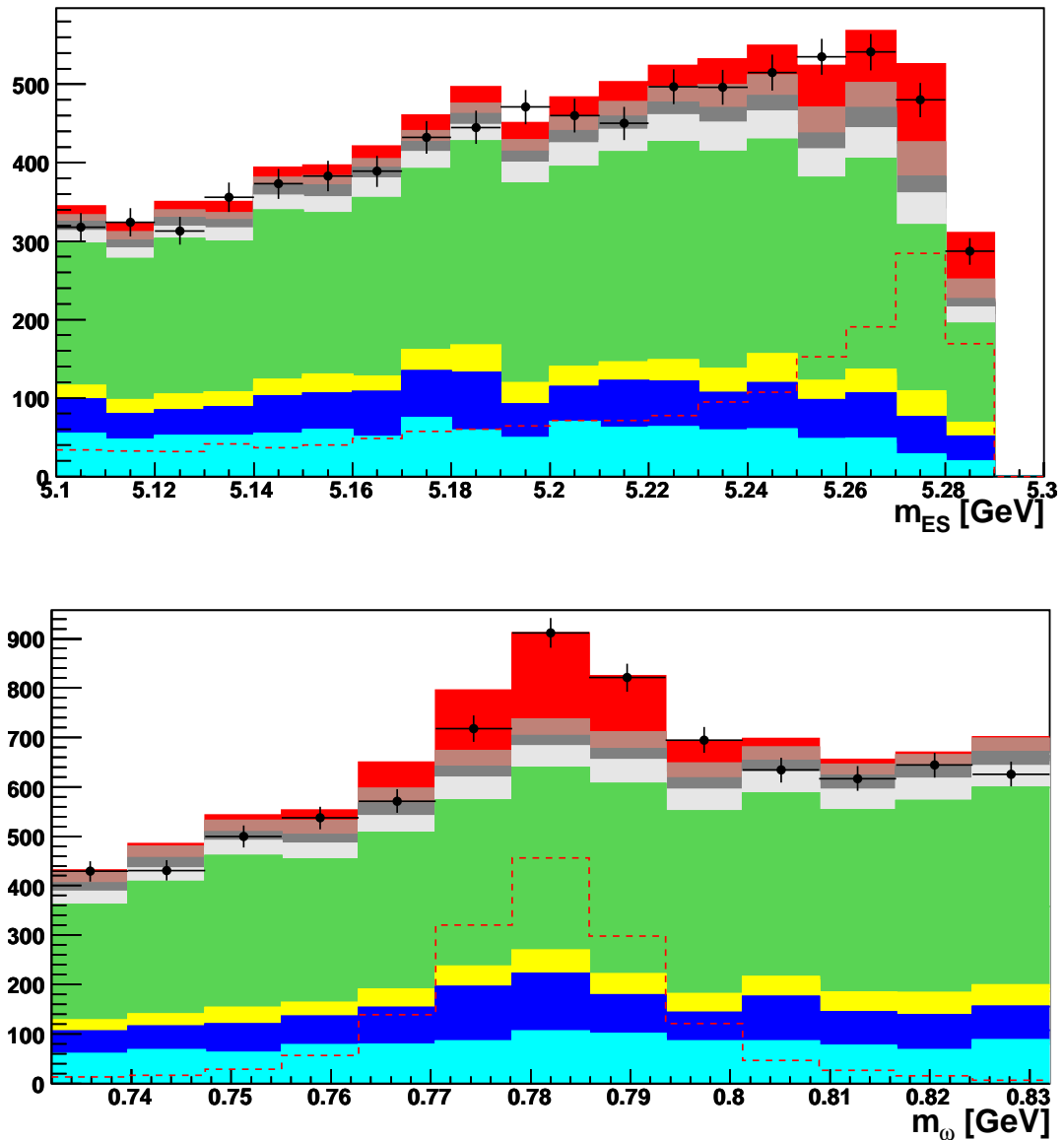


Abbildung 6.1: m_{ES} und m_{ω} vor dem Fit. Deutlich zu sehen ist der relativ flache Verlauf des Untergrunds und Maxima in den Signalverteilungen. Die komplette in Kapitel 5 beschriebene Selektion inklusive der neuronalen Netze der Konfiguration A wurde durchgeführt. Das Signal und der $cl\nu$ -Untergrund wurden in dieser Abbildung nicht skaliert.

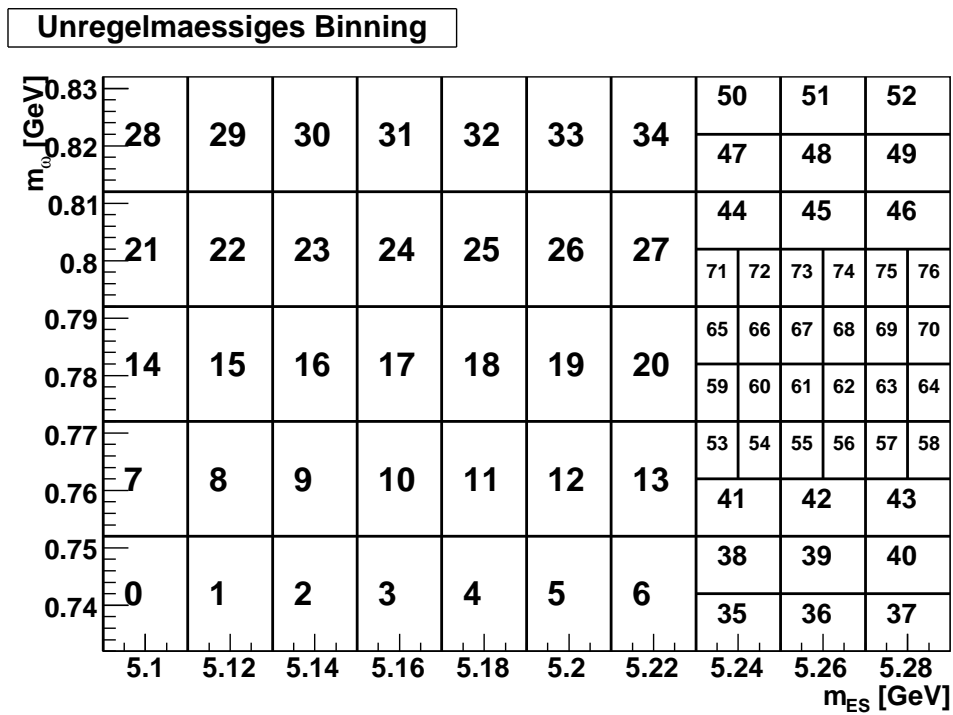


Abbildung 6.2: Das irreguläre Binning im Überblick. Die m_{ES}/m_ω -Ebene wird in 77 Bins aufgeteilt und anhand ihrer Nummer in ein eindimensionales Histogramm eingetragen.

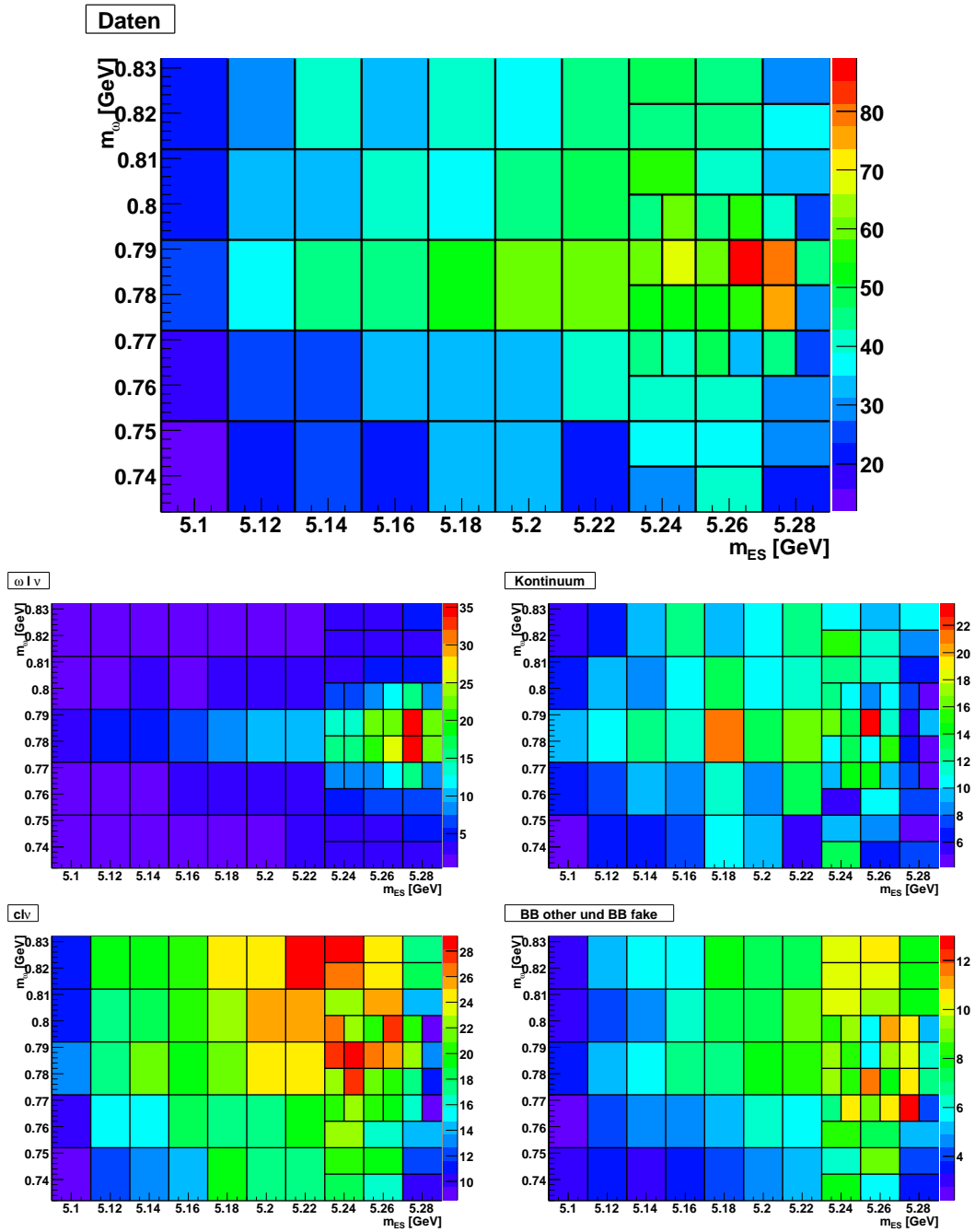


Abbildung 6.3: Ereignisdichten in der m_{ES}/m_ω -Ebene für Daten (oben), MC-simuliertes Signal und simulierte Untergründe. Die in den Legenden genannten Ereigniszahlen sind Ereignisse pro $10 \text{ MeV}/c^2 \times 10 \text{ MeV}$ (der Fläche des kleinsten Bins). Schön zu sehen ist die Konzentration der simulierten Signalereignisse (links oben) in der fein gebinnten Signalregion, wogegen die MC-simulierten Untergründe eher flache Verteilungen besitzen (rechts oben Kontinuumsuntergrund, links unten $cl\nu$ -Ereignisse und rechts unten die restlichen Untergrundereignisse). Die komplette Selektion inklusive der neuronalen Netze der Konfiguration A wurde durchgeführt.

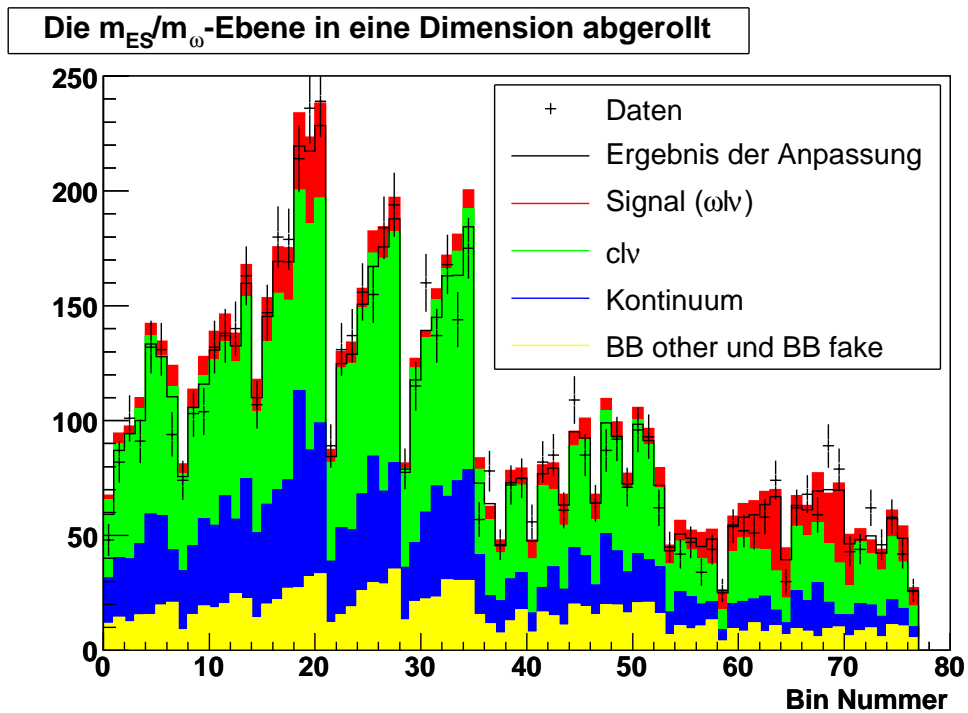


Abbildung 6.4: Die in eine Dimension abgerollte m_{ES}/m_ω -Ebene. Auf der Abszisse ist die jeweilige Bin Nummer angegeben (siehe Abbildung 6.2).

wird durch einen zusätzlichen Term in der Likelihood-Funktion bewerkstelligt. Wie für die Daten wird auch für die MC-Daten Poissonstatistik angenommen. Für die Wahrscheinlichkeit genau a_{ij} Einträge in Bin i aus Untergrund j zu finden gilt bei einem Erwartungswert von A_{ij}

$$\frac{A_{ij}^{a_{ij}}}{a_{ij}!} e^{-A_{ij}}$$

Für die Zahl der in Bin i erwarteten Daten f_i ergibt sich $f_i = \sum_{j=1}^m p_j A_{ij}$ und für die vollständige Likelihood-Funktion gilt dann

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^n \left(\frac{f_i^{d_i}}{d_i!} e^{-f_i} \right) \cdot \prod_{i=1, j=1}^{n, m} \left(\frac{A_{ij}^{a_{ij}}}{a_{ij}!} e^{-A_{ij}} \right)$$

Der Logarithmus wird zu

$$\ln(\mathcal{L}) = \sum_{i=1}^n [d_i \ln(f_i) - f_i] + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m [a_{ji} \ln(A_{ji}) - A_{ji}] + \text{const.}$$

Mittels Differentiation kann nun das Extremum gefunden werden:

$$\frac{\partial \ln(\mathcal{L})}{\partial p_j} = 0 \quad \Rightarrow \quad \sum_{i=1}^n \left[\frac{d_i A_{ji}}{f_i} - A_{ji} \right] = 0 \quad \forall j \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \ln(\mathcal{L})}{\partial A_{ji}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d_i p_j}{f_i} - p_j + \frac{a_{ji}}{A_{ji}} - 1 = 0 \quad \forall i, j \quad (6.2)$$

Nun lassen sich eine Anzahl von Startparametern p_j annehmen und mit Hilfe von Gleichung 6.2 die A_{ij} und damit die Likelihood bestimmen. Die Parameter p_i welche $\ln(\mathcal{L})$ maximieren, lassen sich dann mittels MINUIT [27] über Minimierung von $-\ln(\mathcal{L})$ bestimmen. Eine noch ausführlichere Beschreibung des Algorithmus ist in [26] zu finden.

