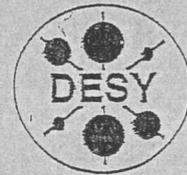


E, C



X1998-01522

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON



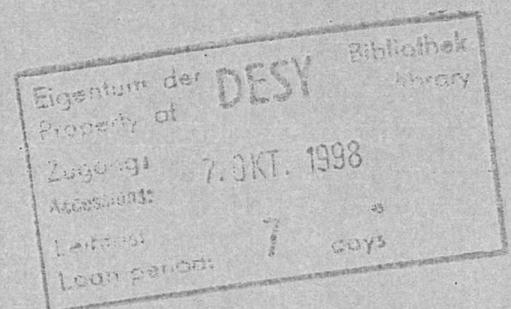
DESY-THESIS-1998-031

September 1998

Bestimmung von $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ mit Hilfe des
ARGUS-Leptonspektrums

von

R. P. Hofmann



ISSN 1435-8085

NOTKESTRASSE 85 - 22607 HAMBURG

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

To be sure that your reports and preprints are promptly included in the
HEP literature database
send them to (if possible by air mail):

DESY
Zentralbibliothek
Notkestraße 85
22603 Hamburg
Germany

DESY
Bibliothek
Platanenallee 6
15738 Zeuthen
Germany

Bestimmung von $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ mit Hilfe des
ARGUS-Leptonspektrums

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades des
Fachbereichs Physik der Universität Hamburg

vorgelegt von
Roland Philipp Hofmann ✓
aus Nürnberg

Hamburg
1998

Inhalt: Das Spektrum der vom ARGUS-Detektor gemessenen Leptonen mit Impulsen zwischen 2 und 3 GeV wird untersucht. Bei Schwerpunktsenergien, die der $\Upsilon(4S)$ -Masse entsprechen, tragen im wesentlichen drei Prozesse zu diesem Spektrum bei: Zerfälle von B -Mesonen, die einen $b \rightarrow c$ -Übergang enthalten, solche, die einen $b \rightarrow u$ -Übergang enthalten, und Quark-Antiquark-Paarerzeugung. Insbesondere der Impulsbereich oberhalb der kinematischen Grenze für Leptonen aus $b \rightarrow c$ -Zerfällen wird betrachtet. Auf die Beschreibung und Subtraktion des verbleibenden Kontinuumsuntergrundes wird besondere Sorgfalt verwandt. Dazu werden bei kleineren Schwerpunktsenergien gemessene Daten benutzt. Diese werden skaliert und strengen Auswahlkriterien unterworfen, bevor sie von dem entsprechend behandelten Signalspektrum abgezogen werden. Aus der Zahl der nach dieser Subtraktion verbleibenden Leptonen läßt sich eine Abschätzung für das CKM-Matrixelement V_{ub} in Einheiten des Elementes V_{cb} angeben.

Determination of $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ with the help of the ARGUS lepton spectrum

Abstract: The spectrum of leptons with momenta between 2 and 3 GeV, measured with the ARGUS detector, is analyzed. At center of mass energies that correspond to the $\Upsilon(4S)$ mass three processes contribute significantly to this spectrum: decays of B mesons, containing a $b \rightarrow c$ transition, decays of B mesons, containing a $b \rightarrow u$ transition, and quark antiquark pair production. Particular focus is laid on the momentum region above the kinematical limit for leptons from $b \rightarrow c$ decays. Special care is taken of the description and subtraction of the remaining continuum background. For this purpose data taken at smaller center of mass energies are employed. These undergo scaling and a strict selection, before they are subtracted from the signal spectrum. The number of remaining leptons allows an estimate of the CKM matrix element V_{ub} in units of the element V_{cb} .

Gutachterin / Gutachter der Dissertation	:	Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall Prof. Dr. F.-W. Büßer
Gutachterin / Gutachter der Disputation	:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Datum der Disputation	:	09.06.1998
Sprecher des Fachbereiches Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses	:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	7
1.1 Die letzten Seiten der Lehrbücher	7
1.2 Experimentelle Bestimmung der Elemente der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix	8
1.3 Womit sich diese Arbeit beschäftigt	10
1.4 Einige Bemerkungen zur Darstellung	11
2 Physik von $b \rightarrow u$-Übergängen	12
2.1 Feynman-Graphen für $b \rightarrow u$ -Übergänge	12
2.2 Die Rolle der starken Wechselwirkung bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen	15
2.2.1 Die Spectator-Modelle	16
2.2.2 Die exklusiven Modelle	17
2.3 Einfluß der Modellannahmen auf die in dieser Analyse gemessenen Größen	18
3 Das Experiment	20
3.1 Der DORIS-Speicherring	20
3.2 Physikalische Prozesse bei der e^+e^- -Kollision	21
3.3 Der ARGUS-Detektor	22
3.3.1 Die Vertexdriftkammer	24
3.3.2 Die Hauptdriftkammer	24
3.3.3 Die Flugzeitmessung	25
3.3.4 Das Kalorimeter	25
3.3.5 Die Myonkammern	26
3.3.6 Der Trigger	27
3.3.7 Der Luminositätsmonitor	28
3.4 Datenspeicherung auf Magnetbändern	28
3.5 Die Spurrekonstruktion	30
3.6 Die Teilchenerkennung	31
4 Die Analyse	34
4.1 Die vier in der Analyse verwendeten Datenmengen	35
4.2 Simulation von Signalereignissen	36
4.3 Die Analysesprache KAL	36
4.4 Skalierung von Daten mit anderen Schwerpunktsenergien	37

4.4.1 Luminositätskalierung	37
4.4.2 Multiplizitätsskalierung	38
4.4.3 Energieskalierung	42
4.4.4 Test des Skalierungsverfahrens	45
4.5 Untergrundreduktion durch Schnitte	47
4.5.1 Die Gütefunktion	48
4.5.2 Die Probabilitätsmethode	51
4.5.3 Unterdrückung von Ereignissen mit sehr hohen Impulsen	54
4.5.4 Unterdrückung von Ereignissen mit Vorzugsrichtung	57
4.5.5 Unterdrückung von Ereignissen ohne Lepton	66
4.5.6 Schnitte gegen andere Arten von Untergrund	68
5 Ergebnisse und Interpretation	70
5.1 Festlegung der Schnittgrößen und -parameter	70
5.2 Zählraten nach Anlegen der Schnitte	71
5.3 Die Akzeptanzen	73
5.3.1 Modellabhängigkeit der Akzeptanz	75
5.4 Bestimmung von V_{ub} in Einheiten von V_{cb}	78
5.5 Ergebnisse	79
5.6 Systematische Fehler	80
5.6.1 Fehler der Untergrundsubtraktion	81
5.6.2 Fehler des Monte-Carlo	81
5.6.3 Fehler durch technische Änderungen	82
5.7 Vergleich mit früheren Ergebnissen	83
6 Zusammenfassung	86

Der Droschkengaul

Ich bin zwar nur ein Droschkengaul, –
doch philosophisch regsam;
der Freß-Sack hängt mir kaum ums Maul,
so werd ich überlegsam.

Ich schwenk ihn her, ich schwenk ihn hin,
und bei dem trauten Schwenken
geht mir so manches durch den Sinn,
woran nur Weise denken.

Ich bin zwar nur ein Droschkengaul, –
doch sann ich oft voll Sorgen,
wie ich den Hafer brächt ins Maul,
der tief im Grund verborgen.

Ich schwenkte hoch, ich schwenkte tief,
bis mir die Ohren klangen.
Was dort in Nacht verschleiert schlief,
ich konnt es nicht erlangen.

Ich bin zwar nur ein Droschkengaul, –
doch mag ich Trost nicht missen
und sage mir: So steht es faul
mit allem Erdenwissen;
es frißt im Weisheitsfuttersack
wohl jeglich Maul ein Weilchen,
doch nie erreichts – oh Schabernack –
die letzten Bodenteilchen.

CHRISTIAN MORGENSTERN [Mor92]

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Die letzten Seiten der Lehrbücher

enthalten in der Regel das, was in einer Doktorarbeit auf den ersten Seiten zu finden sein sollte: die offenen Fragen.

Offene Fragen wird es immer geben, denn schon die Struktur der Logik verbietet, daß es axiomenfreie Gedankengebäude gibt. Da ein Axiom mit den Mitteln des Systems nicht erklärt werden kann, wird man immer danach streben, das Modell von der Welt zu erweitern, um einzelne Axiome innerhalb des erweiterten Systems erklären zu können. So teilt man nach und nach jedem Axiom die Rolle eines Theorems zu, schafft aber laufend neue Axiome. Letztendlich wird man also nie alle Axiome abschaffen, man kann höchstens ihre Anzahl reduzieren.

Dies illustriert beispielsweise die Frage nach dem "Atom", also dem Unteilbaren: Der Versuch, sich die vielfältige Welt als aus nur einigen wenigen verschiedenen elementaren Teilchen aufgebaut zu denken, bildet seit mehreren tausend Jahren einen der Schwerpunkte des Interesses der Naturphilosophie. Das ist verständlich, denn gegenüber der Frage nach den Wechselwirkungen bzw. dem Aufbau der Materie ist die Frage nach den kleinsten Teilchen anschaulich einfach zu verstehen. Aus dem gleichen Grund ist die Bevorzugung dieser Frage auch legitim, denn es muß der Wissenschaft schließlich darum gehen, anschaulich einfache Konzepte zur Erklärung der Natur anzubieten. Daher tritt die Suche nach den elementaren Teilchen nur in solchen Epochen in den Hintergrund, in denen die Menschheit entweder zu der Überzeugung gelangt ist, es gebe keine unteilbaren Einheiten der Materie, oder glaubt, sie habe inzwischen alle dieser Einheiten identifiziert. Seit kurzem ist der letzte Fall wieder eingetreten, übrigens nicht zum ersten Mal, denn es hat schon mehrfach scheinbar vollständige Systeme von Elementarteilchen gegeben. Nicht umsonst ist der Name "Atom" heute für Teilchen vergeben, von denen man nun schon lange weiß, daß sie tatsächlich gar nicht unteilbar sind. Diese Vorstellung musste man aufgeben, um eine zufriedenstellende Erklärung für die Wechselwirkungen zwischen den Atomen zu erhalten.

Auch jetzt wird wieder nach einer vollständigen Theorie für die Wechselwirkung zwischen den derzeit allgemein für unteilbar gehaltenen Teilchen, den Quarks und Leptonen, gesucht. Die Aussichten scheinen gut, denn mit dem Standardmodell hat man ein Theoriegebäude,

das allen anerkannten Tests bislang standgehalten hat. Trotzdem sind an diesem Modell ein paar Schwächen zu beklagen, die letztendlich dazu führen könnten, daß der Anspruch, die fundamentalen Teilchen der Natur entdeckt zu haben, wieder einmal aufgegeben werden muß, oder sogar die Aussicht aufgegeben werden muß, irgendwann einmal so etwas wie fundamentale Teilchen zu entdecken. (In allerneuester Zeit gibt es in der Tat Hinweise auf eine Physik jenseits des Standardmodells [H197], [Zeu97]. Diese könnten nicht nur zu einem Umsturz des Modells beitragen, sondern auch zur Etablierung eines neuen, von den Schwächen des Standardmodells teilweise befreiten Modells.)

Der momentane Mangel des Standardmodells ist nämlich, daß es einige Tatsachen einfach nicht erklären kann, sondern als gegeben hinnimmt. Hierzu gehören die Zahlenwerte einiger Naturkonstanten, insbesondere der Massen von Quarks und Leptonen sowie der Elemente der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, auf die unten näher eingegangen wird, die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie und einige grundlegende Eigenschaften der Welt wie die Dimensionen der Raumzeit und der die Wechselwirkungen beschreibenden Symmetriegruppen. Im Sinne der einleitenden Worte sind das die Axiome des Standardmodells.

Der heute wohl spannendste Fragenkomplex befasst sich mit der Natur der Raumzeit: Was verbindet und was trennt die Dimension der Zeit und die drei Raumdimensionen? Was führt bei der scheinbaren Symmetrie der Zeitrichtungen zu der offensichtlichen Asymmetrie von Vergangenheit und Zukunft?

Einen Weg zur Lösung der letzten Frage bietet das CPT-Theorem an: Wenn die CP-Symmetrie, d.h. die Invarianz gegen simultane Vertauschung der positiven und negativen Ladungen und Umkehr der Raumrichtungen, verletzt ist, dann gilt auch die Zeitumkehrinvarianz nicht mehr. Tatsächlich sind schon CP-verletzende Phänomene beobachtet worden, zuerst im System der neutralen K -Mesonen [Chr64],[Chr65], später wurden in dem der neutralen B -Mesonen Oszillationen gefunden, [ARG87], die die Grundlage für eine tiefgreifendere quantitative Untersuchung der CP-Verletzung, für die zur Zeit an verschiedenen Stellen der Welt Experimente vorbereitet werden: HERA-B [HB95], BABAR [BB95], BELLE [BEL95], CDF [CDF96]. CP-Verletzung kann mit Hilfe der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix erklärt werden, die die Stärken der Übergänge der verschiedenen Quarkarten ineinander angibt. Je nachdem, welche Werte die Elemente dieser Matrix annehmen, kann die CP-Verletzung innerhalb des Standardmodells erklärt werden oder muß man zu ihrer Erklärung eine "superschwache Kraft" [Wol64] zu Hilfe nehmen.

1.2 Experimentelle Bestimmung der Elemente der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Grob gesprochen gibt die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) die Wahrscheinlichkeiten von Übergängen einer Quarksorte ("Flavor") in eine andere an. Da sich dabei grundsätzlich die Ladung des Quarks ändert (es gibt keine flavor-ändernden neutralen Ströme), sind bei drei Quark-Familien neun Übergänge möglich. Die häufigsten sind die, bei denen das Quark nicht die Familie wechselt. D.h. die Diagonalelemente der CKM-

Matrix sind am größten. Je weiter ein Matrixelement von der Hauptdiagonale entfernt ist, desto kleiner ist es. Momentan sind die folgenden Wertebereiche für die Beträge der Matrixelemente bekannt:

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9745 - 0.9757 & 0.219 - 0.224 & 0.002 - 0.005 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9736 - 0.9750 & 0.036 - 0.046 \\ 0.004 - 0.014 & 0.034 - 0.046 & 0.9989 - 0.9993 \end{pmatrix}$$

Die folgenden Methoden werden angewandt, um die Elemente der Matrix zu vermessen: V_{ud} wird im β -Zerfall gemessen. Die präziseste Messung verwendet den nuklearen β -Zerfall. Hier hat man allerdings mit Strahlungskorrekturen zu kämpfen. D.h. man muß berücksichtigen, daß das entstehende Elektron noch elektromagnetischen Wechselwirkungen unterliegt, bevor es nachgewiesen wird. Eine einfachere, wenn auch aus statistischen Gründen nicht so genaue Methode der Bestimmung von V_{ud} bietet der Pion- β -Zerfall $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$. Das Problem dieser Messung ist die starke Unterdrückung des Zerfalls, da die mittlere Masse des geladenen Pions kleiner als die des neutralen Pions ist.

V_{us} bestimmt man z.B. mit Hilfe der Zerfälle $K \rightarrow \pi l \nu$. Die hadronischen Formfaktoren zur Beschreibung des Kaonzerfalls sind gut verstanden und Korrekturen durch Beiträge schwerer Quarks gering. Ebenso gut verstanden sind die Effekte durch Isospin-Verletzung. Auch in semileptonischen Hyperon-Zerfällen kann man V_{us} messen. Die theoretischen Unsicherheiten sind hier jedoch deutlich höher, vor allem infolge der Effekte der $SU(3)$ -Symmetriebrechung.

Die übliche Methode, das Element V_{ub} direkt zu bestimmen, besteht in der Messung des Leptonenspektrums der Zerfälle von B -Mesonen. Im Ruhesystem der B -Mesonen kann nämlich ein Lepton aus einem anderen Zerfall des Mesons einen bestimmten Grenzimpuls nicht überschreiten, der unter dem Grenzimpuls für Zerfälle mit $b \rightarrow u$ -Übergang liegt. Die Leptonen, die Impulse zwischen diesen beiden Grenzimpulsen tragen, sind damit ausschließlich solche aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen. Theoretische Modelle für die Impulsverteilung sind nötig, damit man aus dem kleinen Teil des Spektrums zwischen den Grenzimpulsen auf die gesamte Anzahl der $b \rightarrow u$ -Zerfälle schließen kann. Die Genauigkeit der Methode wird einerseits durch die Unsicherheit in den Modellannahmen, andererseits durch die geringe Statistik solcher Messungen begrenzt. Zu genaueren Werten kommt man, wenn man das Verhältnis der Matrixelemente $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ an Stelle des Matrixelementes selbst bestimmt, weil sich so sowohl theoretische als auch experimentelle Unsicherheiten teilweise aufheben. Dazu muß das Matrixelement V_{cb} parallel mit einer entsprechenden Methode und entsprechenden theoretischen Modellen bestimmt werden.

V_{cd} erhält man aus der Produktion charmtragender Teilchen durch Neutrinos, also aus der Reaktion $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c$. Man verwendet Daten aus der tiefinelastischen Streuung von Neutrinos an Hadronen. Sowohl bei der Erzeugung des c -Quarks, als auch bei seinem Zerfall über $c \rightarrow \mu \nu d$ oder $c \rightarrow \mu \nu s$ entsteht ein Myon, weswegen man Myonpaare zählt und die Produktionsrate durch das semileptonische Verzweigungsverhältnis der Hadronen mit Charm teilt, um $|V_{cd}|^2$ zu erhalten.

Ähnlich kann man V_{cs} aus der Reaktion $\nu_\mu s \rightarrow \mu^- c$ bestimmen. Allerdings hängt das Ergebnis von Annahmen über den Strangeness-Anteil der Seequarks ab. Man kann daher mit

dieser Methode verlässlich nur eine Obergrenze für V_{cs} angeben. Der Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$ liefert eine bessere Abschätzung. Die Methode entspricht der Bestimmung von V_{us} über den Zerfall $K \rightarrow \pi l \nu$ mit dem Unterschied, daß die hadronischen Formfaktoren nicht so gut bekannt sind. Eine gute Beschreibung der q^2 -Abhängigkeit des Formfaktors im Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$ wird durch die Form $f(q^2)/f(0) = M^2/(M^2 - q^2)$ erreicht, wobei $M \approx 2.00 \text{ GeV}$ [RB95]. Diese Form wird an die q^2 -Verteilung des Zerfalles angepaßt. Der Normalisierungsfaktor, der aus der Anpassung bestimmt wird, ist proportional zu dem gesuchten Matrixelement. Die größte Unsicherheit liegt im Proportionalitätsfaktor, dem Formfaktor bei $q^2 = 0$. Auch bei der Bildung des Quotienten $|V_{cd}|/|V_{cs}|$ heben sich theoretische und experimentelle Ungenauigkeiten aus den beiden Messungen gegenseitig auf, weshalb oft der Quotient an Stelle des Matrixelementes bestimmt wird.

Für V_{cb} verwendet man die Lebenszeit des B -Mesons und die Breite des semileptonischen Überganges $\Gamma(b \rightarrow c l \nu)$. Die Voraussetzung dafür ist die Tatsache, daß fast jedes b -Quark in ein c -Quark zerfällt, die Breite oder mittlere Zerfallszeit also praktisch proportional zur Übergangswahrscheinlichkeit $b \rightarrow c$ ist.

Matrixelemente mit dem top -Quark im Index können in Ermangelung von zu experimentellen Zwecken nutzbaren t -Quarks bisher nur indirekt bestimmt werden. Dabei sind Übergänge zu verwenden, die intern einen Austausch von virtuellen t -Quarks voraussetzen, ohne daß real ein t -Quark erzeugt werden muß. Beispielsweise benutzt man zur Messung des Produktes von V_{tb} und V_{td} die Mixing-Übergänge von B_d^0 -Mesonen in \bar{B}_d^0 -Mesonen. V_{tb} und V_{ts} werden in ähnlicher Weise aus dem Mixing $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ bestimmt.

Man nutzt zur Einschränkung der Wertebereiche für die nicht direkt bestimmbar Matrixelemente die Unitarität der drei Generationen:

$$V^\dagger V = I$$

d.h. physikalisch die Erhaltung der Baryonenzahl und das Verbot flavorändernder neutraler Ströme.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einer Bestimmung des Matrixelementes $|V_{ub}|$ mit Hilfe der bei ARGUS gemessenen Leptonspektren. Dazu wird nach der oben skizzierten Methode verfahren.

1.3 Womit sich diese Arbeit beschäftigt

Schwache Wechselwirkung wird entweder von geladenen W -Bosonen oder von neutralen Z -Bosonen vermittelt. Dabei sind direkte Übergänge von einer Quarksorte zu einer anderen nur dann möglich, wenn dabei das beteiligte Quark seine Ladung ändert, d.h. ein W -Boson abgesandt wird. Im Fall der beim ARGUS-Experiment bevorzugt beobachteten B -Mesonen kommen deswegen als einzige mit der Energieerhaltung verträgliche Zerfälle diejenigen in Frage, bei denen das b -Quark in ein c - oder ein u -Quark übergeht.

In der vorliegenden Arbeit werden $b \rightarrow u$ -Übergänge analysiert. Die Zerfallsraten solcher Übergänge sind proportional zum Quadrat des CKM-Matrixelementes V_{ub} . Daher bildet die Messung dieser Zerfallsraten eine Möglichkeit zur Bestimmung dieses Matrixelementes.

Die Größe des Untergrundes aus $b \rightarrow c$ -Zerfällen ist ebenfalls proportional zu dem Quadrat des entsprechenden CKM-Matrixelementes V_{cb} . Wegen des geringeren Unterschiedes zwischen den Massen von b - und c -Quark gegenüber dem zwischen b - und u -Quark ist $|V_{cb}|$ etwa zehn mal so groß wie $|V_{ub}|$ und damit der Wirkungsquerschnitt für $b \rightarrow u$ -Zerfälle etwa 100 mal kleiner als der für $b \rightarrow c$ -Zerfälle. Das bedeutet, daß es sich empfiehlt, nach den $b \rightarrow u$ -Zerfällen in einem Bereich zu suchen, in dem aufgrund ihrer Dynamik oder Kinematik keine oder nur wenige $b \rightarrow c$ -Zerfälle zu erwarten sind.

Eine solche Stelle ist das Lepton-Impulsintervall zwischen 2.31 und 2.64 GeV im Schwerpunktsystem des zerfallenden B -Mesons. Das leichteste Teilchen, das ein c -Quark enthält, ist nämlich das D^0 -Meson mit einer Masse von 1.865 GeV. Teilchen, die statt des c -Quarks ein u -Quark enthalten, können aber um bis zu 1.730 GeV leichter sein. Damit steht ihnen nach dem Zerfall des B -Mesons entsprechend mehr kinetische Energie zur Verfügung, so daß in dem angesprochenen Impulsbereich nur Leptonen aus semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfällen zu finden sind.

Kapitel 2 geht ausführlicher auf die physikalischen Grundlagen der beteiligten Prozesse ein. Kapitel 3 beschreibt die Produktion von B -Mesonen mit dem Speicherring DORIS und den Nachweis ihrer Zerfallsprodukte mit dem ARGUS-Detektor. In Kapitel 4 wird die Verwendung der ARGUS-Daten zur Ermittlung einer Abschätzung für das CKM-Matrixelement V_{ub} erklärt. Dieses Kapitel ist das Kernstück der Arbeit. Die Resultate dieser Analyse werden in Kapitel 5 vorgestellt und diskutiert.

1.4 Einige Bemerkungen zur Darstellung

Die Leser dieser Arbeit werden allesamt Hochenergiephysiker sein. Begriffe, die nicht der deutschen Alltagssprache, sondern dem Jargon der Hochenergiephysiker entnommen sind, werden daher für unproblematisch gehalten. Beispiele sind diverse englische Ausdrücke, wie die Worte "Fit", "Plot" oder "Fake". Hierfür konsequent die deutschen Übersetzungen zu verwenden, würde die Arbeit nicht nur schwerer lesbar, sondern auch schwerer verständlich machen, weil der Leser gezwungen wäre, die Worte im Geiste in die ihm geläufigeren Ausdrücke zurückzuübersetzen.

Einheiten werden in der in der Hochenergiephysik üblichen Notation " $\hbar = c = 1$ " angegeben. Wenn die Einheiten für Massen, Impulse oder Energien an der einen oder anderen Stelle ganz weggelassen wurden, dann sind die Zahlenwerte grundsätzlich in GeV zu verstehen.

Wenn von Teilchen die Rede ist, ohne daß deren Ladung oder CP-Parität durch Indizes oder Querbalken angegeben wird, dann sind jeweils alle physikalisch sinnvollen Zustände gemeint, die durch Anfügen der entsprechenden Indizes dargestellt werden könnten, falls nichts gegenteiliges erwähnt ist. Z.B. sind unter dem Ausdruck " B -Meson" also sowohl die geladenen B^+ - und B^- -Mesonen als auch die neutralen B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen zu verstehen.

Generell wurde bei der Formulierung der Arbeit mehr Wert auf intuitive Verständlichkeit als auf mathematische Präzision gelegt. Der Autor hofft, dem Leser dadurch das Lesen angenehmer zu machen, ohne daß an der Aussagekraft Einbußen zu spüren sind.

Kapitel 2

Physik von $b \rightarrow u$ -Übergängen

$b \rightarrow u$ -Übergänge sind Prozesse der schwachen Wechselwirkung und deswegen durch Störungsrechnung beschreibbar. Also lassen sich die Hauptbeiträge zur Übergangswahrscheinlichkeit als Feynman-Graphen darstellen. Natürlich spielt auch hier die starke Wechselwirkung im Ausgangs- und Endzustand eine große Rolle. Daher sind die Resultate der Störungsrechnung mit Korrekturen zu versehen. Diese Korrekturen sind Gegenstand der verschiedenen Modelle, die zur Beschreibung der Übergänge angeboten werden. Zunächst soll aber dargestellt werden, wie der Anteil der schwachen Wechselwirkung an einem Zerfall $B \rightarrow X_u$ aussieht.

2.1 Feynman-Graphen für $b \rightarrow u$ -Übergänge

Der eigentliche $b \rightarrow u$ -Übergang ist ein einfacher Drei-Teilchen-Vertex (Abbildung 2.1). Hierbei geht ein b -Quark in ein u -Quark über und sendet dabei ein W -Boson aus.

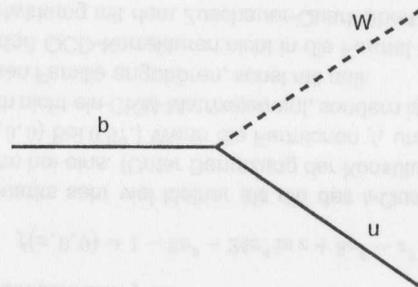


Abbildung 2.1: Der eigentliche $b \rightarrow u$ -Übergang

Das W -Boson kann nun entweder an ein Quark-Antiquark-Paar oder an ein Lepton-Antineutrino-Paar koppeln. Diese Wechselwirkung wird mit dem Hamilton-Operator

$$H = \frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \Theta_W} \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b \bar{f}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) f_2 \quad (2.1)$$

beschrieben ([DGH94]). Hier bezeichnen e die Elementarladung, Θ_W den Weinberg-Winkel, M_W die Masse des W -Bosons, sowie b, u, f_1 und f_2 die Spinoren des b - und des u -Quarks und der beiden anderen an das W koppelnden Fermionen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten werden außerdem durch die Größe des Phasenraums der Endzustände bestimmt.

Alles weitere ist eine Frage der starken Wechselwirkung: Welche der beteiligten Quarks wechselwirken untereinander? Beim Zerfall von B -Mesonen sind vier verschiedene Typen dieser Wechselwirkung grundsätzlich zu unterscheiden:

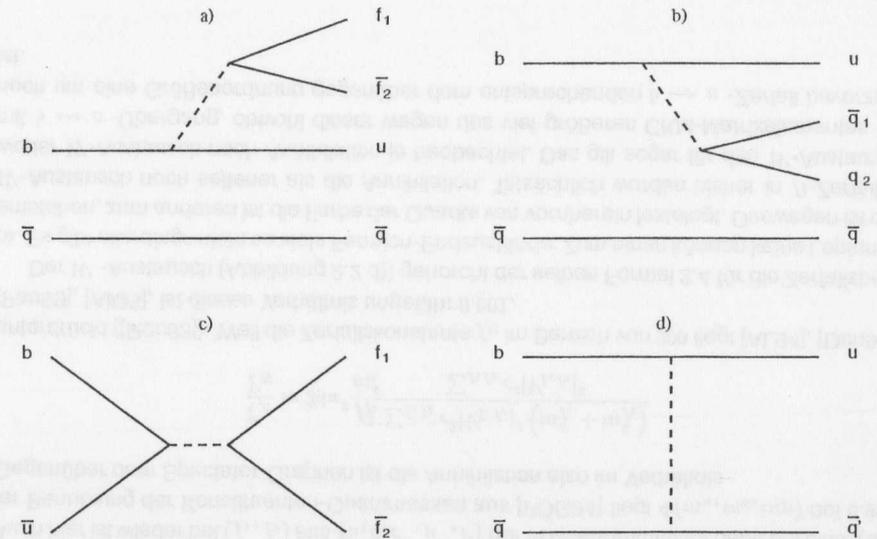


Abbildung 2.2: Die vier Typen von $b \rightarrow u$ -Übergängen im B -Zerfall. a) Spectator-Zerfall mit externer W -Emission, b) Spectator-Zerfall mit interner W -Emission, c) Annihilation, d) W -Austausch

Abbildung 2.2 a) zeigt den Hauptbeitrag zu den $b \rightarrow u$ -Zerfällen. Er wird als Spectator-Zerfall bezeichnet, weil das leichte Quark aus dem ursprünglichen B -Meson sozusagen nur als Zuschauer an der Wechselwirkung teilnimmt. Die Zerfälle mit externer W -Emission können sowohl semileptonisch als auch hadronisch sein. Im ersten Fall sind f_1 und \bar{f}_2 ein Lepton und ein Antineutrino, im zweiten ein Quark und ein Antiquark. Für die semileptonischen Zerfälle wird aus Gleichung 2.1 in Analogie zum Myon-Zerfall $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ hergeleitet ([DGH94]):

$$\Gamma(b \rightarrow u f_1 \bar{f}_2) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192 \pi^3} |V_{ub}|^2 |V_{f_1 f_2}|^2 c^2 f \left(\frac{m_u}{m_b}, \frac{m_{f_1}}{m_b}, \frac{m_{f_2}}{m_b} \right) \quad (2.2)$$

Hier ist c die Anzahl der möglichen Farben, in denen das Fermionpaar auftreten kann, also $c = 3$ falls es sich um Quarks, $c = 1$ falls es sich um Leptonen handelt. $f(x, y, z)$ ist ein

Phasenraumterm ([Bau82],[Rüc83]):

$$f(x, y, z) = 24 \int_{x+y}^{1-z} (u^2 - x^2 - y^2)(1 + z^2 - u^2) w(u, x, y) w(1, z, u) \frac{du}{u} \quad (2.3)$$

mit

$$w(a, b, c) = \sqrt{(a^2 - (b+c)^2)(a^2 - (b-c)^2)}$$

Für vernachlässigbar kleine Massen der Fermionen f_1 und f_2 , also insbesondere für semi-leptonische Zerfälle, vereinfacht sich f zu

$$f(x, 0, 0) = 1 - 8x^2 - 24x^4 \ln x + 8x^6 - x^8$$

Da die Masse des u -Quarks sehr viel kleiner als die des b -Quarks ist, liegt dieser Phasenraumfaktor recht nahe bei eins. (Unter Benutzung der Konstituenten-Quarkmassen aus [PDG94] liegt $f(m_u/m_b, 0, 0)$ bei 0.97.) Wenn die Fermionen f_1 und f_2 Leptonen sind, dann bezeichnet $V_{f_1 f_2}$ natürlich nicht ein CKM-Matrixelement, sondern ist mit eins gleichzusetzen, falls f_1 und f_2 der gleichen Familie angehören, sonst mit null.

Es ist zu beachten, daß QCD-Korrekturen nicht in die Formel eingegangen sind. Insbesondere ist die Wechselwirkung mit dem Zuschauer-Quark überhaupt nicht berücksichtigt. Hierin liegen die Unsicherheiten in der theoretischen Beschreibung, die aufzulösen diese Arbeit mithelfen soll. Noch problematischer ist der Fall, wenn das W nicht an Leptonen sondern an Quarks koppelt. Dann sind auch auf dieser Seite die Effekte der Fragmentation und Rekombination zu berücksichtigen.

