Jana Traupel

Untersuchung der Sensitivität der W-Masse auf **Colour Reconnection** für verschiedene Methoden der Ereignisrekonstruktion

Diplomarbeit
Fakultät für Physik
Ludwig-Maximilians-Universität München

München, den 23. September 2002

Erstgutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Zweitgutachter: Prof. Dr. Christian Kiesling

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Hochenergiephysik

Es ist die kosmische Hintergrundstrahlung, die 3-Kelvin-Strahlung, die wir als „Echo" des Urknalls noch heute wahrnehmen. Wollen wir unser „heutiges" Universum untersuchen und verstehen, so schließt dies die Vergangenheit ein, die „Geschichte" unseres Universums. Gehen die verschiedenen Teilchen auf ein „Ur" zurück, sind die zwischen ihnen existierenden Wechselwirkungen nur Teilaspekte einer zugrundeliegenden „Urwechselwirkung", die im frühen Universum geherrscht hat? Die Untersuchung von Symmetrien und Gemeinsamkeiten führen uns in die Richtung entgegen der Zeit, in Richtung hoher Energien.

Nach dem Big Bang mit der maximalen Dichte von Energie, bei dem nach unserer Vorstellung Raum und Zeit entstanden, dehnte sich der Raum aus, die Zeit schritt voran, die Energie verteilte sich auf den wachsenden Raum, und damit sank die Dichte der Energie. Das heißt, das Universum kühlte sich ab, das geschah bisher 10^{25} Sekunden lang. Daß es in der Raum-Zeit, in der wir uns befinden, Strahlung und Materie in Form von Galaxien wie der Milchstraße gibt, ist eine Folge der langen Entwicklung.

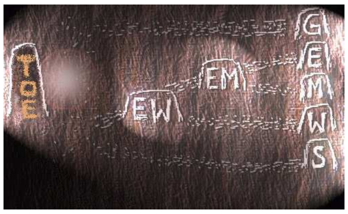


Abbildung 1.1: die vier Kräfte

Wenn wir die Materie, so wie sie uns heute vorliegt, einer höheren Energie aussetzen, versetzen wir sie in einen Zustand des früheren Universums. Energiezufuhr verrät uns also Geheimnisse über die Zusammensetzung der Materie. „Erhitzen" wir Materie zum Beispiel um 10^9 Kelvin, reisen wir in die Vergangenheit in die Phase der Nukleosynthese leichter Kerne. Diese Energie ist nötig, um leichte Kerne in ihre Bausteine zu teilen, welche sich bei Abkühlung wieder zusammenfügen. Je mehr Energie wir aufwenden, desto weiter können wir in die Vergangenheit sehen, Zustände eines früheren Universums erzeugen, über die Entstehung der Materie lernen, ihre Zusammensetzung, die Kräfte, die sie zusammenhalten und sie zusammengefügt haben. Auch wenn wir nicht die Energie einem System zufügen können, um es einen Big-Bang-nahen Zustand einnehmen zu lassen, so können wir doch durch Extrapolation der Erkenntnisse bei immer höheren

Energien auf den Urzustand schließen.

Die uns bekannten Kräfte sollten auf die eine universelle Kraft zurückzuführen sein, aus der die anderen bei der Abkühlung des frühen Universums entstanden sind. Diese „Urkraft" soll durch eine noch nicht entwickelte Theorie beschrieben werden, deren Namen bereits gefunden ist und der ihre Großartigkeit beschreibt: Die *Theory of Everything*, kurz *TOE* (Abbildung 1.1). Die vier Kräfte sind die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft.

Wenn zwischen zwei Teilchen eine Kraft wirkt, heißt das, die beiden Teilchen treten miteinander in Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung entspricht dem Austausch eines Bosons, eines „Wechselwirkungsteilchens". Eine Kraft, die universell auf jedes Teilchen, das eine Masse besitzt, wirkt, ist die Gravitation. Ihr Boson ist das Graviton mit Spin 2.

Die Gravitation spielt die entscheidende Rolle im Makrokosmos der großen Massen, ihre Reichweite ist unendlich. Ihr Potential nimmt mit 1/r ab, das heißt, die Masse eines Teilchens hat Auswirkung auf alle anderen Massen im gesamten Universum – jedoch unter der Einschränkung der Lichtgeschwindigkeit c: Kein Austauschboson kann sich von einem Teilchen zum anderen schneller als mit $c = 2,99792458 \cdot 10^8 m/s$ bewegen. So wie ein Photon von der Sonne zur Erde 8 Minuten braucht, benötigt auch ein Graviton 8 min.

Die vier Kräfte sind von sehr unterschiedlicher Reichweite, so wirken Gravitation und elektromagnetische Kraft theoretisch über unendliche Entfernungen. Dies hat Konsequenzen für ihre Wechselwirkungsbosonen, ihre Masse muß gleich Null sein. Je schwerer ein Austauschboson ist, desto kleiner ist die Distanz, die es überbrücken kann, um zwei Fermionen miteinander wechselwirken zu lassen.

Die Gravitation spielt jedoch keine Rolle in der Teilchenphysik. Sie ist für zwei Protonen 10^{36} mal geringer als die elektromagnetische Kraft, deren Boson das Photon mit Spin 1 ist, das an die elektromagnetische Ladung koppelt. Im Gegensatz zur Gravitation kann die elektromagnetische Kraft, die auch unendlich weit wirkt, nicht nur anziehend, sondern auch abstoßend wirken. Es war Maxwell im 19. Jahrhundert, der erkannte, daß Elektrodynamik und Magnetismus zwei Aspekte einer Wechselwirkung sind. Er formulierte ihre Beziehungen in den vier Maxwellschen Gleichungen.

In der Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung hat das Photon noch drei weitere Bosonen als Spin-1-Partner, die im Gegensatz zu ihm Masse und zwei eine elektromagnetische Ladung tragen: das W^+ und W^- und das Z^0.