6.4 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Durch den Fit wird der Skalierungsfaktor f_{signal} bestimmt, welcher angibt, mit welchem Faktor die Ereignisse des Signalzerfalls $B \rightarrow \omega \rightarrow 3\pi$ skaliert werden müssen, um die Daten zu beschreiben. Es gilt:

$$\mathcal{B}_{\text{gemessen}}^{B \rightarrow \omega \rightarrow 3\pi} = f_{\text{signal}} \cdot \mathcal{B}_{\text{MC}}^{B \rightarrow \omega} \cdot \mathcal{B}_{\text{MC}}^{\omega \rightarrow 3\pi}$$

Die im MC implementierten Zerfallsraten sind $\mathcal{B}_{\text{MC}}^{B \rightarrow \omega} = 1,3 \cdot 10^{-4}$ und $\mathcal{B}_{\text{MC}}^{\omega \rightarrow 3\pi} = 0,888$. Um das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ zu bestimmen,

muss noch das gemessene Zerfallsverhältnis $\mathcal{B}_{\text{gemessen}}^{B \rightarrow \omega \rightarrow 3\pi}$ mit Hilfe des gut bestimmten partiellen Zerfallsverhältnisses $\mathcal{B}_{\text{PDG}}^{\omega \rightarrow 3\pi} = (89, 1 \pm 0, 7) \%$ aus [2] auf das eigentlich zu bestimmende Zerfallsverhältnis $\mathcal{B}_{\text{gemessen}}^{B \rightarrow \omega}$ korrigiert werden:

$$\mathcal{B}_{\text{gemessen}}^{B \rightarrow \omega} = \frac{\mathcal{B}_{\text{gemessen}}^{B \rightarrow \omega \rightarrow 3\pi}}{\mathcal{B}_{\text{PDG}}^{\omega \rightarrow 3\pi}}$$

Der durch die Unsicherheit des Wertes $\mathcal{B}_{\text{PDG}}^{\omega \rightarrow 3\pi}$ hervorgerufene systematische Fehler wird in Kapitel 8.4.5 behandelt.

6.5 Fitvalidierung

Um die Stabilität der Anpassung zu überprüfen, wird die Anpassung mehrfach an Spielzeugdaten durchgeführt. Die Spielzeugdaten werden erstellt, indem alle simulierten Untergrund- und Signalbeiträge mittels Poissonstatistik innerhalb ihrer Fehler variiert und dann addiert werden. Die Anpassung wird 10000 mal an 10000 dieser Spielzeugdaten durchgeführt und die Ergebnisse werden histogrammiert. Wie in Abbildung 6.5 für neuronale Netze der Konfiguration A zu sehen, hat der hier bestimmte Skalierungsfaktor

$$f_{\text{signal}} = \frac{\text{gemessener Signalanteil}}{\text{erwarteter Signalanteil}}$$

sein Maximum wie erwartet beim Wert $f_{\text{signal}} = 1, 0$. Die Pull-Verteilung

$$\text{pull} = \frac{f_{\text{signal}}^{\text{gemessen}} - f_{\text{signal}}^{\text{erwartet}}}{\Delta f_{\text{signal}}^{\text{gemessen}}}$$

zeigt keinen Bias und besitzt die erwartete Breite von 1,0. In Abbildung 6.6 sind die Pull-Verteilungen für die restlichen Netzkonfigurationen zu sehen.

6.6 Ergebnis der Anpassung

Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Wie erwartet ist der statistische Fehler bei Anwendung der Netzkonfiguration A mit 11.1% am geringsten. Die Korrelation der Fitparameter für die betrachteten Netzkonfigurationen ist in Tabelle 6.2 gegeben. Es ist zwischen Signal- und $c\ell\nu$ -Anteil eine deutliche negative Korrelation vorhanden.

Die Ergebnisse für die verschiedenen Netzkonfigurationen stimmen innerhalb ihrer statistischen Fehler gut überein, es ist jedoch zu beachten, dass es sich vor der Auswahl durch die neuronalen Netze um die gleichen Daten handelt. Der systematische Fehler durch die Auswahl der Inputvariablen wird in Kapitel 8.4.2 berechnet.

Die Größen m_{ES} und m_{ω} sind nach Anwendung der aus dem Fit gewonnenen Skalierungsfaktoren für Signal und $c\ell\nu$ -Untergrund in Abbildung 6.7 zu sehen.

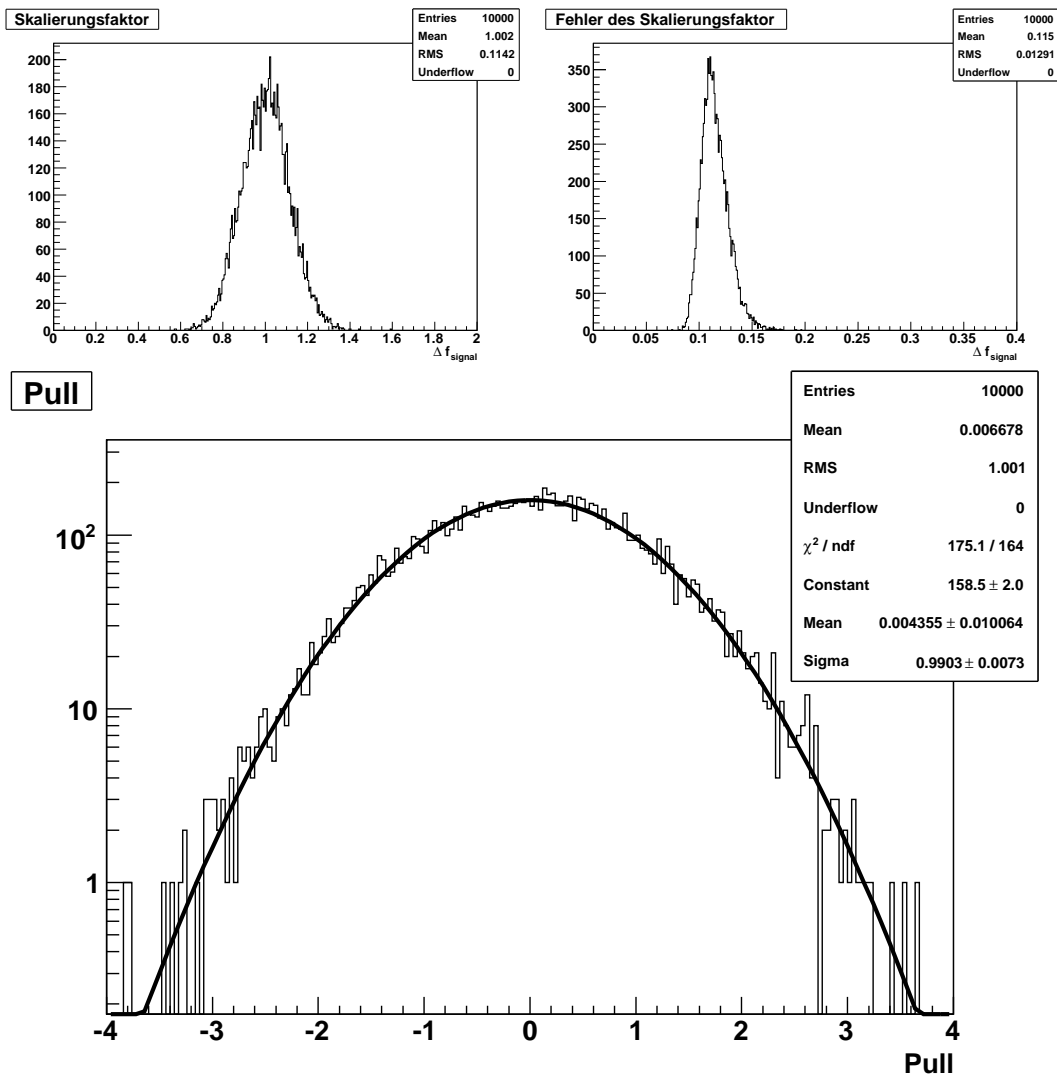
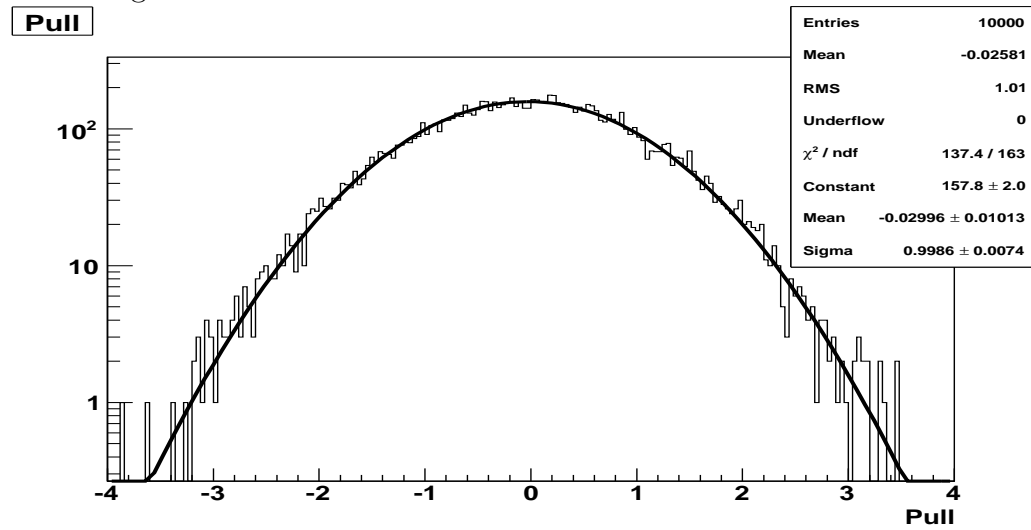
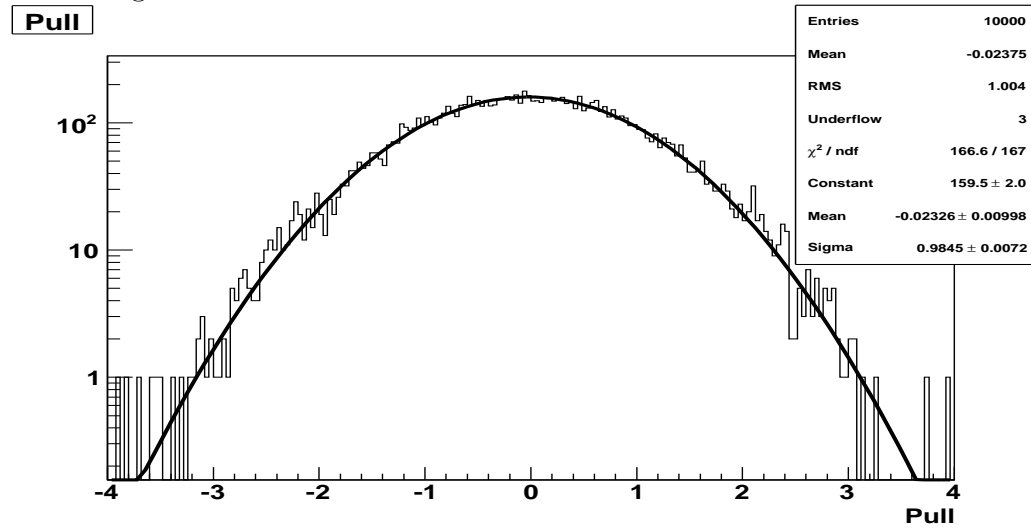


Abbildung 6.5: f_{signal} , relativer Fehler $\Delta f_{\text{signal}}/f_{\text{signal}}$ sowie Pull-Verteilung von einem Fit an 10000 Spielzeugdatenverteilungen bei Verwendung neuronaler Netze der Konfiguration A. Die Pull-Verteilung entspricht einer Gaußkurve mit Breite 1,0 und Mittelwert 0,0.

Netzkonfiguration B



Netzkonfiguration C



Netzkonfiguration D

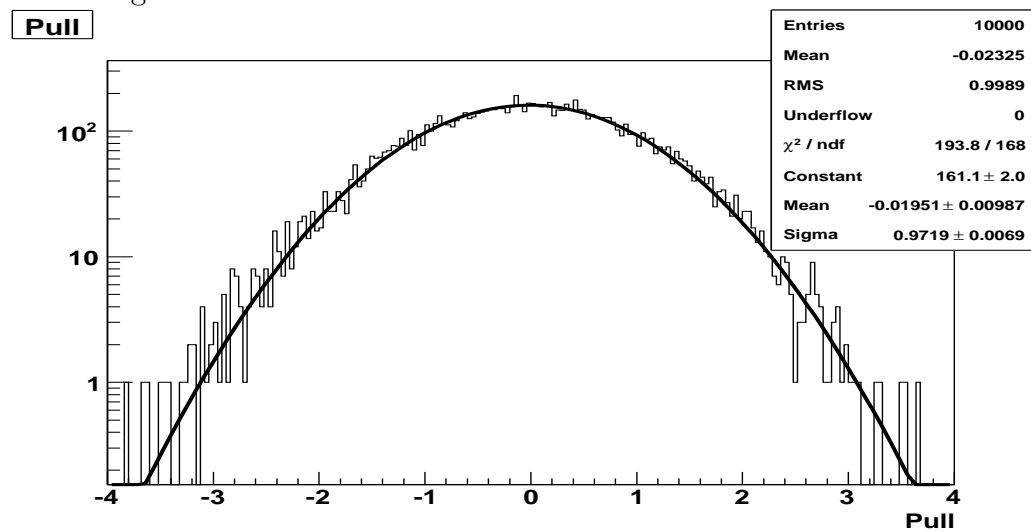


Abbildung 6.6: Pull-Verteilungen von einem Fit an 10000 Spielzeugdaten bei Verwendung der neuronaler Netze der Konfigurationen B, C und D.

Netz	Skalierungsf. für ω_{clv}	Fehler des Skalierungsf. in %	Verzweigungsverhältnis in 10^{-4}	χ^2
A	0,925	11,1	$1,20 \pm 0,14$	89,5
B	0,936	11,8	$1,21 \pm 0,15$	84,7
C	0,966	12,2	$1,25 \pm 0,16$	93,6
D	0,986	11,8	$1,28 \pm 0,15$	86,1

Tabelle 6.1: Ergebnis der Anpassung an Daten, die Fehler sind rein statistisch. Die bevorzugte Netzkonfiguration A mit dem minimalen statistischen Fehler ist fett gedruckt.

Konfiguration A			Konfiguration B		
	f_{Signal}	f_{clv}		f_{Signal}	f_{clv}
f_{Signal}	1.0	-0.67	f_{Signal}	1.0	-0.69
f_{clv}	-0.67	1.0	f_{clv}	-0.69	1.0
Konfiguration C			Konfiguration D		
	f_{Signal}	f_{clv}		f_{Signal}	f_{clv}
f_{Signal}	1.0	-0.70	f_{Signal}	1.0	-0.67
f_{clv}	-0.70	1.0	f_{clv}	-0.67	1.0

Tabelle 6.2: Korrelation der Parameter für die verschiedenen Netzkonfigurationen. Die Parameter f_{Signal} und f_{clv} sind erheblich korreliert. Von den untersuchten Netzkonfigurationen besitzt jedoch die bevorzugte Konfiguration A die geringste Korrelation.