Der Graph in Abbildung 2.2 b) enthält eine sogenannte interne W -Emission. Auch hier handelt es sich um einen Spectator-Zerfall. Im Unterschied zu den hadronischen Spectator-Zerfällen mit externer W -Emission kombinieren sich die Quarks aus dem W -Boson hier nicht untereinander zu einem (oder mehreren) Meson(en) sondern mit den beiden Quarklinien aus dem B . Damit solche Kombinationen möglich sind, müssen die beiden Quarks auch die richtige Farbe haben, um farbneutrale Objekte zu erzeugen. Abgesehen von der Tatsache, daß hier keine semileptonischen Zerfälle möglich sind, ist die interne W -Emission deswegen gegenüber der externen W -Emission noch um einen Faktor neun unterdrückt. Soweit es die schwache Wechselwirkung betrifft, ist der Zerfall mit der hadronischen externen W -Emission identisch.

Zwischen externer und interner W -Emission sind Interferenzen möglich, falls die Reaktionsprodukte die selben sind. Dadurch werden Vorhersagen der Verzweungsverhältnisse von rein hadronischen Zerfällen weiter erschwert. Qualitativ kann man allerdings davon sprechen, daß in solchen B -Zerfällen der interne W -Austausch nicht möglich ist, in denen das W -Boson genügend Energie übertragen bekommt, um die Wechselwirkungsregion schnell genug zu verlassen, ohne den entstehenden Quarks Gelegenheit zu geben, mit denen aus dem B -Meson zu reagieren [BH95]. Dann "faktoriert" die Übergangswahrscheinlichkeit, d.h. sie kann als Produkt zweier unabhängiger hadronischer Ströme geschrieben werden, genauso wie der semileptonische Zerfall in ein Produkt aus dem hadronischen und dem leptonischen Strom faktoriert. Es kann davon ausgegangen werden, daß die Bedingungen für eine solche Faktorisierung in $b \rightarrow u$ -Zerfällen eher erfüllt sind, als in $b \rightarrow c$ -Zerfällen, weil bei ersteren mehr Energie frei wird, die auf das W -Boson übertragen werden kann.

Anders ausgedrückt erwartet man also von $b \rightarrow u$ -Zerfällen mit hohem Energieübertrag kaum einen Beitrag aus der internen W -Emission.

Auch die Annihilation (Abbildung 2.2 c)) ist ein $b \rightarrow u$ -Übergang, allerdings mit umgekehrter Richtung der u -Quark-Linie. Schon aus dem Bild wird deutlich, daß die Wahrscheinlichkeit für ein Auftreten dieses Prozesses proportional zur Zerfallskonstante f_B des B^- -Mesons, also der Quarkwellenfunktion am gemeinsamen Massenschwerpunkt, ist. Wenn das B -Meson an ein Lepton-Antineutrino-Paar koppelt, dann entspricht der Zerfall dem eines geladenen Pions: $\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}$, und die Rechnung verläuft analog ([PDG94], [Rüc83]):

$$\Gamma(B \rightarrow f_1 f_2) = \frac{G_F^2 |V_{ub}|^2 |V_{f_1 f_2}|^2 c^2 f_B^2 m_B}{8\pi} (m_{f_1}^2 + m_{f_2}^2) \Phi\left(\frac{m_{f_1}}{m_B}, \frac{m_{f_2}}{m_B}\right) \quad (2.4)$$

Die Proportionalität zu $m_{f_1}^2 + m_{f_2}^2$ kommt von der Helizitätsunterdrückung, d.h. der Tatsache, daß ein pseudoskalares Meson wie das B nicht in ein Paar masseloser linkshändiger Fermionen zerfallen kann. Φ gibt den Zweiteilchen-Phasenraum an:

$$\Phi(m_1/M, m_2/M) = \left(1 - \frac{(m_1^2 - m_2^2)^2}{(m_1^2 + m_2^2)M^2}\right) \sqrt{\left(1 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{M^2}\right)^2 - 4 \frac{m_1^2 m_2^2}{M^4}}$$

Auch hier ist wieder bei (f_1, f_2) aus $\{u, d, e^-, \mu^-, \nu\}$ der Phasenraumfaktor nahe bei eins. (Unter Benutzung der Konstituenten-Quarkmassen aus [PDG94] liegt $\Phi(m_u, m_d, m_B)$ bei 0.99.) Gegenüber dem Spectator-Graphen ist die Annihilation also im Verhältnis

$$\frac{\Gamma_A}{\Gamma_S} \approx 24\pi^2 \frac{f_B^2}{m_b^4} \frac{\sum_{f_1 f_2} c^2 |V_{f_1 f_2}|^2 (m_{f_1}^2 + m_{f_2}^2)}{\sum_{f_1 f_2} c^2 |V_{f_1 f_2}|^2}$$

unterdrückt ([Rüc83]). Weil die Zerfallskonstante f_B im Bereich von 200 liegt [AL94], [Dun94], [Pau93], [All95], ist dieses Verhältnis ungefähr 0.001.

Der W -Austausch (Abbildung 2.2 d)) gehorcht der selben Formel 2.4 für die Zerfallsbreite. Es gibt allerdings nicht so viele Fermion-Endzustände: Zum einen können keine Leptonen entstehen, zum anderen ist die Farbe der Quarks von vornherein festgelegt. Deswegen ist der W -Austausch noch seltener als die Annihilation. Tatsächlich wurden bisher in B -Zerfällen weder W -Austausch noch Annihilation je beobachtet. Das gilt sogar für den W -Austausch mit $b \rightarrow c$ -Übergang, obwohl dieser wegen des viel größeren CKM-Matrixelementes V_{cb} noch um eine Größenordnung gegenüber dem entsprechenden $b \rightarrow u$ -Zerfall bevorzugt ist.

2.2 Die Rolle der starken Wechselwirkung bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen

Die eigentliche Schwierigkeit bei der Beschreibung von $b \rightarrow u$ -Zerfällen liegt nicht im $b \rightarrow u$ -Übergang selbst, sondern in den Wechselwirkungen der beteiligten Quarks untereinander, vor, während und nach der schwachen Wechselwirkung.

Die Modelle zur Beschreibung der semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfälle teilen sich auf in solche, die die Zerfallsbreiten einzelner Zerfallskanäle angeben und addieren (exklusive oder Resonanz-Modelle) und solche, die alleine das zerfallende Quark betrachten und das Spectator-Quark im B -Meson als völlig unbeteiligt ansehen (inklusive oder Spectator-Modelle).

2.2.1 Die Spectator-Modelle

Das b -Quark wird bei diesem Ansatz als völlig frei betrachtet. Es zerfällt daher unabhängig vom zweiten Quark des Mesons. Der dadurch gebildete Endzustand besteht also aus Quarks und Gluonen. Prinzipiell berechnet sich die Übergangswahrscheinlichkeit aus der Gleichung 2.2. Das B -Meson ist als Zwei-Quark-Zustand durch eine genäherte Wellenfunktion

$$\Psi_B = \langle B | b\bar{q} \rangle$$

dargestellt. Der Endzustand, d.h. die Überlagerung diverser Wellenfunktionen der Gestalt

$$\Psi_{X_u} = \langle X_u | u\bar{q} \rangle$$

hat in Spectator-Modellen keinen Einfluß auf den Zerfall. Freie Parameter in diesen Modellen sind die Quark-Massen und die intrinsischen Impulsverteilungen der Quarks im B -Meson, gegeben durch Ψ_B . Die Situation nach dem $b \rightarrow u$ -Übergang ähnelt grob dem der Fragmentation in e^+e^- -Annihilations-Ereignissen: Bei großem Impulsübertrag wird eine Anzahl von leichten Mesonen erzeugt und ihre Impulsrichtungen ergeben eine grob jetartige Signatur. Bei kleinem Impulsübertrag ist die Multiplizität der Mesonen gering. Eines der Probleme der Spectator-Modelle liegt darin, daß dann bei der geringen Anzahl von Endzuständen eigentlich eine Rückwirkung des Phasenraumes auf den beschriebenen Zerfall vorliegen müßte, aber vom Modell nicht berücksichtigt wird.

Das Modell von Altarelli, Cabibbo, Corbo, Maiani und Martinelli [Alt82] (ACCMM-Modell) nimmt für die Wellenfunktion eine Gaußverteilung an und führt QCD-Korrekturen für den Austausch harter Gluonen zwischen den Quarks des Zerfalls ein. Das ACCMM-Modell ist ein typischer, vollständiger Vertreter aus der Klasse der Spectator-Modelle und wird als solcher für die meisten experimentellen Untersuchungen des V_{ub} -Matrixelementes verwendet. Der wichtigste Parameter des ACCMM-Modelles ist der Mittelwert der Gaußverteilung, der sogenannte Fermi-Impuls p_F . Der in Analysen der Endpunktregion des Lepton-Impulsspektrums, wie der vorliegenden, bestimmte Wert dieses Matrixelementes variiert kritisch mit p_F : Wenn anstatt des üblicherweise verwendeten $p_F = 0.3$ der von Hwang, Kim und Namgung [HKN95] berechnete Wert von 0.54 eingesetzt wird, kann sich $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ nahezu verdoppeln.

Barger, Kim und Phillips [BKP90] verwenden für ihr exklusives Modell eine andere Annahme über die Masse des Spectator-Quarks, um zu gewährleisten, daß die resultierende Massenverteilung der Endzustände die physikalischen Grenzen berücksichtigt.

Im Unterschied zu den bisher genannten Modellen verwenden Bareiß und Paschos [BP89] keine Gaußverteilung sondern die Peterson-Fragmentationsfunktion [Pet83] zur Beschreibung des b -Quark-Impulses. Der freie Parameter der Petersonfunktion sorgt für eine Unsicherheit bei der Angabe von $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ in der Größe von 20%.

2.2.2 Die exklusiven Modelle

Im Gegensatz zu den Spectator-Modellen machen die exklusiven Modelle expliziten Gebrauch der Meson-Wellenfunktionen Ψ_{X_u} der Endzustände. Es werden die Überlapps der B -Meson-Wellenfunktion mit denen von einer Reihe von Mesonen mit dem Quarkinhalt $u\bar{u}$ bzw. $u\bar{d}$ berechnet. Der hadronische Strom besteht also im Eingangszustand aus B -Mesonen und im Ausgangszustand aus einer Überlagerung der sogenannten leichten flavourlosen Resonanzen wie π, ρ, ω etc. Hiermit wird die oben genannte Schwäche der Spectator-Modelle umgangen. Jedoch wird damit in Kauf genommen, daß das Modell nicht vollständig sein kann, solange nicht alle möglichen Endzustände berücksichtigt sind. Normalerweise wird die Summierung aber bei Meson-Massen von 1 bis 2 GeV abgebrochen. Der direkte Effekt auf das Spektrum am Endpunkt hoher Impulse ist gering, allerdings ist der Einfluß auf die Gesamtnormierung erheblich und nicht gut abschätzbar.

Das Modell von Isgur, Scora, Grinstein und Wise [ISW89], im folgenden mit ISGW abgekürzt, ist ein typischer Vertreter. Unter den Resonanzmodellen ist es dasjenige, das für seine Vorhersagen die meisten exklusiven Kanäle berücksichtigt. Für die Meson-Wellenfunktionen wird von [ISW89] ein nichtrelativistisches Modell angesetzt. Ein Parameter κ muß aus phänomenologischen Gründen eingeführt werden, um den gemessenen Pion-Formfaktor aus dem Zerfall $K \rightarrow \pi e \nu$ zu reproduzieren. Die Form der Wellenfunktion jedoch wird aus dem Modell selbst hergeleitet.

Kürzlich wurde in [IS95] eine überarbeitete und verbesserte Version des ISGW-Modells angegeben. Sie wird hier, wie auch von den Autoren, mit ISGW2 bezeichnet. Neu gegenüber ISGW ist darin eine durchgehend relativistische Behandlung der beteiligten Teilchen. Anstelle des Faktors κ aus ISGW wird in ISGW2 ein korrigierter Ladungsradius eingeführt, wodurch die Anzahl der freien Parameter abnimmt. Die wesentlichen Änderungen wurden von der sogenannten "Heavy Quark Effective Symmetry" [IW89] inspiriert.

Ein offensichtlicher Vorzug von ISGW2 gegenüber ISGW besteht darin, daß der experimentell gemessene Formfaktor des Pions speziell im für $b \rightarrow u$ -Untersuchungen interessanten Bereich von hohen Impulsüberträgen wesentlich besser wiedergegeben wird. Daraus kann geschlossen werden, daß auch die Formfaktoren von anderen beteiligten Mesonen realistischer beschrieben sind.

Das Modell von Bauer, Stech und Wirbel [BSW85] (BSW-Modell) wird als Poldominanzmodell bezeichnet, weil die Formfaktoren, also die Überlappungen der Eingangs- und der Ausgangswellenfunktion, der Form

$$F(q^2) = \frac{F_0}{1 - q^2/M_{Pol}^2}$$

genügen, worin M_{Pol} die Masse des jeweils nächstliegenden Vektormesons ist. Da q der Masse des virtuellen W -Bosons entspricht, wird damit auch dieses als eine Überlagerung von Mesonen aufgefasst. Das BSW-Modell verwendet zur Berechnung der Formfaktoren bei $q^2 = 0$ die Näherung des "infinite momentum frame", d.h. das zerfallende Meson trägt unendlichen Impuls, wodurch der Massenunterschied zum Zerfallsprodukt vernachlässigbar wird und damit q^2 gegen Null geht.

BSW	1.1 ± 0.2	[BSW85]
ISGW	1.048	[ISW89]
ISGW2	1.16	[SI94]
KS	1.18	[KS87]
ACCMM	2.2	[Alt82]

Tabelle 2.1: Die Verhältnisse κ der Proportionalitätsfaktoren zwischen den Zerfallsbreiten von $b \rightarrow ul\nu$ und $b \rightarrow cl\nu$ -Zerfällen und dem Quadrat des jeweiligen Matrixelementes. Für die Modellparameter sind jeweils typische Werte eingesetzt.

Von [RDB90] wurde ein Hybrid vorgeschlagen, das die Eigenschaften der beiden Arten von Modellen vereinigt. Für hohe Impulsüberträge soll demnach eher ein Spectator-Modell gelten, für niedrige ein exklusives Modell. Exklusive Modelle sind außerdem auf das gesamte Spektrum aus spezifischen von ihnen berücksichtigten Zerfallskanälen anwendbar. Besondere Unsicherheiten bestehen bei den Vorhersagen der exklusiven Modelle in der für die vorliegende Analyse interessanten Region hoher Leptonimpulse.

2.3 Einfluß der Modellannahmen auf die in dieser Analyse gemessenen Größen

Die vorliegende Analyse beschränkt sich auf einen kleinen Teil des Impulsspektrums der B -Meson-Zerfallsprodukte. Daher sind die Ergebnisse wesentlich von den durch das jeweilige Modell angegebenen Impulsverteilungen abhängig. Der für die Analyse wichtigste Parameter ist das Integral der Impulsverteilung über den betrachteten Impulsbereich: Da der Parameter von den Eigenschaften der jeweiligen Analyse, speziell von den Grenzen des Impulsintervalls abhängt, ist er kein universeller Parameter. Er trägt im Rahmen dieser Analyse zu einer "modellabhängigen Akzeptanz" bei. Auf diese wird im Abschnitt 5.3.1 näher eingegangen.

Daneben ist für die Bestimmung des Verhältnisses der Matrixelemente V_{ub} und V_{cb} das Verhältnis κ der Proportionalitätsfaktoren in der Abhängigkeit der Zerfallsbreiten von den CKM-Matrixelementen wichtig, also

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow ul\nu)}{\Gamma(b \rightarrow cl\nu)} = \kappa \cdot \frac{|V_{ub}|^2}{|V_{cb}|^2} \quad (2.5)$$

Diese Verhältnisse κ sind in der Tabelle 2.1 aufgezählt.

Ansonsten wurde darauf geachtet, daß die Analyse weitgehend frei von Modellannahmen bleibt, damit die Ergebnisse ohne Mühe auf weitere Modelle übertragen werden können. Zu diesem Zweck ist es daher lediglich nötig, das Verhältnis κ sowie die Impulsverteilung der Leptonen aus semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfällen zu kennen.

Im nächsten Kapitel wird beschrieben, wie B -Mesonen erzeugt werden, sowie, welche experimentellen Vorkehrungen getroffen wurden, um ihren Nachweis zu ermöglichen.

Kapitel 3

Das Experiment

Die Exoten aus dem Teilchenzoo kommen in freier Wildbahn so gut wie nicht vor. Dazu zählen auch alle Hadronen, die b -Quarks enthalten. Um die im vorangegangenen Kapitel erwähnten Zerfälle von b -Quarks zu untersuchen, muß man sie daher zunächst einmal erzeugen. Die leichtesten Hadronen, die b -Quarks enthalten, sind die B -Mesonen. Bei Kollisionen der üblichen von Teilchenbeschleunigern zur Verfügung gestellten Teilchen, die nur die leichtesten Quarks und Leptonen enthalten, wird man aber nur eine sehr kleine Anzahl B -Mesonen erzeugen, wenn man die Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie stattfinden läßt, die der Masse dieser Mesonen entspricht. Hierzu müßte nämlich ein $u \rightarrow b$ -Übergang stattfinden, der aus den in Kapitel 2 erläuterten Gründen sehr selten ist.

Die höchsten Raten von Beauty-Teilchen erhält man, wenn man $b\bar{b}$ -Paare erzeugt. Diese sind wiederum für die B -Physik nur interessant, wenn sie sich nicht selbst annihilieren, sondern separat zerfallen. Die leichteste $b\bar{b}$ -Resonanz, die diese Bedingung erfüllt, ist die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Sie zerfällt zu 100% in Paare von B -Mesonen. Jeweils die Hälfte davon sind B^+B^- - und $B^0\bar{B}^0$ -Paare. Die Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz beträgt 10.58 GeV bei einer Breite von 24 MeV. Zu ihrer Herstellung benutzt man also Speicherringe, deren Schwerpunktsenergie auf 10 bis 11 GeV eingestellt werden kann.

3.1 Der DORIS-Speicherring

Der 1974 gebaute Elektron-Positron-Speicher (DoppelringSpeicher) DORIS bei DESY in Hamburg war zunächst für Energien um 3 GeV zur Untersuchung des J/ψ -Mesons und seiner Anregungszustände ausgelegt. Nach der Entdeckung der Υ -Resonanzen wurde er 1977 zu einem Einzelringspeicher mit dem Namen DORIS I umgebaut, dessen Magnetoptik Teilchenenergien bis zu 5 GeV zuließ. Weitere Verbesserungen in den Jahren 1981 und 1982 ließen den Speicherring DORIS II entstehen, mit dem Schwerpunktsenergien bis zu 11.2 GeV möglich waren. DORIS II wurde genutzt, um angeregte Υ -Mesonen zu studieren, insbesondere, um mit der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz B -Physik zu betreiben. 1990 bis 1991 wurde der Ring zu DORIS III umgebaut, mit dem vorrangigen Ziel, die anfallende Synchrotronstrahlung zu nutzen. Die mit dem Umbau zusätzlich angestrebte Erhöhung der Luminosität für die e^+e^- -Paarvernichtung wurde nicht erreicht. Vielmehr wurde sie sogar beträchtlich reduziert. Die

meisten in dieser Analyse verwendeten Daten stammen daher von e^+e^- -Paaren, die von DORIS II geliefert wurden.

Die Elektronen und Positronen laufen bei DORIS in Paketen um. Ein Paket besteht aus etwa 10^{11} Teilchen. Seine Länge beträgt wenige Zentimeter, sein Durchmesser quer zur Fortbewegungsrichtung weniger als einen Millimeter. Bei einem Umfang des Speicherringes von 288 m treffen sich die Pakete etwa eine Millionen mal in einer Sekunde an dem Wechselwirkungspunkt, an dem sich der ARGUS-Detektor befindet. Bevor die Pakete den Wechselwirkungspunkt erreichen, werden sie durch Quadrupolmagnete fokussiert, so daß ihr Durchmesser dort auf rund einen zehntel Millimeter schrumpft. Damit erreicht man eine mittlere Luminosität von 10^{31} Teilchen pro Quadratzentimeter und Sekunde. Die Wechselwirkungsrate ist proportional zur Luminosität und zu den Wirkungsquerschnitten der im nächsten Abschnitt aufgezählten möglichen Prozesse.

3.2 Physikalische Prozesse bei der e^+e^- -Kollision

Neben der Erzeugung von Υ -Resonanzen finden noch eine Reihe anderer Prozesse bei den von DORIS II erreichten Schwerpunktsenergien statt:

- Bhabha-Streuung des e^+e^- -Paares. Als Prozeß der elektroschwachen Wechselwirkung ist der Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung von Leptonen sehr gut verstanden. Der Prozeß hat außerdem mit nur zwei geladenen Teilchen im Endzustand eine klare Signatur. Er kann deswegen zur Eichung der Luminositätsmessung herangezogen werden.
- Erzeugung von Lepton-Antilepton-Paaren. Interessant sind hier vor allem Paare von τ -Leptonen, da sie als einzige Leptonen in Hadronen zerfallen können. τ -Physik bildet einen Schwerpunkt der ARGUS-Untersuchungen.
- Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren. Das schwerste Quark ist hier das interessanteste. Im Bereich der Υ -Resonanzen können nur Quarks bis zum c -Quark nichtresonant erzeugt werden. Charm-Physik ist deswegen ein weiterer ARGUS-Schwerpunkt.
- Die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Positron kann auch über den Austausch von hadronisierenden Photonen geschehen. In dieser Wechselwirkung manifestiert sich das Photon als Vektormeson. Auch diese sogenannte Zwei-Photon-Physik ist ein Schwerpunkt der ARGUS-Physik.

Da sich die genannten Prozesse im Gegensatz zur Erzeugung der Υ -Resonanzen nicht auf eine bestimmte Schwerpunktsenergie beschränken, spricht man von "Kontinuumsereignissen". Oft wird in Analysen der B -Physik nicht ganz korrekt synonym dazu das Wort " $q\bar{q}$ -Ereignisse" verwendet. Tatsächlich muß man sich in der B -Physik praktisch fast nur mit Quark-Antiquark-Paaren als Untergrund aus dem Kontinuum beschäftigen, weil sich die anderen Ereignisklassen schon in der Anzahl der erzeugten Hadronen zumeist beträchtlich von den Υ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen unterscheiden.

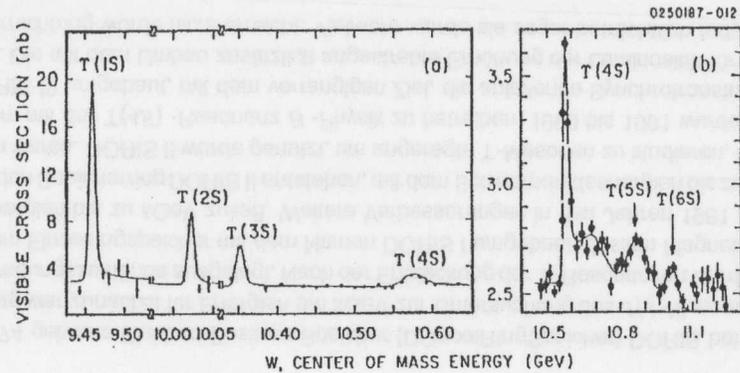


Abbildung 3.1: Hadronischer Wirkungsquerschnitt der e^+e^- -Paarvernichtung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Bereich der Υ -Resonanzen

Abbildung 3.1 zeigt den Wirkungsquerschnitt für e^+e^- -Paarvernichtung im Schwerpunktsenergiebereich von 9,4 bis 10,7 GeV.

Man erkennt deutlich neben der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz die leichteren Anregungszustände des $b\bar{b}$ -Systems. Diese sind aber in dieser Arbeit nicht von Interesse, weil ihre Zerfallsprodukte keine b -Quarks mehr enthalten. Sie zerfallen nämlich entweder direkt durch Annihilation der beiden Quarks oder über Kaskaden und anschließende Annihilation. Erzeugung von B -Mesonen ist bei diesen Resonanzen nicht möglich, weil ihre Massen unter der doppelten B -Mesonen-Masse von 10,558 GeV liegen.

3.3 Der ARGUS-Detektor

Zum Nachweis der Zerfallsprodukte der B -Mesonen sowie der anderen erwähnten Prozesse befand sich am südlichen Wechselwirkungspunkt des DORIS-Ringes der ARGUS-Detektor. Aufbau und Funktion des Detektors werden ausführlich in [ARG89], [Edw86], [Yun84], [Dan89], [Hel85], [Dre83a], [Dre83b], [Dre84] und [Are86] erläutert. Insbesondere [ARG89] beschreibt die Aufgaben der einzelnen Detektorteile sehr detailliert. Hier sollen die Komponenten nur kurz vorgestellt und ihre Funktionen nur soweit beschrieben werden, wie sie für diese Arbeit von Bedeutung sind. Die Schilderung folgt dem zeitlichen Ablauf eines Ereignisses von der Entstehung am Wechselwirkungspunkt über die Registrierung im Detektor, das Speichern der Daten bis zu deren Rekonstruktion und Aufbereitung zur Analyse.

Abbildung 3.2 zeigt einen Querschnitt durch den ARGUS-Detektor parallel zum Strahlrohr. Die Kollisionen finden in der Mitte des abgebildeten Bereiches statt. Da Laborsystem und Schwerpunktsystem identisch sind, ist der Aufbau zylindersymmetrisch um die Strahlachse. Das Strahlrohr verläuft im Bild von rechts nach links oder von links nach rechts, je nachdem, ob man der Richtung der Elektronen oder der Positronen folgt. Der Detektor ist,

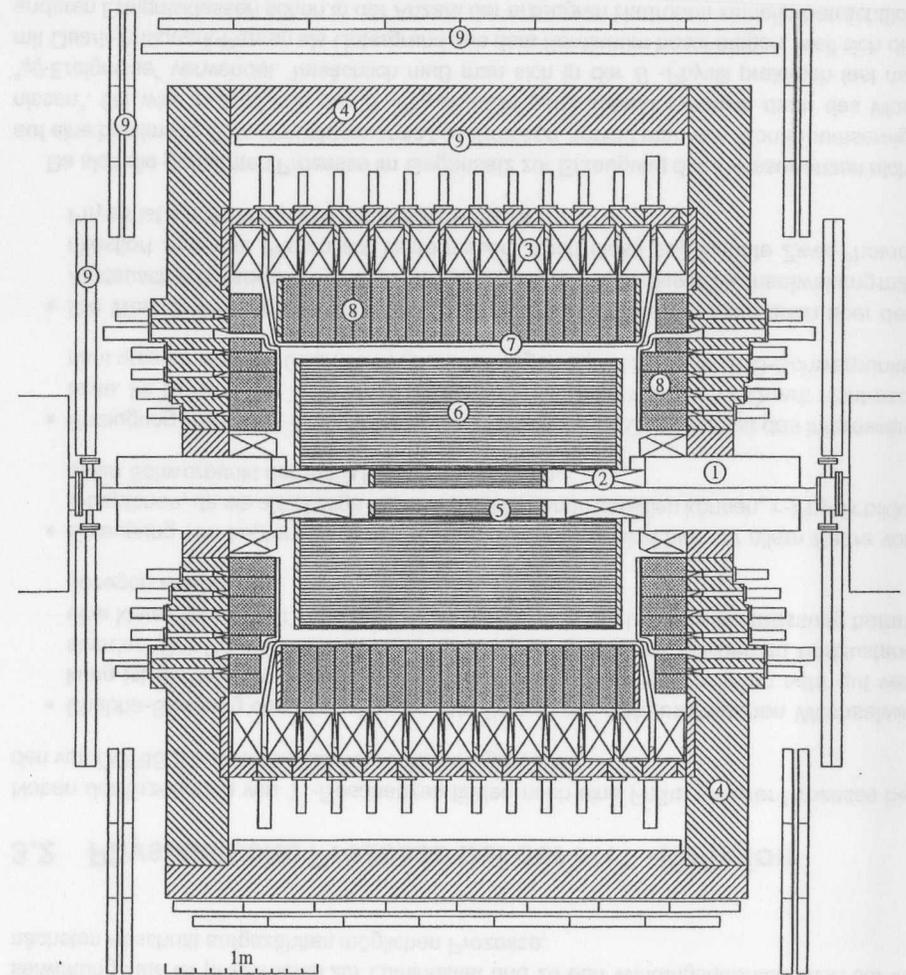


Abbildung 3.2: Der Aufbau des ARGUS Detektors

- | | | |
|----------------------------|------------------------|----------------------|
| 1) Fokussierungsquadrupole | 2) Kompensationsspulen | 3) Hauptmagnetspulen |
| 4) Eisenjoch | 5) Vertex-Driftkammer | 6) Haupt-Driftkammer |
| 7) Flugzeitmesssystem | 8) Kalorimeter | 9) Myonkammern |

soweit technisch möglich, bezüglich einer zur Strahlrichtung senkrechten und durch den Wechselwirkungspunkt gelegten Ebene spiegelsymmetrisch und bezüglich der Strahlachse rotations-symmetrisch.

Rechts und links vom Ort der Wechselwirkung sind die schon erwähnten Fokussierungsquadrupolmagneten um das Strahlrohr angeordnet (Abb. 3.2, Nr. 1). Daneben befinden sich weitere Magnetspulen (Abb. 3.2, Nr. 2) zur Abschirmung der Quadrupole gegen die Wirkung des großen ARGUS-Magneten (Abb. 3.2, Nr. 3 und 4), der als Spektrometer zur Bestimmung der Impulse geladener Teilchen eingesetzt wird. Das Magnetfeld des ARGUS-Magneten wird von 13 Solenoidspulen (Abb. 3.2, Nr. 3) von jeweils 3m Durchmesser erzeugt. Es ist parallel zur Strahlachse und 0.755T stark.

3.3.1 Die Vertexdriftkammer

Ein Teilchen, das bei der e^+e^- -Kollision entstanden ist und die Wand des Strahlrohrs durchdringt, tritt als erstes in die Vertexdriftkammer (VDC, Abb. 3.2, Nr. 5) ein. Sie dient zur Lokalisierung der Entstehungspunkte von geladenen Teilchen.

Die Vertexdriftkammer ist eine hochauflösende zylindrische Driftkammer von einem Meter Länge mit einem inneren Durchmesser von zehn und einem äußeren Durchmesser von 28cm. Damit deckt der Raumwinkel der Spuren, die alle Lagen der VDC erreichen, 95% von 4π ab. Die Kammer enthält 594 Signal- und 1412 Potentialdrähte, die alle parallel zur Strahlachse in sechseckigen Driftzellen angeordnet sind. Sie ist mit reinem Kohlendioxid gefüllt.

Die Dichte der Driftzellen erlaubt eine Auflösung der Vertexposition von Bhabha-Ereignissen auf $95\mu\text{m}$ in der Ebene senkrecht zum Strahl. Über die Position einer Spur in Strahlrichtung kann die VDC keine Angaben machen. Für diese Arbeit ist die Vertexkammer von Bedeutung, weil sie die Impulsauflösung für schnelle geladene Teilchen verbessert: Transversalimpulse von Myonen um 5GeV werden mit der VDC um 30% genauer bestimmt als ohne sie.

3.3.2 Die Hauptdriftkammer

Die nächste Schicht des Detektors nach der Vertexdriftkammer bildet die Hauptdriftkammer (Abb. 3.2, Nr. 6). Die Hauptdriftkammer ist das wesentliche Element der Impulsbestimmung von geladenen Teilchen bei ARGUS.

Die Kammer ist zwei Meter lang. Ihr Innendurchmesser beträgt 30cm, der Außendurchmesser 172cm. Sie ist mit einer Mischung aus 97% Propan und 3% Methylal sowie einer kleinen Beimischung von Wasserdampf gefüllt. Von den 5940 rechteckigen Driftzellen in 36 konzentrischen Lagen ist jede zweite Lage nicht parallel zur Strahlrichtung, sondern abwechselnd um $+\alpha$ und $-\alpha$ dagegen verdreht, wobei der sogenannte Stereowinkel α mit der Quadratwurzel des Abstandes zur Strahlachse von 40 auf 80mrad anwächst.