Diese Arbeit befaßt sich mit dem W-Boson. Die möglichst genaue Bestimmung seiner Masse ist eines der Projekte des Hochenergie-Experiment namens „OPAL ". Dies geschieht durch Rekonstruktion der Impulse, die die primären Zerfallsprodukte des W-Bosons tragen, durch Betrachtung der Schar von Endzustands-Teilchen, die letztendlich bei dem Experiment „sichtbar" sind.

Die W-Bosonen entstehen bei diesem Experiment durch die elektroschwache Wechselwirkung, die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher

Wechselwirkung. Auf dem Wege zu den beobachtbaren Teilchen des Endzustandes wirkt die starke Wechselwirkung. Hier kann nun ein spannender Effekt auftreten, der Einfluß auf die Rekonstruktion der Masse hat und der bislang nur durch Modelle beschrieben werden kann und eingehende Untersuchungen erfordert: *Die Colour Reconnection*.

In dieser Arbeit erfolgt zuerst in Kapitel zwei „Das Standardmodell" ein Einblick in die Theorie der elektroschwachen und der starken Wechselwirkungen. Das W-Boson sowie die Quarks und Gluonen werden vorgestellt und die Reaktion des W-Bosonen-Paares wird untersucht.

Das dritte Kapitel „Das W-Boson" befaßt sich mit dessen Eigenschaften und Produktion und Zerfällen von W-Boson-Paaren.

„Das Experiment" ist im Jahre 2001 abgebaut worden. Seine Komponenten und ihre Funktionsweise werden in Kapitel drei vorgestellt: LEP, der Beschleuniger am CERN bei Genf, und der OPAL-Detektor, dessen Driftkammern heute im Finnischen Wissenschaftsmuseum „Heureka" zu sehen sind.

Kapitel fünf berichtet über die „Simulation der W-Paar-Ereignisse" und verschiedene Hadronisationsmodelle auf dem Weg der Bildung der sichtbaren Endzustandsteilchen. Hierbei tritt das Phänomen auf, das die Massen-Bestimmung zu beeinflussen vermag. Drei dafür existierenden Modelle werden vorgestellt.

In Kapitel sechs wird „Die W-Massen-Bestimmung" erläutert. Ausgangspunkt sind die Informationen der detektierten Teilchen. Es wird das Prinzip erläutert, wie von ihnen auf die W-Masse geschlossen werden kann.

Das siebte Kapitel betrachtet die „Reduktion des Einflusses der Colour Reconnection", wie sie sich in verschiedenen Simulationsmodellen bemerkbar macht, welche Möglichkeiten sich aufzeigen, um diesen Effekt zu beherrschen, um eine Massenbestimmung durchführen zu können, die möglichst unabhängig von Colour Reconnection bleibt. Es werden Lösungen gesucht, die Masse ohne das Wissen über die konkrete Stärke der Colour Reconnection zu konstruieren, welches nur in einer Simulation zur Verfügung steht.

Das achte Kapitel dient der Zusammenfassung und gibt einen Ausblick auf fortsetzende Untersuchungen.

Schließlich ist eine solche Analyse nur mit dem geeigneten „Werkzeug" durchzuführen. Dieses besteht aus einem eigens für diese Analyse entwickelten Computerprogramm. Es ist im Anhang " Vom N-Tupel zur W-Masse" erläutert.

Kapitel 2

Das Standardmodell

Es ist bereits gelungen, eine vereinigende Theorie zwischen elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung zu finden. Die schwache Wechselwirkung wird vermittelt durch die Bosonen W^+ und W^- und das neutrale Z^0. Ihre Spins sind 1, sie besitzen eine Masse um die 80 und 90 GeV und werden auf einer Strecke von 10^{-3} fm ausgetauscht.

Das Boson der starken Wechselwirkung, das an die Eigenschaft „Farbe" koppelt, ist das masselose Gluon mit einer Reichweite $<$ 1 fm und Spin 1. Das Spannende an den Eigenschaften des Gluons ist, daß es selbst Farbe trägt. Gluonen können also an Gluonen koppeln.

Die Teilchen, die die Bosonen untereinander austauschen, sind die Fermionen mit Spin 1/2, die dem Pauli-Prinzip unterliegen: Zwei Fermionen eines Systems dürfen nicht in allen ihren Quantenzahlen übereinstimmen. Die Gesamtwellenfunktion der Bosonen der Bose-Einstein-Statistik ist symmetrisch, die der Fermionen der Fermi-Dirac-Statistik ist antisymmetrisch. Fermionen werden aufgeteilt in Leptonen und Quarks, aus Quarks sind alle Hadronen aufgebaut. Hadronen mit zwei Quarks sind Mesonen, Hadronen mit drei Quarks sind Baryonen.

Die Leptonen, deren Erhaltungsgröße neben ihrer elektromagnetischen Ladung ihre Leptonenzahl ist, tragen Masse, jedoch ist die Masse der Neutrinos verschwindend klein und die Diskussion darüber noch nicht abgeschlossen. Diese Theorie, die die Kräfte, deren Austauschbosonen und die Materie bildenden Fermionen in der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung umfaßt, ist das *Standardmodell*.

2.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die auffällige Besonderheit der schwachen Wechselwirkung, die im Gegensatz zu den anderen drei Wechselwirkungen für keinerlei gebundene Zustände verantwortlich ist und die erstmals bei dem β-Zerfall radioaktiver Substanzen entdeckt wurde, ist die Paritätsverletzung. Das heißt, schwache Reaktionen verlaufen anders bei einer Raumspiegelung.

Wie könnte man wohl feststellen, ob jemand in einer Welt aus Materie oder

Antimaterie lebt? Wenn ein π^+ zerfällt, so ist das entstehende Neutrino linkshändig [1].

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$

Jemand aus einer Antimateriewelt dürfte ein Problem bei der Definition „links" und „rechts" haben (das „Begrüßungsproblem": Gibt mir der Außerirdische wohl die linke oder die rechte Hand? Ist er aus Antimaterie, so sollte er die Zeremonie unterbleiben lassen). Hätte man das Antiteilchen vom π^+, also das π^-, verwendet, so erhielte man das Antineutrino, das rechtshändig ist.