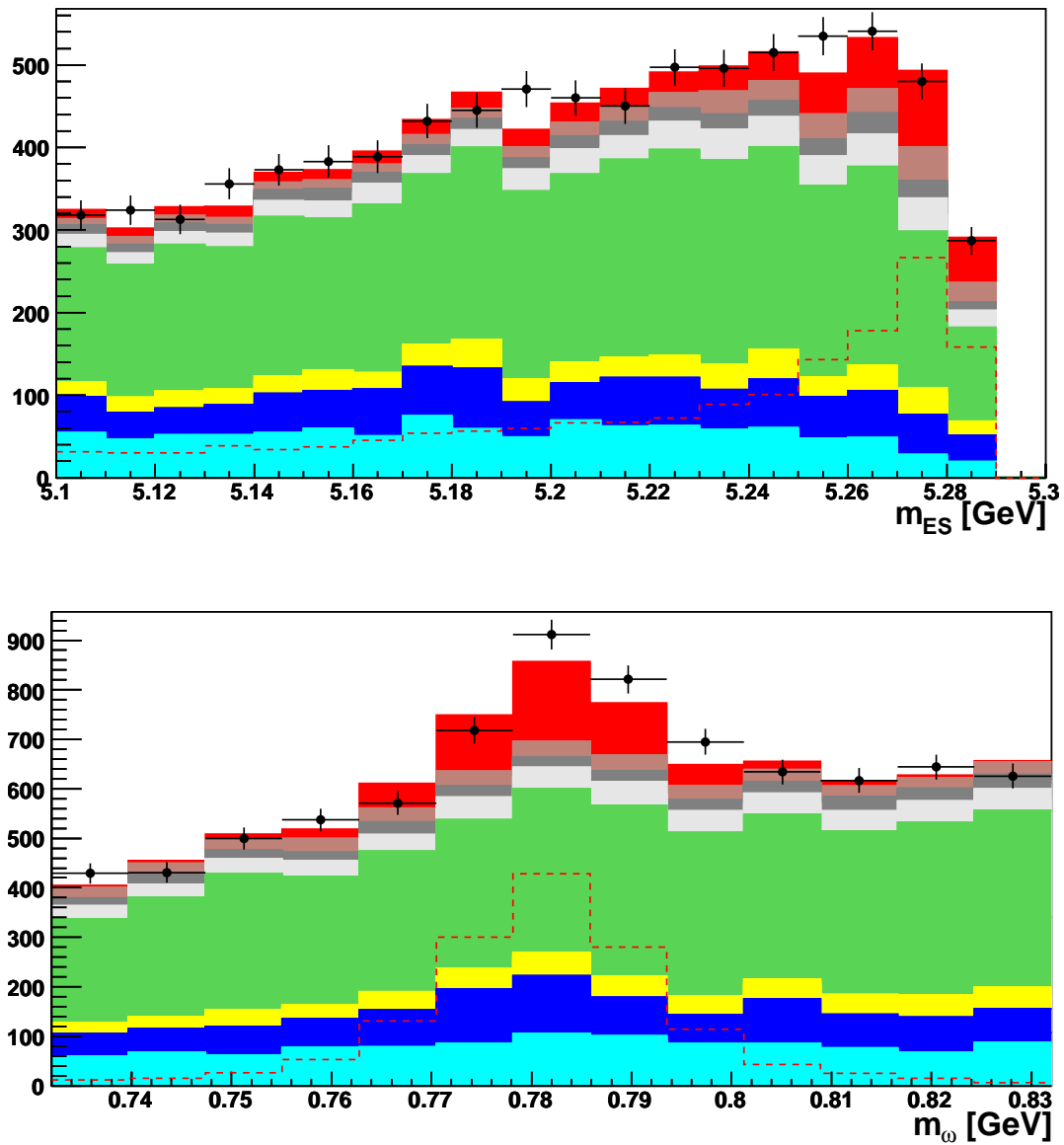


Abbildung 6.7: m_{ES} und m_{ω} mit der aus der Anpassung gewonnenen Skalierung. Die komplette in Kapitel 5 beschriebene Selektion inklusive der neuronalen Netze der Konfiguration D wurde durchgeführt.

Kapitel 7

Vergleich der simulierten Ereignisse mit Daten

7.1 Vergleich des simulierten Kontinuumsuntergrundes mit Off-Resonanz-Daten

Um die Güte der Luminositätsskalierung der simulierten Kontinuums-Ereignisse zu überprüfen werden 35.21 fb^{-1} Off-Resonanz-Daten verwendet, die bei einer Energie von 40 MeV unterhalb der $\mathcal{T}(4S)$ -Schwelle aufgenommenen wurden. Da die Energie nicht für die Produktion von B-Mesonpaaren ausreicht, können nur $c\bar{c}, u\bar{u}, d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ -Kontinuumsereignisse erzeugt werden. Der Einfluss reiner QED-Ereignisse wurde, wie in Kapitel 4.2.3 schon beschrieben in einer vorherigen Analyse [17] als vernachlässigbar bestimmt. Die simulierten $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignisse sollten also bei korrekter Normierung mit den Off-Resonanz-Daten übereinstimmen.

Die simulierten Kontinuumsereignisse werden, getrennt für Ereignisse mit Elektron und Ereignisse mit Myon, mittels eines Likelihood-Fits (beschrieben in Kapitel 6.2) an die Off-Resonanz-Daten angepasst. Als Ergebnis der Anpassung erhält man zwei Skalierungsfaktoren, die die Normierung der simulierten Kontinuumsereignisse an die Off-Resonanz-Daten angleichen, einen für Ereignisse mit Elektron und einen für Ereignisse mit Myon. Die Anpassung findet nach Anwendung aller in 5.2 und 5.3 diskutierten Auswahlkriterien statt. Eine Auswahl mittels neuronaler Netze wird jedoch nicht durchgeführt, da diese die Kontinuumsereignisse zu stark unterdrücken als dass noch sinnvoll eine Anpassung vorgenommen werden könnte. Die Anpassung findet in der in Kapitel 6.1 näher erläuterten zweidimensionalen m_{ES}/m_ω -Ebene und mit dem ebenfalls dort beschriebenen irregulären Binning statt. Die in eine Dimension abgerollten Untergrundhistogramme der m_{ES}/m_ω -Ebene sind in Abbildung 7.1 dargestellt. Die in den Abbildungen gut sichtbare Stufe bei Bin Nummer 35 rührt aus dem ab diesem Bin feineren Binning her.

Lepton im Ereignis	Skalierungsfaktor	χ^2
Elektron	$1,09 \pm 0,04$	124,1
Myon	$0,93 \pm 0,02$	80,8

Tabelle 7.1: Aus dem Fit gewonnene Skalierungsfaktoren für simulierte Kontinuumsereignisse, sowie deren Fehler.

Die aus der Anpassung an Off-Resonanz-Daten gewonnenen Skalierungsfaktoren für simulierte Kontinuumsereignisse mit rekonstruiertem Elektron und rekonstruiertem Myon sind in Tabelle 7.1 aufgetragen und werden in der Analyse der On-Resonanz-Daten verwendet, um die Luminositätsskalierung dieser Ereignisse zu korrigieren. Auf den durch die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren hervorgerufenen systematischen Fehler wird in Kapitel 8.3.1 eingegangen.

7.2 $cl\nu$ -Untergrund

Die vorliegende Analyse ist, wie schon eingangs erwähnt, vom $cl\nu$ -Untergrund dominiert. Nach der in den Kapiteln 5.2 und 5.3 vorgenommenen Selektion ergibt sich das in Abbildung 7.2 sichtbare Bild. Es fällt sofort auf, dass in Bereichen mit einem hohen Anteil an $cl\nu$ -Ereignissen die Daten nicht von den simulierten Daten beschrieben werden. Stattdessen zeigt sich in allen Verteilungen in der Analyse ein deutlicher Überschuss an simulierten $cl\nu$ -Ereignissen. Um festzustellen, ob auch die Form der Verteilungen schlecht beschrieben ist, wird eine Anpassung der simulierten $cl\nu$ -Ereignisse an On-Resonanz-Daten durchgeführt. Dabei werden alle MC-Beiträge außer dem simulierten $cl\nu$ -Untergrund festgehalten und so aus den Daten ein Skalierungsfaktor für den $cl\nu$ -Untergrund bestimmt. Auch hier findet die Anpassung in der in Kapitel 6.1 beschriebenen zweidimensionalen m_{ES}/m_ω -Ebene und dem dort beschriebenen Binning statt. Die Anpassung wird im sogenannten „Seitenband“, der Region mit $m_{ES} < 5,23 \text{ GeV}/c^2$ oder $m_\omega < 762 \text{ MeV}/c^2$ oder $m_\omega > 802 \text{ MeV}/c^2$, durchgeführt. Es wird der in Kapitel 6.3 beschriebene Algorithmus verwendet.

Wenn nur ein Normierungsproblem des simulierten $cl\nu$ -Untergrundes vorliegt, so würde der in der Analyse in Kapitel 6 verwendete Fitalgorithmus dies ausgleichen, da der $cl\nu$ -Untergrund in der dort durchgeführten Anpassung nicht festgehalten wird. Problematisch für die Anpassung wäre aber eine durch die Simulation schlecht beschriebene Form der Verteilungen des simulierten $cl\nu$ -Untergrundes. Um ein Maß dafür zu erhalten, wie schlecht die Formen der Verteilungen des $cl\nu$ -Untergrundes beschrieben sind, wird die Bestimmung des Anteils des $cl\nu$ -Untergrundes in den Daten einmal vor den neuronalen Netzen und jeweils nach Auswahl durch Kontinuums- und $cl\nu$ -Netz durchgeführt. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 7.2 eingetragen. Die totale Differenz der Skalierungsfaktoren von $0,885 - 0,860 = 0,025$ wird in Kapitel 8.3.2 als Unsicherheit des

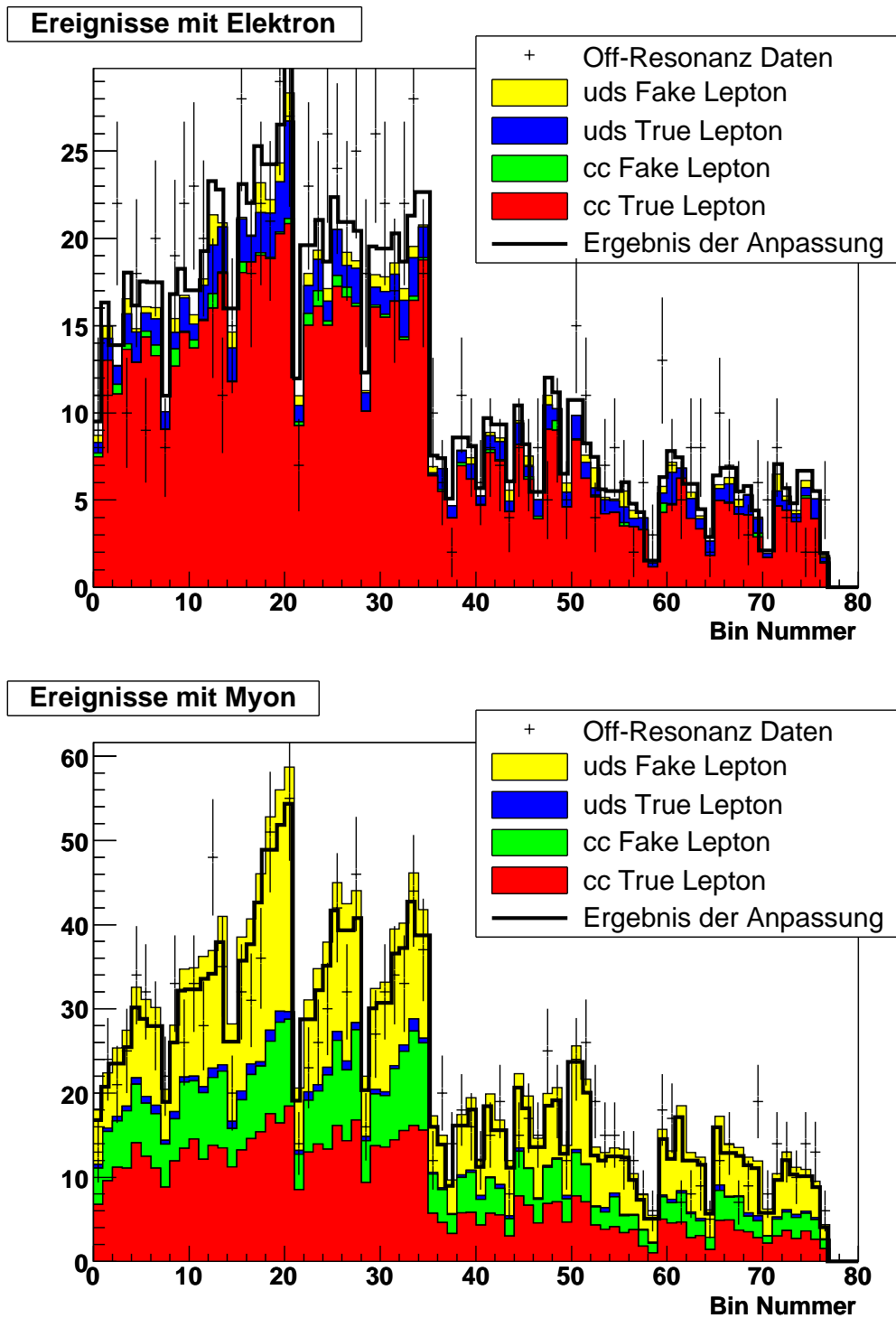


Abbildung 7.1: Die Anpassung von MC-simulierten Kontinuumereignissen an die Off-Resonanz-Daten, oben für Elektronen, unten für Myonen. Die gezeigte Verteilung ist die in eine Dimension abgerollte irregulär gebinnnte m_{ES}/m_ω -Ebene (siehe Kapitel 6.1, dort insbesondere Abbildung 6.2). Die Anpassung findet nach allen Kriterien aus den Kapiteln 5.2 und 5.3 statt. Es wird ein gemeinsamer Skalierungsfaktor für $c\bar{c}$ -Ereignisse und $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ -Ereignisse bestimmt.