Dadurch läßt sich nicht nur die transversale sondern auch die longitudinale Position eines Spurpunktes bestimmen. 96% des Raumwinkels werden von Spuren abgedeckt, die mindestens vier unverdrehte und drei verdrehte Lagen der Driftkammer erreichen. Dort kann auf

diese Weise eine Transversalimpulsauflösung von

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 p_T / \text{GeV}$$

für geladene Teilchen über 1GeV erreicht werden. Hauptursache für die Ungenauigkeit ist eine mittlere räumliche Auflösung von $190\mu\text{m}$. Die Impulsauflösung für langsamere Teilchen wird durch Vielfachstreuung limitiert:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 p_T / \text{GeV})^2}$$

Außer zur Impulsbestimmung dient die Driftkammer auch zur Identifikation von Teilchen anhand ihres spezifischen Energieverlustes dE/dx im Gas der Kammer. In dem für diese Arbeit vornehmlich interessanten Impulsbereich über 2GeV ist aber eine verlässliche Identifikation allein durch dE/dx nicht möglich.

3.3.3 Die Flugzeitmessung

Nachdem ein Teilchen die Hauptdriftkammer durchquert hat, erreicht es das Flugzeitsystem (Abb. 3.2, Nr. 7). Dieses hat die Aufgabe, das Teilchen über die Massenabhängigkeit der Beziehung zwischen seinem Impuls und seiner Geschwindigkeit zu identifizieren. Es besteht aus 64 Szintillatoren in der Barrel-Region, also radial um die Driftkammer, und 48 im Endcap-Bereich, d.h. an den beiden Deckflächen des Zylinders. Das Szintillatormaterial (NE110) ist 2cm dick. Die Photomultiplier, die die Signale auslesen, befinden sich außerhalb des Eisenjoches und damit außerhalb des störenden Magnetfeldes. Sie sind mit den Szintillatoren durch 1m lange Lichtleiter verbunden.

Mit Hilfe der Photomultiplier wird der Zeitpunkt registriert, zu dem ein geladenes Teilchen die Szintillatoren erreicht und dort einen Schauer ausgelöst hat. Die Differenz zwischen der Zeit, zu der ein Ereignis am Wechselwirkungspunkt stattgefunden hat, und der Zeit, zu der ein Hadron einen Szintillator erreicht, kann damit bis auf 220ps genau bestimmt werden. Das erlaubt eine gute Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von 700MeV und zwischen Kaonen und Protonen bis zu Impulsen von 1200MeV. Auch dieses Instrument kann also für sich nicht zu einer Identifikation einzelner Arten von Hadronen benutzt werden, die Impulse von mehr als 2GeV haben.

3.3.4 Das Kalorimeter

Als letzte Detektorkomponente innerhalb des Magneten erreichen die Teilchen das elektromagnetische Kalorimeter (Abb. 3.2, Nr. 8). Es hat einerseits die Aufgabe, die Energie und Richtung von Photonen sowie die Energie von Elektronen zu messen. Andererseits hilft es, Elektronen von Myonen und Hadronen zu unterscheiden. Außerdem dient es zur Messung der Luminosität und ist Bestandteil des Triggers.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus insgesamt 1760 Schauerzählern. Jeweils 64 davon sind in 20 Ringen von etwa 1m Radius in der Barrel-Region angebracht. Die

restlichen 480 decken in jeweils fünf konzentrischen Ringen den Großteil der beiden Endkappen ab. 96% des Raumwinkels sind von den Schauerzählern erfaßt. Ausgelesen werden die Zähler durch je einen 3mm dicken Wellenlängenschieber, der die Lichtfrequenzen aus dem blauen in den grünen Bereich schiebt. Dieser ist über einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier außerhalb des Magnetjoches verbunden. Durch Aluminiumfolie sind die einzelnen Schauerzählerblöcke optisch voneinander isoliert.

Wenn ein Teilchen auf einen Schauerzähler trifft, verliert es einen Teil seiner Energie. Diese Energie wird in elektromagnetische Schauer umgesetzt. Durch Registrierung des Ortes dieser Schauer kann die Richtung des Teilchens bestimmt werden. Aus der Energie des Schauers kann auf den Impuls des Teilchens geschlossen werden. Zur Identifikation von Elektronen wird die Schauerenergie mit der aus der Driftkammerinformation bestimmten Energie verglichen. Elektronen geben nämlich als einzige geladene Teilchen fast ihre gesamte Energie im Kalorimeter ab. Deswegen können mit Hilfe des Kalorimeters auch Elektronen mit hohen Impulsen gut erkannt werden.

Die Winkelauflösung wird durch die Breite eines elektromagnetischen Schauers begrenzt: Die Breite eines Schauerzählers entspricht einem Moliereradius im Barrel-Bereich und 0.9 Moliereradien im Endkappenbereich. Der Moliereradius wird durch das Material der Zähler bestimmt. Ein Schauerzähler ist aus abwechselnden Schichten von 5mm dickem Szintillatormaterial und 1mm dickem Blei im Barrel-Bereich bzw. 1.5mm dickem Blei im Endkappenbereich. Die Gesamtdicke der Schichten entspricht 12.5 Strahlungslängen.

Da die Zähler sich innerhalb des Eisenjoches befinden, haben Teilchen auf dem Weg vom Wechselwirkungspunkt wenig Material zu durchqueren. Dadurch ist die Nachweiswahrscheinlichkeit auch für niederenergetische Photonen mit Impulsen von 0.05GeV noch bei über 98%. Die Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E/\text{GeV}}}$$

im Barrel-Teil und

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E/\text{GeV}}}$$

im Endkappen-Teil des Kalorimeters. Der konstante Term wird durch Streuungen an dem die Zähler umgebenden Material verursacht. Der zweite Term ist der für Sandwich-Kalorimeter übliche Beitrag der statistischen Fluktuationen bei der Schauerbildung. Die Winkelauflösung liegt zwischen 10mrad bei hohen Teilchenenergien in der Endkappen-Region und 24mrad bei niedrigen Energien in der Barrel-Region.

3.3.5 Die Myonkammern

Zur Identifikation von Myonen dienen die Myonkammern (Abb. 3.2, Nr. 9). Sie bestehen aus drei Schichten. Eine davon ist innerhalb des Eisenjoches angebracht, die beiden anderen außerhalb. Die innere Lage deckt, wie man auf der Abbildung sehen kann, nur 43% des Raumwinkels ab, die beiden äußeren zusammen 87%.

Insgesamt sind bei ARGUS 218 Myonkammern eingesetzt. Eine Kammer enthält acht Proportionalrohre, die je nach Position 1 bis 4m lang sind. Sie bestehen aus Aluminiumrohren mit quadratischer Grundfläche. Ihre lichte Weite beträgt 56mm, die Wandstärke 2mm. Die Drähte bestehen aus vergoldetem Wolfram von 50 μm Durchmesser. Die Gasfüllung ist eine Mischung aus 92% Argon und 8% Propan. Die angelegte Spannung beträgt 2.35kV.

Wegen des Materials, das sich zwischen Wechselwirkungspunkt und Kammer befindet, registriert die innere Kammer nur Myonen ab 700MeV und die äußeren nur solche über 1100MeV. Indem man fordert, daß ein als Myon zu identifizierendes Teilchen nicht nur in der Driftkammer, sondern auch in einer der äußeren Myonkammern zu sehen sein soll, kann man den Untergrund aus Hadronen und Elektronen auf einem Niveau von etwa 2% pro Teilchensorte halten.

3.3.6 Der Trigger

Wenn ein Ereignis stattgefunden hat und die entstehenden Teilchen die jeweiligen Detektorcomponenten zum Ansprechen veranlaßt haben, muß entschieden werden, ob die Daten des Ereignisses zur Analyse aufbewahrt werden sollen. Die Entscheidung soll möglichst vor dem nächsten Ereignis getroffen werden. Das ist die Aufgabe des Triggers.

Sechs verschiedene Triggerkomponenten stehen für die Entscheidung zur Verfügung:

Der Gesamtenergie-Trigger

Der Hochenergieschauer-Trigger

Der Vortrigger mit geladenen Teilchen ("charged particle pretrigger", CPPT)

Der Koinzidenzmatrix-Trigger

Die Testtrigger ("cosmic" und "random" Trigger)

Die schnelle Spurensuche ("Little Track Finder", LTF)

Der Gesamtenergie-Trigger verwendet nur das elektromagnetische Kalorimeter. Die Schauerenergien beider Detektorhemisphären werden separat aufsummiert. Es wird geprüft, ob beide Summen 700MeV überschreiten. Damit werden Ereignisse mit ausgeglichener Energiebilanz wie z.B. Bhabha-Ereignisse ausgewählt.

Mit dem Hochenergieschauer-Trigger sollen Ereignisse gefunden werden, in denen einzelne Teilchen einen hohen Bruchteil der Gesamtenergie des ganzen Ereignisses tragen. Hierzu sind die Schauerzähler zu größeren Einheiten von je 110 Zählern zusammengefaßt. In einer dieser Einheiten soll eine Energie von mehr als etwa 1GeV gemessen werden.

Der CPPT beschränkt sich auf die Untersuchung geladener Teilchen. Es wird mindestens eine geladene Spur in jeder Detektorhemisphäre verlangt. Eine Spur wird durch eine Koinzidenz in einer Flugzeitählergruppe und einer Schauerzählergruppe definiert. Eine Flugzeitählergruppe besteht aus vier, eine Schauerzählergruppe aus 66 Zählern.

Im Koinzidenzmatrix-Trigger werden zwei bezüglich der Strahlachse einander gegenüberliegende Spuren gefordert. Auch hierzu werden die selben Zählergruppen wie im CPPT verwendet.

Zum Test der verschiedenen Detektorkomponenten dient der "cosmic trigger". Er wird nur eingesetzt, wenn der Speicherring nicht in Betrieb ist. Zu diesem Trigger werden nur Informationen aus den Barrel-Flugzeitmessern verwendet. Damit kosmische Myonen getriggert werden, die nahe der Strahlachse vorbeifliegen, wird eine Koinzidenz zwischen zwei einander gegenüberliegenden Gruppen von je vier Flugzeitmessern gefordert. Ein weiterer Testtrigger läßt mit einer Zufallsrate von 0.1Hz beliebige Ereignisse passieren. Er dient zur Abschätzung des Untergrundes in ARGUS-Ereignissen.

Diese fünf Trigger können während des Betriebs des Detektors an- oder ausgeschaltet werden. Die zugeschalteten Komponenten werden mit einem logischen ODER verknüpft und bilden zusammen den sogenannten schnellen Vortrigger. Wenn dieser angesprochen hat, dann wird das Ereignis an den LTF weitergegeben. Dieser nimmt eine erste grobe Spurensuche in der Driftkammer vor. Zu dieser rudimentären Spurrekonstruktion werden Daten aus der Driftkammer und dem Flugzeitmeßsystem verarbeitet und nach kreisförmigen Spuren gesucht, die durch die Wechselwirkungsregion führen. Der Trigger fordert, daß die Anzahl solcher Spuren einen gewissen Schwellenwert übersteigt. Mehr über den LTF findet sich in [SS81].

3.3.7 Der Luminositätsmonitor

Zur Luminositätsbestimmung werden in der Regel die Bhabha-Ereignisse herangezogen. Der Bhabha-Wirkungsquerschnitt ist aus der Quantenelektrodynamik zu berechnen und daher sehr gut bekannt. Aus der Beziehung $\frac{dN_{Bhabha}}{dt} = L\sigma_{Bhabha}$, die die Anzahl N_{Bhabha} der in der Zeiteinheit gemessenen Bhabha-Ereignisse mit der Luminosität L und dem Bhabha-Wirkungsquerschnitt σ_{Bhabha} verknüpft, kann man also durch Zählen der Bhabha-Ereignisse die Luminosität bestimmen. Zu einer schnellen Online-Luminositätsbestimmung dient die Trigger-Elektronik. Dazu werden in jeder Endkappe 16 sich überlappende Gruppen von Schauerzählern definiert. In einer dieser Gruppen muß eine Energie von mehr als 1GeV deponiert werden. Ebenso sind die Flugzeitähler zu 16 Gruppen zusammengefaßt. Ein Bhabha-Signal wird als solches akzeptiert, wenn eine Flugzeitählergruppe, die dazu passende Schauerzählergruppe und die beiden jeweils diagonal gegenüberliegenden Gruppen angesprochen haben.

Diese grobe Luminositätsbestimmung wird nur zur Kontrolle der Detektorleistung während der Laufzeit eingesetzt. Zur endgültigen Berechnung werden die Bhabha-Ereignisse aus den über das Ereignis gespeicherten Daten vollständig rekonstruiert.

3.4 Datenspeicherung auf Magnetbändern

Von einem Ereignis, das die Triggerbedingungen erfüllt, werden diejenigen Daten in digitalisierter Form gespeichert, die nötig sind, um später die physikalischen Informationen daraus

zu rekonstruieren. Dazu gehören z.B. die Positionen der getroffenen Driftkammerdrähte, die dazugehörigen Driftzeiten, die entsprechenden Daten aus der Vertexdriftkammer, die Zeitpunkte, zu denen die Flugzeitmessern angesprochen haben, und die in den Schauerzählern gemessenen Pulshöhen. Für jedes Ereignis ist zunächst ein Bereich von 8Kbytes reserviert. Schließlich werden die Ereignisdaten jedoch in Datenblöcken variabler Länge auf einem Ringspeicher zwischengelagert, wo sie solange bleiben, bis eine Magnetbandeinheit verfügbar ist. In den Ringspeicher passen die Daten von etwa vier Stunden Detektorlaufzeit. Innerhalb dieser Zeit müssen die Daten auf Magnetbänder geschrieben werden, um nicht verlorenzugehen.

Der Ringspeicher kann von mehreren Prozessen gleichzeitig gelesen werden, erfüllt also neben der Funktion eines bloßen Zwischenspeichers die Aufgabe einer Basis für Überwachungsmonitore, mit denen laufend die aktuellen Parameter der Detektorkomponenten kontrolliert werden können.

Die gespeicherten Daten werden nach Datennahmeperioden und nach Schwerpunktsenergie sortiert. Die Datennahmeperioden werden in "Experimente" und "Runs" eingeteilt. In der Zeit zwischen 1983 und 1992 fand etwa jährlich ein "Experiment" statt, das jeweils bis zu acht Monaten gedauert hat. Die Zeit zwischen den Experimenten diente zur Wartung und Pflege des Detektors und des Speicherringes sowie zu Umbauten an Hard- und Software. Ein Experiment besteht aus mehreren hundert Runs, innerhalb derer sich die Maschinen- und Detektorparameter im Idealfall nicht ändern. Beispielsweise werden Änderungen an der Schwerpunktsenergie des Speicherringes nur zwischen Runs vorgenommen.

Um Speicherplatz zu sparen, werden Parameter, die für die Dauer eines Runs konstant bleiben, nicht mit in die Dateien geschrieben, die die Ereignisdaten enthalten. Dafür gibt es eine gesonderte Datei, den sogenannten "Runfile". Die auf dem Runfile gesammelte Information muß zum Teil nachträglich korrigiert und ergänzt werden. Zum Beispiel werden für die Güte einzelner Runs Noten, die sogenannten "Runflags", vergeben, je nachdem, ob man die Daten zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, nur zu qualitativen Analysen oder überhaupt nicht für verlässliche Untersuchungen verwenden kann. Die Qualität der Daten hängt vom jeweiligen Zustand des Detektors ab. So wird vermieden, daß Runs, während derer einzelne Hardware-Elemente ausgefallen sind, die physikalischen Resultate beeinträchtigen oder verfälschen.

Auch die Schwerpunktsenergie muß nachträglich im Runfile eingetragen werden. Sie wird zwar näherungsweise durch Einstellung des Speicherringes vorgegeben, kann sich aber durch die Nachjustierung der Magnetoptik verändern. Zur genaueren Bestimmung der Schwerpunktsenergie dienen sogenannte Scan-Runs: Die von DORIS gelieferte Energie wird von Run zu Run schrittweise verändert, bis man anhand der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes eine Zuordnung von DORIS-Energie zu tatsächlicher Schwerpunktsenergie treffen kann. Dazu dient vor allem die Position der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz.

Die bei der Datennahme beschriebenen Magnetbänder enthalten die Daten in einer Form, die eher die Eigenschaften des Detektors als die der physikalischen Prozesse widerspiegelt. Indem man die Daten noch vor den eigentlichen Analysen aufbereitet und aus den technischen die physikalischen Informationen zieht, vermeidet man, daß dieser Arbeitsvorgang für jede Untersuchung erneut vorgenommen werden muß, vereinheitlicht und ver-

einfacht so die Einzelanalysen und verringert auch den Speicherbedarf für jede Analyse, weil sich die physikalische Information kompakter darstellt: Ein Teilchen wird jetzt nicht mehr durch die Gesamtheit seiner Spurpunkte, Schauerzählerpulse und Flugzeiten etc., sondern durch seine Impulskomponenten und eine Massenhypothese repräsentiert.

Nach der Rekonstruktion und einer schnellen Voranalyse, bei der offensichtlicher Untergrund herausgefiltert wird, werden diese physikalischen Daten auf MINI-DST genannte Magnetbänder gespeichert. Durch weitere Vorselektionen werden MINI-DST-Bänder zur Verfügung gestellt, die ausschließlich bestimmte Ereignisklassen enthalten, beispielsweise solche Ereignisse, in denen mindestens ein Lepton auftaucht, oder solche, die ein K^0 -Meson enthalten.

3.5 Die Spurrekonstruktion

Aus den Informationen über getroffene Driftkammerdrähte, Schauerzähler, Myonkammern etc. sind Teilchenspuren zu rekonstruieren, aus deren Krümmung der Impuls eines geladenen Teilchens errechnet werden kann. Diese Spurrekonstruktion ist eine Aufgabe der dreidimensionalen Mustererkennung. Auf einer ersten Stufe wird die Anzahl vorhandener Spuren und deren geometrische Parameter geschätzt. Im zweiten Schritt wird versucht, Spuren an die vorhandenen Daten anzupassen.

Die Suche nach Spurkandidaten geht zuerst von der zweidimensionalen Projektion des Detektors auf eine zur Strahlachse senkrechte Ebene aus. Dazu werden nur die zum Strahlrohr parallelen Driftkammerdrähte verwendet. Die Information über die Driftzeiten, also implizit über die Abstände der Teilchen von den getroffenen Driftkammerdrähten ("Treffern"), wird berücksichtigt. Anhand von drei Treffern wird ein Kreis festgelegt. Wenn einer der drei Treffer durch einen vierten ersetzt wird, errechnet sich ein weiterer Kreis. Wenn beide Kreise näherungsweise übereinstimmen, werden die vier verwendeten Treffer als Spurkandidat betrachtet. Durch sukzessives Ersetzen der Treffer durch weitere können mehr als vier Treffer zu Kandidaten zusammengeschlossen werden.

Im nächsten Schritt werden den Spurkandidaten Winkel gegenüber der bisher betrachteten Projektion zugeordnet. Dazu werden die übrigen Driftkammersignaldrähte, die sogenannten Stereodrähte verwendet. Kandidaten werden verworfen, wenn nicht wenigstens drei der Treffer auf einer zylindrischen Spirale liegen oder die minimale Entfernung vom Wechselwirkungspunkt in Strahlrichtung mehr als 8cm, oder senkrecht dazu mehr als 1.5cm beträgt. Ereignisse werden verworfen, wenn bei dieser Suche nicht mehr als eine Spur gefunden wird.

Letztlich muß den Spurpunkten aber nicht ein Kreis, bzw. eine zylindrische Spirale zugeordnet werden. Die Inhomogenitäten des Magnetfeldes sowie der Energieverlust des Teilchens in der Materie müssen nämlich berücksichtigt werden. Dazu geht man iterativ vor: Vom Entstehungsort des Teilchens sowie von einer Hypothese für die drei Impulskomponenten ausgehend wird schrittweise das nächste Wegstück des Teilchens berechnet. Dann wird geprüft, ob der berechnete Weg noch zu den Treffern paßt, die den Spurkandidaten bilden.

Resultat dieser Spuranpassung ist also der wahrscheinlichste Impuls des Teilchens und ein Punkt der nächsten Annäherung an die Strahlachse. Aus mehreren dieser Spurparameter kann ein Vertex rekonstruiert werden. Das ist der Punkt, dem alle beteiligten Spuren nach Maßgabe ihrer Unsicherheiten am nächsten kommen, an dem sie also am wahrscheinlichsten entstanden sind.

Anschließend werden die restlichen Detektorkomponenten berücksichtigt. Damit werden auch neutrale Teilchen mit in die Rekonstruktion eingeschlossen. Die Information über deren Impulse erhält man, indem man die Orte der Schauerzähler, die angesprochen haben, mit dem Vertex verbindet. Wenn zwei oder mehr benachbarte Schauerzähler angesprochen haben, wird aus den Pulshöhen der einzelnen Zähler ein geometrischer Schwerpunkt berechnet. Dieser wird als der Eintreffpunkt des zugehörigen Teilchens interpretiert.

3.6 Die Teilchenerkennung

Teilchen können über

- ihren Energieverlust in Materie,
- ihre Flugzeit,
- die im Kalorimeter erzeugten Pulse und
- ihr Signal in den Myonkammern

identifiziert werden.

Der Energieverlust eines Teilchens in Materie wird durch die Ionisation von Molekülen des durchquerten Mediums verursacht. Sie hängt bei gegebenem Medium lediglich von der Geschwindigkeit des Teilchens ab, ist also, wenn der Impuls bekannt ist, ein Maß für die Ruhemasse des Teilchens. Abbildung 3.3 zeigt den gemessenen Energieverlust geladener Teilchen in der Driftkammer in Abhängigkeit von deren Impuls. Als Linien sind die theoretisch erwarteten spezifischen Energieverluste für Pionen, Kaonen, Elektronen, Myonen und Protonen eingetragen. Wie schon in Abschnitt 3.3.2 erwähnt, erkennt man am Verlauf der Linien, daß eine Identifikation durch den Energieverlust nur für Teilchenimpulse unter etwa 1GeV Erfolg verspricht.

Auch die Identifikation eines Teilchens über seine Flugzeit wurde schon oben (in Abschnitt 3.3.3) angesprochen.

Die aus den gemessenen Flugzeiten berechneten Massen zeigt Abbildung 3.4. Daran ist die schon im Abschnitt 3.3.3 beschriebene Einschränkung der Verwendbarkeit auf Impulse unter ungefähr 1GeV zu sehen. Unterhalb dieser Grenze sind vor allem Kaonen und Protonen deutlich von den anderen Teilchen zu unterscheiden. Die Obergrenze zur Unterscheidung der Pionen, Myonen und Elektronen untereinander liegt sogar bei nur 230MeV.

Die Ergebnisse der beiden Methoden werden zu einer Likelihood-Variablen für eine Teilchensorte T vereinigt:

$$L_T = \exp(-\chi_T^2/2)$$

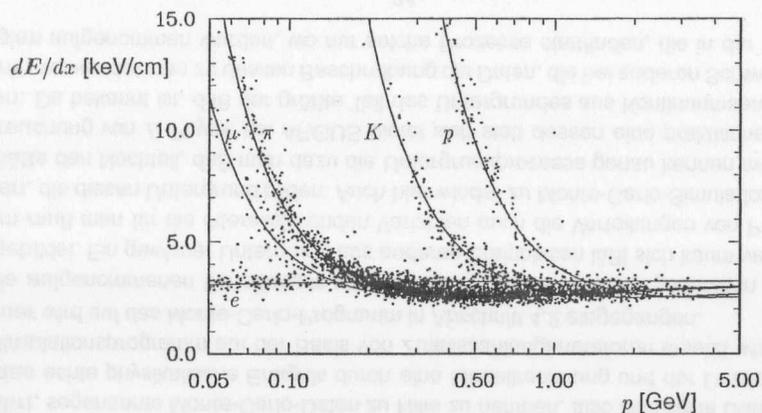


Abbildung 3.3: Gemessener Energieverlust dE/dx von geladenen Teilchen in der Driftkammer (Punkte) und theoretische Vorhersagen für spezifische Energieverluste (Linien)

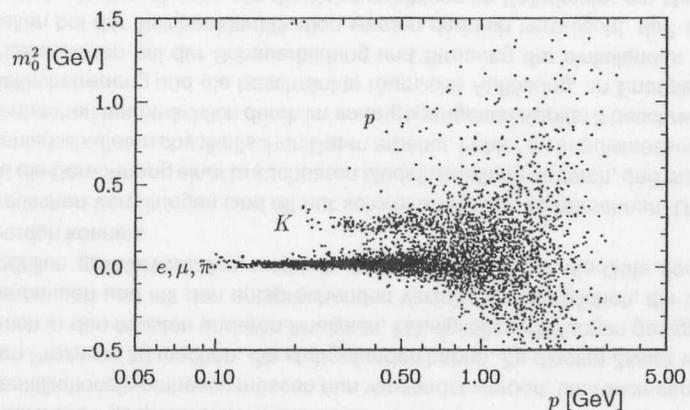


Abbildung 3.4: Aus gemessenen Flugzeiten bestimmte Teilchenmassen

mit

$$\chi_T^2 = \frac{(dE/dx - dE/dx_T)^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_T^2} + \frac{(1/\beta - 1/\beta_T)^2}{\sigma_\beta^2 + \sigma_T^2}$$

Hier sind die unindizierten Größen die gemessenen Werte des Energieverlustes dE/dx und der Geschwindigkeit β und die mit dem Teilchenindex T versehenen die theoretischen Werte. Die σ sind die dazugehörigen experimentellen bzw. theoretischen Unsicherheiten.

Zur Identifikation von Leptonen stehen noch weitere Methoden zur Verfügung: Elektronen unterscheiden sich von den anderen geladenen Teilchen durch den elektromagnetischen Schauer, den sie im Kalorimeter hinterlassen. Myonen können durch ein Signal in

den Myonkammern, insbesondere in einer der Myonkammern außerhalb des Eisenjoches, identifiziert werden.

Diese Informationen werden mit den obigen zu einer normierten Likelihood für jede Teilchensorte vereinigt. Durch eine Gewichtung wird der Tatsache Rechnung getragen, daß es fünf mal mehr geladene Pionen als andere geladene Teilchen in ARGUS-Ereignissen gibt. Teilchen, deren Elektron-Likelihood einen Wert von mehr als 0.9 annimmt, sind nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 : 200 keine Elektronen, sondern Hadronen. Kaonen werden nur zu $(1.9 \pm 0.5)\%$, Pionen zu $(2.2 \pm 0.2)\%$ als Myonen identifiziert.

Kapitel 4

Die Analyse

Die auf den MINI-DST gespeicherten Informationen, also im wesentlichen solche über Impulse und Identifikationshypothesen müssen nun verwendet werden, um Aussagen über die physikalischen Prozesse zu machen, die stattgefunden haben. Zu diesem Zweck werden in dieser, wie auch in den meisten anderen Analysen, Häufigkeitsverteilungen geeigneter Variablen aufgenommen und mit den entsprechenden Verteilungen verglichen, die von theoretischen Modellen geliefert werden, wodurch dann Aussagen über die Güte der Modelle gewonnen werden können.

Die theoretischen Verteilungen sind oft nur schwer analytisch zu berechnen. Unmöglich gemacht wird die Berechnung einer brauchbaren Modellverteilung dadurch, daß man grundsätzlich mit fehlerbehafteten physikalischen Daten arbeitet. Fehler an Impulsmessungen beispielsweise entstehen hauptsächlich durch im vorangegangenen Kapitel 3 beschriebene Effekte, wie Vielfachstreuung und die beschränkte räumliche Auflösung, an Energiemessungen durch Fluktuationen bei der Schauerbildung und Streuung der einfallenden Teilchen. Ungenauigkeiten bei der Teilchenidentifikation werden dadurch verursacht, daß der Energieverlust durch Ionisation ebenso wie die Schauerbildung im Kalorimeter ein statistischer Prozess ist, und daß in die Identifikation sowohl über dE/dx als auch über die Flugzeit der mit begrenzter Genauigkeit gemessene Impuls eingeht.

Der Großteil der Fehler ist also stochastischer Natur. Aus diesem Grund hat es sich bewährt, sogenannte Monte-Carlo-Daten zu Hilfe zu nehmen, also simulierte Daten, in denen das echte physikalische Ereignis durch eine Modellrechnung und der Detektor durch ein Simulationsprogramm auf der Basis von Zufallszahlengeneratoren ersetzt wird. Etwas genauer wird auf das Monte-Carlo-Programm in Abschnitt 4.2 eingegangen.

Die aufgenommenen Verteilungen werden aber nicht nur von den gesuchten Ereignissen gebildet. Ein gewisser Untergrund aus anderen Ereignissen läßt sich kaum vermeiden. Darum muß man für die interessierenden Variablen auch die Verteilungen von Prozessen kennen, die diesen Untergrund bilden. Auch hier wieder zu Monte-Carlo-Simulation zu greifen, hätte den Nachteil, daß man dazu die Untergrundprozesse genau kennen müßte. Zur Untersuchung von B -Physik bei ARGUS bietet sich statt dessen eine praktische Alternative an: Da bekannt ist, daß der größte Teil des Untergrundes aus Kontinuumsereignissen stammt, verwendet man zu dessen Beschreibung die Daten, die bei anderen Schwerpunktsenergien aufgenommen wurden, wo nur solche Prozesse stattfinden, die in der aktuellen

Analyse zum Untergrund beitragen. Allerdings darf man die dort gemessenen Verteilungen nicht einfach übernehmen, sondern muß auf den Einfluß der anderen Schwerpunktsenergie hin korrigieren. Details über diese Art der Untergrundsbeschreibung enthält Abschnitt 4.4.

Außer von Kontinuumsereignissen werden die betrachteten Verteilungen aber auch noch durch B -Ereignisse überlagert, die keinen der gesuchten Zerfälle enthalten. Solche Ereignisse sind nicht in einer so reinen Form zu finden wie die Kontinuumsereignisse. Deswegen bleibt hier keine andere Wahl, als wieder Monte-Carlo zu ihrer Beschreibung heranzuziehen. Um aber von der Unsicherheit unabhängig zu sein, die durch die Verwendung der simulierten Daten verursacht wird, beschränkt sich diese Analyse auf einen kinematischen Bereich, in dem diese anderen B -Zerfälle keine, oder zumindest so gut wie keine Rolle spielen.

Hier liegt der Grund für die Fokussierung auf den Lepton-Impulsbereich zwischen 2.3GeV und 2.8GeV. Impulse in dieser Höhe können Leptonen aus $b \rightarrow c$ -Zerfällen nämlich nur in seltenen Ausnahmefällen erhalten. Leptonen aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen können dagegen bis zu 2.8GeV Impuls tragen. Mehr über diese wichtige Einschränkung enthält Abschnitt 4.5.

Wenn man den Verlauf des Untergrundes auch durch Verwendung von Monte-Carlo- oder Kontinuums-Daten beschreiben kann, ergeben sich doch Abweichungen durch statistische Fluktuationen. Ein verlässliches Ergebnis ist nur zu erhalten, wenn diese Abweichungen deutlich kleiner sind als der gesuchte Effekt. Eine Suche nach einem kleinen Effekt wie in dieser Analyse muß sich also auf Bereiche beschränken, in denen wenig Untergrund zu sehen ist, aber ein relativ großes Signal erwartet wird. Mit anderen Worten: Ereignisse, deren Parameter darauf schließen lassen, daß sie wahrscheinlich aus dem Untergrund stammen, werden nicht berücksichtigt. Dadurch wird der Beitrag von Signalereignissen in den Verteilungen angereichert. Die für diese Analyse entwickelten Methoden und Konzepte, um zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden, werden im Abschnitt 4.5 diskutiert.

4.1 Die vier in der Analyse verwendeten Datenmengen

In dieser Arbeit werden also vier verschiedene Typen von Daten verwendet:

$\Upsilon(4S)$ -Ereignisse: Alle bei $\Upsilon(4S)$ -Energien genommenen ARGUS-Daten (siehe Abschnitt 3.4). Das sind die experimentellen Daten von solchen Ereignissen, deren Schwerpunktsenergie gut bekannt ist und zwischen 10.55 und 10.6GeV liegt, mit Ausnahme derer von Experiment 3. Die integrierte Luminosität ist $233pb^{-1}$.

$b \rightarrow c$ -MC-Ereignisse: Ein Monte-Carlo-Datensatz von etwa 200000 künstlichen $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen, in denen das b -Quark jeweils in ein c -Quark zerfällt. Die Anzahl entspricht etwa der der in den experimentellen Daten vorhandenen reinen $b \rightarrow c$ -Ereignisse.