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Daß wir in einer Materie-Welt leben, zeigt uns die CP-Invarianz-Verletzung des K^0-Zerfalls:
Die beiden Zerfälle $K^0 \to \pi^- + e^+ + \nu_e$ und $K^0 \to \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$ sind wahrscheinlicher in einer Teilchen-Welt.
Dagegen sind die beiden Zerfälle $K^0 \to \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ und $K^0 \to \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ wahrscheinlicher in einer Antiteilchen-Welt.

Die schwache Wechselwirkung scheint spektakuläre Eigenschaften zu besitzen, und sie und ihre Bosonen verdienen besondere Beachtung, vor allem die beiden W-Bosonen. Diese haben ihren Platz auch auf dem Wege der Vereinheitlichung der Kräfte zu den Great United Theories. Die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung ist bereits gefunden.

Die Lagrangedichte eines Teilchens der Masse m und Spin 1/2 wird in der Quantenelektrodynamik (Eichgruppe U(1)) beschrieben durch

$$L = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

Die Eichtransformation, gegenüber der diese Lagrangedichte nun invariant sein soll, lautet

$$\psi \to \psi e^{iq\Lambda(x)}$$

mit Ladung q.
Die Invarianz wird durch ein Eichfeld A_μ — in der Quantenelektrodynamik ist dies das Photon — gewährleistet. Dieses verhält sich unter der Eichtransformation wie folgt:

$$A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu\Lambda.$$

Die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung ist die „Verknüpfung" zweier Eichgruppen: $SU(2)_I \times U(1)_Y$. Dabei ist $U(1)_Y$ die Eichgruppe mit der schwachen Hyperladung Y und $SU(2)_I$ die des schwachen Isospins I mit dessen dritter Komponente I_3. Die elektromagnetische Ladung ist über die „Gell-Mann-Nishijima-Relation" mit den beiden Größen verknüpft:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}.$$

Die Forderung nach Eichinvarianz ergibt ein Triplett von Eichfeldern ${W_\mu}^i$ (jedes Feld koppelt mit Stärke g an den schwachen Isospin-Strom) und ein Singulett B_μ (mit der Kopplungsstärke g' an den Strom der Hyperladung).

Die W-Bosonen ergeben sich aus:

$$W^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}({W_\mu}^1 - i{W_\mu}^2) \text{ und } W^- = \frac{1}{\sqrt{2}}({W_\mu}^1 + i{W_\mu}^2).$$

Aus einer Mischung der Eichfelder ${W_\mu}^3$ und B_μ bilden sich die neutralen Felder, das Photon A_μ und das Z-Boson Z_μ:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Theta_W & -\sin\Theta_W \\ \sin\Theta_W & \cos\Theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}.$$

Θ_W ist der sogenannte Weinberg-Winkel [1], der von der relativen Stärke der Kopplungsparameter g und g' mit $\tan\Theta_W = g/g'$ abhängt. Die elektromagnetische Elementarladung e hängt mit den Kopplungsparametern zusammen: $e = g\sin\Theta_W = g'\cos\Theta_W$.

In der folgenden Tabelle sind die linkshändigen Fermionen in Schwacher-Isospin-Dubletts und rechtshändige in Singuletts gegenüber ihren elektroschwachen Quantenzahlen [1] aufgetragen:

Fermionen			I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2 1/2	1/2 -1/2	-1 -1	0 -1
e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2 1/2	1/2 -1/2	1/3 1/3	2/3 -1/3
u_R d'_R	c_R s'_R	t_R b'_R	0 0	0 0	4/3 2/3	2/3 -1/3

Tabelle 2.1: elektroschwache Quantenzahlen

Die geladenen Ströme koppeln ausschließlich an linkshändige Fermionen, Z^0 und das Photon sowohl an links- als auch an rechtshändige Fermionen. Daß die Eichbosonen untereinander wechselwirken können, begründet sich in der nicht-abelschen Struktur der $SU(2)$-Gruppe; dies ist in der abelschen $U(1)$-Gruppe der Quantenelektrodynamik mit dem Photon nicht möglich. Daß die elektroschwachen Eichbosonen massiv sind, wird durch die *spontane Symmetriebrechung* und durch Einführung des *Higgs*-Feldes ermöglicht.

Das Higgs-Feld ist ein Dublett skalarer komplexer Felder

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi^+, \Phi^0)$$

mit nicht verschwindendem Vakuumserwartungswert

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v).$$

Durch eine geeignete Eichung reduziert sich die Zahl der Higgs-Felder von vier auf eins. Die Übertragung der drei Freiheitsgrade geben den Eichbosonen W^+, W^- und Z^0 Masse. Der übrigbleibende Skalar ist das massive Higgs-Boson des Standardmodells. Die Massen der Eichbosonen sind:

$$M_W = \frac{1}{2} v g \text{ und } M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2}$$

mit

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \Theta_W.$$

Die Masse des Higgs M_H ist ein freier Parameter, das Higgs ist bislang noch nicht entdeckt worden.

2.2 Die starke Wechselwirkung

Die Quarks unterliegen der starken Wechselwirkung. Hadronen mit der Zusammensetzung aus Quark und Antiquark werden als „Mesonen" bezeichnet, zu denen zum Beispiel das Pion und das Kaon gehören. Die Teilchen, die aus drei Quarks bestehen, heißen „Baryonen", wie zum Beispiel Proton und Neutron.

Die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen.

Quarks

„Three Quarks for Muster Mark"– dieser Zeile von James Joyce verdanken die Quarks ihren Namen, über den sich in der Literatur zahlreiche Physiker ereifern.

Die Geburtsstunde der Quarks in der Welt der Physiker liegt in den sechziger Jahren, als ihr Namensgeber Gell-Mann und sein Kollege Ne'eman sie aus mathematischen Gründen postulierten, um die Zustände der Hadronen zu beschreiben. Gleichzeitig entstand das Parton-Modell für dynamische Prozesse, das die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung mit Hilfe der Quarks erklärte.