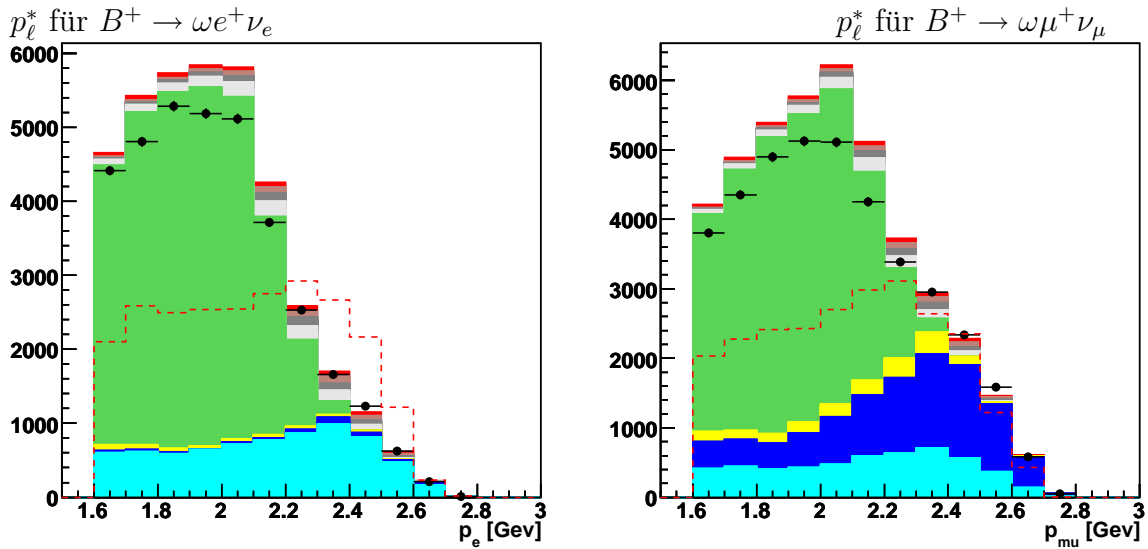


Abbildung 7.2: Verteilung des Leptonimpulses im $\Upsilon(4S)$ -System mit Luminositätsnormierung des simulierten $cl\nu$ -Untergrundes. Die Abbildung zeigt die Verteilung nach allen Kriterien aus den Kapiteln 5.2 und 5.3. Die Daten stimmen für den niedrigen Impulsbereich mit hohem $cl\nu$ -Anteil sehr schlecht mit den simulierten Daten überein.

Skalierungsfaktors angenommen.

Nachdem der Anteil der simulierten $cl\nu$ -Ereignisse mit dem Faktor 0,860 aus Tabelle 7.2 korrigiert wurde, kann in Abbildung 7.3 und den Abbildungen 5.10 bis 5.13 und B.1 bis B.8 (in denen dieser Skalierungsfaktor, wie bei allen Abbildungen in den Kapiteln 4 und 5, ebenfalls angewandt wurde) festgestellt werden, dass die Formen der betrachteten Verteilungen relativ gut beschrieben werden.

Zu einer genaueren Analyse des $cl\nu$ -Untergrundes fehlt leider die Zeit und so bleibt der Grund für die schlechte Beschreibung des $cl\nu$ -Untergrundes durch die Simulation unverstanden. Die schlechte Beschreibung des $cl\nu$ -Untergrundes in dieser Art von Analyse ist jedoch nicht ungewöhnlich, in [3] tritt für die Analyse des Zerfalls $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu_\ell$ ebenfalls eine Abweichung des $cl\nu$ -Untergrundes von etwa 10% auf.

	Skalierungsfaktor	χ^2
Mit allen Kriterien aus 5.2 und 5.3	$0,860 \pm 0,007$	67,1
Mit Kontinuumsnetz	$0,881 \pm 0,007$	81,6
Mit $cl\nu$ -Netz	$0,885 \pm 0,028$	47,6

Tabelle 7.2: Aus der Anpassung an Daten im Seitenband gewonnener Skalierungsfaktor für die simulierten $cl\nu$ -Ereignisse. Der Skalierungsfaktor wurde nach verschiedenen Auswahlstufen bestimmt. In Fett gedruckt ist der in den Abbildungen in Kapitel 5 verwendete Skalierungsfaktor.

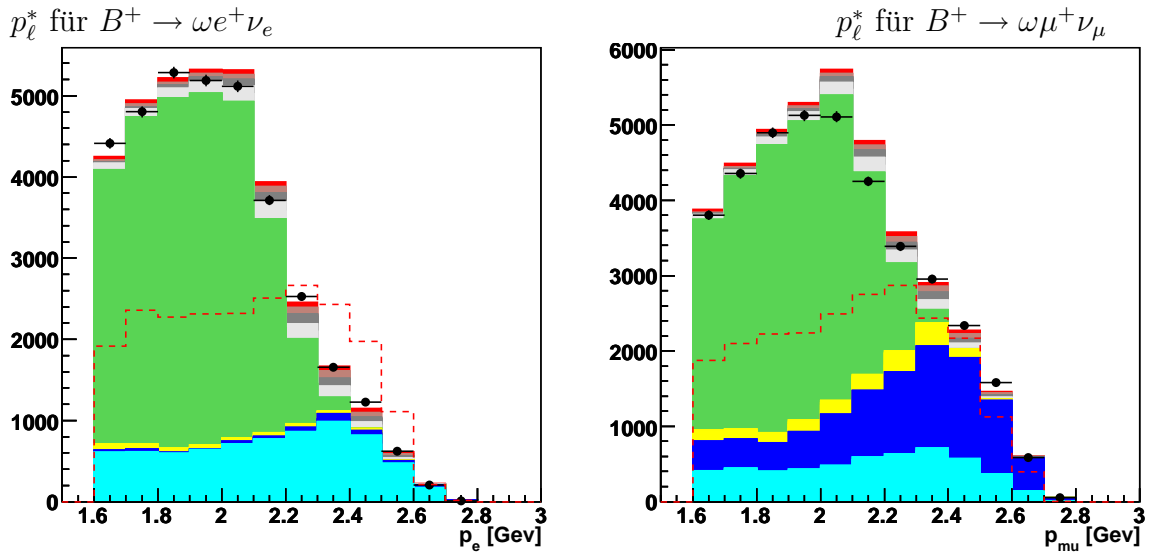


Abbildung 7.3: Die Abbildung zeigt die Verteilung des Leptonimpulses im $\Upsilon(4S)$ -System nach Anpassung der Normierung des simulierten $cl\nu$ -Untergrundes an die Daten mittels des Skalierungsfaktors von $0,860$. Die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten ist deutlich besser als in Abbildung 7.2. Die Abbildung zeigt die Verteilung nach allen Kriterien aus den Kapiteln 5.2 und 5.3.

Kapitel 8

Systematische Unsicherheiten

8.1 Überblick

In Kapitel 6 wurde als Ergebnis der Anpassung für das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)$ mit der bevorzugten Netzkonfiguration ein Wert von $(1,20 \pm 0,14_{\text{stat.}}) \cdot 10^{-4}$ bestimmt. Neben dem aus der Anpassung gewonnenen rein statistischen Fehler existieren systematische Fehler, die bisher nicht behandelt wurden. Zur Abschätzung dieser systematischen Fehler werden die simulierten Daten innerhalb der Unsicherheit des betrachteten Parameters variiert und die Abweichung des dann gemessenen Verzweigungsverhältnisses vom nominalen Verzweigungsverhältnis berechnet. Systematische Fehlerquellen der Analyse sind in Tabelle 8.1 aufgetragen und werden im Folgenden einzeln diskutiert. Die systematischen Fehlerquellen werden untereinander als unkorreliert betrachtet und deshalb quadratisch addiert.

8.2 Detektoreigenschaften und Rekonstruktionseffizienzen

Die Simulation versucht, die Detektoreigenschaften soweit wie möglich richtig zu berücksichtigen. Trotzdem kommt es zu Abweichungen der Rekonstruktionseffizienzen in Daten und simulierten Daten, die als systematische Fehler berücksichtigt werden müssen.

8.2.1 Spurrekonstruktionseffizienz

Unsicherheiten in der Spurrekonstruktion sowie mehrfach rekonstruierte Spuren und Fehler bei der Zuordnung geladener Spuren zu Kalorimeterclustern beeinflussen die Neutrino-Rekonstruktion und damit auch die Messung des Verzweigungsverhältnisses.

Der Einfluss unterschiedlicher Spurrekonstruktionseffizienz in Daten und in der

Fehlerquelle	Relativer Fehler auf $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell)$ in %
Detektoreigenschaften und Rekonstruktionseffizienzen	
Spurrekonstruktionseffizienz	2,5
Photoneffizienzen	2,5
Leptonidentifikationseffizienz	2,1
π^0 Rekonstruktionseffizienz	3,8
K_L Wechselwirkung	3,0
K_L Rekonstruktion	1,5
K_L Produktion	2,9
Physikalische Modellierung	
Kontinuumrenormierung	0,1
$cl\nu$ Verzweigungsverhältnis	7,4
$ul\nu$ Verzweigungsverhältnis	1,8
Elektron/Myon-Diskrepanz	2,8
$\omega l\nu$ Formfaktor	2,4
Weitere systematische Fehlerquellen	
Netztraining	5,4
Netzkonfiguration	6,6
Anzahl B-Meson-Paare	1,3
Mehrere Kandidaten	1,2
$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Verzweigungsverhältnis	0,7
Total	14,1

Tabelle 8.1: *Relative systematische Fehlerbeiträge.*

Laufzeitperiode	Syst. Unsicherheit der Effizienz pro Spur [%]
Run 1	0,51
Run 2	0,35
Run 3	0,26
Run 4	0,41
Run 5	0,45

Tabelle 8.2: Systematische Unsicherheit der Spuren in Abhängigkeit der Laufzeitperiode.

Simulation wird durch zufällige Elimination von Spuren mit den in Tabelle 8.2 aufgeführten Wahrscheinlichkeiten abgeschätzt. Diese Werte sind [28] entnommen und liegen zwischen 0,26% und 0,51%, je nach Laufzeitperiode. Das Verzweignungsverhältnis ändert sich dadurch um 2,5%.

8.2.2 Photonrekonstruktionseffizienz

Für Photonen mit Energien $E_\gamma < 1$ GeV wird pro Photon eine systematische Unsicherheit der Photonrekonstruktionseffizienz in der Simulation von 1,8% angenommen, für Photonen mit Energien $1 \text{ GeV} < E_\gamma < 7$ GeV beträgt die verwendete systematische Unsicherheit 0,7%. Diese Unsicherheiten wurden in [29] und [30] bestimmt. Der Einfluss der Photonrekonstruktionseffizienz wird durch zufällige Elimination von Photonen mit der genannten energieabhängigen Wahrscheinlichkeit abgeschätzt. Das gemessene Verzweignungsverhältnis ändert sich dabei um 2,5%.

8.2.3 Leptonidentifikationseffizienz

Die in Kapitel A.4 erwähnten PID-Gewichte besitzen pro Bin in $|\vec{p}|$, θ und ϕ eine gewisse Unsicherheit. Es wird pro Bin voll korreliert die in [31] genannte Unsicherheit von 1,4% für Elektronen und die in [32] genannte Unsicherheit von 3,0% für Myonen angenommen. Diese Abschätzung nach oben ergibt eine Unsicherheit für die Leptonidentifikationseffizienz von insgesamt 1,7%. Für eine Variation der simulierten Daten um 1,7% nach oben bzw. unten ergibt sich ein relativen Fehler von $\pm 2,1\%$ für das nominale Verzweignungsverhältnis.

8.2.4 π^0 Rekonstruktionseffizienz

Für die π^0 Rekonstruktionseffizienz wird, wie von der Neutral Particles Group empfohlen, eine Unsicherheit von 3% angenommen, siehe [29]. Für das Verzweignungsverhältnis ergibt sich ein relativer Fehler von $\pm 3,8\%$.

8.2.5 K_L Wechselwirkung, Rekonstruktion und Produktion

K_L s haben großen Einfluss auf die Neutrinoerkennung. Die neutralen, langlebigen K_L s deponieren nur einen Bruchteil ihrer Energie durch hadronische Schauer im EMC. Unsicherheiten in der Simulation von K_L Wechselwirkung, Rekonstruktion und Produktion sind aus diesem Grund zu untersuchen und ihr Einfluss auf den systematische Fehler der Analyse abzuschätzen.

Die Energiedepositionen der K_L s im elektromagnetischen Kalorimeter werden in den simulierten Daten in Abhängigkeit ihrer Impulse und Winkel mit Werten zwischen 1,014 und 1,223 (entnommen aus [33]) skaliert. Um die Unsicherheit der Simulation der K_L -Wechselwirkungen im Detektor zu berücksichtigen werden die Energiedepositionen innerhalb der ebenfalls in [33] bestimmten Unsicherheiten variiert. Es ergibt sich als systematischer Fehler durch die Unsicherheit der K_L -Wechselwirkung ein relativer Fehler von 3,0%.

Um den systematischen Fehler durch unterschiedliche K_L -Rekonstruktionseffizienzen in Daten und Simulation festzustellen, werden K_L -Cluster mit der Unsicherheit der K_L -Rekonstruktionseffizienz in der Simulation eliminiert. Diese Unsicherheiten wurden in [33] bestimmt und liegen, wiederum abhängig von Impuls und Winkeln des K_L , zwischen 2% und 25%. Dies ergibt einen relativen Fehler von 1,5% durch die Unsicherheit der K_L -Rekonstruktionseffizienz.

Die K_L -Produktionsrate wird wegen gleicher Produktionsraten von K_L und K_s durch Anwendung von Korrekturfaktoren aus einer K_s -Studie [34] korrigiert. Das verwendete Verfahren transformiert die in den simulierten Daten vorhandenen K_L -Cluster im EMC mit der Unsicherheit der K_L -Produktionsrate der Simulation in Photonen, denen der K_L -Impuls zugewiesen wird. Durch diese Herangehensweise wird die Impulsbilanz und in Näherung auch die Energiebilanz im Ereignis beibehalten. Es ergibt sich ein relativer Fehler von 2,9% für das nominale Verzweungsverhältnis.

8.3 Fehler der physikalischen Modellierung

8.3.1 Kontinuumsskalierung

Wie in Kapitel 7.1 beschrieben, wird das Kontinuums-MC mittels eines aus Off-Resonanz-Daten gewonnenen Skalierungsfaktors umnormiert. Die Skalierungsfaktoren für Elektronen und Myonen werden nun mittels der ebenfalls in Kapitel 7.1 bestimmten Unsicherheit nach unten bzw. oben korrigiert. Mit den so gewonnenen Maximal- und Minimalwerten für die Skalierungsfaktoren wird die Analyse durchgeführt und es wird eine vernachlässigbare Abweichung von 0,1% aufgrund der Unsicherheit der Normierung des simulierten Kontinuumsuntergrundes gefunden.

8.3.2 Unsicherheit des $cl\nu$ -Untergrundes

Wie in Kapitel 7.2 erläutert, stimmt die aus der Simulation gewonnene Zahl der $cl\nu$ -Untergrundereignisse nicht mit der aus der Anpassung an Daten erhaltenen Normierung überein. Das durch die Anpassung bestimmte Zerfallsverhältnis $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu_\ell)$ ist jedoch nicht auf eine Abweichung der Normierung des $cl\nu$ -Untergrundes zwischen Simulation und Daten sensitiv, da der simulierte $cl\nu$ -Untergrund in der Anpassung nicht festgehalten wird. Problematisch für die Anpassung ist aber eine schlechte Beschreibung der Form der Verteilungen des $cl\nu$ -Untergrundes durch die Simulation. Würde die Simulation die Daten korrekt beschreiben, so bliebe der Anteil des simulierten $cl\nu$ -Untergrundes nach jedem Auswahlkriterium stabil. Als Maß für die Größe der systematischen Unsicherheit durch die schlecht beschriebene Form von Verteilungen des $cl\nu$ -Untergrundes dient darum die in Kapitel 7.2 bestimmte totale Abweichung der Skalierungsfaktoren des $cl\nu$ -Anteils nach verschiedenen Stufen der Analyse.