$b \rightarrow u$ -MC-Ereignisse: Mehrere Monte-Carlo-Datensätze von je etwa 5000 künstlichen $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen, die mindestens einen der gesuchten B -Zerfälle enthalten. Jeder dieser Monte-Carlo-Datensätze repräsentiert eines der im Kapitel 2 vorgestellten Modelle.

Kontinuumsereignisse: Außerdem wurden alle ARGUS-Kontinuumsdaten, außer denen von Experiment 3, für Untersuchungen benutzt. Die Schwerpunktsenergie dieser Daten liegt zwischen 9.35 und 10.55 GeV. Ihre integrierte Luminosität beträgt 106 pb^{-1} .

4.2 Simulation von Signalereignissen

Um die Auswirkungen der einzelnen Analyseschritte auf Ereignisse, die $b \rightarrow u$ -Zerfälle enthalten, untersuchen zu können, muß man künstlich erzeugte Daten verwenden. Die Erzeugung geht in den folgenden Schritten vor sich:

Generation der Ereignisse: Man erzeugt physikalische Informationen, wie Impulse, Ladungen, Zerfälle etc. mit einem Zufallszahlengenerator.

Simulation des Detektors: Die Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen mit dem Detektor werden wiederum unter Zuhilfenahme eines Zufallszahlengenerators simuliert und im selben Format gespeichert wie die Detektorinformation aus echten Ereignissen.

Rekonstruktion der Ereignisse: Von hier ab werden die simulierten Ereignisse genauso behandelt wie echte. In diesem Schritt werden aus den Detektordaten die physikalischen Informationen ermittelt.

Kompression und Reduktion der Daten: Die Daten werden in das komprimierte MINI-DST Format gebracht, das alle für eine gewöhnliche Analyse notwendigen Informationen enthält.

Wegen der wichtigen Rolle, die der Zufall bei der Erzeugung dieser künstlichen Daten spielt, werden sie Monte-Carlo-Daten genannt, was im folgenden gelegentlich mit MC abgekürzt wird.

4.3 Die Analysesprache KAL

Zur Analyse der auf MINI-DST gespeicherten Daten wurde bei ARGUS eine spezielle Sprache entwickelt. KAL (Kinematical Analysis Language) [Alb85] ist eine auf FORTRAN basierende Interpretersprache mit physikalischem Wortschatz. Sie erlaubt einfaches problemorientiertes Arbeiten mit beispielsweise der physikalischen Einheit "Teilchen" ohne, daß man sich um dessen programmtechnische Repräsentation kümmern muß. KAL führt Teilchenidentifikation, Bestimmung der invarianten Masse von Kombinationen, Lorentztransformationen oder die Berechnung von kinematischen Größen von Teilchensystemen durch. Es übernimmt so die alltägliche Routinearbeit und erleichtert die Konzentration auf physikalische Fragestellungen. Für Untersuchungen abseits der Routine stellt KAL außerdem eine Möglichkeit zur Verfügung, eigene FORTRAN-Programmteile zu integrieren. Sowohl von Standard-KAL als auch von dieser Integrationsmöglichkeit wurde in dieser Analyse ausgiebig Gebrauch gemacht.

4.4 Skalierung von Daten mit anderen Schwerpunktsenergien

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie Kontinuumsdaten aufzubereiten sind, damit man sie verwenden kann, um den Kontinuumsuntergrund unter bei $\Upsilon(4S)$ -Energien genommenen Daten abzuschätzen. Die Beschreibung dieses Untergrundes ist von größter Bedeutung, weil erstens auch bei $\Upsilon(4S)$ -Energien etwa 80% der Ereignisse Kontinuumsereignisse sind. Zweitens wird der Einfluss dieser Ereignisse auf den untersuchten kinematischen Bereich noch durch die unterschiedlichen Verläufe der Leptonimpulsspektren aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen und Kontinuumsereignissen verstärkt.

Abbildung 4.4 zeigt die Luminosität der verwendeten ARGUS-Daten als Funktion der Schwerpunktsenergie. Deutlich ist das Maximum bei $\Upsilon(4S)$ -Energien. Daneben sind weitere Maxima bei Energien knapp unterhalb der Massen der $\Upsilon(1S)$ -, der $\Upsilon(2S)$ - und der $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen zu erkennen.

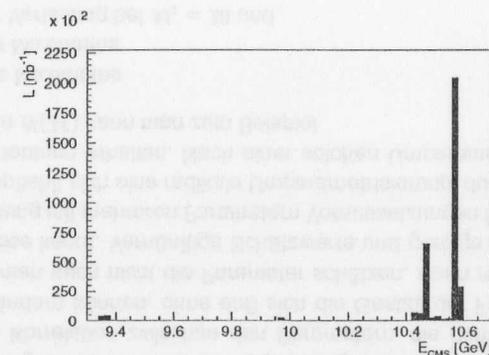


Abbildung 4.1: Luminosität der verwendeten ARGUS-Daten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie

Drei Skalierungen sind nötig, damit die Unterschiede zwischen den Kontinuumsdaten bei $\Upsilon(4S)$ -Energien einerseits und bei anderen Energien andererseits ausgeglichen werden:

Luminositätsskalierung (Abschnitt 4.4.1)

Multiplizitätsskalierung (Abschnitt 4.4.2)

Energieskalierung (Abschnitt 4.4.3).

4.4.1 Luminositätsskalierung

Die Luminositätsskalierung ist aus zweierlei Gründen notwendig. Zum einen sind bei verschiedenen Energien nicht gleich viel Daten genommen worden. Die Gesamtluminosität integriert über die Datennahmeperiode ist bei $\Upsilon(4S)$ -Energien mehr als zwei mal so groß wie

bei allen anderen Energien zusammengenommen. Außerdem hängt der e^+e^- -Wirkungsquerschnitt von der Schwerpunktsenergie ab und daher mit

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha}{3s} Q_f^2$$

[PDG94a] auch die Rate von $q\bar{q}$ -Ereignissen. (s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie, α die Feinstrukturkonstante und Q_f die Ladung der erzeugten Fermionen.)

Die Skalierung wird durch einen Faktor $F_{\mathcal{L}}$ erreicht, der sich aus den Luminositäten $\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)}$ und \mathcal{L}_s bei Schwerpunktsenergien, die der $\Upsilon(4S)$ -Masse bzw. \sqrt{s} entsprechen, folgendermaßen errechnet:

$$F_{\mathcal{L}} = \frac{\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)}}{\int \frac{s}{s_{\Upsilon(4S)}} \mathcal{L}_s ds}$$

Mit diesem Faktor muß jedes Histogramm multipliziert werden, das aus Daten gewonnen wurde, die nicht bei $\Upsilon(4S)$ -Energie genommen wurden, bevor es mit dem entsprechenden bei $\Upsilon(4S)$ -Energie gewonnenen Histogramm verglichen werden kann.

Die Luminositätsskalierung besteht also aus einem globalen Faktor, mit dem Histogramme aus Kontinuumsdaten multipliziert werden.

4.4.2 Multiplizitätsskalierung

Nicht nur der e^+e^- -Wirkungsquerschnitt hängt von der Schwerpunktsenergie ab, sondern auch die Teilchenproduktionsraten in einem Kontinuumsereignis. Je höher die Schwerpunktsenergie ist, desto größer ist der Phasenraum für die Erzeugung von Endzustandsteilchen. Daher steigt die Multiplizität, definiert als Zahl der geladenen plus der halben Anzahl der neutralen Teilchen im Ereignis, mit der Schwerpunktsenergie an.

Die mittlere Multiplizität ist proportional zu $\log s$ [Rei91]. Es kann angenommen werden, daß die Multiplizitätsverteilung beim Übergang zu einer höheren Schwerpunktsenergie einfach gestreckt wird, sich ansonsten aber der Verlauf der Verteilung nicht ändert. Sei also $N_1(M)$ die Wahrscheinlichkeit, die Multiplizität M bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_1}$ anzutreffen, dann ist $N_2(M) = \frac{\log s_1}{\log s_2} \cdot N_1\left(\frac{\log s_1}{\log s_2} M\right)$ die Wahrscheinlichkeit, M bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_2}$ anzutreffen.

Jeder Histogrammeintrag, der von einem Ereignis mit der Multiplizität M und der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_1}$ stammt, ist daher mit einem Gewicht $\frac{N_2(M)}{N_1(M)}$ zu versehen, wenn eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_2}$ simuliert werden soll.

Die Multiplizitätsskalierung besteht also aus einem Faktor

$$F_{\mathcal{M}} = \frac{\log s_1}{\log s_2} \cdot \frac{N_1\left(\frac{\log s_1}{\log s_2} M\right)}{N_1(M)},$$

der von der Multiplizität und der Schwerpunktsenergie des betrachteten Ereignisses abhängt, und mit dem jeder Histogrammeintrag aus diesem Ereignis multipliziert wird.

Aus den bei verschiedenen Energien $\sqrt{s_i}$ genommenen Daten erhält man verschiedene Verteilungen $N_i(M)$. Diese sind natürlich diskrete Verteilungen für ganzzahlige Werte von M oder halbzahlige, entsprechend der Definition der Multiplizität. Daher sind a priori Werte von

N bei $M_2 = \frac{\log s_1}{\log s_2} M_1$ gar nicht definiert. Um $F_{\mathcal{M}}$ errechnen zu können, muß man deshalb eine Funktion finden, die die ursprüngliche Verteilung bei ganzzahligen Multiplizitäten beschreibt, um die transformierte Verteilung aus den Werten dieser Funktion bei nicht ganzzahligen "Multiplizitäten" auszurechnen.

In Ermangelung einer physikalisch motivierten Beschreibung der Verteilung wird hier eine Funktion verwendet, deren Verlauf die Verteilung möglichst gut wiedergibt. Oft wird in ähnlichen Zusammenhängen (z.B.: [OME92], [Bai87]) mit Funktionen der Form

$$\tilde{N}(M) = P_0 \cdot e^{P_1 \cdot M} \cdot \left(\frac{M}{M_0}\right)^{P_2}$$

oder

$$\hat{N}(M) = P_0 \cdot e^{P_1 \cdot M + P_2 \cdot M^2} \cdot \left(\frac{M}{M_0}\right)^{P_3}$$

gearbeitet. In dieser Analyse wird die formal einfachere, aber nicht wesentlich unterschiedliche Funktion

$$N(M) = e^{P_0 + P_1 \cdot M + P_2 \cdot M^2 + P_3 \cdot M^3}$$

eingesetzt. Ein leidiges Problem bei der Anpassung derartiger Funktionen an Histogramme ist die starke Korrelation zwischen den Parametern, die damit einhergeht, daß sich Parameter stark ändern können, ohne daß sich die Gestalt der Funktion deutlich ändert. Umgekehrt kann man auch nicht die Parameter schätzen, wenn man die Form der Funktion näherungsweise kennt. Vernünftige Schätzwerte und geringe Korrelationen sind aber bei Kurvenanpassung mit mehreren Parametern Voraussetzungen für verlässliche Ergebnisse. Deswegen empfiehlt sich eine radikale Umparametrisierung, durch die die Fitparameter geometrische Bedeutung erhalten. Nach einer solchen Umparametrisierung der hier verwendeten Funktion $N(M)$ kann man zum Beispiel

v_1 = die Stelle des Maximums

v_2 = die Höhe des Maximums

v_3 = die Höhe der Verteilung bei $M_1 = 20$ und

v_4 = die Höhe der Verteilung bei $M_2 = 8$

als Parameter wählen.

Um den Zusammenhang zu den ursprünglichen Parametern klar zu machen, ist die Verteilungsfunktion umzuschreiben:

$$N(M) = e^{p_0 + p_1 \cdot (M - M_1) + p_2 \cdot (M - M_2)^2 + p_3 \cdot (M - M_3)^3}.$$

Hier sind M_1 , M_2 und M_3 beliebig wählbare Konstanten. p_0 , p_1 , p_2 und p_3 sind eindeutig durch P_0 , P_1 , P_2 , P_3 , M_1 , M_2 und M_3 bestimmt.

Beide Seiten werden logarithmiert:

$$\ln N(M) = p_0 + p_1 \cdot (M - M_1) + p_2 \cdot (M - M_2)^2 + p_3 \cdot (M - M_3)^3$$

und abgeleitet:

$$N'(M)/N(M) = p_1 + 2p_2(M - M_2) + 3p_3(M - M_3)^2.$$

Da aus der gemessenen Verteilung die Höhe und Position des Maximums (bei $M = M_0$) sowie zwei beliebige andere Punkte der Verteilung (z.B. bei $M = M_1$ und $M = M_2$) zumindest in guter Näherung abgelesen werden können, lassen sich aus diesen die Parameter p_0, p_1, p_2 und p_3 wie folgt ausdrücken:

$$\begin{pmatrix} \ln N(M_1) \\ \ln N(M_2) \\ \ln N(M_3) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & (M_1 - M_2)^2 & (M_1 - M_3)^3 \\ 1 & M_2 - M_1 & 0 & (M_2 - M_3)^3 \\ 1 & M_3 - M_1 & (M_3 - M_2)^2 & 0 \\ 0 & 1 & 2(M_0 - M_2) & 3(M_0 - M_3) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_0 \\ p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix}.$$

Die Matrix kann noch weiter vereinfacht werden, indem $M_3 = M_0$ gesetzt wird. Durch Invertieren dieser Matrix erhält man die explizite Abhängigkeit der Parameter p_0, p_1, p_2 und p_3 von den geometrischen Parametern, die als

$$\begin{aligned} v_1 &= M_0 \\ v_2 &= N(M_0) \\ v_3 &= N(M_1) \\ v_4 &= N(M_2) \end{aligned}$$

definiert sind. M_1 und M_2 sind dabei innerhalb der Grenzen, in denen die Verteilung von N beschrieben wird, frei wählbar.

Eine Funktion des Typs $N(M)$ wird an die gemessene Multiplizitätsverteilung aus Kontinuumsdaten angepaßt. Die Anpassung erfolgt simultan an vier normierte Histogramme der Multiplizitäten von Ereignissen bei Schwerpunktsenergien von

- 9.35 bis 9.40 GeV
- 10.40 bis 10.45 GeV
- 10.45 bis 10.50 GeV
- 10.50 bis 10.55 GeV

Die der Normierung zugrundeliegende Integration des Histogrammes kann sich nicht über den ganzen Multiplizitätsbereich von 0 bis ∞ erstrecken, da bei niedrigen Multiplizitäten der Einfluß von radiativen Bhabhas und Zwei-Photon-Ereignissen sichtbar wird, der nicht in die Integration mit einbezogen werden darf. (Die Größe dieser Effekte hängt nur sehr indirekt mit der Schwerpunktsenergie zusammen. Sie ist eher an die Zeit der Datennahme gekoppelt. Man kann an ihr ablesen, wie effektiv in den einzelnen Experimenten radiative Bhabhas unterdrückt werden. Beispielsweise stammen praktisch alle Daten mit einer Schwerpunktsenergie zwischen 10.4 GeV und 10.45 GeV, wo der Beitrag der Ereignisse mit niedriger Multiplizität am größten ist, von Experiment 4. Der Effekt ist aber im Zusammenhang mit dieser Arbeit nicht weiter interessant.) Die Integrationsgrenzen dürfen aber, wenn sie nicht 0 und ∞ sind, keine Konstanten sein. Da die Verteilung sich proportional zu $\log E_{CMS}$ streckt, verschiebt sich die Integrationsgrenze um eben diesen Faktor.

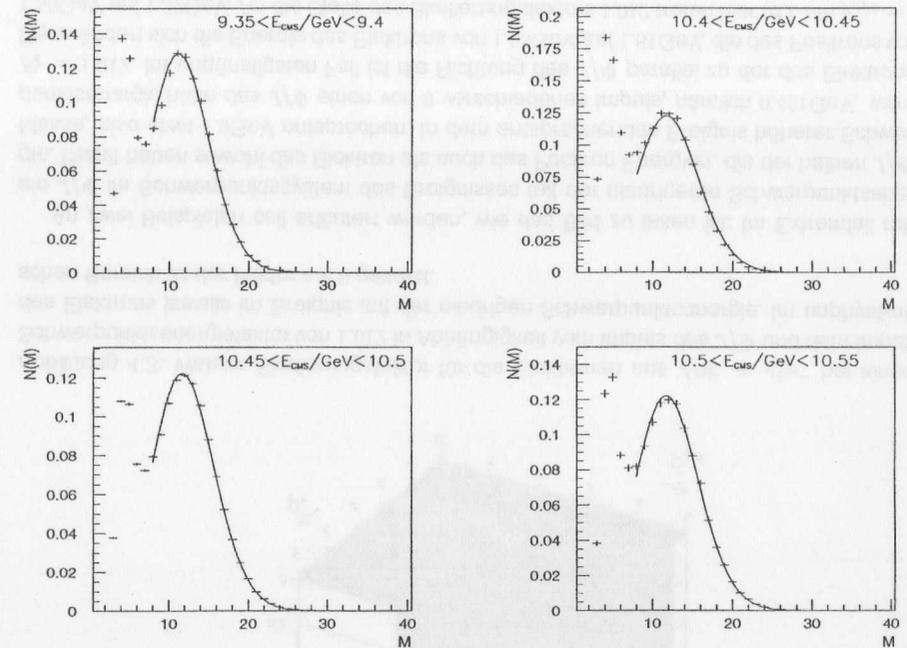


Abbildung 4.2: Simultanfit an die Multiplizitätsverteilungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien E_{CMS} . Der Fitbereich reicht von den Multiplizitäten 8 bis 40. Nähere Erläuterungen im Text.

Abbildung 4.2 zeigt das Ergebnis des Simultanfits. Die Parameter sind:

$$\begin{aligned} v_1 &= 11.444 \pm 0.0096 \\ v_2 &= 0.1248 \pm 0.00032 \\ v_3 &= 0.0134 \pm 0.000059 \\ v_4 &= 0.0813 \pm 0.000346 \end{aligned}$$

mit der obigen Definition von v_1 bis v_4 und $M_1 = 20$, $M_2 = 8$. Die Übereinstimmung von Funktion und Histogramm, ausgedrückt durch die Größe χ^2/N_{DF} ist mit 6.1 nicht ausreichend für eine Beschreibung des absoluten Verlaufes der Multiplizitätsverteilung, genügt aber in diesem Zusammenhang voll und ganz, weil es hier nur auf das Verhältnis der Verteilungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien ankommt.

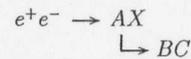
4.4.3 Energieskalierung

Durch Energieskalierung ist der Unterschied zwischen den Energiebilanzen von Ereignissen zu kompensieren, die bei verschiedenen Schwerpunktsenergien registriert wurden. Der Effekt kann dadurch ausgeglichen werden, daß jede Teilchenenergie mit einem Faktor F_E multipliziert wird, der dem Verhältnis der Schwerpunktsenergien entspricht.

Aus zwei Gründen kann jedoch das energieskalierte Spektrum nicht präzise mit dem wahren Spektrum übereinstimmen. Einerseits wird eine erhöhte Schwerpunktsenergie nicht nur in eine Erhöhung der Energien der Teilchen umgesetzt, sondern es werden auch neue Teilchen erzeugt, was durch die im vorangegangenen Abschnitt behandelte Steigerung der Multiplizität und eine damit einhergehende Senkung der durchschnittlichen Teilchenenergie zum Ausdruck kommt. Dieser Effekt ist aber durch die Multiplizitätsskalierung bereits berücksichtigt.

Abgesehen von diesem Einfluß ist eine derartige Energieskalierung genau genommen nur dann korrekt, wenn zwischen dem Ausgangszustand e^+e^- und dem Endzustand keine resonanten Zwischenzustände gebildet werden, deren Massen kleiner sind als die e^+e^- -Schwerpunktsenergie.

Soll nämlich z.B. ein Ereignis



in dem B und C Endzustandsteilchen sind, auf eine andere Energie skaliert werden, so wären eigentlich nicht die Energien von B und C gemäß dem Verhältnis der Schwerpunktsenergien zu skalieren, sondern die Energien von A und X , woraus sich die veränderten Energien von B und C erst ergeben würden. In der Praxis ist ein solches Vorgehen unmöglich, da man nie mit Sicherheit angeben kann, aus welchem Zwischenzustand B und C tatsächlich entstanden sind.

Ohne Berücksichtigung des Zwischenzustandes wird dem Endzustand C eine skalierte Energie

$$E_C^s = F_E \cdot E_C$$

zugewiesen, wobei F_E das Verhältnis von der $\Upsilon(4S)$ - zur aktuellen Schwerpunktsenergie ist:

$$F_E = \frac{E_{\Upsilon(4S)}}{E_{CM}}$$

Unter Berücksichtigung des Zwischenzustandes X hängt die korrigierte Energie des Teilchens C vom Zerfallswinkel θ im Ruhesystem des Teilchens X und den Massen m_X , m_B und m_C der Teilchen X , B und C ab:

$$E_C^s = e F_E \gamma - \sqrt{e^2 - m_C^2} \cdot \sqrt{F_E^2 \gamma^2 - 1} \cdot \cos \theta \quad (4.1)$$

Hierin ist

$$e = \frac{1}{2}(m_X^2 - m_B^2 + m_C^2)/m_X = E_C/\gamma$$

die Energie von C im Schwerpunktsystem von X und

$$\gamma \cdot m_X = E_X$$

die unskalierte Energie des Zwischenzustandes.

Die Skalierung mit dem Faktor F_E ist also nur exakt, wenn $\cos \theta = 0$ oder wenn $m_X = m_C + m_B$, denn nur dann ist tatsächlich $E_C^s/E_C = F_E$. Im allgemeinen ist das Verhältnis E_C^s/E_C keine Konstante. Die größten Abweichungen ergeben sich, wenn ein langsames schweres Mutterteilchen in zwei leichte Töchter zerfällt. Das nach vorwärts fliegende Tochterteilchen erhält dann eine größere, das andere eine niedrigere Energie als die Skalierung vorhersagt.

Abbildung 4.3 zeigt E_C^s/E_C in Abhängigkeit von E_X und E_C für den problematischsten Zerfall $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$. Hier steht also X für J/Ψ und C für e^- . F_E ist auf $\frac{10.58\text{GeV}}{10.45\text{GeV}} = 1.012$ gesetzt.

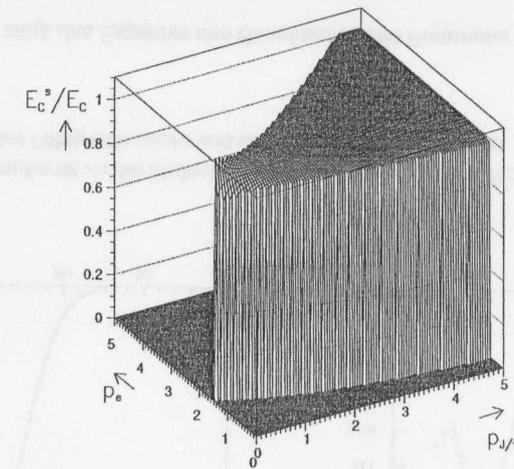


Abbildung 4.3: Wahrer Skalierungsfaktor für die Elektronen aus $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ bei einem Schwerpunktsenergiefaktor von 1.012 in Abhängigkeit vom Impuls des J/Ψ und dem Impuls des Elektrons jeweils im Ereignis mit der niedrigen Schwerpunktsenergie. Im unphysikalischen Bereich ist der Faktor auf 0 gesetzt.

An zwei Beispielen soll erläutert werden, wie das Bild zu lesen ist: Im Extremfall ruht ein J/Ψ im Schwerpunktsystem des Ereignisses mit der niedrigeren Schwerpunktsenergie. Damit haben sowohl das Elektron als auch das Positron Energien, die der halben J/Ψ -Masse, also etwa 1.5GeV entsprechen. In dem entsprechenden Ereignis höherer Schwerpunktsenergie hätte das J/Ψ einen von 0 verschiedenen Impuls, nämlich 0.481GeV, wenn $F_E = 1.012$. Im ungünstigsten Fall ist die Richtung des J/Ψ parallel zu der des Elektrons. Dann ändert sich die Energie des Elektrons von 1.55GeV auf 1.32GeV, die des Positrons von 1.55GeV auf 1.32GeV. An die Stelle des Skalierungsfaktors 1.012 treten hier (d.i. bei $p_{J/\Psi} = 0$ und $p_e = 1.55$) also die Faktoren 1.17 und 0.85.

In einem weniger ungünstigen aber auch weniger exotischen Fall hat das J/Ψ einen Impuls von beispielsweise 1.4 GeV, und der Zerfallswinkel beträgt $\frac{\pi}{4}$. Dann betragen die Impulse des Elektrons unskaliert 2.19 GeV und skaliert 2.25 GeV sowie die des Positrons 1.20 GeV und 1.19 GeV. Die Faktoren 1.02 (für $p_{J/\Psi} = 1.4$ und $p_e = 2.19$) und 0.99 (für $p_{J/\Psi} = 1.4$ und $p_e = 1.20$) liegen also deutlich näher am Schwerpunktsenergiefaktor $F_{\mathcal{E}}$ als im vorher geschilderten ungünstigsten Fall.

Die Beispiele zeigen einerseits, daß die Energieskalierung nicht perfekt ist, andererseits, daß mit ihr der Kontinuumsuntergrund besser beschrieben wird als ohne sie, vor allem bei hohen Impulsen. Abweichungen treten vor allem dann auf,

wenn das Mutterteilchen langsam ist, weil dann in Gleichung 4.1 der Term $\sqrt{F_{\mathcal{E}}^2 \gamma^2 - 1}$ einen großen Wert annimmt,

wenn das Mutterteilchen schwer ist, weil dann der Impuls der Tochter $\sqrt{e^2 - m_C^2}$ groß wird,

wenn das Mutterteilchen direkt in der Fragmentation gebildet wird, weil sonst der statistische Einfluß der Phasenraumverteilung in den Zerfällen der Zwischenstufen dafür sorgt, daß jedes einzelne aus einer größeren Menge von Endzustandsteilchen mehr oder weniger der einfachen Energieskalierung gehorcht.

Das Beispiel des J/Ψ -Zerfalles wurde gewählt, weil die Abweichungen von der einfachen Skalierung hier am größten sind. J/Ψ -Mesonen treten in ARGUS-Kontinuumsereignissen jedoch, wenn überhaupt, nur in unmeßbar kleinen Anzahlen auf [Mun95], [PDG94b]. Davon haben wiederum nur etwa 5% Impulse im kritischen Bereich unter etwa 1 GeV [Mun95] und nur etwa 12% zerfallen in Leptonpaare. Ähnliches gilt allgemein für Zwischenzustände, die schwer und langsam sind. Im Kontinuumsereignis werden schwere Teilchen nämlich in kleinen Anzahlen zu Beginn der Fragmentation und daher mit großen Impulsen erzeugt.

Häufig wird als Alternative zur Energieskalierung eine Impulsskalierung angewandt (z.B. [Oes93], [Nau93], [Tza95]). Hierzu werden nicht die Energien, sondern die Impulse der Endzustandsteilchen mit dem Verhältnis der Schwerpunktsenergien multipliziert. Die Resultate der beiden Skalierungen unterscheiden sich nicht signifikant, jedoch ist vom rein theoretischen Standpunkt gegen die Impulsskalierung einzuwenden, daß sie nicht garantiert, daß nach der Skalierung die Gesamtenergie des Ereignisses der gewünschten Schwerpunktsenergie entspricht.

Die hier angewandte Energieskalierung besteht also in einem zur Schwerpunktsenergie proportionalen Faktor, mit dem die Energie jedes Teilchens multipliziert wird. Der skalierte Impuls ergibt sich aus der skalierten Energie über die Beziehung

$$p = \sqrt{E^2 - m^2}$$

Wenn im folgenden von Teilchenenergien und -impulsen gesprochen wird, dann sind jeweils die derart skalierten Variablen gemeint.

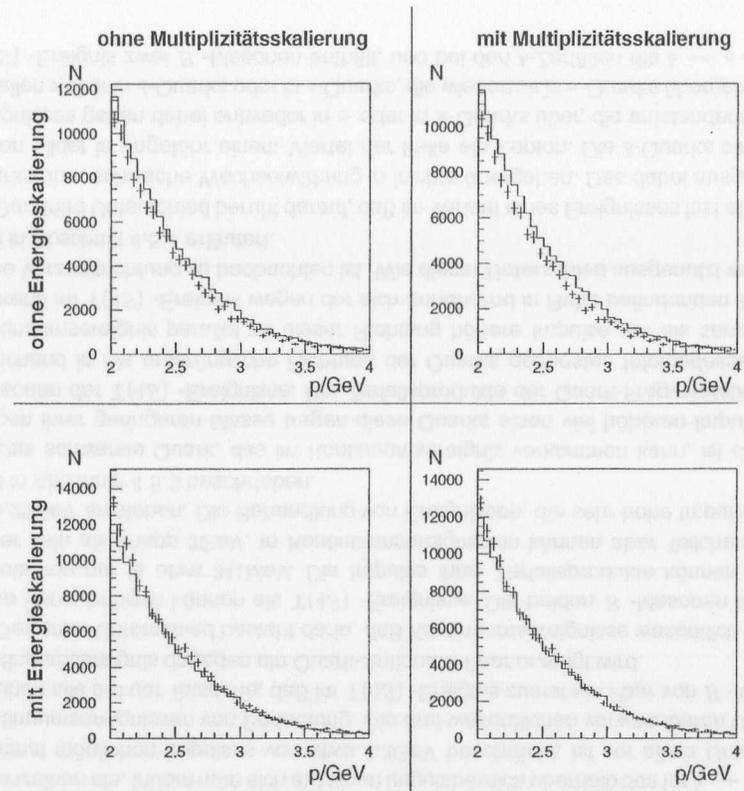


Abbildung 4.4: Impulsspektren geladener Teilchen aus Ereignissen mit Schwerpunktsenergien unter 10.46 GeV (mit Fehlerbalken) und zwischen 10.46 GeV und 10.56 GeV (durchgezogene Linie) mit und ohne Energie- und Multiplizitätsskalierung. Die Fehlerbalken berücksichtigen die statistischen Fehler aus beiden Histogrammen.

4.4.4 Test des Skalierungsverfahrens

Die Anwendbarkeit der Skalierungen läßt sich demonstrieren, indem man eine Verteilung der Art, wie sie in der betreffenden Analyse von Interesse ist, bei Kontinuumsdaten von Schwerpunktsenergien knapp neben der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ohne Skalierung aufnimmt und mit der Verteilung vergleicht, die aus anderen Kontinuumsdaten resultiert, auf die man diese Skalierung angewandt hat. Hier sind also skalierte und unskalierte Spektren der Impulse von geladenen Endzustandsteilchen aus Ereignissen mit Schwerpunktsenergien unter 10.46 GeV mit dem Spektrum von Ereignissen mit Schwerpunktsenergien zwischen 10.46 GeV und 10.56 GeV zu vergleichen: Abbildung 4.4. Die skalierten Spektren sind im Rahmen der statistischen Fehler völlig identisch, wohingegen zu den jeweils unskalierten Spektren starke

Abweichungen zu erkennen sind.

Ein Test von ähnlicher Aussagekraft ist der Vergleich des Spektrums aus Kontinuumsereignissen mit dem bei $\Upsilon(4S)$ -Energien aufgenommenen oberhalb des kinematischen Grenzwertes für Impulse aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Den Vorteil der Skalierung erkennt man erneut im Vergleich mit der Übereinstimmung mit den unskalierten Spektren: Abbildung 4.5.

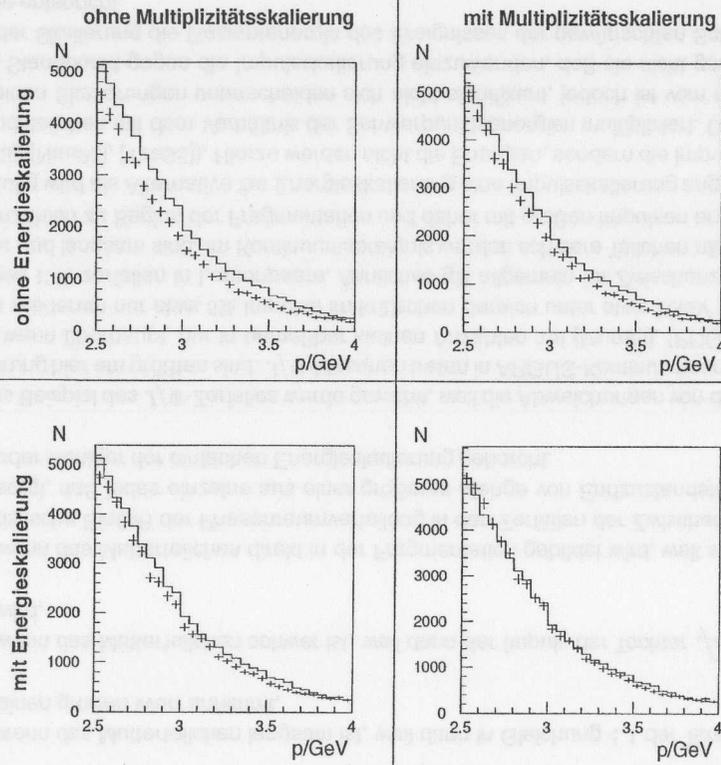


Abbildung 4.5: Impulsspektren geladener Teilchen aus Ereignissen mit Schwerpunktsenergien unter 10.54GeV (mit Fehlerbalken) und über 10.54GeV (durchgezogene Linie) mit und ohne Energie- und Multiplizitätsskalierung. Die Fehlerbalken berücksichtigen die statistischen Fehler aus beiden Histogrammen.