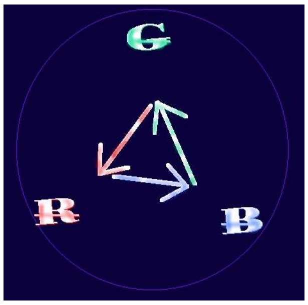


Abbildung 2.1: Antifarben

Zunächst reichten drei Quarktypen zur Beschreibung der bis dahin bekannten Hadronen aus: „Up"- und „Down"-Quark, aus denen Proton und Neutron aufgebaut sind, und das „Strange”-Quark. Letzteres verdankt seine Bezeichnung dem Kaon.

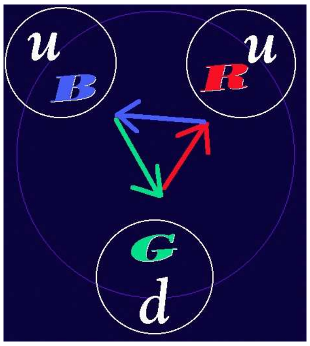


Abbildung 2.2: Proton

Dieses ist ein sogenanntes „seltsames Teilchen”, da es durch die starke Wechselwirkung erzeugt wird, aber durch die schwache Wechselwirkung zerfällt, und zwar durchaus in Hadronen, die wiederum stark wechselwirken. Kaonen enthalten „Strange”-Quarks. In der starken Wechselwirkung werden die Strange-Quarks paarweise erzeugt. Ein Zerfall bedeutet die zwangsweise Umwandlung von „strange” in einen anderen Quarktyp, einem „Flavour”.

Bald war die Zahl der Flavours auf sechs herangewachsen. Heute haben wir (up, down), (charm, strange) und (top, bottom). Die Top-Quarks sind die schwersten Quarks und somit nur mit den höchsten Energien nachzuweisen. Sie wurden erst 1996 am Tevatron entdeckt.

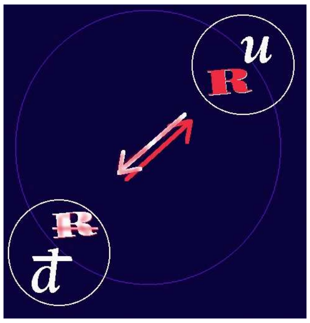


Abbildung 2.3: Pion

Nun konnten 2 oder 3 Quarks desselben Flavours im Baryon denselben Zustand annehmen. Das hätte gegen das Pauli-Prinzip verstoßen. Daher führte man eine neue Quantenzahl ein, und zwar „colour”. Diese kann die Werte „rot”, „blau” und „grün” annehmen. Antiquarks tragen die entsprechenden Antifarben (Abbildung 2.1). Ein freies Teilchen trägt keine Farbe, das heißt, die Summe der Farben seiner Quarks beträgt null (oder: es ist „weiß”).

Im Proton zum Beispiel in der Zusammensetzung (u, u, d) (Abbildung 2.2) müssen alle drei Farben rot+blau+grün=weiß belegt sein, im Pion π^+ (Abbildung 2.3) mit der Zusammensetzung$(u, \bar{d})$ müssen eine Farbe und ihre Antifarbe zusammen auftreten, zum Beispiel rot+antirot=weiß.

Diese Erkenntnissen zeigen, daß scheinbar kein Quark einzeln auftreten kann, denn es hat eine Farbe und ist nicht weiß.

In der Quantenchromodynamik ergibt sich für die Stärke der Wechselwirkung zweier Teilchen eine Kopplungs„konstante”:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

Λ^2 beträgt ca. 250 MeV. n_f gibt die Anzahl der Quark-Flavours an.

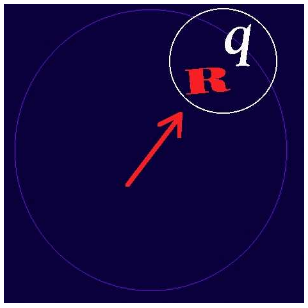


Abbildung 2.4: Isoliertes Quark

Die dritte Variable, Q^2, ist antiproportional zum Abstand der Teilchen. Für sehr kleine Abstände wird Q^2 groß, der Logarithmus wächst, und somit verringert sich die Kopplung der Quarks untereinander und verschwindet für $Q^2 \to \infty$, das heißt, die Quarks wären „frei". Umgekehrt wächst die Kopplung der Quarks untereinander bei großen Abständen so stark, daß einzelne Quarks nicht aus dem Hadron entfernt werden können. Dieses Verhalten nennt man „asymptotische Freiheit" und „Quark-Confinement".

Trotzdem werden experimentell freie Quarks gesucht. Es beschäftigen sich Messungen der kosmischen Strahlung mit freien Quarks, ebenso werden in Beschleunigern Experimente zur freien Quark-Produktion durchgeführt. Positive Resultate gibt es bislang keine. Der Wirkungsquerschnitt für die Freie-Quark-Produktion liegt unter 10^{-34} bis $10^{-39}\mathrm{cm}^2$ [2, 3].

Gluonen

Die Bosonen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen. Sie koppeln an die Farbladung der Quarks. Die Beschreibung des theoretischen Modells ist die Quantenchromodynamik (QCD) — die Namensgebung verrät bereits eine Anlehnung an die Quantenelektrodynamik (QED). Ebenso wie das Photon besitzt das Gluon keine Masse, und beide Bosonen koppeln an eine „Ladung". Während es allerdings in der QED nur die beiden elektromagnetischen Ladungen + und - gibt und das Photon selbst keine Ladung trägt, existieren bei den Quarks drei Farbladungen. Ein Gluon trägt Farbe und Antifarbe.

Es handelt sich in der Gruppentheorie um 3×3 Farbkombinationen, aus denen zwei Multipletts entstehen, ein Singulett und ein Oktett. Das Oktett wird aus einem System aus Basiszuständen gebildet, aus dem alle Farbzustände konstruiert werden können und ist gleich dem Oktett der Gluonen: $r\bar{g}$, $r\bar{b}$, $g\bar{b}$, $g\bar{r}$, $b\bar{r}$, $b\bar{g}$, $\sqrt{1/2}(r\bar{r} - g\bar{g})$, $\sqrt{1/6}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})$.