Um die Auswirkung eines abweichenden $cl\nu$ -Untergrundanteils zu ermitteln wird die in Kapitel 6 beschriebene Anpassung an Daten zur Extraktion des Zerfallsverhältnisses $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu_\ell)$ modifiziert. Der $cl\nu$ -Anteil wird dabei mit einem Skalierungsfaktor von $0,89 \pm 0,03$ skaliert und in der folgenden Anpassung festgehalten. Die Unsicherheit des Skalierungsfaktor wurde in Kapitel 7.2 bestimmt. Es ergibt sich ein relativer systematischer Fehler von $\pm 7,4\%$.

Dies ist der größte systematische Fehlerbeitrag in dieser Analyse. Für eine Verbesserung der Messung wäre es darum sehr wichtig, den Grund der schlechten Übereinstimmung der Daten mit der Simulation des $cl\nu$ -Untergrundes zu finden, um den Fehler besser abschätzen zu können und möglichst seine Ursache zu eliminieren.

8.3.3 Unsicherheit der Verzweungsverhältnisse des $ul\nu$ -Untergrundes

Um den durch die Unsicherheit der Zerfallsverhältnisse der Zerfälle $B \rightarrow ul\nu$ (resonant und nichtresonant) hervorgerufenen systematischen Fehler abzuschätzen, wird die Unsicherheit des gesamten Zerfallsverhältnisses $\mathcal{B}(B \rightarrow ul\nu) = (2,26 \pm 0,33) \cdot 10^{-3}$ (siehe [35], ICHEP06) als Unsicherheit des nichtresonanten Anteils angenommen. Die Beiträge der resonanten Zerfallskanäle sind kleiner, deshalb wird ihr Normierungsfehler als vernachlässigbar angenommen. Nach der Variation des Anteils des nichtresonanten $ul\nu$ -Untergrundes innerhalb der oben angegebenen Unsicherheit ergibt sich ein relativer Fehler des Verzweungsverhältnisses von $\pm 1,8\%$.

8.3.4 Elektron-Myon-Diskrepanz

Die in den Abbildung 5.10 bis 5.13 und B.1 bis B.8 gezeigten Eingangsverteilungen der neuronalen Netze zeigen für Elektronen systematisch zu wenige MC-Daten und bei Myonen systematisch zu viele MC-Daten. Der systematische Fehler lässt sich leicht durch Durchführen der Anpassung nur mit rekonstruierten Elektronen bzw. mit Myonen abschätzen. Es ergibt sich ein relativer systematischer Fehler des Nominalwerts von $\pm 2,8\%$.

8.3.5 Formfaktormodell

Wie in Kapitel 2.3.1 erwähnt, ist die in den simulierten Daten ermittelte Akzeptanz des Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ abhängig von dem verwendeten Formfaktormodell. Der systematische Fehler durch das Formfaktormodell wird abgeschätzt, indem eine Variation des Ball-Modells innerhalb der in [8] genannten Unsicherheiten durchgeführt wird. Der relative Fehler auf die Formfaktoren $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ und $V(q^2)$ wird dort zu

$$\Delta_{\text{rel.}}(q^2) = 10\% + \frac{q^2}{14 \text{ GeV}^2} 3\%$$

angegeben. Der oben angegebene relative Fehler wird nun für jeden Formfaktor als Breite einer Gaussverteilung angenommen innerhalb derer die Formfaktoren $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$ und $V(q^2)$ jeweils 100 mal variiert werden. Die sich ergebenden Verzweigungsverhältnisse $B^+ \rightarrow \omega \ell^+ \nu_\ell$ wurden in Abbildung 8.1 eingetragen. Es ergibt sich ein σ von $2,9 \cdot 10^{-6}$ was einem relativen Fehler von $2,4\%$ entspricht ¹.

8.4 Weitere systematische Fehlerquellen

8.4.1 Einfluss des Trainings des Neuronalen Netzes

Die Leistung der neuronalen Netze hängt bei endlicher Statistik auch von ihrem Training ab. Der Einfluss des Trainings auf das Verzweigungsverhältnis wird bestimmt, indem 100 neuronale Netze mit der in der Analyse verwendeten Netzkonfiguration A, siehe Tabelle 5.2, trainiert werden. Da die Gewichte der Synapsen der neuronalen Netze vor Beginn des Trainings zufällig mit Werten von 0,5 bis 1,5 gewählt werden, werden unterschiedliche neuronale Netze mit potentiell unterschiedlicher Ereignisauswahl erwartet. Dies führt als Ergebnis des Trainingsprozesses zu leicht unterschiedlicher Separation zwischen Signal und Untergrund und damit auch zu unterschiedlichen gemessenen Verzweigungsverhältnissen. Die Ergebnisse der Anpassung wurden in das Histogramm 8.2 eingetragen. Die an die

¹Bei Durchführung der Analyse mit dem ISGW2-Formfaktormodell ändert sich das erhaltene Verzweigungsverhältnis um 5% auf $1,13 \cdot 10^{-4}$. Der für das Ball-Formfaktormodell bestimmte Fehler liegt also in der erwarteten Größenordnung.

Variation des Formfaktormodells

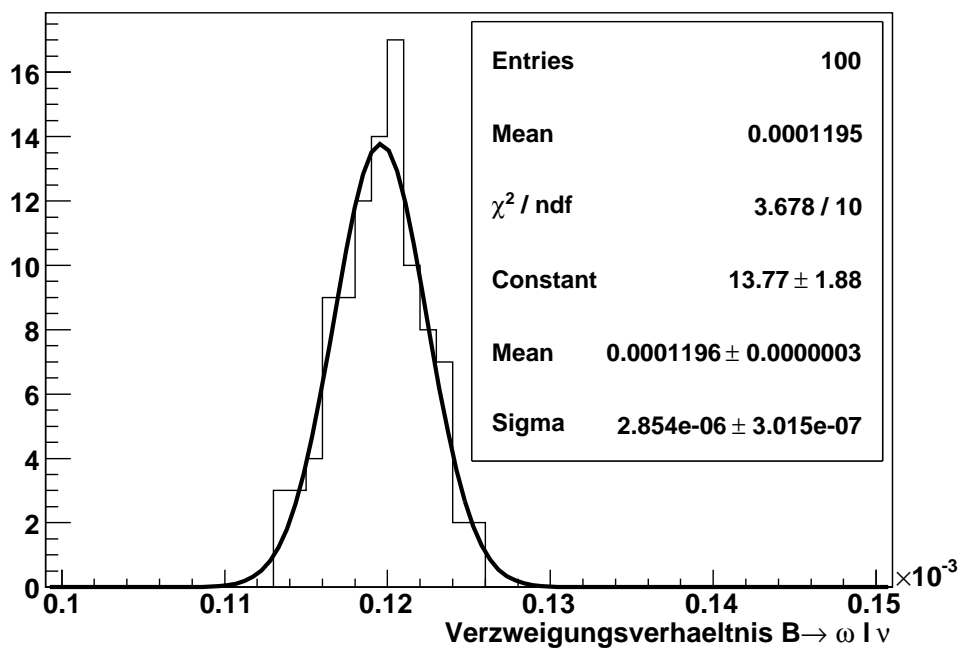


Abbildung 8.1: Verzweigungsverhältnisse $B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu_l$ bei Variation des Ball-Formfaktormodells innerhalb der Fehler der Parameter.

Systematischer Fehler durch das Training des neuronalen Netzes

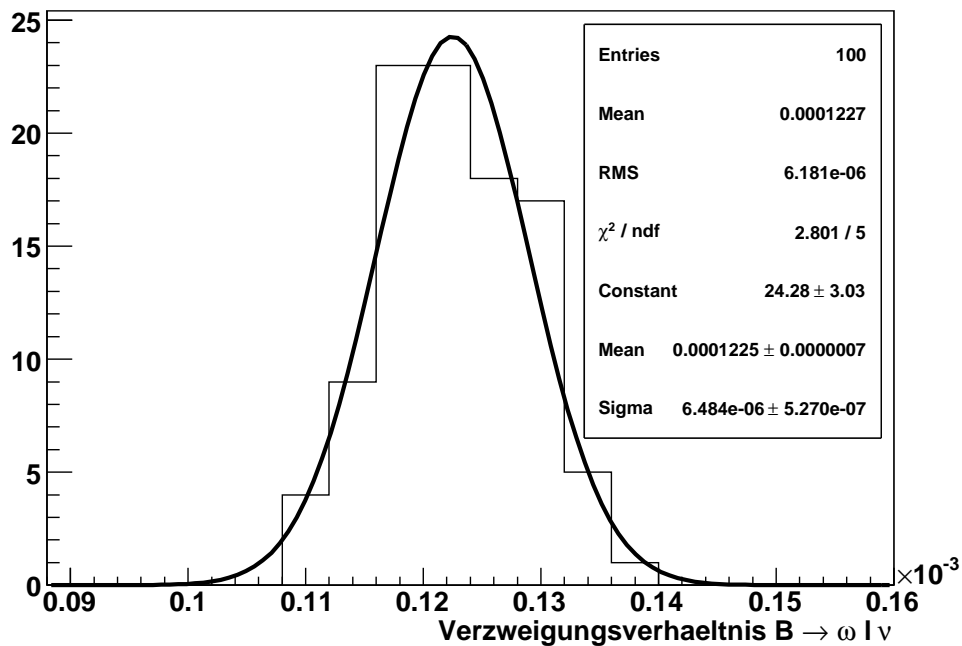


Abbildung 8.2: Effekt des Trainings auf das gemessene Verzweigungsverhältniss. Gezeigt sind die Verzweigungsverhältniss die man nach 100 unterschiedlichen Trainingsvorgängen der Netze erhalten würde.

100 Verzweigungsverhältnisse angepasste Gauß-Kurve besitzt ein σ von $6,5 \cdot 10^{-6}$ was einem relativen Fehler von 5,4% entspricht.

8.4.2 Konfiguration der Neuronalen Netze

Um den Einfluss der für die Neuronalen Netze verwendeten Inputvariablen abzuschätzen wurde die Analyse mit vier unterschiedlichen Konfigurationen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 aufgetragen. Wenn konservativ angenommen wird, dass die Neuronalen Netze jeweils die gleichen Ereignisse selektieren, erhält man einen relativen systematischen Fehler von 6,6% wenn als Fehler der maximale Abstand $\mathcal{B}_\omega^{NetzA} - \mathcal{B}_\omega^{NetzD}$ angenommen wird. Dabei wird der systematische Effekt durch die unterschiedlichen Netzkonfigurationen überschätzt, da der oben diskutierte Effekt des Trainings ebenfalls enthalten ist.

8.4.3 Unsicherheit der Zahl der bei *BABAR* aufgezeichneten B-Meson-Paare

Für die Zahl der bei *BABAR* aufgezeichneten B-Mesonpaare wird eine Unsicherheit von 1,1% angenommen, siehe [36]. Es ergibt sich aus dieser Unsicherheit ein relativer Fehler von $\pm 1,3\%$.

8.4.4 Mehrere Kandidaten

Es gibt sowohl in simulierten als auch in gemessenen Daten den Fall, dass mehr als ein Kandidat pro Ereignis gefunden wird, siehe auch Abbildung 5.1. Dies wurde in der Analyse nicht berücksichtigt, weshalb der Effekt unterschiedlicher Beschreibung der Kandidatenzahl in Daten und Simulation als systematischer Fehler abgeschätzt werden muss. Dazu wird von mehreren Kandidaten in einem Ereignis nur derjenige Kandidat mit der höchsten Wahrscheinlichkeit Y_{vtx} , siehe Kapitel 5.3.2, in der Anpassung verwendet. Es ergibt sich für das Verzweigungsverhältnis ein geringer relativer systematischer Fehler von 1,2%.

8.4.5 $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Verzweigungsverhältnis

Aufgrund der Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}_{\text{PDG}}^{\omega \rightarrow 3\pi} = (89,1 \pm 0,7)\%$ aus [2] (siehe auch Kapitel 6.4) entsteht eine weitere systematische Unsicherheit für $\mathcal{B}_{\text{gemessen}}^{B \rightarrow \omega}$, die sich wie folgt berechnet

$$\Delta \mathcal{B}_{\text{gemessen}}^{B \rightarrow \omega} = \frac{f_{\text{signal}} \mathcal{B}_{\text{MC}}^{B \rightarrow \omega} \mathcal{B}_{\text{MC}}^{\omega \rightarrow 3\pi}}{(\mathcal{B}_{\text{PDG}}^{\omega \rightarrow 3\pi})^2} \Delta \mathcal{B}_{\text{PDG}}^{\omega \rightarrow 3\pi}$$

Hierbei ist $\mathcal{B}_{\text{MC}}^{\omega \rightarrow 3\pi} = 0,888$ der in der Simulation verwendete Wert für das Verzweigungsverhältnis von $\omega \rightarrow 3\pi$. Es ergibt sich ein absoluter Fehler von $0,9 \cdot 10^{-6}$ und damit ein vernachlässigbarer relativer Fehler von 0,7%.

8.5 Totaler systematischer Fehler

Durch quadratische Addition aller Teilfehler aus Tabelle 8.1 ergibt sich der gesamte relative systematische Fehler zu 14,1%. Damit ist er von der gleichen Größenordnung wie der statistische Fehler der Analyse. Große Beiträge des systematischen Fehlers sind die Simulation des $cl\nu$ -Untergrundes (7,4%), sowie die systematischen Fehlerbeiträge der neuronalen Netze.

Zur Verringerung des systematischen Fehlers der Simulation des $cl\nu$ -Untergrundes müsste dieser Untergrund zunächst noch eingehender studiert werden um den Grund für die Diskrepanz von Simulation und Daten zu finden und den Fehler, wenn nicht eliminieren, so doch zumindest besser abschätzen zu können. Kurzfristig erscheint ein härterer Schnitt auf die Diskriminante des $cl\nu$ -Netzes erfolgversprechend. Dadurch ergäbe sich zwar ein größerer statistischer Fehler der Anpassung, der systematische Fehler des $cl\nu$ -Untergrundes hätte wegen des geringeren $cl\nu$ -Anteils aber nicht mehr so große Folgen für das zu bestimmende Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu_\ell)$.