4.5 Untergrundreduktion durch Schnitte

Um das Signal vom Untergrund zu trennen oder wenigstens den Untergrund merklich zu reduzieren, ist nach Eigenschaften zu fragen, in denen sich die Signalereignisse von den Untergrundereignissen deutlich unterscheiden. Ereignisse, die nach solchen Kriterien wie Untergrundereignisse aussehen, werden nicht für die Erstellung von Verteilungen verwendet: Sie werden "weggeschnitten".

Der wichtigste Schnitt dieser Analyse überhaupt ist derjenige, der den Arbeitsbereich definiert, nämlich die Beschränkung auf den Leptonimpulsbereich zwischen 2.3 und 2.8GeV . Dieser dient dazu, den Einfluss von $b \rightarrow c$ -Zerfällen zu eliminieren. Jeder weitere Schnitt muß deswegen die Aufgabe haben, die verbleibenden Leptonen aus Kontinuumsereignissen mit Impulsen in der betrachteten Größenordnung zu reduzieren.

Im Abschnitt 4.5.1 wird eine Größe eingeführt, die die durch einen Schnitt erreichbare Verbesserung quantifiziert. Einige Eigenschaften unterscheiden für sich allein nicht deutlich genug zwischen Signal und Untergrund. Abschnitt 4.5.2 beschreibt eine für diese Analyse entwickelte Methode, mehrere solcher Eigenschaften zu einer Variablen zusammenzufassen, die sich für einen Schnitt eignet.

Die folgenden Abschnitte gehen auf die Unterschiede zwischen Signal und Untergrund im einzelnen ein. Indem man sich auf einen Impulsbereich oberhalb des für $b \rightarrow c$ -Ereignisse maximal möglichen Impulses von etwa 2.3GeV beschränkt, ist vor allem Untergrund aus Kontinuumsereignissen von Bedeutung. Die drei wesentlichen verwendbaren Unterschiede beruhen alle auf der Tatsache, daß im $\Upsilon(4S)$ -Ereignis zuerst ein Paar von B -Mesonen, im Kontinuumsereignis dagegen ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird.

Der erste Unterschied besteht darin, daß Kontinuumsereignisse wesentlich größere Impulse hervorbringen können als $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse. Die beiden B -Mesonen tragen einen Impuls von nur je etwa 341MeV . Die Impulse ihrer Zerfallsprodukte können daher nicht höher sein als knapp 3GeV . In Kontinuumsereignissen können aber Teilchenimpulse bis zu 5.29GeV entstehen. Die Behandlung von Ereignissen, die sehr hohe Impulse enthalten, wird in Abschnitt 4.5.3 beschrieben.

Das schwerste Quark, das im Kontinuumsereignis vorkommen kann, ist das c -Quark. Wegen ihrer geringeren Masse tragen diese Quarks einen viel höheren Impuls als die B -Mesonen der $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse. Die Zerfallsprodukte der Quark-Fragmentation sind entsprechend in die ursprüngliche Richtung der Quarks geboostet. Infolgedessen treten im Kontinuumsereignis parallel zu dieser Richtung höhere Impulse auf als senkrecht dazu, während im $\Upsilon(4S)$ -Ereignis wegen der sich annähernd in Ruhe befindenden B -Mesonen keine Vorzugsrichtung zu beobachten ist. Wie dieser Unterschied ausgenutzt werden kann, wird in Abschnitt 4.5.4 erläutert.

Der dritte Unterschied beruht darauf, daß im Verlauf eines Ereignisses fast alle schweren Quarks über schwache Wechselwirkung in leichte übergehen. Das dabei ausgesandte W -Boson bildet in ungefähr einem Viertel der Fälle ein Lepton. Die b -Quarks eines $\Upsilon(4S)$ -Ereignisses gehen dabei entweder in c - oder in u -Quarks über, die entstandenen c -Quarks zerfallen weiter in d -Quarks oder in s -Quarks, die wiederum in u -Quarks übergehen. Weil ein $\Upsilon(4S)$ -Ereignis zwei B -Mesonen enthält, und bei den b -Zerfällen die $b \rightarrow c$ -Übergänge

dominieren, liegt auch in solchen $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen, in denen ein $b \rightarrow u$ -Zerfall vorkommt, mit großer Wahrscheinlichkeit ein Lepton vor: Eine überschlägige Rechnung ergibt mit 0.25 Leptonen pro flavoränderndem Übergang in drei von fünf $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit einem $b \rightarrow u$ -Übergang mindestens ein Lepton. Dagegen sind die ursprünglich erzeugten Quarks im Kontinuumsereignis schon von vornherein leichter. Zwar erzeugen etwa siebzig Prozent der $c\bar{c}$ -Paare ein Lepton. Dafür entsteht aber weniger als eines aus jedem zweiten $s\bar{s}$ -Paar und keines aus einem $u\bar{u}$ - oder $d\bar{d}$ -Paar. Die Verwendung der Leptonzahl zur Unterscheidung zwischen $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuums-Ereignissen wird in Abschnitt 4.5.5 behandelt.

4.5.1 Die Gütefunktion

Etwa achtzig Prozent aller Ereignisse mit Schwerpunktsenergien um 10.58 GeV sind Kontinuumsereignisse. Nur etwa jedes hundertste der aus $\Upsilon(4S)$ -Mesonen entstehenden B -Mesonen zerfällt über einen $b \rightarrow u$ -Übergang.

Der vom Kontinuum erzeugte Untergrund darf nicht so groß sein, daß der statistische Fehler das $b \rightarrow u$ -Signal verschluckt. Deswegen muß man den Kontinuumsuntergrund durch Schnitte reduzieren. Gleichzeitig darf natürlich als Folge des Schnittes nicht zu viel vom Signal verloren gehen. Quantitativ heißt das, daß die Signifikanz des Signals nach dem Schnitt größer sein muß als vorher:

$$\frac{N_S}{\Delta N_S} > \frac{V_S}{\Delta V_S}, \quad (4.2)$$

wenn N_S und V_S die Signalzählraten nach und vor dem Schnitt, sowie ΔN_S und ΔV_S die statistischen Fehler dieser Zählraten sind.

Die Signalzählrate wird als Differenz aus der Zählrate bei $\Upsilon(4S)$ -Energien (N_T bzw. V_T) und der skalierten Zählrate von den reinen Kontinuumsdaten ($F_C \cdot N_C$ bzw. $F_C \cdot V_C$ mit dem Luminositäts-Skalierungsfaktor F_C) bestimmt:

$$N_S = N_T - F_C \cdot N_C$$

Der statistische Fehler daran ist darum

$$\Delta N_S = \sqrt{N_T + F_C^2 N_C} = \sqrt{N_S + F_C(F_C + 1)N_C}$$

Bei jedem Schnitt ist ein möglichst hoher Wert von

$$G := \frac{N_S/\Delta N_S}{V_S/\Delta V_S}$$

anzustreben. Dieser Quotient wird im folgenden die Güte eines Schnittes genannt. Von praktischer Bedeutung ist die Güte, wenn sie nicht oder nicht zu stark von den unbekanntem Zahlen N_S oder V_S abhängt. Dagegen wird und darf sie von der Effizienz des Schnittes abhängen, da diese aus Untersuchungen mit Referenzdaten bestimmt werden kann. Referenzdaten sind in diesem Zusammenhang $b \rightarrow u$ -Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation und Kontinuums-Ereignisse, die nicht zur Subtraktion verwendet werden. Hier werden solche verwendet, die in einem vorangegangenen Schnitt verworfen wurden, beispielsweise

solche, in denen die schnellste geladene Spur einen Impuls von weniger als 2.3 GeV oder mehr als 2.8 GeV trägt.

Wenn diese Effizienzen mit f_S und f_C bezeichnet werden, dann ist die Güte G durch sie wie folgt auszudrücken:

$$\begin{aligned} f_S &= \frac{N_S}{V_S} \\ f_C &= \frac{N_C}{V_C} \\ G &= \frac{N_S}{V_S} \sqrt{\frac{V_S + F_C(F_C + 1)V_C}{N_S + F_C(F_C + 1)N_C}} \\ &= f_S \sqrt{\frac{V_S + F_C(F_C + 1)V_C}{f_S V_S + f_C F_C(F_C + 1)V_C}} \\ &= f_S \sqrt{\frac{r + 1}{r \cdot f_S + f_C}} \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurde die Abkürzung

$$r := \frac{V_S}{F_C(F_C + 1)V_C}$$

eingeführt.

Das Verhältnis r ist in aller Regel nahe bei 0, also klein gegen 1. Wenn man r vernachlässigen kann, dann vereinfacht sich die Güte zu

$$G = \frac{f_S}{\sqrt{f_C}}$$

In einer ersten Iteration wird man also die Effizienzen f_S und f_C aus Referenzdaten in Abhängigkeit von Schnittwerten bestimmen und damit die Verteilung der Güte bei vernachlässigtem oder geschätztem r auftragen. Im Normalfall wird man an der Stelle schneiden, die die maximale Güte liefert. Im Einzelfall ist allerdings zu entscheiden, ob man eine geringere Güte und damit einen höheren statistischen Fehler bevorzugt, um einen größeren systematischen Fehler zu vermeiden.

In der nächsten Iteration kann man dann den Wert von r aus der ersten Iteration in der Güteberechnung verwenden und kann damit den Schnitt noch weiter optimieren.

Abbildung 4.6 vergleicht als Beispiel die Gütefunktion einer üblichen Schnittvariablen ($\cos \theta_{thr}$) mit der einer für diese Analyse modifizierten Variablen ($\cos \theta_{thr}$). Die Bedeutung dieser Variablen wird in Abschnitt 4.5.4 erläutert.

Die mehrdimensionale Gütefunktion

Die Güten für mehrere hintereinander ausgeführte Schnitte multiplizieren sich zwar, sind aber im allgemeinen strenggenommen nicht kommutativ. Das liegt daran, daß sich durch die Ausführung des ersten Schnittes der Wert von r im zweiten Schnitt ändert. Die Güte des

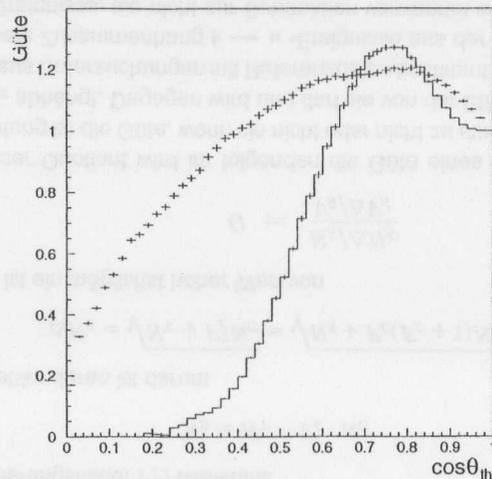


Abbildung 4.6: Die Gütefunktionen zu den Verteilungen der Variablen $\cos \theta_{thr}$ (Fehlerbalken) und $\cos \theta_{thr}$ (Histogramm)

zweiten Schnittes G_2 muß daher in Abhängigkeit von der des ersten G_1 berechnet werden. G_2 ist also eine Funktion beider Schnittvariablen: $G_2(v_1, v_2)$. Aus diesem Grund ist die Gesamtgüte

$$G(v_1, v_2) = G_1(v_1)G_2(v_1, v_2)$$

auch dann, wenn jede Einzelgüte für sich optimiert wurde, nicht unbedingt optimal.

Darum empfiehlt es sich, die Gesamtgüte in einem einzigen Arbeitsschritt zu maximieren. Hierzu ist die Güte als mehrdimensionale Funktion aufzutragen, deren Maximum bestimmt wird. Die Dimension ist die Anzahl der Schnittgrößen.

Optimierung an Daten

Um das Maximum der Gütefunktion zu finden, muß man den Verlauf der Verteilungen der Schnittvariablen sowohl im Signal als auch im Untergrund kennen. Die Verteilungen für das Signal gewinnt man aus den Monte-Carlo-Daten, diejenigen für den Untergrund in der Regel aus den selben Daten, die man auch zur Untergrundsubtraktion verwendet. Solange die Datenmenge groß genug ist, daß die physikalische Verteilung dadurch gut wiedergegeben wird, weil statistische Fluktuationen nicht ins Gewicht fallen, ist dagegen nichts einzuwenden. Da es aber das erklärte Ziel ist, die Untergrundverteilung möglichst weit zu reduzieren, wird man es schließlich mit Verteilungen zu tun haben, die von Fluktuationen dominiert sind. Hierdurch besteht die Gefahr, daß man die Schnitte dergestalt optimiert, daß man auf einen Bereich fokussiert, in dem die Verteilung der Variablen im Untergrund ein zufälliges,

nicht jedoch physikalisch bedingtes "Loch" aufweisen. So kann die Signifikanz eines Signals scheinbar erhöht werden.

Eine solche Schein-Optimierung ist unbedingt zu vermeiden. Dazu kann man Verteilungen verwenden, die nicht aus den verwendeten Daten stammen, aber trotzdem die physikalischen Verhältnisse in den verwendeten Daten gut wiedergeben und über ausreichend Statistik verfügen, meist sogenannte "Seitenbänder" oder "Nachbarbereiche". In dieser Analyse trifft das auf Kontinuumsdaten aus den Impulsbereichen 2.0 bis 2.3 GeV und 2.8 bis 3.1 GeV sowie aus Ereignissen ohne Leptonen zu. (Siehe hierzu Abschnitte 4.5.3 und 4.5.5).

Es kommt nicht darauf an, daß die zur Optimierung herangezogenen Daten die Untergrundverteilung exakt beschreiben. Eine hundertprozentige Übereinstimmung wäre zwar wünschenswert, weil man nur dann das echte Maximum der Gütefunktion finden kann, ist aber nicht zwingend, weil sich ein sub-optimaler Schnitt lediglich auf den statistischen, aber nicht auf den systematischen Fehler auswirkt.

4.5.2 Die Probabilitätsmethode

Die Mehrzahl der Variablen, in deren Verteilungen sich die Signal- und die Untergrundereignisse unterscheiden, genügen jedoch nicht der obigen Forderung (Ungleichung 4.2). D.h. es läßt sich im allgemeinen kein Schnitt mit einer Güte von mehr als 1 finden. Trotzdem kann man mehrere solcher Variablen zusammen zur Unterdrückung des Untergrundes benutzen, indem man daraus eine kombinierte Variable bestimmt, die dann als Schnittgröße dient [Wal94] [AWC94] [Wür97] [FKT97]. Das ist auch das Prinzip beim Einsatz von neuronalen Netzen.

Zum Beispiel wird gelegentlich die sogenannte Fisher-Diskriminante

$$\sum_{I=1}^n \alpha_I v_I$$

aus n verschiedenen Variablen v_I gebildet, in der sich die Parameter α_i aus den Kovarianzmatrizen C_{ij}^B und C_{ij}^S und Mittelwerte \bar{v}_j^B aller n Variablen v_j für Signal und Untergrund errechnen [Fis36]:

$$\alpha_i = \sum_{j=1}^n (C^B + C^S)_{ij}^{-1} (\bar{v}_j^B - \bar{v}_j^S)$$

Geometrisch bedeutet die Berechnung der Fisher-Diskriminante eine Drehstreckung des n -dimensionalen Variablenraumes mit anschließender Projektion auf eine Dimension. Die Fisher-Diskriminante muß jedoch versagen, wenn eine oder mehrere Variablen in Signal und Untergrund annähernd den gleichen Mittelwert haben. Geometrisch ausgedrückt besteht der Hauptmangel der Fisher-Diskriminanten darin, daß sie nur lineare Koordinatentransformationen erzeugen kann und damit von der ursprünglichen Koordinatenwahl abhängt. Der selbe Mangel haftet an einfachen neuronalen Netzwerken.

In der vorliegenden Analyse wird daher ein anderer Ansatz verfolgt, der allen Tupeln von Messvariablen eine Wahrscheinlichkeit dafür zuweist, der gesuchten Ereignisklasse anzugehören. Diese Wahrscheinlichkeit ist eine von der Koordinatenwahl unabhängige Größe.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis, in dem eine Variable einen bestimmten Wert v annimmt, ein Signal- und kein Untergrundereignis ist, ist

$$p^S = \frac{N^S D^S(v)}{N^B D^B(v) + N^S D^S(v)}.$$

Hierin sind D^S und D^B die normierten Verteilungen der Variablen für das Signal und den Untergrund, N^S und N^B sind die Gesamtanzahlen der Signal- und Untergrundereignisse.

Die entsprechende Wahrscheinlichkeit als Funktion zweier Variablen hängt davon ab, wie stark die beiden Variablen korreliert sind. Es seien die Variablen v und w gemäß $D^S(v, w)$ im Signal und gemäß $D^B(v, w)$ im Untergrund verteilt. Die Verteilungen $V^X(v)$ und $W^X(w)$ werden definiert als die Projektionen

$$\begin{aligned} V^X(v) &= \int D^X(v, w) dw \\ W^X(w) &= \int D^X(v, w) dv \end{aligned}$$

mit $X \in \{S, B\}$. Wenn die Variablen unkorreliert sind, dann multiplizieren sich die Verteilungen und als Wahrscheinlichkeit ergibt sich

$$p^S = \frac{N^S V^S(v) W^S(w)}{N^B V^B(v) W^B(w) + N^S V^S(v) W^S(w)}.$$

Sind v und w dagegen streng korreliert, existiert also eine Funktion $w = w(v)$, dann gilt $D^X(v, w) = V^X(v) = W^X(w(v))$, und damit

$$p^S = \frac{N^S V^S(v)}{N^B V^B(v) + N^S V^S(v)},$$

was sich symmetrischer schreiben läßt in der Form

$$p^S = \frac{N^S \sqrt{V^S(v) W^S(w)}}{N^B \sqrt{V^B(v) W^B(w)} + N^S \sqrt{V^S(v) W^S(w)}}.$$

Im allgemeinen Fall kommt man nicht ohne die Kenntnis höherer Momente bzw. der mehrdimensionalen Verteilungen aus. Der sind allerdings durch die statistischen Fehler Grenzen gesetzt. Näherungsweise ist jedoch der folgende heuristische Ansatz hilfreich:

$$p^S = \frac{N^S (V^S(v) W^S(w))^e}{N^B (V^B(v) W^B(w))^e + N^S (V^S(v) W^S(w))^e}$$

wobei

$$e = \frac{1}{1 + c_{VW}^2}$$

mit dem Korrelationskoeffizienten c_{VW} der beiden Verteilungen V und W . Diese genäherte Wahrscheinlichkeit wird im folgenden die "Signal-Probabilität" eines Meßwertpupels genannt. Ohne Korrelation ($c_{VW} = 0$) ist der Exponent $e = 1$, bei strenger Korrelation ($c_{VW} = \pm 1$) ist $e = \frac{1}{2}$ und p^S geht in die oben angegebenen Spezialfälle über.

Das gleiche Argument führt im Fall von n verschiedenen Variablen v_i und Verteilungen V_i^X zu der Probabilität

$$p^S = \frac{N^S \prod_{i=1}^n V_i^S(v_i)^{e_i}}{N^B \prod_{i=1}^n V_i^B(v_i)^{e_i} + N^S \prod_{i=1}^n V_i^S(v_i)^{e_i}}$$

wobei

$$e_i = \frac{1}{\sum_j c_{V_i V_j}^2}.$$

Auf diese Weise können alle betrachteten Verteilungen in einer Größe vereinigt werden. Die Signal-Probabilität p^S wird einen Wert zwischen 0 und 1 annehmen. $p^S \sim 0$ bedeutet, daß das Ereignis sehr wahrscheinlich kein Signalereignis ist, also verworfen werden sollte.

In p^S geht jedoch die unbekannte Zahl N^S ein. Gerade diese ist es ja, nach der in der Analyse gesucht wird. Glücklicherweise ist man aber nicht darauf angewiesen, p^S selbst zu kennen. Es genügt eine streng monotone Funktion von p^S . Eine solche ist das Produkt

$$\mathcal{P} = \prod_{i=1}^n \left(\frac{V_i^B(v_i)}{V_i^S(v_i)} \right)^{e_i},$$

denn

$$\mathcal{P} = \left((p^S)^{-1} - 1 \right) \frac{N^S}{N^B}$$

Da \mathcal{P} streng monoton von p^S abhängt, ist ein Schnitt bei einem bestimmten Wert von p^S vollkommen äquivalent zu einem Schnitt beim entsprechenden Wert von \mathcal{P} . \mathcal{P} ist dann sehr groß, wenn es aus einem Untergrundereignis kommt, und nahe bei 0, wenn es aus einem Signalereignis stammt.

Durch Logarithmieren läßt sich das Produkt in eine Summe umwandeln, die ebenfalls monoton in p^S und zudem numerisch einfacher zu behandeln ist:

$$\mathcal{S} = \log \mathcal{P} = \sum_{i=1}^n e_i \left(\log V_i^B(v_i) - \log V_i^S(v_i) \right)$$

Streng genommen ist diese Betrachtung nur gültig, wenn die Korrelationskoeffizienten im Untergrund und im Signal übereinstimmen. Andernfalls verliert man bei der Beschränkung auf die eindimensionalen Verteilungen wertvolle Information. Wenn also die beiden Korrelationskoeffizienten sich stark unterscheiden, sollte man zunächst versuchen, den Unterschied in einer neuen Variablen auszudrücken. Beispielsweise wären zwei Variablen x und y , die im Signal aufgrund einer Beziehung $x = y$ streng korreliert, aber im Untergrund voneinander unabhängig sind, auch dann zur Unterscheidung geeignet, wenn die jeweiligen eindimensionalen Verteilungen identisch sind. Man müßte dazu nur die Größe $z = x - y$ betrachten. Die Variable \mathcal{S} aus x und y zu berechnen, wäre dagegen sinnlos.

Stellt es sich jedoch als unmöglich heraus, eine Variablenkombination zu finden, in der die Korrelationskoeffizienten jeweils in Signal und Untergrund gleich sind, kann man sich mit der Definition

$$e_i = \frac{1}{\sum_j c_{V_i V_j}^B \cdot c_{V_i V_j}^S}$$

behelfen. Es ist nämlich nicht nötig, diese Exponenten fehlerfrei zu bestimmen. Wenn die Exponenten e_i nur näherungsweise bekannt sind, leidet darunter zwar die Unterscheidungskraft von S , man handelt sich dadurch aber keinen systematischen Fehler ein.

Das Ideal der Koordinatenunabhängigkeit ist trotz des Ansatzes nicht ganz erreichbar. Dies liegt an der Beschränkung auf die Information, die die eindimensionalen Verteilungen und die Korrelationskoeffizienten enthalten. Im Vergleich mit der Fisher-Diskriminante, die sich auf Mittelwerte und Kovarianzmatrixelemente beschränkt, bedeutet das zwar eine Verbesserung, trotzdem ist im Einzelfall zu entscheiden, ob nicht ein "klassischer" Schnitt zu einem besseren Ergebnis führt. Zum Beispiel kann die Probabilität evtl. eine schlechtere Unterscheidung bewirken als ein krummliniger Schnitt, wenn zwei der in die Probabilität eingehenden Variablen nicht linear korreliert sind.

Wenn in N Ereignissen für die Variable v die Werte v_1, v_2, \dots, v_N ermittelt werden und entsprechend für die Variable w die Werte w_1, w_2, \dots, w_N dann ist der Korrelationskoeffizient aus den zwei Verteilungen V und W definiert durch

$$c_{vW} = \frac{1}{N\sigma_V\sigma_W} \sum_{I=1}^N (\bar{v} - v_I)(\bar{w} - w_I)$$

mit den Mittelwerten der beiden Verteilungen

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{I=1}^N x_I, \quad x \in \{v, w\}$$

und den Standardabweichungen

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{N} \sum_{I=1}^N (\bar{x} - x_I)^2.$$

Um diese Momente in einem einzigen Durchlauf durch die Daten bestimmen zu können, benötigt man eine Darstellung ohne verschachtelte Summen. (Hier ist zu beachten, daß sich ja auch hinter \bar{x} jeweils eine Summe verbirgt.) Durch einfache Umformung der oben angegebenen Definitionsgleichungen erhält man

$$\sigma^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2$$

und

$$c_{vW} = \frac{(\overline{vw}) - \bar{v}\bar{w}}{\sigma_V\sigma_W}.$$

4.5.3 Unterdrückung von Ereignissen mit sehr hohen Impulsen

Das Maximum der möglichen auftretenden Impulse beim Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz über B -Mesonen beträgt knapp 2.815 GeV. Dieser Impuls träte dann auf, wenn das B -Meson in zwei masselose Teilchen zerfiel, von denen eines sich relativ zum Laborsystem in Flugrichtung des B fortbewegt, wodurch es gerade einen Impuls erhält, der die Hälfte der B -Meson-Masse zuzüglich des B -Mesonen-Impulses beträgt. Tatsächlich zerfällt das B -Meson natürlich nie in zwei masselose Teilchen. Dies würde zumindest einen flavorändernden neutralen

Strom voraussetzen. Die schnellsten, weil leichtesten Teilchen, die in einem B -Zerfall erzeugt werden könnten, wären ein Elektron und ein Positron, die in der Selbstannihilation des B -Mesons entstehen können. Der Maximalimpuls eines dieser beiden Teilchen ist allerdings wegen der vernachlässigbaren Elektronmasse kaum niedriger, also ebenfalls 2.815 GeV. Wenn dagegen im Zerfall des B -Mesons ein $b \rightarrow c$ -Übergang statt des $b \rightarrow u$ -Überganges auftritt, dann ist der maximal mögliche Impuls 2.464 GeV. Er wird erreicht, wenn das Elektron aus dem Zerfall $B^- \rightarrow D^0 e^- \nu$ in der Richtung des B im Laborsystem davonfliegt, und das Neutrino nur minimale Energie mitnimmt.

Die Rechnung wird hier am Beispiel des Zerfalles $B^- \rightarrow D^0 e^- \nu$ vorgeführt. Das Neutrino tritt in der Rechnung überhaupt nicht auf, da im B -Ruhesystem der Elektronimpuls dann am höchsten wird, wenn das Neutrino einen verschwindenden Impuls trägt. Im B -Ruhesystem lauten Energie- und Impulserhaltung

$$\begin{aligned} m_B &= E_e + E_D \\ p_D &= p_e. \end{aligned}$$

Einsetzen ergibt

$$\sqrt{m_e^2 + p_e^2} = m_B - \sqrt{m_D^2 + p_e^2}.$$

Durch Quadrieren und anschließendes Auflösen nach p_e erhält man für den Elektronimpuls im B -Ruhesystem

$$\begin{aligned} m_e^2 &= m_D^2 + m_B^2 - 2m_B\sqrt{m_D^2 + p_e^2} \\ (m_B^2 + m_D^2 - m_e^2)^2 &= 4m_B^2(m_D^2 + p_e^2) \\ p_e^2 &= \frac{1}{4m_B^2}(m_B^4 + m_D^4 + m_e^4 - 2m_B^2 m_D^2 - 2m_D^2 m_e^2 - 2m_e^2 m_B^2). \end{aligned}$$

Die Transformation ins Laborsystem geschieht mit dem Parameter

$$\beta = -\frac{p_B}{E_B}.$$

Damit erhält man den Elektronimpuls im Laborsystem:

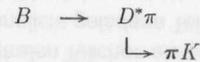
$$\begin{aligned} \tilde{p}_e &= \frac{p_e - \beta E_e}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ &= \frac{1}{m_B}(p_e E_B + p_B E_e). \end{aligned}$$

Die Rechnung ist die gleiche für den Zerfall $B \rightarrow e^+ e^-$ mit dem Unterschied, daß E_D , m_D und p_D durch E_e , m_e und p_e zu ersetzen sind. Entsprechend sind für den Zerfall $B \rightarrow \pi^0 \pi^0$ als den $b \rightarrow u$ -Zerfall mit den schnellsten möglichen Hadronen alle Massen, Energien und Impulse mit dem Index π statt e oder D zu versehen.

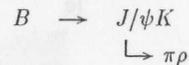
Damit ergeben sich die folgenden Maximalimpulse für die jeweils leichtesten geladenen Teilchen:

B^0	\rightarrow	e^+e^-	2.815GeV
B	\rightarrow	$\pi^+\pi^-$	2.812GeV
B^+	\rightarrow	$\bar{D}^0 e^+ \nu$	2.464GeV
B^+	\rightarrow	$\bar{D}^0 \pi^+$	2.462GeV
B	\rightarrow	$\bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$	2.379GeV

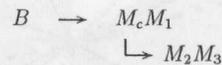
Die angegebenen Obergrenzen beziehen sich aber nur auf die direkten Produkte von B -Zerfällen. Es können jedoch noch höhere Impulse vorkommen, wenn ein schnelles Reaktionsprodukt noch weiter zerfällt. Beispielsweise kann das (fettgedruckte) Sekundärpion in der Zerfallskette



einen Impuls von 2.641GeV erhalten, wenn sowohl das D^* -Meson als auch das betreffende Pion nach vorwärts geboostet werden. Auch im Zerfall



können Pionenimpulse von mehr als 2.6GeV vorkommen, je nach Masse des ρ . Allgemeiner kann gesagt werden: In einer Kaskade



können um so höhere Impulse auftreten, je höher die Masse des Zwischenzustandes M_c und je kleiner die Massen der anderen beteiligten Mesonen M_1 , M_2 und M_3 sind. Den Grenzfall stellt der direkte Übergang des B -Mesons in sehr leichte Mesonen dar. Impulse über 2.815GeV sind also im $\Upsilon(4S)$ -Zerfall auf keinen Fall möglich.

In dieser Analyse wird ausschließlich der Impulsbereich von 2.3 bis 2.8 GeV betrachtet. Dadurch wird Untergrund aus $b \rightarrow c$ -Zerfällen zwar nicht völlig ausgeschlossen, jedoch ist der Anteil des dazugehörigen Phasenraumes am Gesamtphasenraum für Teilchen aus $b \rightarrow c$ -Zerfällen nahezu verschwindend klein.

In Kontinuumsereignissen hingegen sind die möglichen Impulse wesentlich höher: Das hadronische Ereignis mit dem größten Impuls ist $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. In diesem Ereignis trägt jedes Pionen die halbe Schwerpunktsenergie. Annähernd gleich hohe Impulse können auch in Ereignissen mit höheren Multiplizitäten vorkommen. Man stelle sich nur das Ereignis $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ vor, in dem zwei der Pionen fast ruhen. Das obere Ende des Impulsspektrums von Kontinuumsereignissen liegt also weit höher als das von $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen.

Ein Schnitt an den auftretenden Teilchenimpulsen würde daher den Untergrund von Kontinuumsereignissen reduzieren. Ein solcher Schnitt ist jedoch nicht besonders effizient, da auch in Kontinuumsereignissen Impulse der Endzustandsteilchen über 2GeV eher die Ausnahme als die Regel darstellen.