Das als Gluon nicht verwirklichte Farbsingulett ist symmetrisch aus den 3 Farben und 3 Antifarben zusammengesetzt und invariant gegenüber der Rotation im Farbraum, was einer Umdefinition der Farbnamen entspricht. Es kann nicht zwischen Farbladungen ausgetauscht werden, da es nicht farbspezifisch ist. Das Singulett besteht aus der Kombination $\sqrt{1/3}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$. Die acht Gluonen koppeln an Farbe, also nicht nur an die Quarks, sondern auch wieder an Gluonen, was in der QED unmöglich ist, da das Photon keine elektromagnetische Ladung trägt.

Analog zur QED gibt es auch in der QCD Emission und Absorption von Gluonen und Bildung und Annihilation eines Quark-Antiquark-Paares. Zusätzlich tritt die Kopplung von drei und vier Gluonen aneinander auf (Abbildung 2.5).

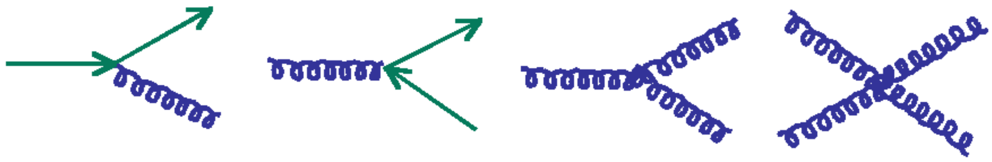


Abbildung 2.5: fundamentale Wechselwirkungen mit Gluonen

Kapitel 3

Das W-Boson

Im vorangegangenen Kapitel wurde bereits kurz über das W-Boson im Standardmodell gesprochen. Nun soll auf dieses Teilchen näher eingegangen werden.

Zunächst werden seine Eigenschaften vorgestellt.

Da diese Arbeit eine Reaktion behandelt, in der ein W-Paar entsteht, sollen daraufhin Produktionen der W-Paare und ihre Zerfälle betrachtet werden.

3.1 Eigenschaften des W-Bosons

Die Eigenschaften des Z^0- und der W-Bosonen hängen im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung von wenigen fundamentalen Parametern ab. Der Vergleich zwischen der gemessenen W-Masse und den Vorhersagen des Standardmodells durch die Vorgabe präzise gemessener Z^0-Eigenschaften bildet einen wichtigen Test für das Standardmodell.

Die Masse des W-Bosons M_W hängt in niedrigster Ordnung nur von der Feinstrukturkonstanten α, der Masse M_Z von Z^0-Bosons (denn $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$) und der Fermi-Konstanten G_μ ab [4]:

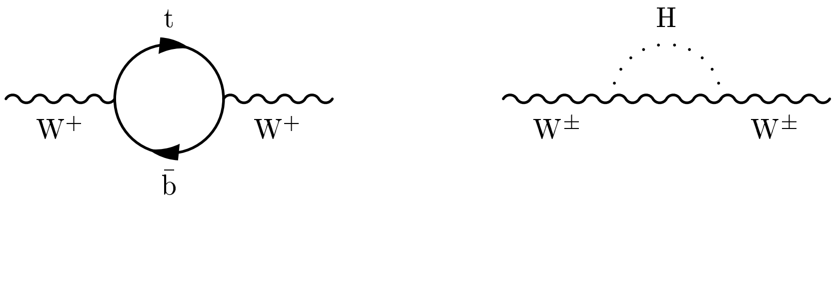


Abbildung 3.1: Feynman-Diagramme für Korrekturen für das W-Boson unter Einfluß des Top-Quarks (links) und des Higgs

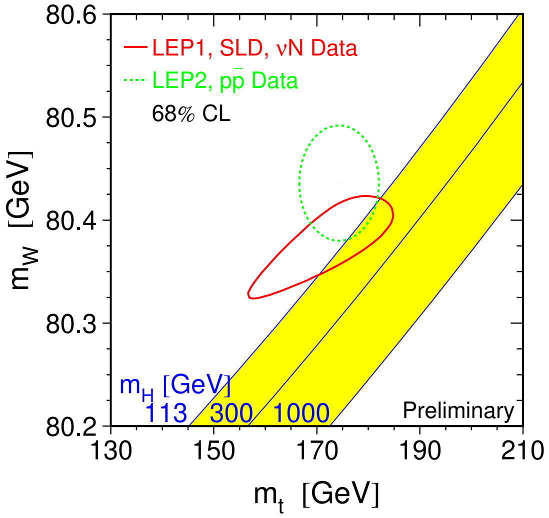


Abbildung 3.2: Vergleich der Vorhersagen des Standardmodells für die Masse des Top Quark und der W-Masse. Die untere Massengrenze ist experimentbedingt [6]. Die drei Geraden stehen für drei verschiedene Higgs-Massen.

$$M_W^2 = \frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}G_\mu \sin^2\theta_W}\frac{1}{1-\Delta r}$$

G_μ ist bekannt aus Myon-Zerfällen. Δr parametrisiert Korrekturen höherer Ordnung, die unter anderem zu einer quadratischen Abhängigkeit von der top-Quark-Masse und zu einer logarithmischen Abhängigkeit von der Higgs-Masse führen (vergleiche zum Beispiel Abbildung 3.1).

In niedrigster Ordnung ist $\Delta r = 0$. Die Massenbestimmung des W-Bosons durch direkte Messung beläuft sich auf $M_W = 80.379 \pm 0.023$ GeV [5].

Abbildung 3.2 zeigt die Vorhersage für die W-Masse und für die top-Masse durch einen Fit an alle Daten, die direkte Messungen dieser beiden Massen ausschließen. Zu sehen ist unter anderem die durch das Standardmodell vorgegebene Abhängigkeit der W-Masse als Funktion der top-Masse für drei verschiedene Higgs-Massen.