Die durch die Verwendung neuronaler Netze hervorgerufenen Fehler ließen sich vielleicht verringern, wenn die neuronalen Netze anders konfiguriert würden. Es wäre z. B. interessant, die Auswirkung einer geänderten Anzahl von Neuronen in den Hidden Layers auf den systematischen Fehler zu betrachten. Zudem könnte die Analyse mit den verbleibenden in Kapitel 5.4.3 diskutierten Analyseverfahren durchgeführt werden, deren systematische Fehler durch das Training vielleicht geringer sind.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Diese Arbeit benutzt 347fb^{-1} von am *BABAR*-Detektor gesammelten Daten zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu_\ell)$. Normalerweise werden Analysen zur Messung der Verzweigungsverhältnisse exklusiver semileptonischer B-Zerfälle mit Rekonstruktion des nicht semileptonisch zerfallenden B-Mesons, d. h. „tagged“, durchgeführt. Bei der vorliegenden Messung handelt es sich stattdessen um eine „untagged“-Analyse ohne Rekonstruktion des nicht semileptonisch zerfallenden B-Mesons. Der Untergrund wird mittels neuronaler Netze unterdrückt. Es wird ein Maximum-Likelihood-Verfahren zur Bestimmung von Signal- und Untergrundanteil verwendet. Es ergeben sich 855 ± 10 Signalereignisse und 6617 ± 58 Untergrundereignisse. Das Verzweigungsverhältnis $B^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu_\ell$ wird zu

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu_\ell) = (1, 20 \pm 0, 14_{\text{stat.}} \pm 0, 17_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-4} = (1, 20 \pm 0, 22_{\text{tot.}}) \cdot 10^{-4}$$

bestimmt. Dieser Wert stellt zum in [2] publizierten Wert von $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu_\ell) = (1, 3 \pm 0, 6) \cdot 10^{-4}$ eine deutliche Verbesserung dar. Außerdem stimmt das erhaltene Verzweigungsverhältnis mit dem vorläufigen Ergebnis der Belle-Kollaboration $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu_\ell) = (1, 17 \pm 0, 39_{\text{stat.}} \pm 0, 11_{\text{syst.}}) \cdot 10^{-4}$ [6] sehr gut überein.

Der systematische Fehler der vorliegenden Analyse ist größer als beim vorläufigen Ergebnis der BELLE-Kollaboration. Der statistische Fehler ist jedoch deutlich kleiner, da die vorliegende Analyse im Gegensatz zur Analyse der Belle-Kollaboration „untagged“ durchgeführt wurde. Insgesamt ergibt sich ein geringerer Gesamtfehler als bei dem oben genannten vorläufigen Ergebnis.

Die systematische Unsicherheit der vorliegenden Analyse von 14,1% wird durch die Systematik des schlecht verstandenen $B \rightarrow c\ell\nu$ -Untergrundes (7,4%) dominiert. Im Rahmen dieser Arbeit war es nicht möglich die Ursache für die schlechte Simulation des $c\ell\nu$ -Untergrundes zu finden. Der nächste Schritt einer auf diese Analyse aufbauenden Arbeit wäre eine gründliche Untersuchung dieses Untergrundes, um die Ursache der Diskrepanz von Simulation und Daten zu finden und bestenfalls zu beseitigen. Eine weniger zeitaufwändigere Verbesserung wäre es, statt auf optimalen statistischen Fehler bei der Auswahl durch das $c\ell\nu$ -Netz

auch auf den systematischen Fehler zu achten. Dies würde eine Optimierung auf S/\sqrt{B} anstatt $S/\sqrt{S+B}$ und einen somit einen deutlich härteren Schnitt auf die $c\nu$ -Diskriminante und dadurch eine stärkere $c\nu$ -Unterdrückung bedeuten. Im Rückblick wäre aufgrund der Größe des systematischen Fehlers diese Optimierung der Signaleffizienzen vorteilhaft gewesen.

Eine weitere Verbesserung der Analyse ließe sich vermutlich durch eine genauere Untersuchung der verschiedenen multivariaten Analysemethoden erreichen. Von den vorhandenen Möglichkeiten wurde in der vorliegenden Analyse nur ein Bruchteil genutzt. Mit einer eingehenderen Analyse der neben den verwendeten neuronalen Netzen noch vorhandenen Verfahren wären vielleicht noch Verbesserungen der Analyse möglich.

Die Extraktion von $|V_{ub}|$ aus dem gemessenen Zerfallsverhältnis ist in naher Zukunft unwahrscheinlich, da die drei unterschiedlichen q^2 -abhängigen Formfaktoren noch mit großen theoretischen Fehlern behaftet sind. Eine Alternative wäre es, die q^2 -Abhängigkeit des Formfaktors über ein Binning in q^2 in der Analyse selbst zu bestimmen. Dies verlangt jedoch einen größeren Datensatz als denjenigen, der derzeit zur Verfügung steht.

Anhang A

Teilchenidentifikation

A.1 Elektronidentifikation

Um als Elektron identifiziert zu werden, muss ein Teilchen den sogenannten *BABAR*-Elektronselektor, einen Identifikationsalgorithmus der auf einem Likelihood-Verfahren basiert, passieren. In Abhängigkeit der Wechselwirkungen des Elektronkandidaten werden für die einzelnen Detektorbestandteile Likelihood-Funktionen aufgestellt und die Gesamtwahrscheinlichkeit multiplikativ berechnet: $\mathcal{L}_e = \mathcal{L}_e^{DIRC} \cdot \mathcal{L}_e^{DCH} \cdot \mathcal{L}_e^{EMC}$. Dabei werden zur Berechnung der Likelihood-Funktionen folgende Größen berücksichtigt:

- Die deponierte Energie dE/dx in der Driftkammer
- Der im DIRC bestimmte Cherenkov-Winkel sowie die Anzahl der im DIRC vorhandenen Cherenkov-Photonen
- Die deponierte Energie E_{dep}/p im EMC
- Die longitudinale und laterale Form des elektromagnetischen Schauers im EMC

Das Verfahren wird in [37] näher beschrieben. Der verwendete Elektronselektor hat eine Elektronidentifikationseffizienz von 90% für Elektronen über 0.5 GeV/ c und eine Pion-als-Elektron Fehlidentifikationsrate von 0,05%-0,1%.

A.2 Myonidentifikation

Die Myonidentifikation findet mit Hilfe eines neuronalen Netzes statt. Die dabei verwendeten Inputvariablen sind

- Die im EMC deponierte Energie E_{cal}

- Information über die vom Teilchen im *BABAR*-Detektor zurückgelegte Strecke. Im Vergleich mit der für Myonen erwarteten Durchquerung der Myonkammern werden Hadronen im instrumentierten Eisenjoch früher „steckenbleiben“.
- Die durchschnittliche Multiplizität \bar{m} von getroffenen Streifen pro IFR Ebene, sowie deren Standardabweichung σ_m
- χ_{fit}^2 und χ_{mat}^2 , Größen die die Qualität der Anpassung der Spur an die vom Teilchen im IFR sowie der Driftkammer hervorgerufenen Treffer (Hits) beschreiben.

Neuronale Netze im allgemeinen werden in Kapitel 5.4.2 beschrieben, eine genauere Beschreibung der verwendeten Größen und des Verfahrens für den Myonselektor findet sich in [38]. Der verwendete Myonselektor hat eine Myoneffizienz von 70% und eine Pion-als-Myon Missidentifikationsrate von 2%. Die schlechte Effizienz ist auf die teilweise sehr schlecht funktionierenden, und aus diesem Grund später durch LSTs ersetzten, RPCs zurückzuführen, siehe Kapitel 3.2.5.

A.3 Kaonidentifikation

Wie beim Elektronselektor wird auch für den *BABAR*-Kaonselektor ein Likelihood-Verfahren zur Identifikation verwendet, wobei folgende Anforderungen gestellt werden:

- Für die Likelihood gilt $\mathcal{L}_K = \mathcal{L}_K^{DIRC} \cdot \mathcal{L}_K^{DCH} \cdot \mathcal{L}_K^{SVT}$
- \mathcal{L}_K^{DCH} und \mathcal{L}_K^{SVT} werden über die Abweichung des gemessenen dE/dx von dem durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebenen dE/dx berechnet
- \mathcal{L}_K^{DIRC} wird aus dem gefitteten Cherenkov-Winkel, der Anzahl der Cherenkov-Photonen und der Spurqualität bestimmt.
- Das Teilchen darf nicht von dem in [39] beschriebenen *BABAR*-Myonselektor als Myon identifiziert werden.
- Falls $p_K < 400$ MeV gilt, darf das Teilchen auch nicht von dem in [37] beschriebenen *BABAR*-Elektronselektor als Elektron identifiziert werden.

Eine genauere Erklärung des verwendeten Kaonselektors findet sich in [40].

A.4 PID-Gewicht

Die Effizienzen und auch die Fehlidentifikationsraten der Selektoren sind trotz Anpassung der simulierten Ereignisse in Daten und Simulation nicht vollständig

gleich. Es müssen deshalb auf das durch die Selektoren klassifizierte Lepton und, wegen des Kaon-Vetos, auch auf die geladenen Pionen multiplikativ sogenannte PID-Gewichte angewandt werden, welche die unterschiedlichen Effizienzen der Selektoren auf simulierte Ereignisse und Daten korrigieren. Zur Berechnung der PID-Gewichte werden Control Sample verwendet, bei welchen der Typ des Leptons bzw. Hadrons bekannt ist. Das PID-Gewicht wird in Tabellen gespeichert, welche in Impuls p , Polarwinkel θ und Azimutalwinkel ϕ gebinnt sind. Ausführlicher wird dieses Verfahren in [41] beschrieben.

Anhang B

Abbildungen

B.1 Inputvariablen des neuronalen Netzes

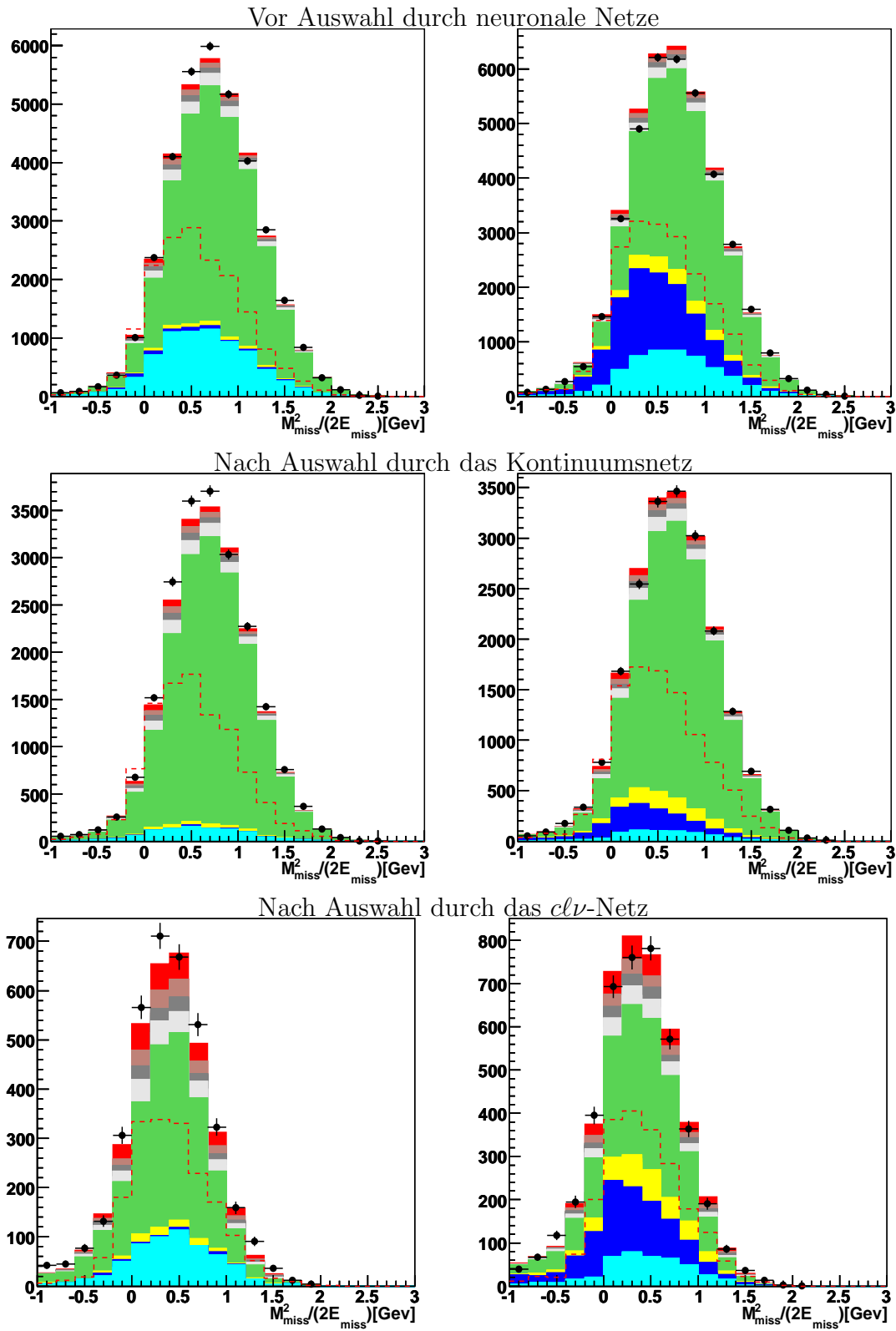
$\frac{m_{\text{miss}}}{2E_{\text{miss}}}$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$
 $\frac{m_{\text{miss}}}{2E_{\text{miss}}}$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$


Abbildung B.1: $\frac{m_{\text{miss}}}{2E_{\text{miss}}}$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

$\Theta_{p_{\text{miss}}}$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$

$\Theta_{p_{\text{miss}}}$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$

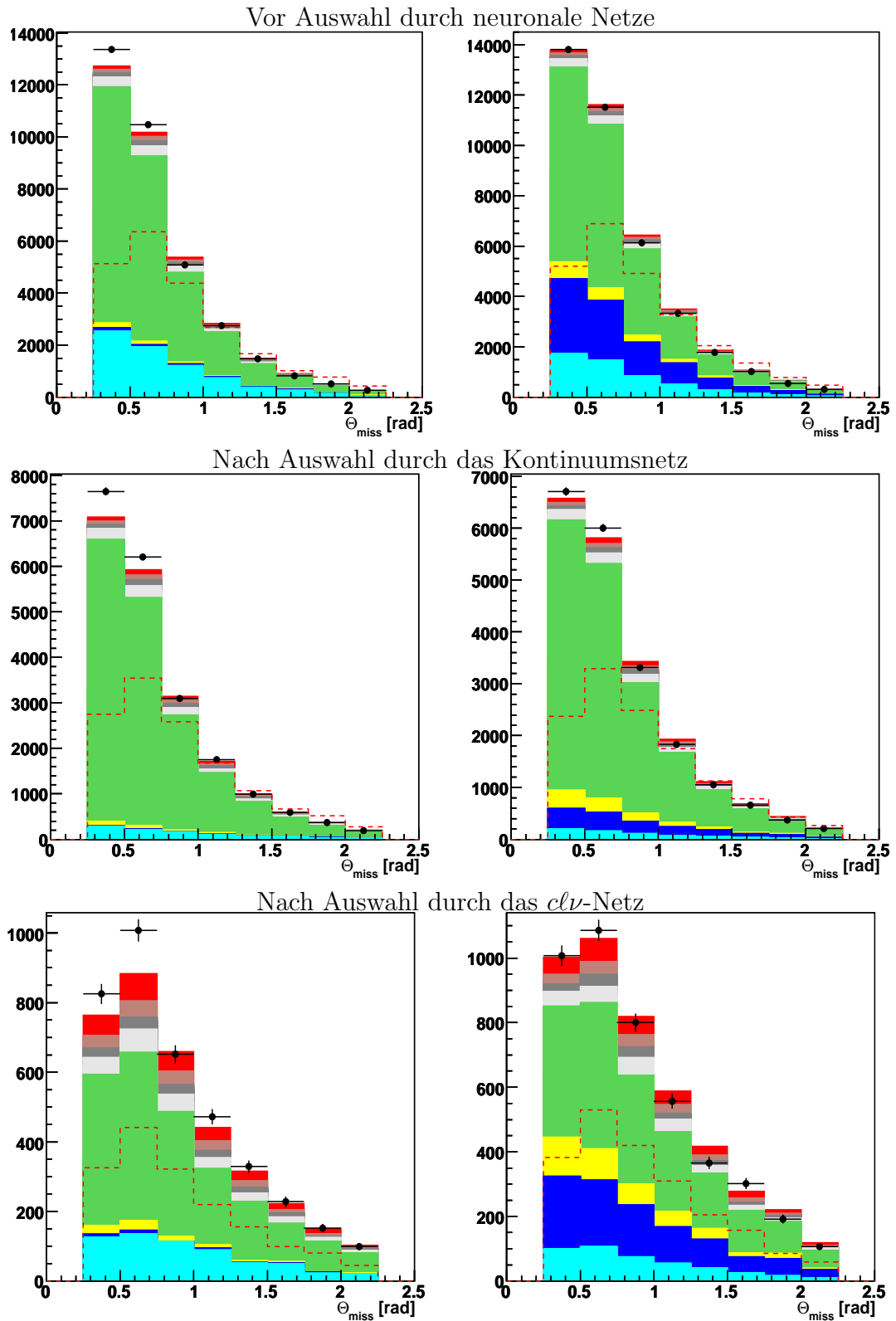


Abbildung B.2: $\Theta_{p_{\text{miss}}}$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