Statt dessen wird der Unterschied zwischen den Impulsspektren in dieser Analyse folgendermaßen ausgenutzt:

Aus jedem Ereignis wird nur höchstens ein Teilchen ausgewählt, nämlich das geladene Teilchen mit dem größten Impuls. Dadurch reduziert sich die gesamte zu betrachtende Datenmenge beträchtlich: Statt ca. 11.2Mio. (Zahl der geladenen Teilchen in Argus-Daten) sind nur noch etwa 1.9 Mio. Teilchen (Zahl der Ereignisse) zu berücksichtigen. Ereignisse, deren schnellstes geladenes Teilchen einen Impuls von über 2.8GeV hat, tragen nicht mehr zum Untergrund bei. Dies bedeutet, daß von den 560000 Kontinuums-Ereignissen nur 38000 einen Beitrag im Impulsintervall von 2.3 bis 2.8GeV liefern. Auf diese Weise tragen Kontinuumsereignisse mit Impulsen, die größer sind als die maximal möglichen Impulse im $\Upsilon(4S)$ -Zerfall, nicht zum Untergrund bei, können aber zur Extrapolation auf das Kontinuumspektrum unterhalb des Maximums ausgenutzt werden. Die Zahl der für die Analyse verwendbaren $b \rightarrow u$ -Zerfälle wird dagegen kaum merklich reduziert: Von 1030 geladenen Teilchen mit Impulsen von über 2.3GeV, die aus 18000 $b \rightarrow u$ -Zerfällen stammen, sind in einer Monte-Carlo-Untersuchung mit dem ISGW-Modell 986 die schnellsten Teilchen des Ereignisses.

4.5.4 Unterdrückung von Ereignissen mit Vorzugsrichtung

Zur Beschreibung der Variablen, die sich eignen, um eine Vorzugsrichtung im Ereignis zu erkennen, müssen zwei wichtige Begriffe definiert werden. Sie werden anhand von Abbildung 4.7 erläutert.

Der Jetkegel: Da im $q\bar{q}$ -Ereignis die eine Hälfte der Teilchenimpulse in Richtung des Quarks und die andere in Richtung des Antiquarks geboostet ist, sind die Richtungen der erzeugten Teilchen eng zu sogenannten Jets gebündelt: Die Richtungen der meisten schnellen Teilchen fallen in einen Doppelkegel mit der Richtung des schnellsten als Symmetrieachse und einem Öffnungswinkel von ca. 120° . Ein derartiger Boost findet in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen nicht statt. Deswegen sind die Impulse dort im Mittel isotrop. Es liegen daher genauso viele und genauso schnelle Teilchen außerhalb des Jetkegels wie innerhalb.

Die Thrustachse: Die Thrustachse ist die Raumrichtung, bezüglich der die Summe der Absolutwerte aller Transversalimpulse minimal ist. Im $q\bar{q}$ -Ereignis liegt die Thrustachse in enger räumlicher Nachbarschaft zu der Richtung des ursprünglich erzeugten $q\bar{q}$ -Paares, also der Jets. Die Richtung eines beliebigen Teilchens wird darum nahe an der Thrustachse liegen. Im isotropen $\Upsilon(4S)$ -Ereignis gibt es keinen bevorzugten Winkel zwischen der Thrustachse und einem beliebigen Teilchen. Da Teilchen mit Impulsen unter 100MeV meist aus Kaskadenzerfällen stammen, ist deren Richtung im $q\bar{q}$ -Ereignis nicht mehr stark mit der des Jets korreliert. Daher verzichtet man bei der Thrustachsenberechnung auf solche langsamen Teilchen. Außerdem wird das betrachtete schnellste Teilchen des Ereignisses nicht mit in die Berechnung einbezogen.

Aus früheren Untersuchungen [ARG90] ist bekannt, daß die Summe $\sum_j p_T$ aller Transversalimpulse von Teilchen außerhalb des Jetkegels bezüglich dessen Symmetrieachse ei-

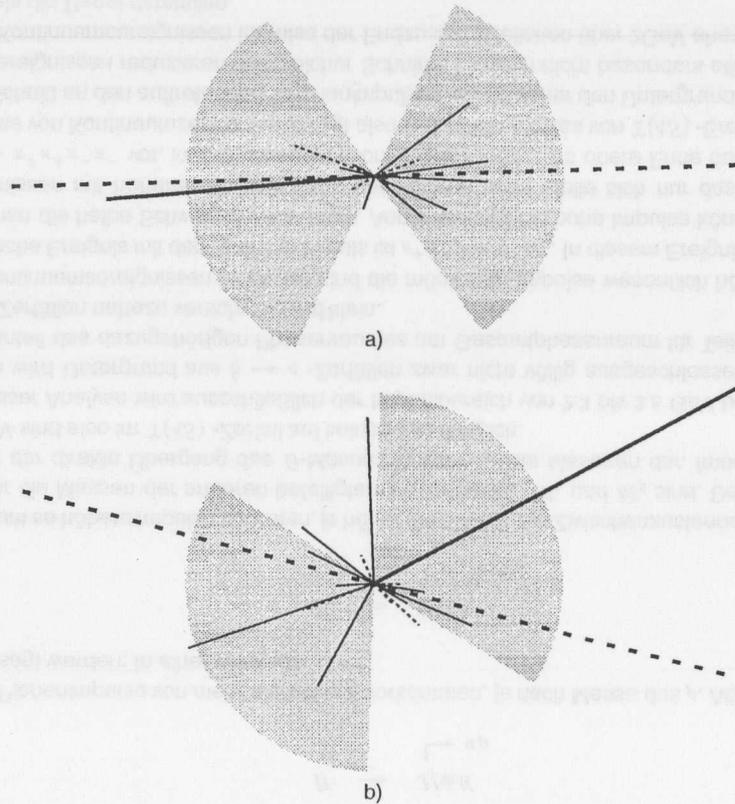


Abbildung 4.7: Ein typisches Kontinuumsereignis (a) und ein typisches $\Upsilon(4S)$ -Ereignis mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (b). Betrag und Richtung der Impulse von gefundenen geladenen Teilchen sind als durchgezogene Linien, die von neutralen Teilchen als gestrichelte Linien gezeichnet. Die dicke durchgezogene Linie ist das schnellste geladene Teilchen des Ereignisses, umgeben vom schraffiert angedeuteten Jetkegel. Die dicke gestrichelte Linie ist die Thrustachse.

ne Variable ist, die sehr deutlich zwischen $q\bar{q}$ - und $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen unterscheidet. Offensichtlich werden zu dieser Summierung im $q\bar{q}$ -Ereignis nur wenige und langsame, aber im $\Upsilon(4S)$ -Ereignis die Hälfte aller Teilchen verwendet. Die Verteilungen dieser Variablen zeigt Abbildung 4.8 für die beiden Fälle: Im Fall der Kontinuumsereignisse liegt $\sum_J p_T$ meist unterhalb von 2.4 GeV, während die Werte im $\Upsilon(4S)$ -Ereignis deutlich höher sind.

Der harte Schnitt bei einem Winkel von 120° , mit dem man zwischen Teilchen unterscheidet, die zum Jet oder nicht zum Jet gehören, ist allerdings höchst willkürlich. Für diese Arbeit wurden deshalb Untersuchungen mit einer Gewichtsfunktion anstelle des Schnittes

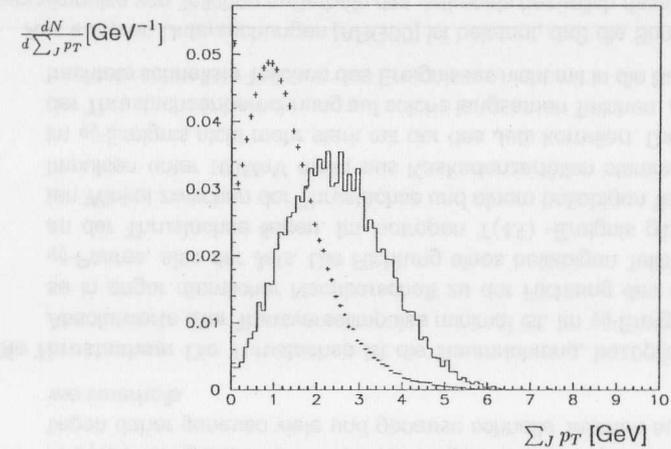


Abbildung 4.8: Die Verteilungen der Variablen $\sum_J p_T$ in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (durchgezogen, aus der Simulation) und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (Fehlerbalken). Die Histogramme sind auf gleiches Integral normiert.

unternommen. Den Unterschied demonstriert Abbildung 4.9: Der harte Schnitt, mit dem der Jetkegel definiert wird, entspricht einer Summierung mit einer einfachen Gewichtsfunktion

$$\sum_J p_T = \sum (p_T \cdot h(\phi)),$$

mit

$$h(\phi) = \begin{cases} 1 & \wedge \quad |\cos \phi| < 0.5 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}.$$

$h(\phi)$ wird im folgenden die "harte" Gewichtsfunktion genannt. Für diese Analyse wird $h(\phi)$ durch eine "weiche" Gewichtsfunktion $w(\phi)$ ersetzt:

$$w(\phi) = \exp \left[\left(\frac{\tan^2 \phi_0}{\tan^2 \phi} \right)^E \right].$$

Hierin sind ϕ_0 und E Konstanten. Die harte Gewichtsfunktion ist der Grenzwert der weichen für $E \rightarrow \infty$ bei $\cos \phi_0 = 0.5$. Als günstigste Kombination erweist sich $\tan^2 \phi_0 = 1.2$ und $E = 1.0$. Die beiden Gewichtsfunktionen werden einander in Abbildung 4.9 gegenübergestellt. Die in Abbildung 4.8 dargestellte Variable $\sum_J p_T$ ist also mit dieser harten Gewichtsfunktion gewonnen. Die Verteilungen der mit den verbesserten Parametern $\tan^2 \phi_0 = 1.2$ und $E = 1.0$ bestimmten Variable $\sum w p_T$ zeigt Abbildung 4.10.

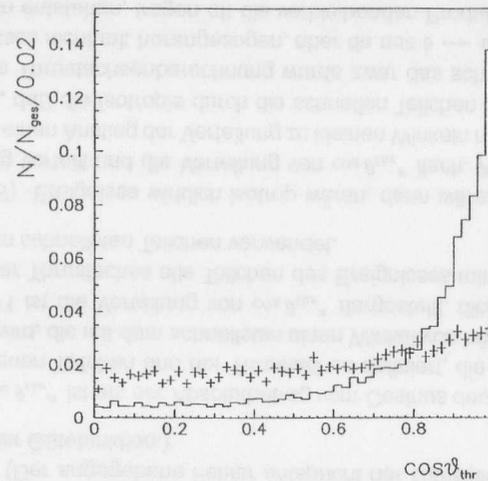


Abbildung 4.11: Die Verteilungen der Variablen $\cos \theta_{thr}^{\pi}$ für Leptonen in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (mit Fehlerbalken) und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (durchgezogene Linie)

von weniger als etwa 23° mit der Strahlachse einschließen, eine deutlich verringerte Rekonstruktionswahrscheinlichkeit besteht. Das führt dazu, daß sowohl Impulse von rekonstruierten Teilchen als auch die daraus berechneten Thrustachsen bevorzugt größere Winkel mit der Strahlachse bilden, wodurch es zu einer Korrelation zwischen deren Richtungen kommt. Zum geringeren Teil ist aber auch der nicht verschwindende Impuls der primär erzeugten B -Mesonen für eine, wenn auch leichte, inhärente Anisotropie der $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse mitverantwortlich.

Zudem versagt diese Variable bei einem bestimmten Typ von besonders jetartigen Ereignissen, nämlich solchen, in denen das schnellste Teilchen alleine, höchstens begleitet von einigen sehr langsamen Teilchen, den einen Jet ausmacht, während alle anderen Teilchenimpulse in den Halbraum mit $\alpha > \pi/2$ fallen. Bei Beschränkung auf den anderen Halbraum kann aus solchen Ereignissen keine Thrustachsenrichtung errechnet werden. Für die Darstellung in Abbildung 4.12 wurde in solchen Fällen jeweils $\cos \theta_{thr}^{\pi/2} = 0$ gesetzt.

Man kann also eine völlige Isotropie einerseits gar nicht herstellen, andererseits erleidet man bei dem Versuch statistische Einbußen, die zu Lasten der Unterscheidungskraft der Variablen $\cos \theta_{thr}^{\alpha}$ gehen. Da es aber der Analyse nicht primär um die Isotropie sondern um die Unterscheidung zwischen Ereignisklassen geht, wird die Entscheidung zwischen den beiden Methoden der Thrustachsenberechnung mit Hilfe der in Abschnitt 4.5.1 definierten Schnittgüte getroffen und fällt zugunsten von $\cos \theta_{thr}^{\pi}$ aus. Im folgenden wird die Bezeichnung $\cos \theta_{thr}$ synonym für $\cos \theta_{thr}^{\pi}$ verwendet.

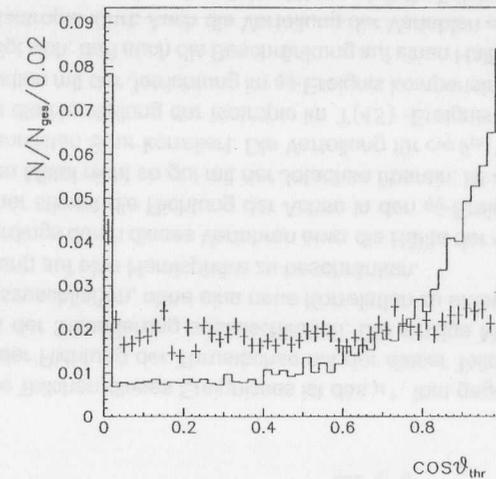


Abbildung 4.12: Die Verteilungen der Variablen $\cos \theta_{thr}^{\pi/2}$ für Leptonen in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (mit Fehlerbalken) und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (durchgezogene Linie)

Geringere statistische Fehler kann man durch Verwendung von kollektiven Eigenschaften aller schnellen Teilchen anstelle der Eigenschaft $\cos \theta_{thr}$ des schnellsten Teilchens erreichen. Ebenso wie die Richtungen der schnellsten Teilchen in $q\bar{q}$ -Ereignissen mit der Thrustachsenrichtung korreliert, im $\Upsilon(4S)$ -Ereignis aber isotrop sind, gelten diese Korrelationen auch für andere schnelle Teilchen. Daher kann man eine etwas bessere Unterscheidung als mit der Variablen $\cos \theta_{thr}$ dadurch erreichen, daß man die Variable nicht nur für ein Teilchen des Ereignisses, sondern für jedes schnelle Teilchen bestimmt, und daraus einen Mittelwert $\overline{\cos \theta_{thr}}$ bildet.

Auch die Beschränkung auf "schnelle Teilchen" beinhaltet wieder einen willkürlichen Schnitt bei einem nicht a priori vorgegebenen Impuls. Ebenso wie zur Variablen $\sum w_{PT}$ kann dieser Schnitt wieder mit Gewinn für die Unterscheidungskraft der Variablen durch Einführung einer Gewichtsfunktion ersetzt werden. Die hierfür verwendete Gewichtsfunktion ist also abhängig vom Impuls des Teilchens und lautet:

$$w(p) = \exp \left[- \left(\frac{p}{p_0} \right)^E \right].$$

Sie geht für $E \rightarrow \infty$ in den harten Schnitt $p > p_0$ über. $\overline{\cos \theta_{thr}}$ ist damit folgendermaßen definiert:

$$\overline{\cos \theta_{thr}} = \frac{\sum \cos \theta_{thr} \cdot w(p)}{\sum w(p)},$$

wobei jeweils über alle Teilchen summiert wird.

Als günstigste Kombination stellt sich $p_0 = 1.2$ und $E = 2$ heraus. Die beste Güte (1.28 ± 0.01) wird dann bei einem Schnitt $\overline{\cos \theta_{thr}} < 0.77 \pm 0.03$ erreicht. Die Verteilungen dieser Variablen zeigt Abbildung 4.13.

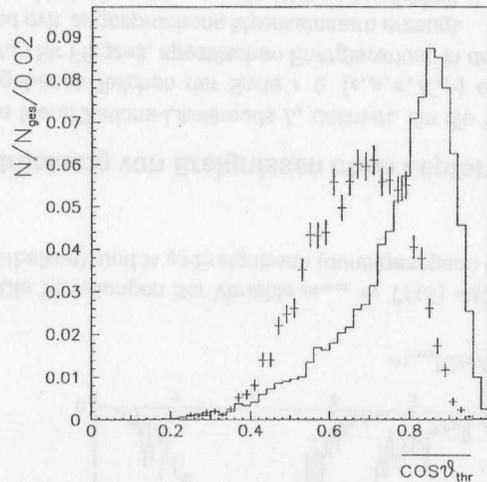


Abbildung 4.13: Die Verteilungen der Variablen $\overline{\cos \theta_{thr}}$ für Leptonen in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (mit Fehlerbalken) und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (durchgezogene Linie)

Eine weitere häufig zur Unterscheidung von Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen eingesetzte Variable, die die Isotropie bzw. Anisotropie der Ereignisse benutzt, ist das sogenannte zweite Fox-Wolfram-Moment H_2 . Dieses beschreibt das Aussehen eines Ereignisses im Impulsraum. Ein typisches isotropes $\Upsilon(4S)$ -Ereignis ist dort annähernd kugelförmig, ein charakteristisches anisotropes Kontinuumsereignis mit zwei Jets erinnert an die Form eines langgestreckten Ellipsoides oder einer Zigarre.

Die Fox-Wolfram-Momente zur Charakterisierung der Ereignisform sind mit den Impulsbeträgen p_i , p_j und Relativwinkeln $\phi_{i,j}$ der Teilchen i und j , sowie den Legendrepolynomen $P_l(x)$ l -ter Ordnung definiert als [FW78]:

$$H_l = \frac{1}{E_{cms}^2} \sum_{i,j}^{\text{alle Teilchen}} p_i p_j P_l(\cos \phi_{i,j})$$

Die Fox-Wolfram-Momente stellen einen vollständigen Satz von Form-Parametern dar. Jet-artige Ereignisse haben Fox-Wolfram-Momente gerader Ordnung nahe 1 und solche ungerader Ordnung nahe 0. In kugelsymmetrischen Ereignissen sind alle Momente nahe 0, mit Ausnahme von H_0 , was immer bei 1 liegt. Üblicherweise beschränkt man sich bei den

Analysen auf die Betrachtung von H_2 , weil dieses Moment am wenigsten von statistischen Fluktuationen, verursacht durch die endliche Zahl von Teilchen im Ereignis, abhängt.

Die Verteilungen von H_2 sind dafür bekannt, daß sie wegen der sich ändernden Multiplizitäten von der Schwerpunktsenergie der Ereignisse abhängen. Weil in dieser Analyse eine Multiplizitätsskalierung vorgenommen wird, besteht jedoch keine Gefahr, dadurch die Ergebnisse zu verfälschen. Weiterhin hängen Verteilungen von H_2 deutlich von der Art der verwendeten Teilchen ab [Nip90]. In dieser Analyse bewährt sich wegen der relativ kleinen Multiplizität der $b \rightarrow u$ -Zerfälle die Verwendung aller Teilchen, d.h. sowohl der geladenen als auch der neutralen mit Impulsen von mehr als 100MeV. Teilchen mit kleineren Impulsen werden nicht berücksichtigt, da sie meist aus Kaskaden stammen und daher auch in Kontinuumsereignissen einigermaßen isotrop verteilt sind. Die Verteilungen der Variablen H_2 zeigt Abbildung 4.14.

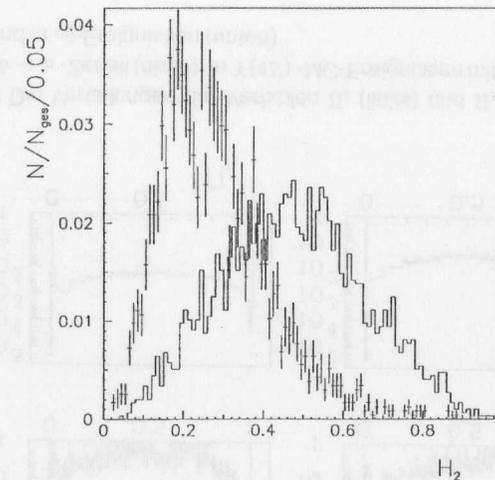


Abbildung 4.14: Die Verteilungen des zweiten Fox-Wolfram-Momentes in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (mit Fehlerbalken), und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (durchgezogene Linie)

Eine weitere Variable, die sowohl die Winkelverteilung als auch die Verteilung der Impulsbeträge ausnutzt, wurde in dieser Analyse erstmals angewendet. Hierzu wird allen rekonstruierten Teilchen verschwindende Ruhemasse zugewiesen, sodann die Masse jedes Teilchenpaares berechnet und von diesen Massen das Maximum m_{max} bestimmt. Daß es sich bei dieser Variablen nominell um eine Masse handelt, ist nicht von Bedeutung. Wichtig ist vielmehr, daß ein großer Wert von m_{max} auf große Winkel zwischen Teilchen mit hohen Impulsen hinweist, also ein Charakteristikum der jetartigen Kontinuumsereignisse.

Das schnellste Teilchen des Ereignisses aus der Berechnung von m_{max} auszuschließen, würde von der Korrelation mit den restlichen Teilchen aus dem $b \rightarrow u$ -Zerfall unabhängig machen, die ebenfalls schnell, aber oft entgegengesetzt gerichtet sind. Jedoch verliert man andererseits mit diesem Teilchen im Kontinuumsereignis die bestimmende Größe eines Jets. Während aber für die Variable $\cos \theta_{thr}$ schon ein deutlich ausgeprägter Jet genügt, müssen für m_{max} beide Jets erkennbar sein, damit die Variable zu einer Unterscheidung zwischen Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ -Ereignis verwendet werden kann.

Die Verteilungen der Variablen m_{max} zeigt Abbildung 4.15.

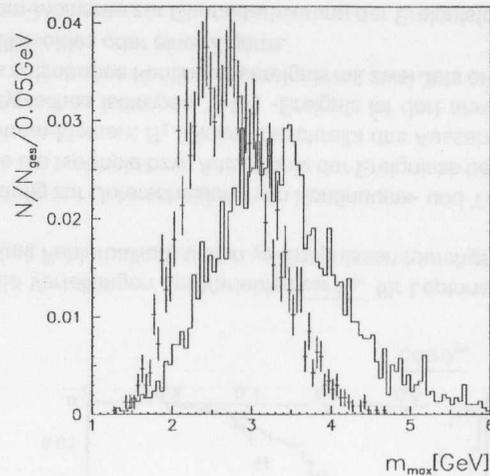


Abbildung 4.15: Die Verteilungen der Variable m_{max} in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (mit Fehlerbalken), und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (durchgezogene Linie)

4.5.5 Unterdrückung von Ereignissen ohne Lepton

In 3.6 werden die Identifikations-Likelihoods L_s definiert, die die Wahrscheinlichkeit angeben, daß ein gegebenes Teilchen der Sorte $s \in \{e, \mu, \pi, K, p\}$ eine Driftkammerspur mit bestimmten Werten für Flugzeit, spezifischen Energieverlust, in den Schauerzählern deponierte Energie und evtl. angesprochene Myonkammern erzeugt.

In der Praxis wird jedoch stattdessen die Wahrscheinlichkeit P_s benötigt, daß es sich bei einer gemessenen Spur um ein Teilchen einer bestimmten Sorte handelt. Hierzu normiert man die Likelihoods gewichtet mit der globalen Häufigkeit h_s des Auftretens der jeweiligen Teilchensorte:

$$P_s = \frac{h_s L_s}{\sum_t h_t L_t}$$

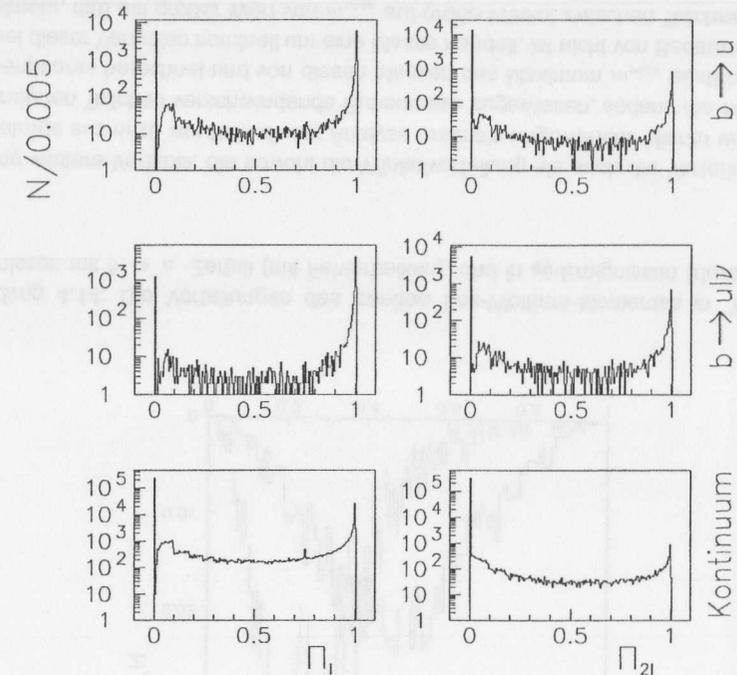


Abbildung 4.16: Die Verteilungen der Variablen Π_l (links) und Π_{2l} (rechts) in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall (oben), in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit semileptonischem $b \rightarrow u$ -Zerfall (Mitte) und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (unten)

Hierin wird über die fünf Sorten geladener Teilchen summiert.

Die übliche Methode, zwischen Ereignissen mit und ohne Lepton zu unterscheiden, besteht darin, festzustellen, ob P_e oder P_μ eines beliebigen einzelnen Teilchens aus dem Ereignis einen vorgegebenen Wert überschreitet. Dies widerspricht aber der Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Variablen P_s . Korrekter ist es, aus den Lepton-Likelihoods aller gefundenen Teilchen i eine Produktwahrscheinlichkeit zu bilden:

$$\Pi_l = 1 - \prod_i (1 - P_{e,i})(1 - P_{\mu,i})$$

Π_l kann als die Wahrscheinlichkeit verstanden werden, daß das Ereignis wenigstens ein Lepton enthält. Ähnlich erhält man die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis mindestens zwei Leptonen enthält:

$$\Pi_{2l} = 1 - \prod_i \prod_{j < i} (1 - P_{e,i} P_{e,j})(1 - P_{\mu,i} P_{\mu,j})(1 - P_{e,i} P_{\mu,j})(1 - P_{\mu,i} P_{e,j})$$

Das Abbildung 4.16 zeigt die Verteilungen der Variablen Π_l bzw. Π_{2l} , die aus Kontinuumsdaten, $b \rightarrow u$ -Monte-Carlo und Monte-Carlo-Daten mit semileptonischen $b \rightarrow u$ -Ereignissen gewonnen wurden. Man sieht, daß eine sehr klare Unterscheidung zwischen Ereignissen in denen kein Lepton und solchen, in denen eines bzw. zwei Leptonen gefunden wurden, mit Hilfe dieser Variablen möglich ist. Deutlich wird, daß in einem erheblich geringeren Bruchteil von Kontinuumsereignissen die Wahrscheinlichkeit, ein Lepton anzutreffen, etwa den Wert 0.9 übersteigt als von $b \rightarrow u$ -Ereignissen. Die Forderung $\Pi_l > 0.9$ reduziert die Zahl der Kontinuumsereignisse um 85%, während die Zahl der $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse, die einen $b \rightarrow u$ -Zerfall enthalten, nur um 49%, die der $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse, die einen semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfall enthalten, sogar nur um 23% reduziert werden. Im semileptonischen Fall ist eine Güte von 2.15 ± 0.01 erreichbar.

Die Forderung eines zweiten Leptons über $\Pi_{2l} < 0.96$ vermag gar die Zahl der Kontinuumsereignisse um 99.4% zu reduzieren. Allerdings verliert man dadurch auch 91% aller $b \rightarrow u$ -Ereignisse und 84% aller semileptonischen $b \rightarrow u$ -Ereignisse. Dies entspricht einer Güte von 2.01 ± 0.02 .

Ein Kriterium für einen semileptonischen Zerfall im Ereignis ist auch ein relativ großer fehlender Impuls, d.h. das nicht rekonstruierbare Neutrino äußert sich durch eine negative Energiebilanz, bzw. einen nicht verschwindenden Gesamtimpuls des Ereignisses im Laborsystem. Dieser Gesamtimpuls entspricht im Idealfall dem negativen Neutrinoimpuls und ist daher besonders groß, wenn das Neutrino aus einem direkten semileptonischen Zerfall des B -Mesons in möglichst leichte Teilchen stammt, also insbesondere aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen.

Die Verteilungen des Absolutwertes des Gesamtimpulses p_{ges} in Kontinuumsereignissen und in Monte-Carlo-Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfällen stellt Abbildung 4.17 dar. Der geringe Unterschied zwischen den fehlenden Impulsen in $q\bar{q}$ -Ereignissen und den $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit hadronischen $b \rightarrow u$ -Zerfällen eignet sich nicht für eine Trennung der Ereignisklassen. Dagegen kann ein Schnitt bei dem Gesamtimpuls $p_{ges} = 1.0\text{GeV}$ $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse mit semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfällen gegenüber Kontinuumsereignissen merklich anreichern. Die Schnittgüte ist hier 1.12.

Eine gleichzeitige Forderung, daß p_{ges} nicht deutlich größer als der maximal mögliche Impuls eines Neutrinos aus einem $b \rightarrow u$ -Zerfall sein darf, reduziert den Beitrag aus schlecht rekonstruierten Ereignissen.

4.5.6 Schnitte gegen andere Arten von Untergrund

Zwei andere Arten von Untergrund können neben solchem von $q\bar{q}$ -Ereignissen von Bedeutung sein: Einerseits spielen die sogenannten Zwei-Photon-Ereignisse eine gewisse Rolle. Sie zeichnen sich ebenso wie semileptonische $b \rightarrow u$ -Ereignisse durch Vorhandensein schneller Leptonen und eine hohe fehlende Energie aus. Verursacht wird diese dadurch, daß in solchen Ereignissen die Elektronen und Positronen des Strahls häufig nur unter geringem Impulsaustausch aneinander gestreut werden und daher oft ihre ursprüngliche Richtung nahezu beibehalten. Dadurch geraten sie in eine Detektor-Region, in der sie mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht nachgewiesen werden können. Wenn beide Leptonen auf diese Weise verloren gehen, stellt das Ereignis keine Untergrundquelle mehr dar, weil in ih-

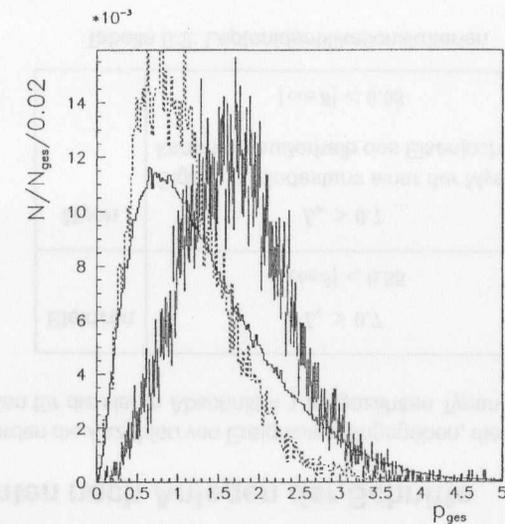


Abbildung 4.17: Die Verteilungen des fehlenden Impulses in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit semileptonischem $b \rightarrow u$ -Zerfall (mit Fehlerbalken) und in $q\bar{q}$ -Ereignissen (durchgezogene Linie) sowie in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit hadronischem $b \rightarrow u$ -Zerfall (gestrichelte Linie)

nen praktisch nur leichte Quarks und daher kaum schnelle Leptonen aber auch nur wenige schnelle Hadronen erzeugt werden.

In solchen Ereignissen, in denen nur das eine der beiden gestreuten Leptonen nachgewiesen wird, schließt der fehlende Impuls nur einen kleinen Winkel zur Strahlachse ein. Seine Richtung ist mit der Ladung des gefundenen Leptons korreliert. Zwei-Photon-Ereignisse werden daher sehr effektiv dadurch unterdrückt, daß man nur Werte von höchstens 0.9 für das Produkt $q \cdot \cos \theta_{mis}$ aus Ladung des gefundenen Elektrons oder Positrons und Cosinus des Winkels zwischen fehlendem Impuls und Strahlachse zulässt [ARG90]. Gleichzeitig gehen aber nur 2.5% der semileptonischen $b \rightarrow u$ -Ereignisse verloren.

Eine weitere Untergrundquelle stellt die Konversion von Photonen in ein Elektron-Positron-Paar dar. Wegen der Energieerhaltung kann der Konversionsprozess nur in der Nachbarschaft von Detektormaterial stattfinden. Auch dann sind die Ruhemassen der erzeugten Paare noch sehr nahe bei 0. Die Ruhemasse des Elektron-Positron-Systems kann daher zur Identifikation solcher Paare dienen. Der bei ARGUS übliche Schnitt von $m_{e^+e^-} > 0.1\text{GeV}$ kommt auch hier zur Anwendung.