Der Vergleich dieser Voraussagen mit direkten Messungen der W-Masse bei LEP und der top-Quark-Masse bei Tevatron stellen wichtige Tests für das Standardmodell dar. Für eine genaue Auswertung dieser Tests sollte der Fehler der W-Massen-Bestimmung auf eine Größe reduziert werden, die der Unsicherheit der indirekten Vorhersagen entspricht.

Die W-Bosonen haben eine Lebensdauer von 10^{-24} s bzw. eine Breite von ca. 2 GeV. Die Breite enthält zwei Summen der Partialbreiten der Zerfälle der W-Bosonen in Quark-Antiquark-Paare und Leptonen:

$$\Gamma_W = \sum_{i,j} \Gamma_{W\to u_i d'_j} + \sum_i \Gamma_{W\to l_i \nu_i} \tag{3.1}$$

u_i bezeichne up-artige Quarks, d'_i down-artige Quarks, l_i Leptonen und ν_i die zugehörenden Neutrinos. Durch Vernachlässigung der Korrekturen durch die Fermionmassen ergibt sich für die Partialbreiten der W-Zerfälle in ein Fermionpaar auf Born-Niveau:

$$\Gamma^{Born}_{W\to f,f'} = N^f_C \frac{\alpha}{6} \frac{M_W}{2sin^2\Theta_W} |V_{ij}|^2.$$

Dabei steht N^f_C für den Farbfaktor, der bei hadronischen Zerfällen gleich drei ist, bei leptonischen gleich eins, und V_{ij} für die Einträge in der Mischungsmatrix, die für hadronische Zerfälle gleich der Cabibbo-Kobajashi-Maskawa-Matrix [7, 8] ist, für leptonische Zerfälle gleich einer Matrix in Diagonalgestalt.

Summation über alle leptonischen und die bei LEP-Energien erlaubten hadronischen W-Zerfälle ($W \to bt$ ist kinematisch verboten) ergibt

$$\Gamma^{Born}_W \approx \frac{3\alpha}{4} \frac{1}{\sin^2\Theta_W} M_W.$$

Kombiniert man alle bisher verfügbaren Messungen, so ergibt sich ein Wert [9] von

$$\Gamma_W = 2.12 \pm 0.05\text{GeV}.$$

3.2 Produktion und Zerfälle von W-Boson-Paaren

Bei LEP werden W-Bosonen als Paare erzeugt. Um ein W-Bosonen-Paar zu erzeugen, muß die Energie der kollidierenden Elektron- und Positron-Strahlen mindestens zweimal so groß sein wie die W-Masse. 1996 wurde die Strahlenergie von LEP auf 161 GeV erhöht, wodurch die W-Masse und die Zerfallsprodukte bestimmt werden konnten. Die möglichen Feynman-Diagramme zur Erzeugung eines W-Paares in niedrigster Ordnung sind in Abbildung 3.3 zu sehen.

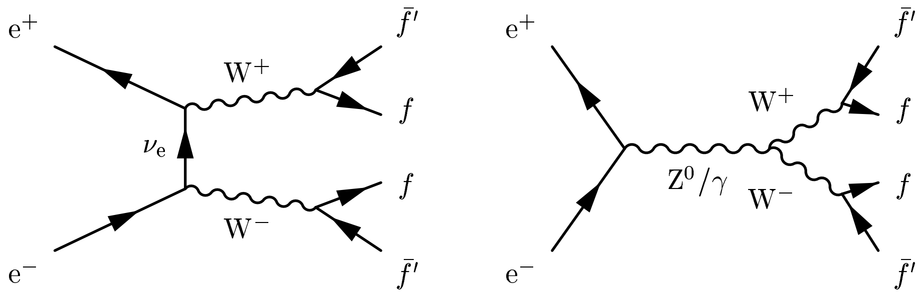


Abbildung 3.3: Feynman-Diagramme in niedrigster Ordnung für die Erzeugung von W-Paaren in der Reaktion $e^+e^- \to W^+W^- \to 4f$