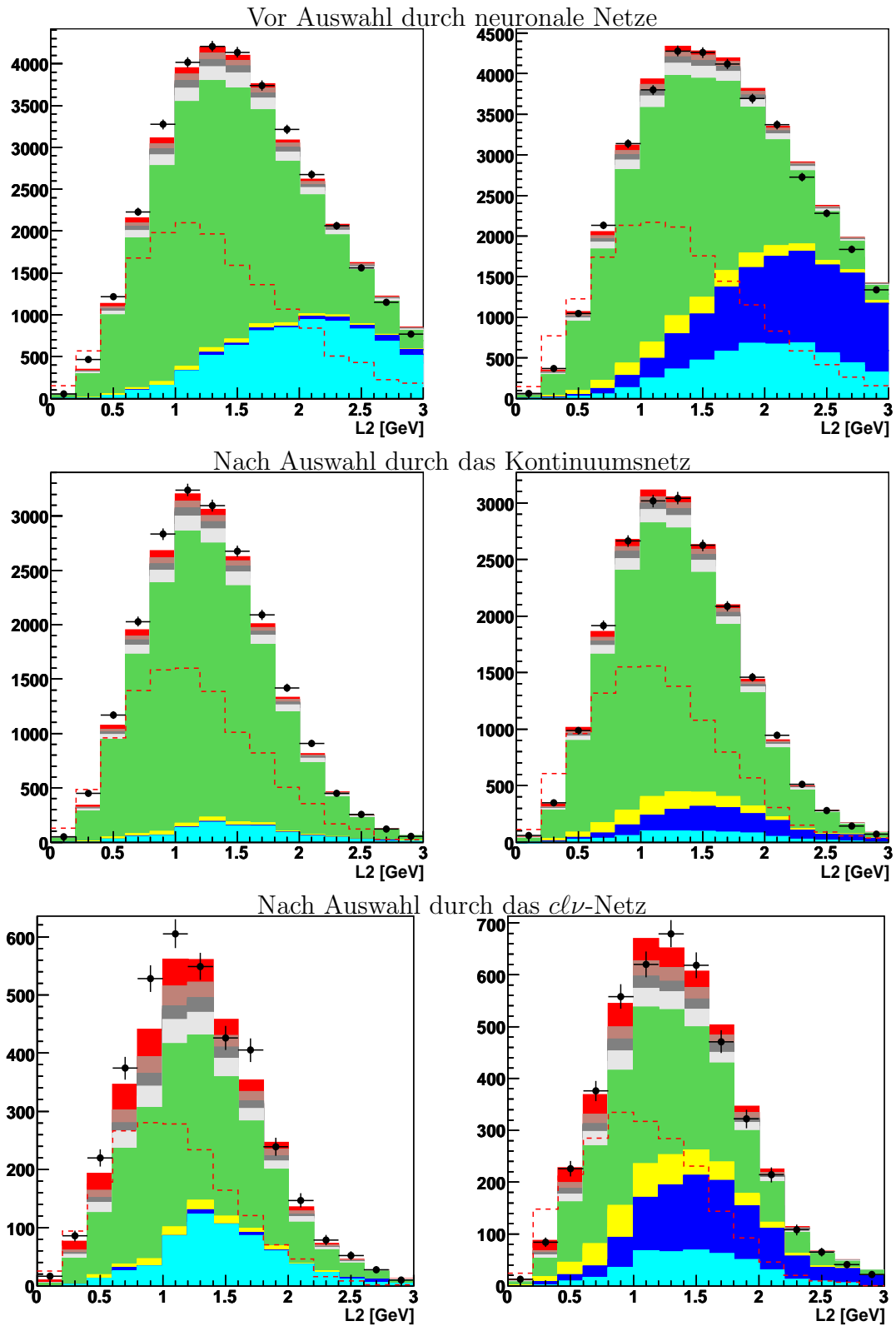
L_2 für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$ L_2 für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$ 

Abbildung B.3: L_2 vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

$\cos \Theta_{BY}$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$

$\cos \Theta_{BY}$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$

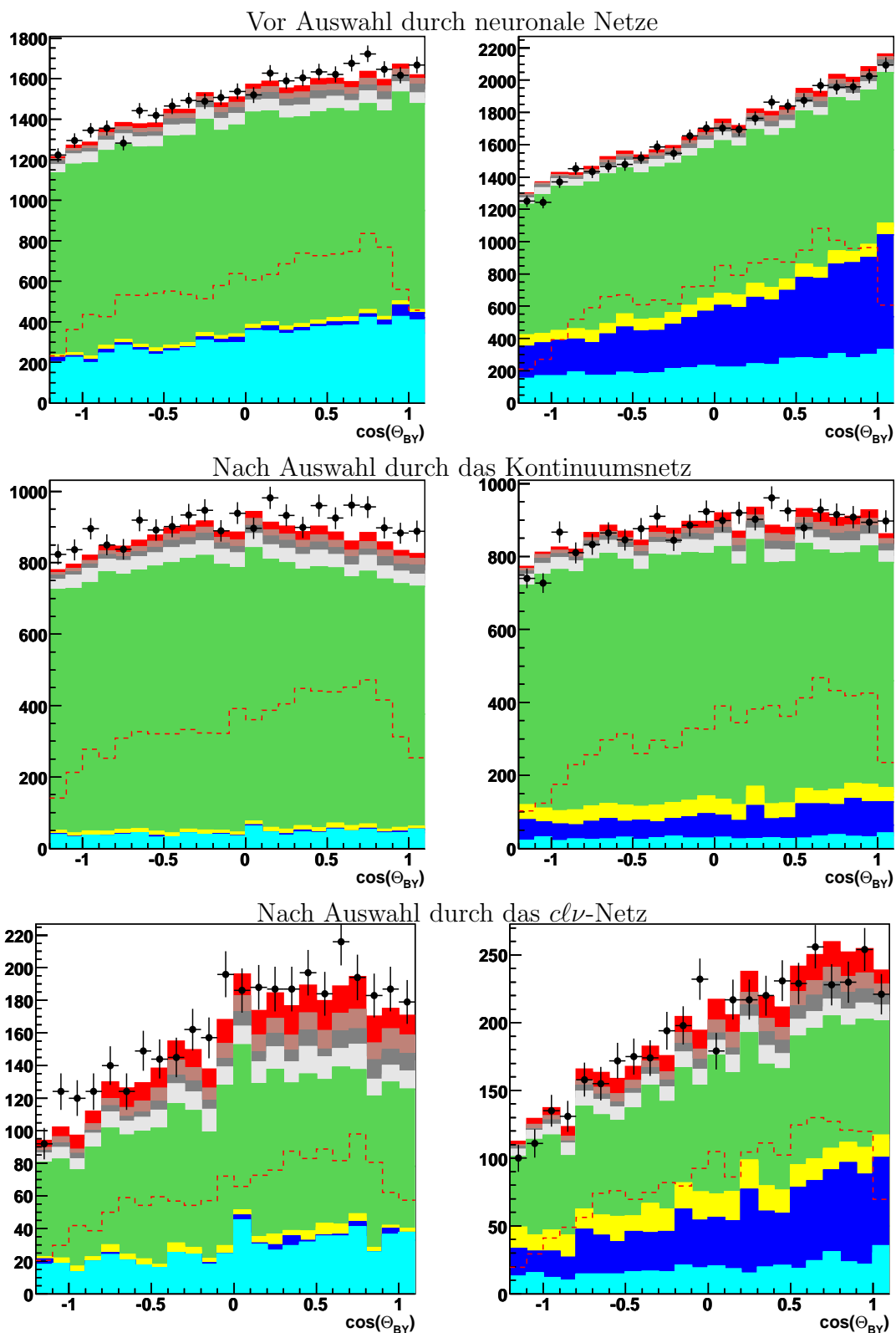


Abbildung B.4: $\cos \Theta_{BY}$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

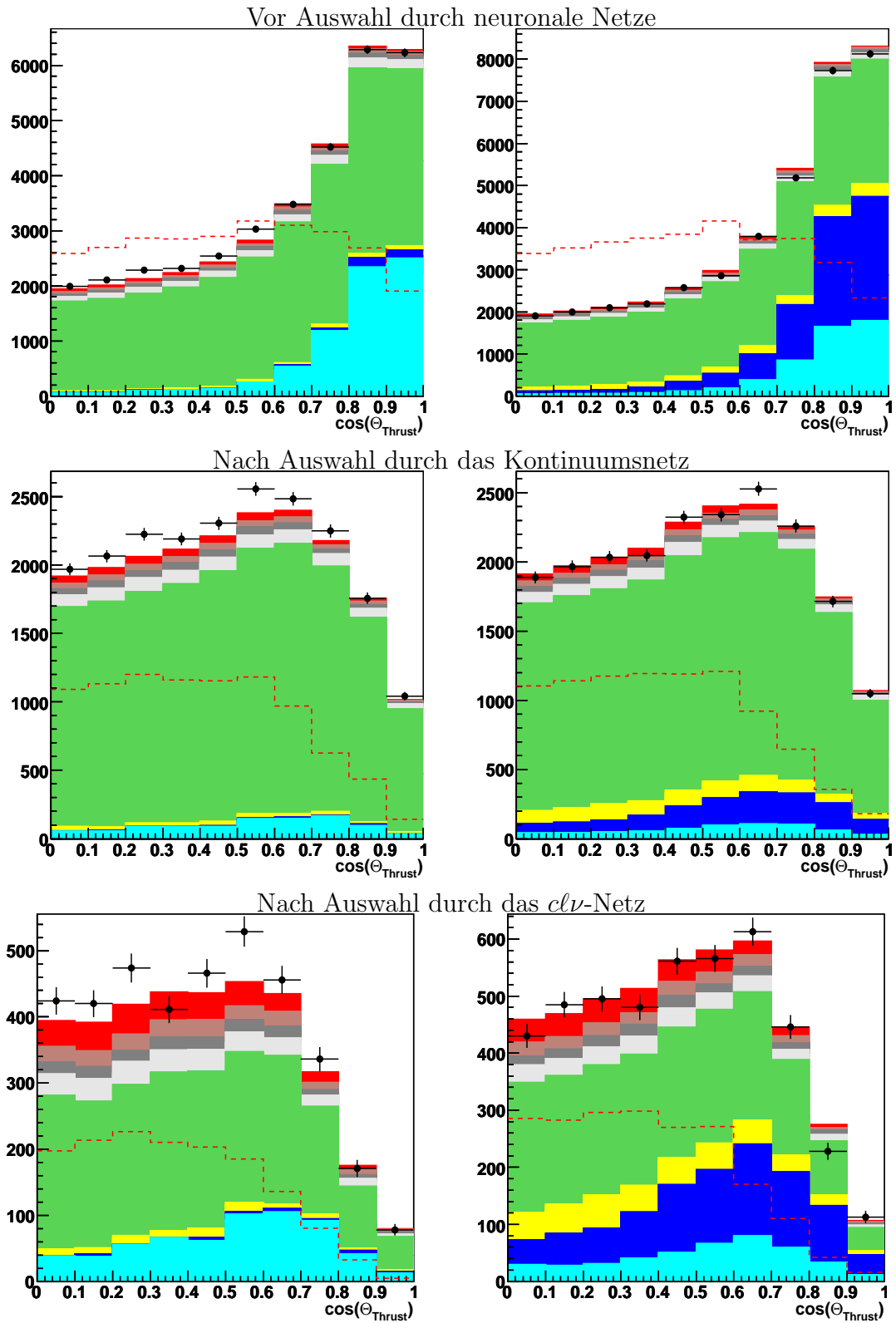
$\cos \Theta_{\text{Thrust}}$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$
 $\cos \Theta_{\text{Thrust}}$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$


Abbildung B.5: $\cos \Theta_{\text{Thrust}}$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

$\cos \Theta_{hl}$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$

$\cos \Theta_{hl}$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$

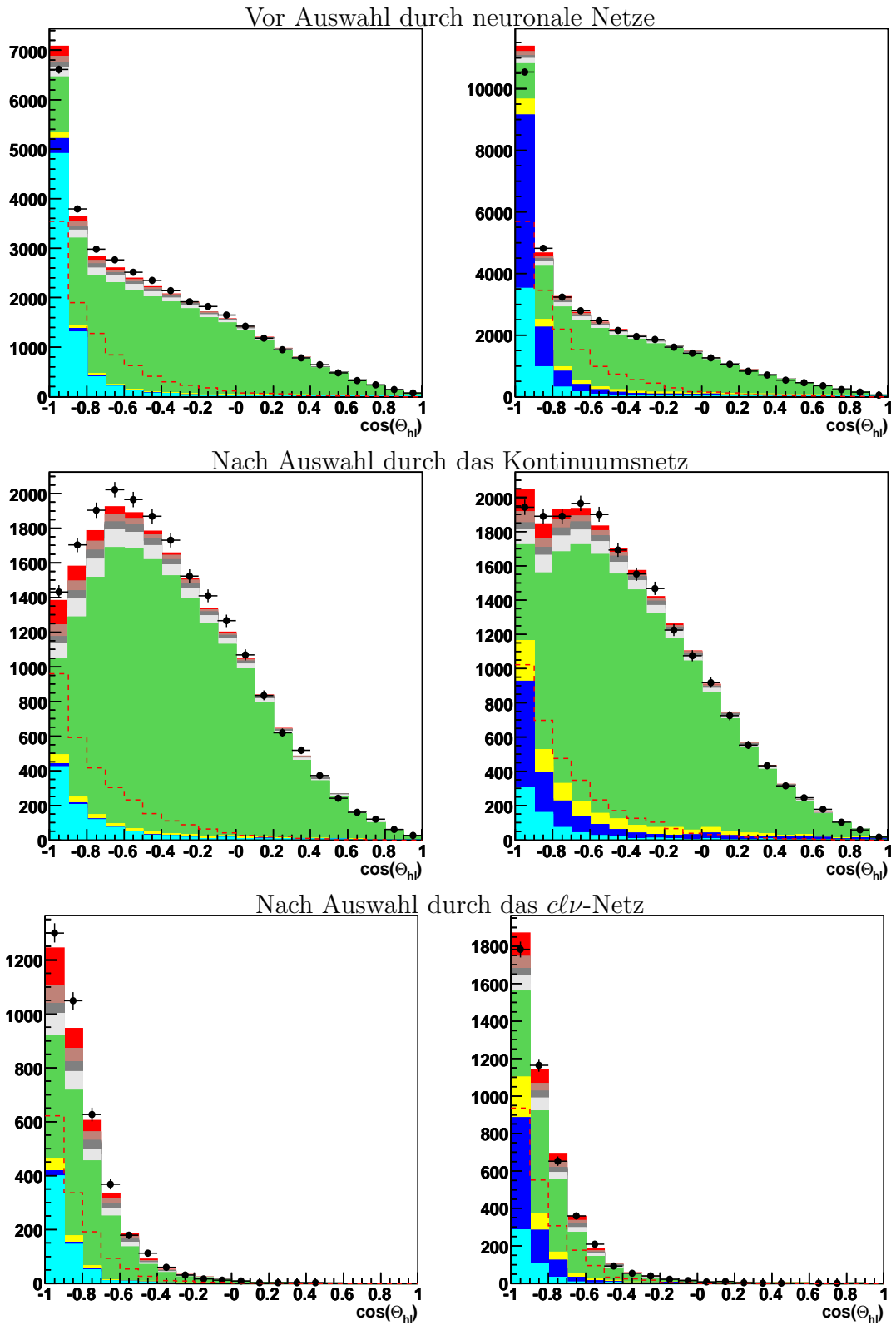


Abbildung B.6: $\cos \Theta_{hl}$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