Am effektivsten ist aber die Unterdrückung der Produkte der Konversion von Photonen durch die Forderung, daß der Entstehungspunkt des Elektrons oder Positrons, der durch das Rekonstruktionsprogramm festgelegt wird, innerhalb des Strahlrohres liegen soll.

Kapitel 5

Ergebnisse und Interpretation

Dieses Kapitel beschreibt, wie die im vorangegangenen Kapitel erläuterten Verfahren auf die zur Verfügung stehenden physikalischen und simulierten Daten angewandt wurden, und, welche Ergebnisse damit erzielt wurden. Hierzu werden zunächst die Parameter der Schnitte aufgezählt (Abschnitt 5.1) und danach die Zahlen der akzeptierten Ereignisse für die verschiedenen Datentypen angegeben (Abschnitt 5.2). Zur Rekonstruktion der Zahl der tatsächlich in den ARGUS-Daten vorhandenen semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfälle werden anschließend die Akzeptanzen berechnet (Abschnitt 5.3). Schließlich wird eine physikalische Interpretation der Ergebnisse versucht (Abschnitt 5.4) und mit den Ergebnissen früherer Analysen verglichen (Abschnitt 5.7).

Die physikalische Aussage, die aus diesen Daten gewonnen werden soll, ist die über den Betrag des Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrixelementes V_{ub} . Um von den systematischen Fehlern der Analyse unabhängiger zu werden, bestimmt man $|V_{ub}|$ in Einheiten von $|V_{cb}|$, also $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$. Durch diese Quotientenbildung löschen sich die Einflüsse von diversen experimentellen Unsicherheiten zu einem großen Teil gegenseitig aus, wie z.B. Fehler bei der Bestimmung der Akzeptanz mit Hilfe der Monte-Carlo-Daten oder die der Anzahl der in den Daten vorhandenen B -Mesonen.

Die Matrixelemente errechnen sich aus den semileptonischen $b \rightarrow u$ - und $b \rightarrow c$ -Verzweigungsverhältnissen der B -Mesonen. Diese sind proportional zu der Zahl der semileptonischen $b \rightarrow u$ - bzw. $b \rightarrow c$ -Zerfälle, die beim ARGUS-Experiment aufgetreten sind. Zur Ermittlung dieser Anzahlen wird das Leptonimpulsspektrum in den Bereichen 2.3 bis 2.8 GeV für $b \rightarrow u$ - und 2.0 bis 2.3 GeV für $b \rightarrow c$ -Zerfälle herangezogen und mit der jeweiligen Akzeptanz gewichtet. Die Akzeptanz ergibt sich aus Untersuchungen mit simulierten Daten.

5.1 Festlegung der Schnittgrößen und -parameter

Im vorangegangenen Kapitel wurde bereits angedeutet, daß in der endgültigen Analyse eine Kombination der vorgestellten Möglichkeiten zur Anwendung kommt, d.h. sowohl klassische Schnitte an einzelnen Variablen, durch ein logisches UND verknüpft, als auch eine aus mehreren Variablen gebildete Wahrscheinlichkeit. Tabelle 5.1 gibt an, welche Variablen für klassische

Schnitte verwendet werden, und, welche Bereiche jeweils für die einzelnen Größen zugelassen werden.

Variable	Untergrenze	Obergrenze
$\sum_J p_T$	0.80 GeV	
m_{max}		3.15 GeV
H_2		0.70
p_{ges}	0.75 GeV	2.90 GeV
Π_l	0.80	
S		-0.37

Tabelle 5.1: Schnitte zur Unterdrückung von Kontinuumsbeiträgen. Die Variablen sind in den Abschnitten 4.5.2, 4.5.4 und 4.5.5 erklärt.

Die Tabelle enthält auch die Probabilitäts-Variable S , weil diese als Schnittgröße genauso behandelt wird, wie jede andere Variable. S setzt sich aus den physikalischen Variablen $\sum_J p_T$, $\overline{\cos \theta_{thr}}$, m_{max} , H_2 , Π_l und Π_{2l} zusammen, die in den Abschnitten 4.5.4 und 4.5.5 definiert wurden.

Zusätzlich gilt die Forderung, daß das ausgewählte Teilchen den höchsten im Ereignis gemessenen Impuls tragen soll, sowie die in Tabelle 5.3 aufgeführten Beschränkungen der Ereignis- und Spurqualität.

Das Teilchen wird als Lepton durch die in Tabelle 5.2 angegebenen Kriterien identifiziert. Elektronen müssen zusätzlich die Forderungen von Tabelle 5.4 erfüllen, die sicherstellen sollen, daß Elektronen aus Zwei-Photon-Ereignissen und aus Photonkonversion nicht zum Untergrund beitragen.

5.2 Zählraten nach Anlegen der Schnitte

In Tabelle 5.5 werden die Anzahlen von Ereignissen angegeben, die alle Schnitte überleben. Die Zahlen werden für die vier in Abschnitt 4.1 aufgezählten Typen von Daten und für zwei

Elektron	$L_e > 0.7$ $ \cos \theta < 0.85$
Myon	$L_\mu > 0.7$ Signal in mindestens einer der Myonkammern außerhalb des Eisenjoches $ \cos \theta < 0.68$

Tabelle 5.2: Leptonidentifikationskriterien

	Variable	Untergrenze	Obergrenze	Bedeutung
Ereignis	R	-10	0	Runflag
	r_V		2cm	Abstand des Vertex von der Strahlachse
	z_V		4cm	horizontaler Abstand des Vertex vom Detektormittelpunkt
	N_{tot}	6		Multiplizität
alle Spuren	$ \cos \theta $		0.92	Winkel zur Strahlachse
	p_n	0.08GeV		Impuls von neutralen Teilchen
	p_c	0.03GeV		Impuls von geladenen Teilchen
	$d_{V,r}$		1.5cm	radialer Abstand von Spuren zum Vertex
	$d_{V,z}$		10cm	horizontaler Abstand von Spuren zum Vertex
	χ_V^2		200.	Beitrag der Spur zum χ^2 des Vertexfits
ausgewählte Spur	$\frac{\sigma(p)}{p}$		0.02	relativer Impulsfehler

Tabelle 5.3: Schnitte zur Sicherstellung der Qualität von Ereignissen und Spuren. Die Variablen sind, soweit notwendig, in den Abschnitten 3.4, 4.4.2 und 3.5 erklärt.

	Variable	Untergrenze	Obergrenze
Unterdrückung von Zwei-Photon-Ereignissen	$q \cdot \cos \theta_{mis}$		0.9
Unterdrückung konvertierter Photonen	$m_{e^+e^-}$	0.1GeV	

Tabelle 5.4: Unterdrückung von Elektronen aus speziellen Quellen. Die Variablen sind in Abschnitt 4.5.6 erklärt.

Datentyp			Impulsbereich [GeV]	
			2.0 – 2.3	2.3 – 2.8
Experiment	$\Upsilon(4S)$ -Energie	N_Υ	961.0 ± 31.0	102.0 ± 10.1
	Kontinuum	N_{Kont}	31.7 ± 5.6	6.8 ± 2.6
Simulation	Ereignisse mit $b \rightarrow u$	$N_{MC,b \rightarrow u}$	361.0 ± 19.0	124.0 ± 11.1
	Ereignisse ohne $b \rightarrow u$	$N_{MC,b \rightarrow c}$	701.0 ± 26.5	10.0 ± 3.2

Tabelle 5.5: Ereigniszahlen nach allen Schnitten.

Impulsbereiche angegeben. Die Tabelle definiert auch die Abkürzungen, die im folgenden verwendet werden. Nicht-ganzzahlige Zählraten kommen durch die Multiplizitätsskalierung von Kontinuumsdaten zustande. Die angegebenen Fehler sind jeweils die statistischen Fehler.

Die Zahl $N_{b \rightarrow u}$ der vermutlich aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen stammenden Leptonen im Impulsbereich 2.3 – 2.8GeV, die alle Schnitte überlebt haben, ergibt sich durch Subtraktion der luminositäts-skalierten Anzahl der übriggebliebenen Kontinuumsereignisse und der Anzahl der $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse ohne $b \rightarrow u$ -Zerfall von der Zahl der bei $\Upsilon(4S)$ -Energien gefundenen Ereignisse:

$$N_{b \rightarrow u} = N_\Upsilon - N_{MC,b \rightarrow c} - F_C \cdot N_{Kont} = 77.0 \pm 12.0$$

Etwa 5 ± 2 dieser Ereignisse gehen auf das Konto von $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen und durch Hadronen vorgetäuschter Leptonen ("Fakes"). Sie sind ebenfalls zu subtrahieren. Mit $N_{MC,b \rightarrow c}$ hängt $N_{b \rightarrow u}$ geringfügig von dem in der Simulation verwendeten physikalischen Modell ab. Für die hier angegebenen Zahlen wurden Monte-Carlo-Daten mit dem ISGW-Modell verwendet. Der Einfluß des Modells auf das Ergebnis wird im Abschnitt 5.3.1 besprochen.

Der bei der Subtraktion verbleibende Überschuß ist die Schlüsselzahl für das Ergebnis der Analyse. Er wird deshalb in den weiteren Abschnitten genauer auf seine physikalische Bedeutung untersucht. Die Bilder 5.1 und 5.2 veranschaulichen die Subtraktion anhand der beteiligten Impulsspektren.

Die beiden Impulsbereiche dienen zur Ermittlung der Zählraten von Leptonen aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen im Bereich 2.3 bis 2.8GeV einerseits und aus $b \rightarrow c$ -Zerfällen im Bereich 2.0 bis 2.3GeV andererseits. Zur Unterscheidung wird im Zweifelsfall ein weiterer Index $N^>$ für den hohen bzw. $N^<$ für den niedrigen Impulsbereich benutzt.

5.3 Die Akzeptanzen

Um aus den oben angegebenen experimentellen Zählraten die Zahl der ursprünglich vorhandenen $b \rightarrow u$ -Zerfälle zu bestimmen, sind die Untersuchungen mit den Monte-Carlo-Daten notwendig. Der Satz von simulierten $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfällen wird denselben Auswahlkriterien unterworfen wie die physikalischen Daten, um den Faktor zu bestimmen, um den sie dadurch reduziert werden. Die Akzeptanz ist der Reduktionsfaktor,

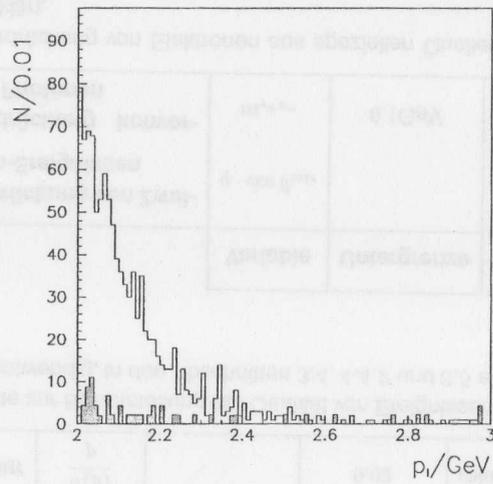


Abbildung 5.1: Leptonenspektrum zwischen 2 und 3 GeV: Auf $\Upsilon(4S)$ -Energien als Histogramm, auf Kontinuums-Energien schraffiert. Das Kontinuumspektrum ist skaliert.

definiert durch

$$A = \frac{N}{V}.$$

Hier steht N für die Zahl der überlebenden ("nach allen Schnitten"), V für die Zahl der generierten ("vorher vorhandenen") Zerfälle. Die Akzeptanz für semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle im hohen Impulsbereich ist also beispielsweise

$$A_{b \rightarrow u} = \frac{N_{MC, b \rightarrow u}^>}{V_{MC, b \rightarrow u}}.$$

Aus den Untersuchungen mit Monte-Carlo-Datensätzen des ISGW-Modells ergeben sich die folgenden Zahlenwerte:

$$\begin{aligned} A_{b \rightarrow c}^< &= (8.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \\ A_{b \rightarrow c}^> &= (1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

Die angegebenen statistischen Fehler an der Akzeptanz ergeben sich aus der Varianz der Binomialverteilung:

$$\sigma_A = \frac{\sqrt{N \cdot (1 - A)}}{V}.$$

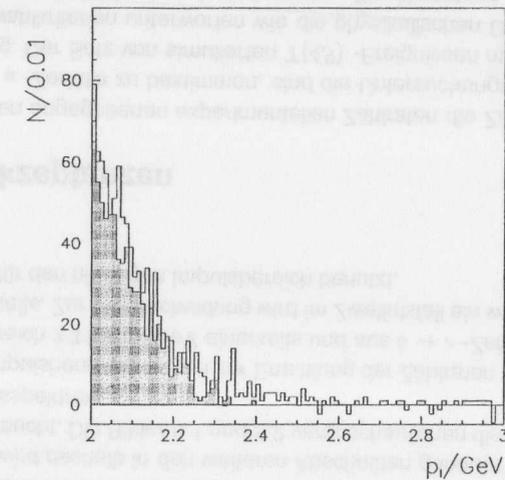


Abbildung 5.2: Leptonenspektrum zwischen 2 und 3 GeV: Die Differenz zwischen den beiden im Bild 5.1 gezeigten Spektren. Daneben ist schraffiert das Spektrum aus dem Monte-Carlo für $b \rightarrow c$ -Zerfälle dargestellt.

5.3.1 Modellabhängigkeit der Akzeptanz

Die aus den oben angegebenen Zahlen zu errechnende Akzeptanz für semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle gegen die in dieser Analyse angelegten Schnitte ist nur für ein bestimmtes Modell, nämlich das ISGW-Modell (siehe Abschnitt 2.2) gültig, welches als Grundlage für die Monte-Carlo-Datensätze diente. Um die Akzeptanzen für andere Modelle zu ermitteln, sind entsprechende Untersuchungen mit weiteren Monte-Carlo-Daten nötig. Die volle Simulation von ausreichend vielen $b \rightarrow u$ -Zerfällen ist jedoch eine aufwendige Prozedur (siehe Abschnitt 4.2). Vor allem die Simulation des Detektors benötigt sehr viel Zeit und Computerressourcen. Glücklicherweise ist sie vermeidbar. Der Einfluß des Modells auf die Akzeptanz besteht nämlich ausschließlich in der Impulsverteilung der ausgewählten Teilchen. Die anderen verwendeten Größen dienen nur der Unterscheidung zwischen $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen und Kontinuumsereignissen und sind daher wesentlich von den Eigenschaften der $b \rightarrow c$ -Zerfälle bzw. der Kontinuumsereignisse bestimmt, also unabhängig vom Modell für die $b \rightarrow u$ -Zerfälle. Zudem ist die Impulsverteilung der bedeutendste phänomenologische Unterschied zwischen den Modellen für semileptonische Zerfälle. Die weiteren Freiheitsgrade, die sich in einem Parameter "Masse des hadronischen Restsystems nach dem B -Zerfall" zusammenfassen lassen, wirken sich nicht oder nur in verschwindend geringem Maß auf die Verteilungen der Schnittvariablen in Tabelle 5.1 aus. Diese Überlegungen wurden mit Hilfe von kleineren aus anderen Modellen gewonnenen Monte-Carlo-Datenmengen

im Rahmen der statistischen Fehler bestätigt.

Im Grunde ist also nur der Einfluß der Beschränkung auf den Impulsbereich 2.3 bis 2.8 GeV auf die Akzeptanz modellabhängig zu untersuchen. Fazit ist, daß es auf einfache Weise möglich ist, die Akzeptanz in einen modellabhängigen und einen modellunabhängigen Teil zu faktorisieren:

$$A_{b \rightarrow u} = a_a \cdot a_u. \quad (5.1)$$

a_a steht für den modellabhängigen Teil, im folgenden kurz "modellabhängige Akzeptanz" genannt, a_u für den modellunabhängigen.

Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Grenzen des Impulsintervalls sich auf den rekonstruierten Impuls beziehen, der im Rahmen der Messfehler vom tatsächlichen Impuls, im Monte-Carlo also vom generierten Impuls abweichen kann. Aus diesem Grund besteht auch für Teilchen mit Impulsen unter 2.3 eine geringe Wahrscheinlichkeit, den Impulsschnitt unbeanstandet zu passieren, und umgekehrt können Teilchen, deren wahre Impulse im akzeptierten Bereich liegen, unter Umständen aufgrund eines zu niedrigen gemessenen Impulses verworfen werden.

Aus dem Gesagten ergibt sich die folgende Definition der modellabhängigen Akzeptanz:

$$a_a = \frac{\int_0^\infty \mathcal{P}(p) V(p) dp}{\int_0^\infty V(p) dp} \quad (5.2)$$

Hierin steht $V(p)$ für die Verteilung der Impulse der Leptonen aus semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfällen vor allen Schnitten. $\mathcal{P}(p)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen mit dem wahren Impuls p als Teilchen mit einem Impuls zwischen 2.3 und 2.8 GeV registriert wird. Diese Wahrscheinlichkeit ist in der Abbildung 5.3 dargestellt. Auch $\mathcal{P}(p)$ ist modellunabhängig und kann daher mit Hilfe eines beliebigen Monte-Carlo-Datensatzes bestimmt werden. Zum Übertragen der so bestimmten Verteilung auf andere Modelle ist eine Approximation durch eine analytische Funktion nützlich.

$$\mathcal{P}(p) = \frac{v_1}{1 + e^{\frac{v_2 - p/\text{GeV}}{v_3}}} \quad (5.3)$$

mit

$$v_1 = 0.87$$

$$v_2 = 2.3$$

$$v_3 = 0.024$$

beschreibt die Verteilung mit einem χ^2 von 0.34. Entsprechend wird der Schnitt $p > 2.0$ GeV durch die gleiche Funktion mit den Parametern

$$v_1 = 0.87$$

$$v_2 = 2.0$$

$$v_3 = 0.020$$

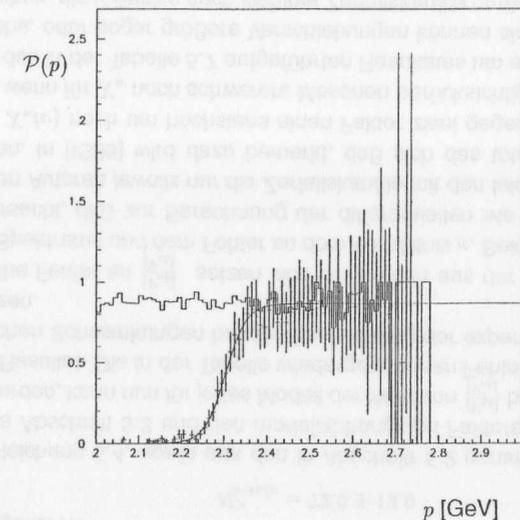


Abbildung 5.3: Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Leptonen (Histogramm) und die Wahrscheinlichkeit, daß der Impuls des rekonstruierten Teilchens im Bereich zwischen 2.3 und 2.8 GeV liegt (Fehlerbalken). Als durchgezogene Linie ist die im Text erläuterte Funktion zur analytischen Beschreibung dieser Wahrscheinlichkeit eingetragen.

bei $\chi^2 = 0.26$ beschrieben. Der Parameter v_1 entspricht der Rekonstruktionseffizienz für geladene Teilchen mit Impulsen oberhalb von 2.0 GeV [Kir97],[Lin92]. v_2 drückt den steilen Akzeptanzanstieg bei 2.3 GeV bzw. 2.0 GeV aus und v_3 beschreibt die Breite der ansteigenden Flanke. In ihr spiegelt sich die Impulsmessungenauigkeit wieder. Eine weiterer Term, der die theoretisch vorhandene entsprechende abfallende Flanke bei 2.8 GeV beschreiben würde, erübrigt sich wegen der geringen Wahrscheinlichkeit, daß so hohe Impulse überhaupt auftreten.

a_a repräsentiert den Einfluß der Beschränkung auf den Impulsbereich zwischen 2.3 und 2.8 GeV. Deswegen hat a_a einen großen Wert, wenn das Modell ein hartes Leptonimpulspektrum vorhersagt, einen kleinen, wenn ein weiches Leptonenspektrum vorhergesagt wird. In der Tabelle 5.6 werden die modellabhängigen Akzeptanzen für die in dieser Analyse untersuchten Modelle angegeben. Die Erweiterung auf andere Modelle ist mit Hilfe der Gleichungen 5.1, 5.2 und 5.3 jederzeit möglich.

Die in der Tabelle aufgeführten statistischen Fehler sind, außer beim ISGW-Modell, aus den Fehlern der Parameter der Funktion $\mathcal{P}(p)$ errechnet. Sie reflektieren daher die statistischen Fehler der in Bild 5.3 gezeigten Verteilung und sind damit in der gleichen Größenordnung wie die Fehler an der modellabhängigen Akzeptanz zum ISGW-Modell, mit dem Bild 5.3 erzeugt wurde.

Modell	Impulsbereich[GeV]	
	2.0 – 2.3	2.3 – 2.8
ISGW	0.184 ± 0.004	0.088 ± 0.003
ISGW2	0.217 ± 0.005	0.129 ± 0.005
BSW	0.246 ± 0.006	0.170 ± 0.006
KS	0.186 ± 0.004	0.210 ± 0.007
ACCMM	0.163 ± 0.004	0.097 ± 0.003

Tabelle 5.6: Modellabhängige Akzeptanzen für die untersuchten Modelle

Eine Modellabhängigkeit der Akzeptanz für die $b \rightarrow c$ -Zerfälle ist nicht zu erwarten und auch nicht erkennbar. Der Grund dafür ist, daß die Impulsspektren von $b \rightarrow c$ -Zerfallsprodukten wohlbekannt sind und daher auch von den Modellen gut wiedergegeben werden [ARG93], [RB95]. Insbesondere wurde das Spektrum schneller Leptonen des verwendeten Monte-Carlo-Datensatzes auf seine Übereinstimmung mit dem tatsächlichen Spektrum geprüft [Tza95].

5.4 Bestimmung von V_{ub} in Einheiten von V_{cb}

Zur Bestimmung des Verhältnisses $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ muß weder die Zahl der B -Mesonen, noch eines der Verzweungsverhältnisse $BR(b \rightarrow ul\nu)$ oder $BR(b \rightarrow cl\nu)$ als bekannt vorausgesetzt werden. Man benötigt dazu neben den experimentellen Zählraten $N_{\Gamma}^>$, $N_{\Gamma}^<$, $N_{\text{Kont}}^>$ und $N_{\text{Kont}}^<$ lediglich die Akzeptanzen $A_{b \rightarrow ul\nu}^>$, $A_{b \rightarrow ul\nu}^<$, $A_{b \rightarrow cl\nu}^>$ und $A_{b \rightarrow cl\nu}^<$.

$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ ist gemäß Gleichung 2.5 gegeben durch

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = \sqrt{\frac{N_{b \rightarrow ul\nu}^>/A_{b \rightarrow ul\nu}^>}{N_{b \rightarrow cl\nu}^</A_{b \rightarrow cl\nu}^<} \kappa^{-1}}.$$

Hierin sind $N_{b \rightarrow ul\nu}^>$ und $N_{b \rightarrow cl\nu}^<$ auszudrücken durch

$$\begin{aligned} N_{b \rightarrow ul\nu}^> &= N_{\Gamma}^> - F_{\mathcal{L}} N_{\text{Kont}}^> - N_{b \rightarrow cl\nu}^> \\ N_{b \rightarrow cl\nu}^< &= N_{\Gamma}^< - F_{\mathcal{L}} N_{\text{Kont}}^< - N_{b \rightarrow ul\nu}^< \end{aligned}$$

Verwendet man die Tatsache, daß

$$\begin{aligned} \frac{N_{b \rightarrow ul\nu}^<}{N_{b \rightarrow ul\nu}^>} &= \frac{N_{\text{MC},b \rightarrow ul\nu}^<}{N_{\text{MC},b \rightarrow ul\nu}^>} = \frac{A_{b \rightarrow ul\nu}^<}{A_{b \rightarrow ul\nu}^>} \quad \text{und} \\ \frac{N_{b \rightarrow cl\nu}^>}{N_{b \rightarrow cl\nu}^<} &= \frac{N_{\text{MC},b \rightarrow cl\nu}^>}{N_{\text{MC},b \rightarrow cl\nu}^<} = \frac{A_{b \rightarrow cl\nu}^>}{A_{b \rightarrow cl\nu}^<} \end{aligned}$$

sowie die Abkürzung

$$D := N_{\Gamma} - F_{\mathcal{L}} N_{\text{Kont}},$$

dann kann man die Unbekannten $N_{b \rightarrow ul\nu}^>$, $N_{b \rightarrow cl\nu}^>$, $N_{b \rightarrow ul\nu}^<$ und $N_{b \rightarrow cl\nu}^<$ eliminieren und erhält den folgenden Ausdruck für das Matrixelement:

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = \sqrt{\kappa^{-1} \cdot \frac{D^> A_{b \rightarrow cl\nu}^< - D^< A_{b \rightarrow cl\nu}^>}{D^< A_{b \rightarrow ul\nu}^> - D^> A_{b \rightarrow ul\nu}^<}}} \quad (5.4)$$

Wenn man näherungsweise annimmt, daß $A_{b \rightarrow cl\nu}^> = 0$, und verwendet, daß $D^> \ll D^<$ und $A_{b \rightarrow ul\nu}^> \sim A_{b \rightarrow ul\nu}^<$, dann vereinfacht sich der Ausdruck zu

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = \sqrt{\kappa^{-1} \cdot \frac{D^> A_{b \rightarrow cl\nu}^<}{D^< A_{b \rightarrow ul\nu}^>}}$$

Dieser Ausdruck ist identisch mit dem Ergebnis eines vereinfachten Ansatzes, in dem die gesamte Zählrate $D^>$ zwischen 2.3 und 2.8 GeV den $b \rightarrow u$ -Zerfällen und die gesamte Zählrate $D^<$ zwischen 2.0 und 2.3 GeV den $b \rightarrow c$ -Zerfällen zugeordnet wird. Die Näherung wird hier jedoch nur zur Veranschaulichung des Ergebnisses 5.4 eingeführt. Für die Ermittlung der Resultate wird sie nicht vollzogen.

5.5 Ergebnisse

Ergebnis dieser Arbeit ist die Möglichkeit, die Werte von $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ anzugeben, die sich aus dem ARGUS-Leptonenspektrum bei hohen Impulsen für verschiedene theoretische Modelle ergeben. Die wichtigste Größe bei dieser Berechnung, nämlich die Zahl der verbleibenden Leptonen im Impulsbereich 2.3 bis 2.8 GeV nach Abzug aller Untergründe wurde bereits im Abschnitt 5.2 genannt:

$$N_{b \rightarrow ul\nu}^> = 72.0 \pm 12.0$$

Aus der Gleichung 5.4, sowie aus den in Abschnitt 5.2 genannten Zählraten, den Akzeptanzen aus Abschnitt 5.3 und den modellabhängigen Faktoren κ , die in Abschnitt 2.3 angegeben wurden, kann nun für jedes Modell der Wert von $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ berechnet werden. Tabelle 5.7 zeigt das Resultat. Die in der Tabelle wiedergegebenen Fehler berücksichtigen die statistisch möglichen Schwankungen bei der Bestimmung der experimentellen Zählraten und der Akzeptanzen.

Theoretische Fehler an $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ setzen sich zusammen aus der Unsicherheit in der Wiedergabe des Spektrums und dem Fehler an dem Verhältnis κ . Beide sind jeweils wesentlich dadurch verursacht, daß zur Berechnung der differentiellen wie der integrierten Zerfallsbreiten von den Autoren jeweils nur die Zerfallskanäle mit den leichteren Mesonen berücksichtigt wurden. In [IS95] wird dazu bemerkt, daß sich das totale Verzweungsverhältnis $Br(B \rightarrow X_u l \nu)$ noch um höchstens einen Faktor zwei gegenüber dem angegebenen ändern kann, wenn für X_u noch schwerere Mesonen berücksichtigt würden. Dies würde eine Änderung des in der Tabelle 5.7 aufgeführten Resultates um einen Faktor $\sqrt{2}$ zur Folge haben. Ähnliche, oder sogar größere Verschiebungen können sich noch bei den anderen Modellen ergeben, die teilweise noch weniger Zerfallskanäle berücksichtigen.

Modell	$\frac{ V_{ub} }{ V_{cb} }$
ISGW	0.131 ± 0.013
ISGW2	0.092 ± 0.009
BSW	0.091 ± 0.008
KS	0.078 ± 0.007
ACCMM	0.085 ± 0.008

Tabelle 5.7: Das aus den Daten ermittelte Matrixelement V_{ub} in Einheiten von V_{cb} für die betrachteten Modelle

Zusätzlich ist in einigen Quellen noch ein theoretischer Fehler auf die Zerfallsraten für einzelne Zerfälle angegeben der unabhängig davon zu berücksichtigen ist. [IS95] geben an, daß der gesamte theoretische Fehler für die Extraktion des Verhältnisses $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ aus dem Endpunkt des inklusiven Leptonenspektrums um 50% anzunehmen ist. Fehler aus den von [BSW85] und [KS87] angegebenen Modellen dürften aus dem genannten Grund eher noch darüber liegen.

Der Fehler am Modell von [Alt82] wird vor allem durch die Freiheit im Parameter p_F (Mittlerer Impuls des b -Quarks im B -Meson) bestimmt. Auch dieser kann eine Unsicherheit von bis zu 50% verursachen.

Im Rahmen dieser Fehler kann keine erhebliche Differenz zwischen den mit den einzelnen Modellen erzielten Ergebnissen verzeichnet werden. Die gegenseitigen Verhältnisse stimmen natürlicherweise mit denen früherer Untersuchungen überein. Interessant ist die augenfällige Abweichung zwischen den Modellen ISGW und ISGW2. Eine Reduktion war zwar von [SI94] vorhergesagt worden, jedoch nicht in diesem Umfang. Die vorliegende Messung ist aber in Übereinstimmung mit der entsprechenden Messung des CLEO-Experimentes [CLEO93]: [BH95] geben für das mit der CLEO-Messung und dem ISGW2-Modell bestimmte Verhältnis $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ einen Wert von 0.083 ± 0.012 an.

5.6 Systematische Fehler

Fehler durch statistische Abweichungen, die bei der Ermittlung von Zählraten allgemein und damit auch bei der Bestimmung der Akzeptanz eine Rolle spielen, sind in den in Tabelle 5.7 angegebenen Fehlergrenzen berücksichtigt. Daneben gibt es eine Reihe von systematischen Fehlern, die zu reduzieren zwar eines der Hauptanliegen dieser Analyse war, die sich aber nicht vollständig vermeiden lassen.

Sie können in drei Kategorien eingeteilt werden:

Fehler, die durch die Untergrundsubtraktion verursacht werden:

- Fehler an der Gesamtnormierung
- Verbleibender Fehler der Multiplizitätsskalierung
- Erwähnter Fehler der Energieskalierung

Fehler auf Grund der Verwendung von Monte-Carlo-Daten:

- Falsche Beschreibung der Identifikationsverteilungen
- Auswirkung des Modells auf als modellunabhängig angenommene Schnittvariablen
- Beschreibung des Impulsschnittes $2.3 < p/\text{GeV} < 2.8$ durch die Funktion \mathcal{P} .

Fehler als Folge technischer Änderungen am Detektor:

- Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten oder Impulsfehler, die sich mit der Zeit ändern

5.6.1 Fehler der Untergrundsubtraktion

Fehler an der Gesamtnormierung

Der Luminositätsfaktor F_L wird durch die Zählung der Bhabha-Ereignisse bestimmt. Die Statistik dieser Ereignisse ist sehr hoch. Der Fehler an der Luminosität wird von einem systematischen Fehler in Höhe von 1.8% dominiert [Has88]. Bei der Bildung des Quotienten F_L (siehe Abschnitt 4.4.1) heben sich diese systematischen Fehler größtenteils auf, so daß der verbleibende systematische Fehler vernachlässigbar ist.

Fehler der Multiplizitäts- und Energieskalierung

Die Multiplizitätsskalierung trägt einen Fehler infolge der Verwendung einer Funktion, die die Multiplizitätsverteilungen nicht völlig beschreibt. Die Energieskalierung kann aus dem in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Grund nicht perfekt sein. Der aus Multiplizitäts- und Energieskalierung resultierende Fehler kann mit dem in Abschnitt 4.4.4 durchgeführten Test abgeschätzt werden. Die dort festzustellenden Differenzen zwischen den Impulsspektren aus unskalierten Teilchen und denen aus skalierten Teilchen von anderen Schwerpunktsenergien im Bereich oberhalb von 2GeV implizieren eine systematische Abweichung um bis zu 3% zwischen beschriebenem und zu beschreibendem Untergrund. Dies bewirkt einen systematischen Fehler von 2% an der Größe $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$.