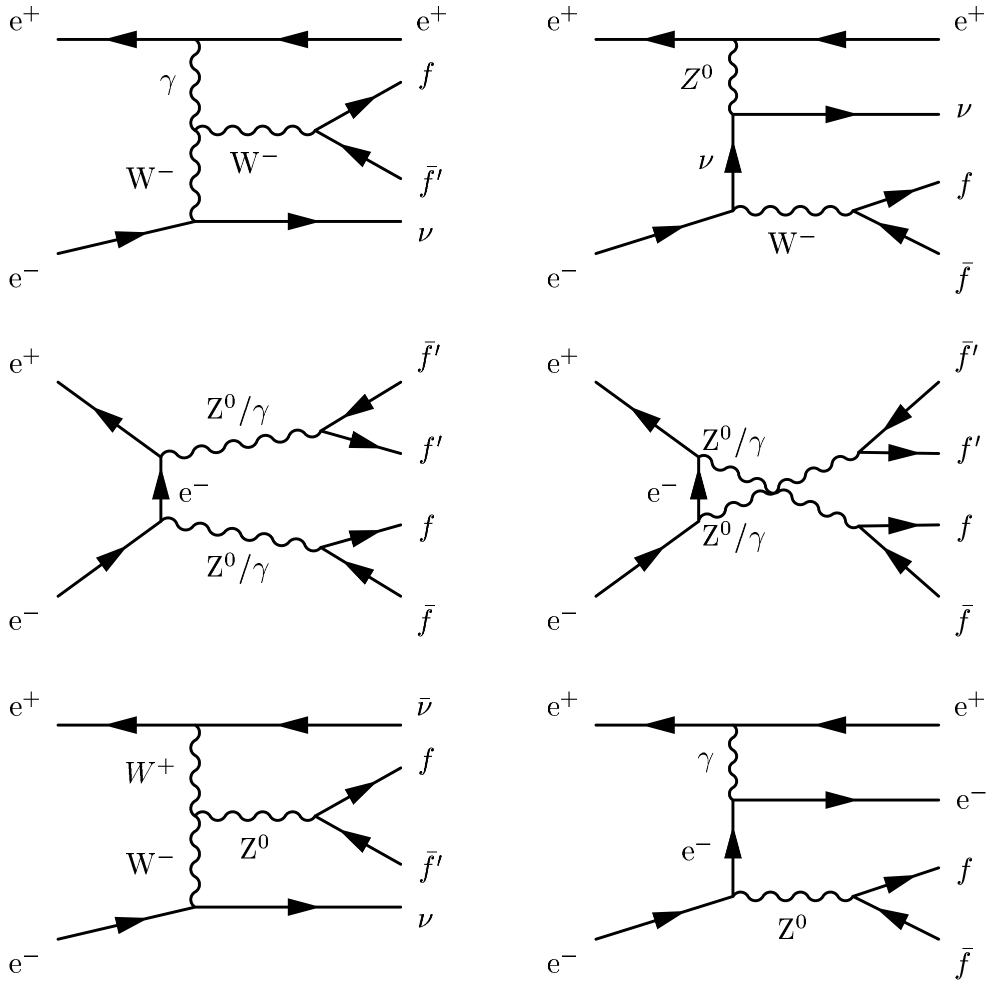


Abbildung 3.4: Vier-Fermion-Diagramme

Das erste Diagramm zeigt den Austausch eines Neutrinos im t-Kanal, das zweite die Annihilation des Elektron-Positron-Paares im s-Kanal unter Entstehung eines Photons oder eines Z-Bosons. Diese drei Diagramme tragen die Bezeichnung CC03[1].

Das Verzweigungsverhältnis der Partialbreite $\Gamma_W(W \to l\nu_l)$ zur Gesamtbreite Γ_W (Gleichung 3.1) beträgt für jede Leptonart 10.6%, das von $\Gamma_W(W \to q\bar{q})$ zur Gesamtbreite etwa 68.5%. Näherungsweise sind die Anteile aus der Zahl der Zerfallsmöglichkeiten bestimmbar: insgesamt $3+3N_C$. In 10% der W-Paar-Erzeugungen handelt es sich um ein reinleptonisches Ereignis $W^+W^- \to l\bar{\nu}l\bar{\nu}$, in 44% um ein semileptonisches $W^+W^- \to q\bar{q}l\bar{\nu}$ und in 46% um ein reinhadronisches Ereignis $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$.

Die CC03-Diagramme zur W-Paar-Erzeugung (Abbildung 3.3) gehören zur Klasse der Vier-Fermion-Diagramme, denn im Endzustand des Diagramms lie-

[1]CC03: drei „charged current" Diagramme

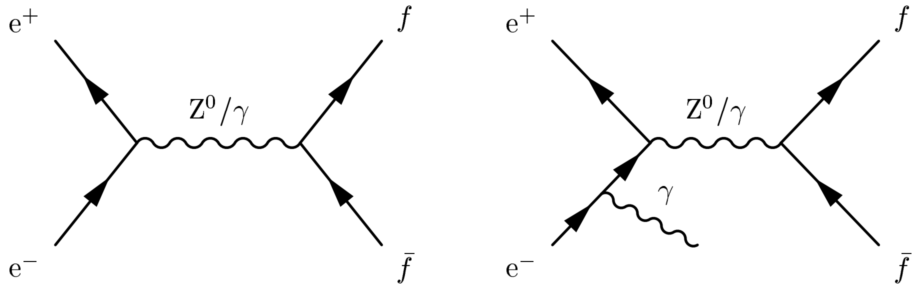


Abbildung 3.5: $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to f\bar{f}$ und Initial State Radiation: $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to f\bar{f}\gamma$

gen vier Fermionen vor. Weitere solcher Prozesse sind in Abbildung 3.4 aufgetragen. Diese interferieren mit den CC03-Diagrammen mit dem jeweils gleichen Endzustand. Die ersten beiden Feynman-Diagramme zeigen die Produktion eines einzelnen W-Bosons. In den zweiten beiden Diagrammen werden Z^0-Paare erzeugt. In den beiden letzten Diagrammen entstehen einzelne Z^0-Bosonen.

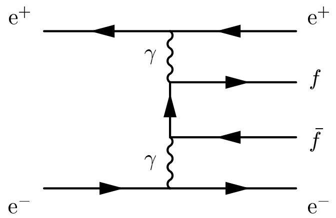


Abbildung 3.6: Ein Zwei-Phopton-Prozeß

Wenn bei einer e^+e^--Annihilation im s-Kanal ein Photon oder ein Z^0-Boson erzeugt wird, kann dieses auch in ein Fermion-Antifermion-Paar zerfallen. Es handelt sich dann hierbei um einen sogenannten Zwei-Fermion-Prozeß. Ein bei hohen Strahlenergien oft auftretendes Phänomen ist „ISR” (Initial State Radiation, siehe Abbildung 3.5): ein oder mehrere hochenergetische Photonen werden im Anfangszustand von dem Elektron oder Positron abgestrahlt. Der Wirkungsquerschnitt für die Photon-Abstrahlung ist besonders hoch, wenn die Energie des Photons so groß ist, daß die nach seiner Abstrahlung zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie des Elektron-Positron-Paares der Masse des Z^0-Bosons entspricht. Diese Ereignisse heißen „Radiative Return Events”.

Die beiden Diagramme in Abbildung 3.5 zeigen die Zwei-Fermion-Produktion ohne und mit ISR. Das Diagramm in Abbildung 3.6 zeigt einen Zwei-Photon-Prozeß. Der Großteil der Energie des Elektron-Positron-Paares bleibt erhalten, so daß das entstehende Fermion-Antifermion-Paar eine geringe Schwerpunktsenergie erhält. Es handelt sich bei diesem Trio der Diagramme der Abbildungen 3.5 und 3.6 um einen eigenen Ereignistyp mit von der Vier-Fermion-Klasse abweichenden Eigenschaften.

In Abbildung 3.7 sind die Wirkungsquerschnitte aller wichtigen Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufgetragen. Der Bereich entspricht den bei LEP2 erreichten Energien.