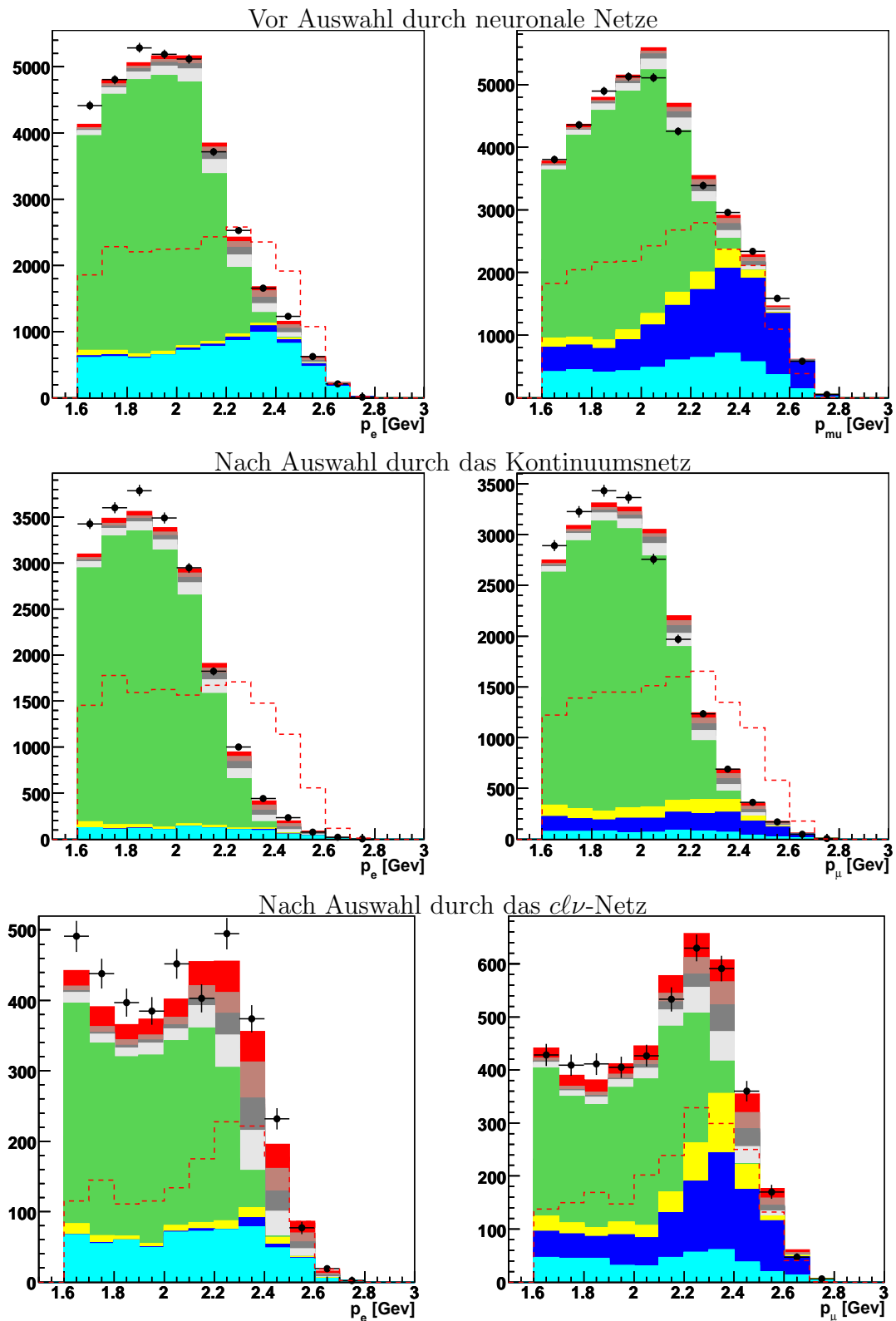
$|\vec{p}_\ell^*|$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$ $|\vec{p}_\ell^*|$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$ 

Abbildung B.7: $|\vec{p}_\ell^*|$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

$|\vec{p}_{\pi^0}|$ für $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu_e$

$|\vec{p}_{\pi^0}|$ für $B^+ \rightarrow \omega \mu^+ \nu_\mu$

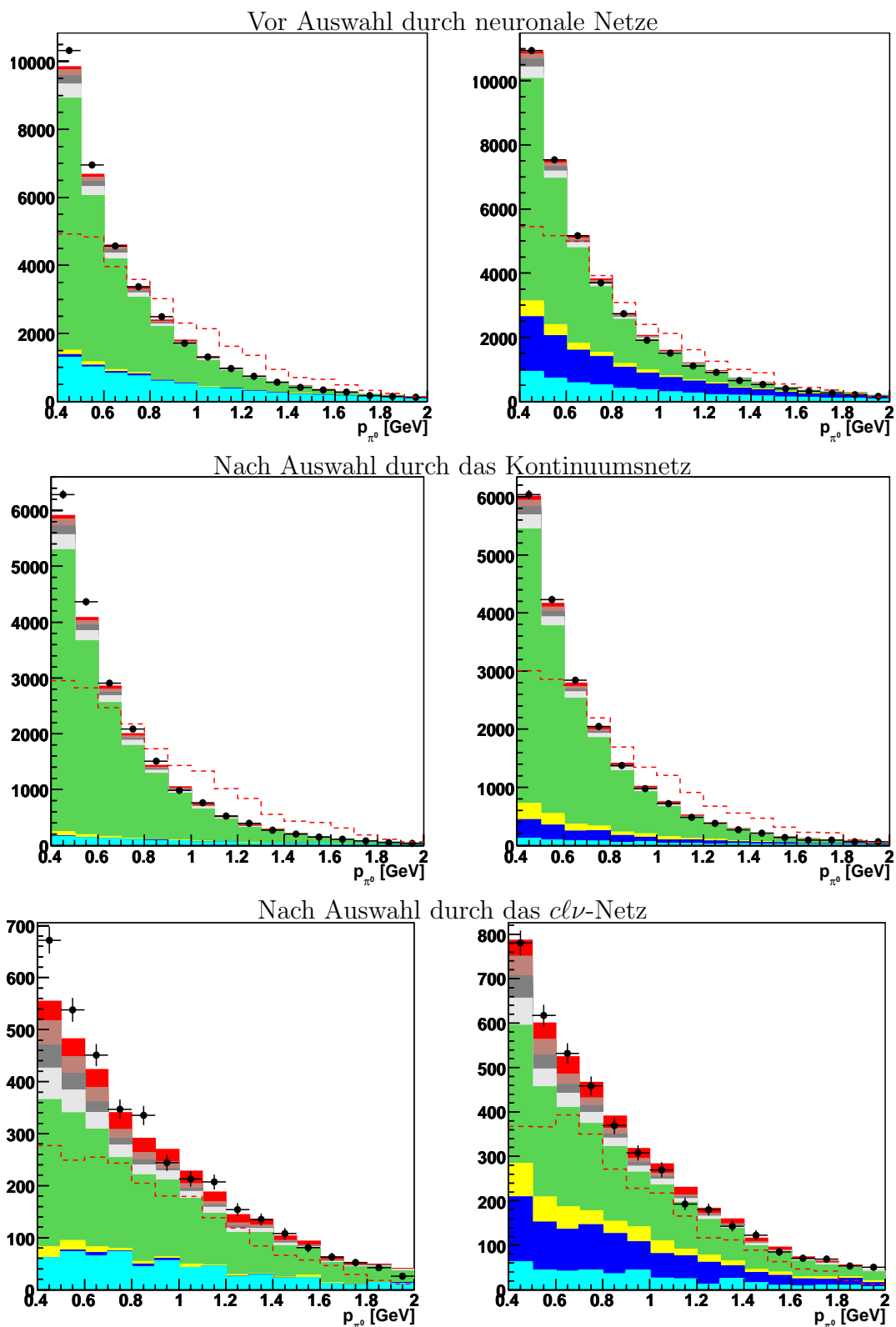


Abbildung B.8: $|\vec{p}_{\pi^0}|$ vor neuronalen Netzen, nach dem Kontinuumsnetz sowie nach dem $cl\nu$ Netz, verwendete Netzkonfiguration A. Auf der linken Seite sind Ereignisse mit Elektron, auf der rechten solche mit Myon abgebildet.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Kobayashi, T. Maskawa, “CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction,” Prog. Theor. Phys. **49** 652 (1973).
- [2] W.-M. Yao et al., The Review of Particle Physics, Journal of Physics G **33**, 1 (2006)
- [3] J. Dingfelder, M. Kelsey, V. Lüth, P. Andreas Walker, H. Wells Wulsin, Study of Charmless Semileptonic Decays $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$ with Neutrino Reconstruction, BAD # 1520
- [4] C. Schwanda et al., Evidence for $B^+ \rightarrow \omega \ell + \nu_\ell$, Phys.Rev.Lett.93:131803, 2004, arXiv::hep-ex/0402023
- [5] A. Bean et al., A Search for exclusive $b \rightarrow u$ semileptonic decays of B mesons, Phys.Rev.Lett.70:2681-2685,1993
- [6] Heavy Flavour Averaging Group, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/semi/ichep06/home.shtml>
- [7] D. Scora and N. Isgur, Semileptonic meson decays in the quark model: An update, Phys. Rev. D **52**, 2783-2812 (1995).
- [8] P. Ball and R. Zwicky, $B_{d,s} \rightarrow \rho, \omega, K^*, \Phi$ Decay Form Factors from Light-Cone Sum rules Revisited, arXv:hep-ph/0412079
- [9] Official *BABAR* Plot Page, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Organization/PubBoard/OfficialPlots/index.html>
- [10] B. Aubert *et al.* [*BABAR* Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **479**, 1 (2002).
- [11] A. Ryd, EvtGen - A Monte Carlo Generator for B-Physics, BAD # 522
- [12] S. Giani *et al.*, Geant – Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [13] P. Ball, Private communication, Jan. 2007

- [14] M. Neubert, Heavy Quark Symmetry, Phys. Rep. 245, 259 (1994), arXiv:hep-ph/9306320
- [15] A. Snyders, Measurements of the B to D^* Form Factors Using the Decay $B^0 \rightarrow D^* e \nu_e$, p. 25, arXiv:hep-ex/0602023v3
- [16] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. 82 74 (1994).
- [17] J. Dingfelder, A. Weinstein, M. Kelsey, V. Lüth, Study of Untagged Exclusive Charmless Semileptonic Decays $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho \ell \nu$, BAD # 531
- [18] P. Ball and R. Zwicky, New results on $B \rightarrow \pi, K, \eta$ decay formfactors from light-cone sum rules, Phys.Rev.D71:014015,2005
- [19] D. Fortin, <http://www.slac.stanford.edu/bfroot/www/physics/analysis/awg/inclusivesl/common/dominiquehybrid.html/hybrid.html>, 2004, Internal BABAR webpage
- [20] F. De Fazio, M. Neubert, $B \rightarrow X_u \ell \nu$ decay distributions to order α_s arXiv:hep-ph/9905351v2
- [21] M. Mazur, Measurement of the exclusive branching fractions $B \rightarrow D^* \tau \nu$, BAD # 1111
- [22] S. Brunet, XSLBtoXulnu: Exclusive semileptonic $b \rightarrow u$ skim, BAD # 740
- [23] A. Hocker, J. Stelzer, F. Tegenfeldt, H. Voss, K. Voss, A. Christov, S. Henrot-Versille, M. Jachowski, A. Krasznahorkay Jr., Y. Mahalalel, X. Prudent, P. Speckmayer, "TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis" arXiv::physics/0703039
- [24] R. Brun, F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. See also <http://root.cern.ch/>.
- [25] R. Brun, F. Rademakers, The ROOT Users Guide 5.14, Dec. 2006, p. 76. See ftp://root.cern.ch/root/doc/Users_Guide_5.14.pdf
- [26] R. J. Barlow and C. Beeston, Fitting using Finite Monte Carlo Samples, Comput. Phys. Commun. 77, 219-228 (1993). second edition, Wiley (1987).
- [27] F. James, MINUIT – Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library Long Writeup D506 (1994).
- [28] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce/TrackingTaskForce-2006.html>
- [29] M. T. Allen, a Study of π^0 Efficiency, BAD # 870

- [30] D. Payne, High Energy Single Photon Efficiency Using $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ events, BAD # 1110
- [31] B. Aubert et al., *BABAR* Collaboration, Measurement of the Ratio $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow X e \nu) / \mathcal{B}(B^0 \rightarrow X e \nu)$, arXiv:hep-ex/0607111
- [32] B. Aubert et al., *BABAR* Collaboration, Measurement of the CKM Matrix Element $|V_{ub}|$ with $B \rightarrow \rho e \nu$ Decays, arXiv:hep-ph/0301001
- [33] M. Pelliccioni, A study of K_L identification and efficiencies, BAD # 1191
- [34] H. Wells Wulsin, K_s Production Spectra, BAD # 1642
- [35] Heavy Flavor Averaging Group, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>, semileptonic averages, ICHEP 2006.
- [36] C. Hearty, "Hadronic Event Selection and B-Counting for Inclusive Charmonium Measurements", BAD # 30 (2000)
- [37] Brandt, Thorsten, Likelihood-based electron identification, BAD # 396
- [38] Mohapatra, Ajit, Studies of A Neural Net Based Muon Selector for the BaBar Experiment, BAD # 474
- [39] L. Lista, Muon Identification in the *BABAR* Experiment, BAD # 60 J. Stelzer, Kalman based reconstruction of IFR tracks, BAD #799
- [40] Stephanie Majewski, PID Likelihood Selectors, http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/Hadrons/pid_summarytable.html, 2005, Internal *BABAR* webpage
- [41] *BABAR* Particle ID Group, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/pid.html>

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 22. Juni 2007