5.6.2 Fehler des Monte-Carlo

Fehler durch die vom Monte-Carlo nicht exakt wiedergegebenen Lepton-Likelihood-Verteilungen

Die Unterschiede zwischen den Effizienzen von Schnitten an den Lepton-Likelihood-Variablen in experimentellen Daten und in Monte-Carlo-Daten bewegen sich je nach Schnittgrenze im Bereich von weniger als ein bis zwei Prozent [Kir98]. $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ kann dadurch einen systematischen Fehler von bis zu einem Prozent erhalten.

Als Leptonen mißidentifizierte Hadronen sind für den systematischen Fehler von Interesse, soweit sie von den Monte-Carlo-Simulationen nicht richtig wiedergegeben werden.

Tatsächlich aber werden je nach Forderung an die Likelihood nur um 0.3 bis 0.8% aller Hadronen mit Impulsen über 2GeV als Leptonen identifiziert [Kir98]. Selbst wenn von der Simulation erheblich zu viel oder zu wenig Hadronen in diesem Impulsbereich vorgetäuscht würden, würde ein systematischer Fehler von weniger als 0.2% resultieren.

Auswirkung des Modells auf als modellunabhängig angenommene Schnittvariablen

Die Auswirkung unterschiedlicher Modelle auf andere Schnittvariablen als den Leptonimpuls wurde mit Hilfe kleinerer Mengen von Monte-Carlo-Daten getestet und kann im Rahmen der statistischen Fehler nicht nachgewiesen werden. Als obere Grenze für eine eventuelle systematische Abweichung muß daher der statistische Fehler bei diesen Tests angenommen werden. Er liegt bei jeweils 4%.

Beschreibung des Impulsschnittes durch die Funktion \mathcal{P}

Zur Ermittlung der Parameter der Funktion \mathcal{P} wurde Information über die Impulse der generierten Teilchen verwendet, die nach der Rekonstruktion in den entsprechenden Impulsbereich fallen. Dazu ist eine Zuordnung von generierter zu rekonstruierter Spur nötig. Die klassische und in der Analysesprache KAL [Alb85] realisierte Methode besteht darin, die Driftkammerdrähte und Schauerzähler nach Übereinstimmungen abzusuchen, die einerseits von der generierten Spur gesetzt wurden, andererseits für die Rekonstruktion verwendet wurden. Da ein Driftkammerdraht von zwei weit voneinander entfernten Teilchen im gleichen Ereignis angesprochen werden kann, und da keine Information über Massen, Ladungen und Impulse der Teilchen verwendet werden, kann es zu Verwechslungen kommen.

Eine verbesserte Methode besteht deswegen darin, außerdem darauf zu achten, daß die Ladungen übereinstimmen und die Impulse im Rahmen der Messfehler nicht zu stark voneinander abweichen [Rei98]. In dieser Analyse wurde die Methode noch weiter verfeinert, indem simultan jedes rekonstruierte Teilchen des Ereignisses zu einem eindeutig bestimmten generierten Teilchen zugeordnet wurde.

Natürgemäß lassen sich keine Raten für falsche Zuordnung angeben, weil man dazu die richtige Zuordnung kennen müsste. Die beste Prüfung kann nur mit dem Auge erfolgen, indem man Ereignisse auf geeignete Art abbildet und die generierten mit den rekonstruierten Teilchen vergleicht. Eine solche Überprüfung hat keine fehlerhafte Zuordnung in mehreren 100 Monte-Carlo-Ereignissen erkennen lassen.

Der systematische Fehler, der durch eine falsche Parametrisierung der Funktion \mathcal{P} verursacht wird, kann abgeschätzt werden, indem man die modellabhängigen Akzeptanzen mit denjenigen vergleicht, die bei einem unendlich steilen Anstieg der Flanke beim Impuls 2.3GeV ermittelt wird. Die Abweichung beträgt demnach bis zu 2%.

5.6.3 Fehler durch technische Änderungen

Eine sorgfältige Kalibration der Detektorkomponenten sollte vermeiden, daß sich deren Messverhalten von Experiment zu Experiment ändert. Die Auswirkung eines evtl. verblei-

Experiment	Skalierungsfaktor
2	2.34
4	2.44
5	1.78
6	8.43
7	0.14
8	3.77
9	2.48
alle	2.21

Tabelle 5.8: Luminositätsfaktoren für die einzelnen Experimente und für alle Experimente zusammen

benden Fehlers auf die Messung kann reduziert werden, indem die Luminositäts-Skalierung und Subtraktion für jedes Experiment separat vorgenommen wird. Tatsächlich ergibt sich dabei im Rahmen des statistischen Fehlers keine Änderung des Messergebnisses, jedoch erhöhen sich die statistischen Fehler beträchtlich. Das liegt daran, daß es Experimente gibt, bei denen kaum Kontinuumsdaten genommen wurden, dafür große Mengen von Daten bei $\Upsilon(4S)$ -Energien (Experimente 6 und 8). Infolgedessen ist hier der experimentsspezifische Luminositätskalierungsfaktor besonders groß und erhöht den Beitrag des statistischen Fehlers vom abgezogenen Kontinuumsuntergrund entsprechend. Die Luminositätsfaktoren für die einzelnen Experimente zeigt Tabelle 5.8.

Dieser Test läßt also keinen durch die zeitliche Änderung des Detektors verursachten Fehler erkennen. Da für beide Methoden die gleichen Daten verwendet werden, sind die Messungen nicht statistisch unabhängig, d.h. auch Verschiebungen im Rahmen der statistischen Fehler können zu einer Aussage über den systematischen Fehler interpretiert werden. Das führt in diesem Fall zu einer oberen Abschätzung des systematischen Fehlers von 2.1%.

Insgesamt ist also mit einem systematischen Fehler in der Höhe von 5.4% zu rechnen. Es ist jedoch festzuhalten, daß zur Ermittlung der Beiträge zu diesem Fehler in mehreren Fällen auf durch Statistik bedingte Obergrenzen zurückgegriffen werden musste. Das gilt insbesondere für den dominierenden Beitrag aus der Modellabhängigkeit. Es ist daher wahrscheinlich, daß der tatsächliche systematische Fehler deutlich unter dem angegebenen liegt.

5.7 Vergleich mit früheren Ergebnissen

Diese Analyse hat einen Vorgänger aus dem Jahr 1990 [ARG90]. Von diesem unterscheidet sie sich in den folgenden Punkten:

- Die Zahl der $\Upsilon(4S)$ - sowie die der Kontinuums-Ereignisse ist etwas höher: Die integrierte Luminosität bei $\Upsilon(4S)$ -Energien betrug in der alten Analyse 201pb^{-1} , in der vorliegenden 233pb^{-1} , im Kontinuum 69pb^{-1} in der alten, 106pb^{-1} in dieser Analyse. Das führt zu einem verminderten statistischen Fehler.
- Die durch die Kontinuumssubtraktion verursachten systematischen Fehler wurden durch die neuartige Skalierung reduziert. Effektiv wird dadurch mehr Untergrund subtrahiert. Außerdem erlaubt das Skalierungsverfahren die Ausdehnung des für die Subtraktion verwendbaren Energiebereiches und trägt daher zur Erhöhung der Luminosität bei.
- Die Verwendung der Probabilitäts- S -Variablen macht unter anderem die früher vorgenommene explizite Unterscheidung zwischen einem Datensample mit nur einem Lepton und einem mit zwei Leptonen pro Ereignis obsolet. Das wird durch die Berücksichtigung der Variablen Π_{2l} bei der Berechnung von S erreicht.
- Das Prinzip, zur Schnittoptimierung mit Hilfe der Gütefunktion andere Daten heranzuziehen als zur abschließenden Analyse, wurde konsequent eingehalten. Dadurch vermeidet man eine Scheinoptimierung in Form von "Effizienzlöchern", die durch statistische Fluktuationen der zur Untergrundsubtraktion verwendeten Kontinuumsdaten hervorgerufen werden.
- Es wurden mehrere neue und modifizierte Variablen zur Unterdrückung des Kontinuumsuntergrundes eingesetzt.

Gegenüber der Analyse von 1990 sanken die errechneten Werte für $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ um rund 20%. Die statistischen Fehler an $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ liegen bei 10% und sind damit etwa um ein Viertel bis ein Drittel geschrumpft. Zum Vergleich sind die Werte denen der aktuellen Messung in Tabelle 5.9 gegenübergestellt. Die Verschiebung erklärt sich vor allem durch die Reduktion des systematischen Fehlers: Eine Abwärts-Fluktuation des subtrahierten Untergrundes kann eine Differenz in der Größenordnung des statistischen Fehlers erzeugen. Hinzu kommt die Heraufsetzung des effektiven Skalierungsfaktors in Folge der Multiplizitätsskalierung, die zu Auswirkungen in der Größenordnung von 2 bis 5% führt.

Eine entsprechende Analyse des CLEO-Experimentes [CLEO93] liefert deutlich darunter liegende Ergebnisse: siehe Tabelle 5.9. Diese Werte sind erheblich kleiner als die der entsprechenden Vorgängeranalyse, die für das ISGW-Modell noch Beträge von 0.15 bis 0.19 errechnete. [BH95] benutzen die Messung von [CLEO93] zur Angabe eines $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ -Wertes für das ISGW2-Modell: 0.083 ± 0.012 sowie eines aus dem ACCMM und dem ISGW-Modell gebildeten Hybrids: 0.065 ± 0.010 . Zu der Analyse wurde etwa die vierfache Menge an $\Upsilon(4S)$ - und an Kontinuums-Ereignissen verwendet wie zu der vorliegenden.

Eine Analyse des Hadronspektrums an Stelle des Leptonspektrums, wie sie z.B. von [GR96] als verlässlichere Quelle für V_{ub} vorgeschlagen wird, wurde bisher noch nicht durchgeführt. Eine parallel zu der vorliegenden Analyse unternommene Untersuchung schlug aufgrund der zu geringen Statistik und des unbekanntes Untergrundes aus sogenannten Penguin-Zerfällen fehl.

	ISGW	ISGW2	BSW	KS	ACCMM
diese Analyse	0.131 ± 0.013	0.092 ± 0.009	0.091 ± 0.008	0.078 ± 0.007	0.085 ± 0.008
ARGUS [ARG90]	0.18 ± 0.02		0.12 ± 0.02	0.09 ± 0.01	0.10 ± 0.01
CLEO [CLEO93]	0.101 ± 0.010	0.083 ± 0.012 [BH95]	0.073 ± 0.007	0.056 ± 0.006	0.076 ± 0.008
$B \rightarrow \rho/\pi l \nu$ [CLEO96]		0.098 ± 0.009	0.084 ± 0.008	0.063 ± 0.006	

Tabelle 5.9: Vergleich der $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ -Resultate dieser Analyse mit denen aus früheren Messungen

Die Suche nach $b \rightarrow u$ -Zerfällen in exklusiven Kanälen war erst in jüngster Zeit erfolgreich. Die entsprechende Suche bei CLEO [CLEO96] lieferte Ergebnisse für die Kanäle $B \rightarrow \pi l \nu$ und $B \rightarrow \rho l \nu$. Daraus resultieren V_{ub} -Werte erheblich unter denen der ARGUS-Messung. Je nach Modell und Zerfallskanal liegt $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ hier leicht über 0.11 (BSW- und KS-Modell, π -Kanal) bis knapp unter 0.06 (KS-Modell, ρ -Kanal) bei Fehlern um 15%. Die Angaben in Tabelle 5.9 wurden aus dem Mittelwert der Messungen für den π - und den ρ -Kanal mit $|V_{cb}| = 0.0347 \pm 0.0016$ errechnet.

Zur Bestätigung, daß die im oberen Ende des Impulsspektrums gefundenen Leptonen tatsächlich aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen stammen, dient die explizite und vollständige Rekonstruktion einzelner Ereignisse, in denen eines der B -Mesonen semileptonisch in ein charmloses Meson zerfällt. Zwei solche Ereignisse findet [ARG91].

Die hier präsentierte Analyse gibt $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ -Werte an, die systematisch unter den bisher von ARGUS gemessenen liegen, oft aber innerhalb des statistischen Fehlers mit ihnen verträglich sind. Soweit die Messungen statistisch korreliert sind, erklären sich die Unterschiede durch die Reduktion des systematischen Fehlers, vor allem der Untergrundbeschreibung. Mit den von CLEO ermittelten $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ -Werten stimmen die hier vorgelegten erheblich besser überein. Gleichzeitig erreicht oder unterbietet die hier präsentierte Analyse die Fehlergrenzen der meisten bisherigen Untersuchungen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Untersuchung des Leptonenspektrums der $\Upsilon(4S)$ -Zerfallsprodukte bei ARGUS auf Anteile von semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfällen vorgenommen. Dazu wurde der Leptonimpulsbereich zwischen 2.0 und 2.8 GeV betrachtet. Der Bereich von 2.3 bis 2.8 GeV wird vorwiegend von Leptonen aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen gebildet. Der Bereich von 2.0 bis 2.3 GeV wird als Referenzbereich verwendet, um das Verhältnis zur Leptonproduktion durch $b \rightarrow c$ -Zerfälle zu ermitteln.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Beschreibung des Kontinuums-Untergrundes durch die bei anderen Schwerpunktsenergien gemessenen Daten und auf der Reduktion desselben durch Verwendung kinematischer Variablen. Dadurch wird einerseits der systematische Fehler minimiert, andererseits der statistische Fehler klein gehalten.

Es wurden nach Abzug der Untergründe 72 Leptonen zwischen 2.3 und 2.8 GeV gefunden. Die statistische Sicherheit dieser Zahl beträgt sechs Standardabweichungen. Resultat der Arbeit ist ein Zahlenwert für das Verhältnis aus den Beträgen der CKM-Matrixelemente V_{ub} und V_{cb} . Dieser hängt von den verwendeten Modellen ab. Verwendet man die heute allgemein am besten anerkannten Modelle ISGW2 und ACCMM mit gängigen Parametern, erhält man aus dieser Analyse einen Mittelwert von

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.088 \pm 0.010$$

Diese Zahl stimmt im Rahmen der Fehler gut mit dem aus den Angaben früherer Veröffentlichungen kompilierten weltweiten Mittelwert für $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ von 0.08 ± 0.02 [PDG96a] überein.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der eigentliche $b \rightarrow u$ -Übergang	12
2.2	Die vier Typen von $b \rightarrow u$ -Übergängen im B -Zerfall. a) Spectator-Zerfall mit externer W -Emission, b) Spectator-Zerfall mit interner W -Emission, c) Anihilation, d) W -Austausch	13
3.1	Hadronischer Wirkungsquerschnitt der e^+e^- -Paarvernichtung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Bereich der Υ -Resonanzen	22
3.2	Der Aufbau des ARGUS Detektors	23
3.3	Gemessener Energieverlust dE/dx von geladenen Teilchen in der Driftkammer und theoretische Vorhersagen für spezifische Energieverluste	32
3.4	Aus gemessenen Flugzeiten bestimmte Teilchenmassen	32
4.1	Luminosität der verwendeten ARGUS-Daten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie	37
4.2	Simultanfit an die Multiplizitätsverteilungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien E_{CMS} . Der Fitbereich reicht von den Multiplizitäten 8 bis 40. Nähere Erläuterungen im Text.	41
4.3	Wahrer Skalierungsfaktor für die Elektronen aus $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ bei einem Schwerpunktsenergiefaktor von 1.012 in Abhängigkeit vom Impuls des J/Ψ und dem Impuls des Elektrons jeweils im Ereignis mit der niedrigen Schwerpunktsenergie. Im unphysikalischen Bereich ist der Faktor auf 0 gesetzt.	43
4.4	Impulsspektren geladener Teilchen aus Ereignissen mit Schwerpunktsenergien unter 10.46 GeV und zwischen 10.46 GeV und 10.56 GeV mit und ohne Energie- und Multiplizitätsskalierung.	45
4.5	Impulsspektren geladener Teilchen aus Ereignissen mit Schwerpunktsenergien unter 10.54 GeV und über 10.54 GeV mit und ohne Energie- und Multiplizitätsskalierung.	46
4.6	Die Gütefunktionen zu den Verteilungen der Variablen $\cos \theta_{thr}$ und $\overline{\cos \theta_{thr}}$	50
4.7	Ein typisches Kontinuumsereignis und ein typisches $\Upsilon(4S)$ -Ereignis mit $b \rightarrow u$ -Zerfall	58
4.8	Die Verteilungen der Variablen $\sum_J p_T$ in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen	59
4.9	Gewichtsfunktionen als Grundlage der gewichteten Summierung der Transversalimpulse	60

4.10 Die Verteilungen der Variablen $\sum w_{PT}$ in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen 61

4.11 Die Verteilungen der Variablen $\cos \theta_{thr}^\pi$ in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen 62

4.12 Die Verteilungen der Variablen $\cos \theta_{thr}^{\pi/2}$ in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen 63

4.13 Die Verteilungen der Variablen $\overline{\cos \theta_{thr}}$ in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen 64

4.14 Die Verteilungen des zweiten Fox-Wolfram-Momentes in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen 65

4.15 Die Verteilungen der Variable m_{max} in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen 66

4.16 Die Verteilungen der Variablen Π_l und Π_{2l} 67

4.17 Die Verteilungen des fehlenden Impulses in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit semileptonischem $b \rightarrow u$ -Zerfall und in $q\bar{q}$ -Ereignissen sowie in $\Upsilon(4S)$ -MC-Ereignissen mit hadronischem $b \rightarrow u$ -Zerfall 69

5.1 Leptonenspektrum zwischen 2 und 3 GeV: Auf $\Upsilon(4S)$ -Energien als Histogramm, auf Kontinuums-Energien schraffiert. Das Kontinuumspektrum ist skaliert. 74

5.2 Leptonenspektrum zwischen 2 und 3 GeV: Die Differenz zwischen den beiden im Bild 5.1 gezeigten Spektren. Daneben ist schraffiert das Spektrum aus dem Monte-Carlo für $b \rightarrow c$ -Zerfälle dargestellt. 75

5.3 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Leptonen und die Wahrscheinlichkeit, daß der Impuls des rekonstruierten Teilchens im Bereich zwischen 2.3 und 2.8 GeV liegt 77

Tabellenverzeichnis

2.1 Die Verhältnisse κ der Proportionalitätsfaktoren zwischen den Zerfallsbreiten von $b \rightarrow ul\nu$ und $b \rightarrow cl\nu$ -Zerfällen und dem Quadrat des jeweiligen Matrixelementes 18

5.1 Schnitte zur Unterdrückung von Kontinuumsbeiträgen. 71

5.2 Leptonidentifikationskriterien 71

5.3 Schnitte zur Sicherstellung der Qualität von Ereignissen und Spuren 72

5.4 Unterdrückung von Elektronen aus speziellen Quellen 72

5.5 Ereigniszahlen nach allen Schnitten. 73

5.6 Modellabhängige Akzeptanzen für die untersuchten Modelle 78

5.7 Das aus den Daten ermittelte Matrixelement V_{ub} in Einheiten von V_{cb} für die betrachteten Modelle 80

5.8 Luminositätsfaktoren für die einzelnen Experimente und für alle Experimente zusammen 83

5.9 Vergleich der Resultate dieser Analyse mit denen aus früheren Messungen 85

Literaturverzeichnis

- [AL94] A.Ali, D.London,
Implications of the Top Quark Mass Measurement for the CKM Parameters, x_s , and CP Asymmetries
CERN-TH-7398-94 (1994)
- [Alb85] H.Albrecht,
ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL)
DESY (1995), unveröffentlicht
- [All95] C.R.Allton et al.,
Results for the B-meson Decay Constant from the APE Collaboration
hep-lat/9502013 (1995)
- [Alt82] G.Altarelli et al.,
Leptonic Decays of Heavy Flavors: A theoretical update
Nucl.Phys.B208 (1982) 365
- [Are86] A.Arefev et al.,
The Argus Muon Chambers
Instrum. Exp. Tech. 29 (1986) 333
- [ARG87] H.Albrecht et al., ARGUS Collaboration,
Observation of $B^0\bar{B}^0$ mixing
Phys.Lett.B192 (1987) 245
- [ARG89] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration),
ARGUS: A Universal Detector at DORIS II
Nucl.Instr.and Meth. A275 (1989) 1
- [ARG90] H.Albrecht et al., ARGUS Collaboration,
Observation of Semileptonic Charmless B-Meson Decays
Phys.Lett.B234 (1990) 409
- [ARG91] H.Albrecht et al., ARGUS Collaboration,
Reconstruction of Semileptonic $b \rightarrow u$ Decays
Phys.Lett.B255 (1991) 297
- [ARG93] H.Albrecht et al., ARGUS Collaboration,
A Model-Independent Determination of the Inclusive Semileptonic Decay Fraction of B Mesons
Phys.Lett.B318 (1993) 397
- [AWC94] J.Alexander,F.Würthwein
Beiträge zu KAL (*Kinematic Analysis Language*) bei CLEO
<http://pktw06.phy.tu-dresden.de/spaan/statements.html>
- [Bai87] J.L.Bailly et al.,
Inclusive Production of ρ^0 and f_2 Mesons in $\pi - p$ Interactions at $360\text{GeV}/c$
Z.Phys.C36 (1987) 545
- [Bau82] U.Baur,
Spectroscopy and Weak Decays of Charm and Bottom Quarks
Diplomarbeit, Universität München (1982)
- [BB95] BABAR Kollaboration,
Technical Design Report
(1995)
<http://heplibw3.slac.stanford.edu/BFROOT/doc/TDR/>
- [BEL95] BELLE Kollaboration,
BELLE Detector Technical Design Report
KEK Report(1995)
- [BH95] T.E.Browder, K.Honscheid,
B Mesons
hep-ph/9503414 (1995)
- [BKP90] V.Barger, C.S.Kim, R.J.N.Phillips,
Hadronic Invariant Mass Discriminates $b \rightarrow u$ Contributions in Semileptonic B Decays
Phys.Lett.B251 (1990) 629
Improvements to the Spectator Model of B Meson Decays
Phys.Lett.B235 (1990) 187
- [BP89] A. Bareiss, E.A. Paschos,
Semileptonic B Meson Decays in the Parton Model
Nucl.Phys.B327 (1989) 353
- [BSW85] M.Wirbel, B.Stech, M.Bauer,
Exclusive Semileptonic Decays of Heavy Mesons
Z.Phys.C29 (1985) 637
- [CDF96] CDF Kollaboration,
The CDF II Detector Technical Design Report

- FERMILAB-Pub-96/390-E (1996)
<http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/tdr/tdr.html>
- [Chr64] Christensen, Cronin, Fitch, Turlay,
Evidence for the 2 Pi Decay of the K(2)0 Meson
 Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 138
- [Chr65] Christensen, Cronin, Fitch, Turlay,
 Phys.Rev.B140 (1965) 74
- [CLEO93] J.Bartelt et al., CLEO Collaboration,
Measurement of Charmless Semileptonic Decays of B Mesons
 Phys.Rev.Lett.71 (1993) 4111
 CLNS 93/1240
 Die Analyse basiert auf der vorangehenden Untersuchung:
 R.Fulton et al.,
Observation of B Meson Semileptonic Decays to Noncharmed Final States
 Phys.Rev.Lett.64 (1990) 16
- [CLEO96] J.P.Alexander et al., CLEO Collaboration,
First Measurement of the $B \rightarrow \pi l \nu$ and $B \rightarrow \rho(\omega) l \nu$ Branching Fractions
 CLNS 96/1419 (1996)
- [Dan89] M.Danilov et al.,
The ARGUS Drift Chamber
 Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 153
- [DGH94] J.F.Donoghue, E.Golowich, B.R.Holstein,
Dynamics of the Standard Model
 Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology,
 Cambridge University Press (1994)
- [Dre83a] A.Drescher et al.,
The Argus Electron - Photon Calorimeter. 1. Detection of Low-Energy Electromagnetic Showers.
 Nucl. Instr. and Meth. 205 (1983) 125
- [Dre83b] A.Drescher et al.,
The Argus Electron / Photon Calorimeter. 2. Properties of the Light Collection System of the Lead Scintillator Shower Counters.
 Nucl. Instr. and Meth. 216 (1983) 35
- [Dre84] A.Drescher et al.,
The Argus Electron - Photon Calorimeter. 3. Electron - Hadron Separation.
 DESY Report 84/106 (1984)

- [Dun94] A.Duncan et al.,
Properties of B -mesons in lattice QCD
 hep-lat/9407025 (1994)
- [Edw86] K.W.Edwards et al.,
The ARGUS Vertex Drift Chamber
 Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 384
- [Fis36] Fischer,
 Annals of Eugenics 7 (1936) 179
- [FKT97] R.D.Field, Y.Kanev, M.Tayebnejad,
Optimizing the Top Quark Signal to Background Ratio at Hadron Colliders
 Submitted to Phys.Rev.D
<http://quark.phys.ufl.edu/rfield/TopNet.html>
- [FW78] G.C.Fox, S.Wolfram,
 Phys.Rev.Lett. 41 (1978) 1581;
 Nucl.Phys. B149 (1979) 413;
 Phys.Lett. B82 (1979) 134
- [GR96] C.Greub, S.-J.Rey,
 V_{ub} from the Hadron Energy Spectrum in Inclusive Semileptonic B Decays
 SLAC-PUB-7245 (1996), Submitted to Phys.Rev.D
 hep-ph/9608247
- [H197] C.Adloff et al., H1 Collaboration,
Observation of Events at Very High Q^2 in $e p$ Collisions at HERA
 DESY 97-024 (1997), Submitted to Z.Phys.C
<http://dice2.desy.de/psfiles/papers/desy97-024.ps>
- [Has88] C.Hast,
 Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988)
- [HB95] HERA-B Kollaboration,
HERA-B An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring
 DESY-PRC 95/01 (1995)
<ftp://ftp.desy.de/pub/herab/tdr/tdr.ps.gz>
- [Hel85] R.Heller et al.,
The Argus Time-Of-Flight System
 Nucl. Instr. and Meth. A235 (1985) 26
- [HKN95] D.S.Hwang, C.S.Kim, W.Namgung,
Dependence of $\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|}$ on Fermi Momentum p_F in ACCMM Model
 Z.Phys.C69 (1995) 107

- [ISW89] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein, M.B.Wise,
Semileptonic B and D Decays in the Quark Model
Phys.Rev.D39 (1989) 799
- [IS95] D.Scora, N.Isgur,
Semileptonic Meson Decays in the Quark Model: An Update
Phys.Rev.D52 (1995) 2783
- [IW89] N.Isgur, M.B.Wise,
Weak Decays of Heavy Mesons in the Static Quark Approximation
Phys.Lett.B232 (1989) 113
Weak Transition Form-Factors Between Heavy Mesons
Phys.Lett.B237 (1990) 527
- [Kir97] Th.Kirchhoff,
persönliche Mitteilung (1997)
- [Kir98] Th.Kirchhoff,
Doktorarbeit in Vorbereitung, DESY (1998)
- [KS87] J.G.Körner, G.A.Schuler,
Exclusive Semi-Leptonic Decays of Bottom Mesons in the Spectator Quark Model
DESY 87-135 (1987)
- [Lin92] A.Lindner,
Messung der $K^(892)$ -, $\rho^0(770)$ -, $\omega(783)$ - und $f_0(975)$ -Produktion in Ereignissen der e^+e^- -Annihilation bei Energien im Bereich der Υ -Resonanzen*
Doktorarbeit, Universität Dortmund (1992)
- [Mor92] Ch.Morgenstern,
Sämtliche Galgenlieder
Deutscher Taschenbuch Verlag, München, Manesse Verlag, Zürich (1992)
- [Mun95] R.Mundt,
persönliche Mitteilung (1995)
- [Nau93] A.Nau,
Measurement of Inclusive Semileptonic B-Decays with the ARGUS Detector
Doktorarbeit, DESY 93-005 (1993)
- [Nip90] A.Nippe,
*Messung der Zerfälle $D_s^+ \rightarrow \phi e^+\nu$ und $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}e^+\nu$ mit dem Detektor ARGUS*
Doktorarbeit, DESY F15-90-05 (1990)

- [Oes93] T.Oest,
Untersuchung semileptonischer $b \rightarrow c$ - und $b \rightarrow u$ -Zerfälle und der Produktion geladener Kaonen aus B-Mesonen mit dem ARGUS-Detektor
Doktorarbeit, DESY F15-93-01 (1993)
siehe auch: M.Paulini,
Beitrag zu *Proceedings of the Joint International Symposium & Europhysics Conference on High Energy Physics*
S.Hegarty, K.Potter, E.Quercigh (Hg.), World Scientific, Singapore (1992)
- [OME92] OMEGA Photon Collaboration,
Comparison of photon and hadron induced production of ρ^0 mesons in the energy range of 65 to 175 GeV
Z.Phys.C53 (1992) 581
- [Pau93] M.G.Paulini,
Untersuchung der Erzeugung von D_s^+ -Mesonen in Zerfällen der B-Mesonen mit dem ARGUS-Detektor und Bestimmung der schwachen Zerfallskonstante f_{D_s}
Doktorarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [PDG94] L. Montanet et al., Particle Data Group,
Review of Particle Properties
Phys.Rev. D50 (1994) 1173;
1995 off-year partial update for the 1996 edition
<http://pdg.lbl.gov/>
- [PDG94a] in [PDG94], Gleichung 24.12
- [PDG94b] in [PDG94], Tabelle 33.1
- [PDG96] R.M.Barnett et al., Particle Data Group,
Review of Particle Physics
Phys.Rev. D54 (1995)
- [PDG96a] in [PDG96], Gleichung 11.13
- [Pet83] C.Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt, P.Zerwas,
Scaling Violations in Inclusive e^+e^- Annihilation Spectra
Phys.Rev.D27 (1983) 105
- [RB95] J.D.Richman, P.R.Burchat,
Leptonic and Semileptonic Decays of Charm and Bottom Hadrons
hep-ph/9508250 (1995)
- [RDB90] C.Ramirez, J.F.Donoghue, G.Burdman
Semileptonic $b \rightarrow u$ Decay
Phys.Rev.D41 (1990) 1496

- [Rei91] K.Reim,
Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Rei98] K.Reim,
Doktorarbeit, DESY, in Vorbereitung (1998)
- [Rüc83] R.Rückl,
Weak Decays of Heavy Flavours
Habilitationsschrift, Universität München (1983)
- [SI94] D.Scora, N.Isgur,
Semileptonic Meson Decays in the Quark Model: An Update
CEBAF-TH-94-14
- [SS81] H.D.Schulz, H.J.Stuckenberg,
A Trigger Processor for ARGUS
Proceedings, Application of Microprocessors in High Energy Physics Experiments, CERN Report 81-07 (1981) 194
- [Tza95] E.Tzamariudaki,
A Study of $B^0 - \bar{B}^0$ Mixing Using the ARGUS Detector
PhD Thesis, McGill University, Montreal, DESY F15-95-01 (1995)
- [Wal94] R.Waldi,
persönliche Mitteilung
- [Wol64] L.Wolfenstein,
Violation of CP Invariance and the Possibility of Very Weak Interactions
Phys.Rev.Lett 13 (1964) 562
- [Wür97] F.Würthwein,
No longer rare Charmless Hadronic B Decays
Seminar talk presented at CERN, DESY, MPI Heidelberg, and Caltech, 1997
<http://cithe502.cithec.caltech.edu/~fkw/pages/moriond97.ps.gz>
- [Yun84] J.C.Yun,
M. Sc. Thesis, Carleton University, Ottawa (1984)
- [Zeu97] J.Breitweg et al., ZEUS Collaboration,
Comparison of ZEUS Data with Standard Model Predictions for $e^+p \rightarrow e^+X$ Scattering at High x and Q^2
DESY 97-025 (1997), Submitted to Z.Phys.C
<http://www-zeus.desy.de/ukatz/ZEUS.PUBLIC/hqex/highx/DESY-97-025.ps.gz>

Danksagung

Ich bedanke mich bei allen, die mir diese Arbeit ermöglicht, sie mir erleichtert, sie mit Interesse und Anteilnahme begleitet haben, und die dazu beigetragen haben, daß sie schließlich doch noch ein Ende gefunden hat. Besonders danken möchte ich Shyh-Giun, Thorsten, Klaus, Thomas, Katerina sowie Christiane.