In dieser Arbeit wird der reinhadronische Zerfallskanal bei der Bestimmung

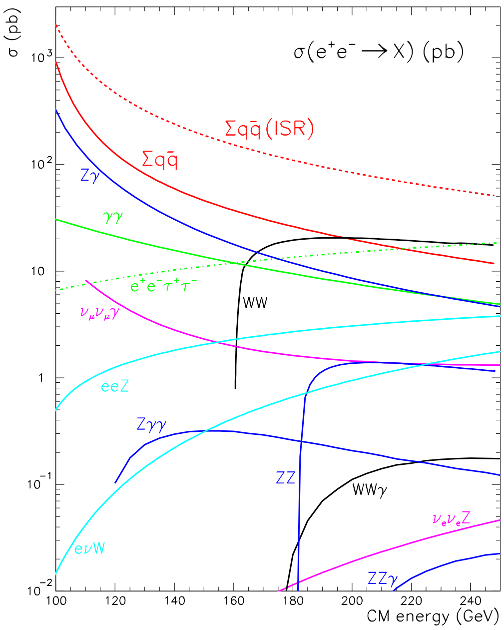


Abbildung 3.7: Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Prozesse im Bereich der Schwerpunktsenergie von LEP2

der Masse des W-Bosons betrachtet. In diesem zerfällt jedes der beiden W-Bosonen in zwei Quarks.

Ein Problem bei reinhadronischen Ereignissen bilden die Endzustandswechselwirkungen. Hierbei handelt es sich um die Wechselwirkungen der Zerfallsprodukte der beiden W-Bosonen. Man unterscheidet „Bose-Einstein-Korrelationen" [10] und das Phänomen der „Colour-Reconnection".

Diese beiden Wechselwirkungen können die Messung der W-Masse verfälschen und führen zu einer großen systematischen Unsicherheit in dem reinhadronischen Zerfallskanal, die die erreichbare Präzision der Massenbestimmung verringert. Die Colour Reconnection ist Gegenstand dieser Arbeit. Die Masse des W-Bosons wird aus den Impulsen und Massen der durch die starke Wechselwirkung produzierten Hadronen bestimmt.

Kapitel 4

Das Experiment

CERN[1] bei Genf in der Schweiz ist das weltgrößte Forschungszentrum für Teilchenphysik (Abbildung 4.1). Es wurde 1954 gegründet, und hat heute 20 Mitgliedsstaaten. Die beiden Komponenten des Experimentes, das dieser Arbeit zugrunde liegt, sind der Beschleuniger LEP[2] und der Detektor, der nach dem Namen des Experimentes OPAL als OPAL-Detektor[3] [11] benannt ist.

Abbildung 4.1: CERN-Ring aus der Luft

[1]Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
[2]Large Electron Positron Collider
[3]Omni-Purpose Apparatus at LEP

4.1 LEP - Large Electron Positron Collider

Der Elektron-Positron-Speicherring LEP wurde von 1989 bis 2000 als weltgrößter Teilchenbeschleuniger betrieben (Abbildung 4.2). Er verlief in 100 m Tiefe mit einem Umfang von 27 km.

In seinem System aus Vakuumröhren werden die aus Vorbeschleunigern mit 20 GeV und nahezu Lichtgeschwindigkeit entlassenen Bündeln aus Positronen und Elektronen durch vielfachen Umlauf beschleunigt. Die Kreisbahn wird durch Magnetfelder erzwungen, die die positiv bzw. negativ geladenen Bündel in vertikale und in horizontale Richtung fokussieren und abzulenken vermögen. Die Umlaufrichtungen beider Strahlen sind entgegengesetzt.

An vier Stationen entlang des LEP-Ringes befanden sich in der Zeit des Betriebes die Kollisionspunkte der Strahlen. An ihnen waren die Experimente OPAL, DELPHI, L3 und ALEPH eingerichtet.

Abbildung 4.2: Tunnel

In einer ersten Phase wurde der Beschleuniger bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, die der zweifachen Strahlenergie entspricht, von 91 GeV betrieben, der Erzeugungsschwelle des Z^0-Bosons. Ab 1995 wurde die Energie erhöht, 1996 überstieg sie bei 161 GeV die W-Paar-Produktionsschwelle. Im Jahr 2000 betrug die höchste Schwerpunktsenergie 209 GeV.

Der Erhöhung der Energie in einem ringförmigen Beschleuniger wirkt das Phänomen der Synchrotron-Strahlung, der Strahlung durch geladene Teilchen auf einer Kreisbahn, entgegen. Im Fall von e^+e^--Beschleunigern ist der Energieverlust pro Umlauf ΔE

$$\Delta E[keV] = 88\frac{E^4[GeV]}{R[m]}$$

Pro Umlauf geht durch diese eine Energie verloren von

$$\Delta E = \frac{4\pi\alpha}{3}\hbar c\beta^2\frac{\gamma^4}{R}$$

Vergleicht man einen Kreisbeschleuniger für Elektronen und einen für Protonen gleicher Energie, so findet man

$$\frac{\Delta E(e^-)}{\Delta E(p)} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^4 = 1,6\cdot 10^{13}$$

Der Energieverlust ΔE kann bei Protonbeschleunigern vernachlässigt werden. Somit sind dort höhere Schwerpunktsenergien möglich.

Der Vorteil von Elektronen ist jedoch, daß es sich hierbei um strukturlose Teilchen handelt und daher der Anfangszustand in den beobachteten Reaktionen wesentlich genauer definiert ist.

4.2 Der OPAL-Detektor

Um einen Kollisionspunkt der Elektron- und Positronstrahlen im LEP-Ring ist zylinderförmig der OPAL-Detektor [12, 13, 14] aufgebaut. Der Barrelbereich[4] umgibt symmetrisch den Wechselwirkungspunkt in der Mitte des Detektors. Abgeschlossen wird der Zylinder durch Endkappen. Der Detektor deckt dadurch fast den gesamten Raumwinkelbereich von 4π ab.

Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Ansicht des Detektors.

Die Aufgabe des Detektors ist, den Ort und die Zeit, also die räumliche und zeitliche Bahn aller in den Reaktionen enstehenden Teilchen, und ihre Identität zu bestimmen. Hierzu ist der Detektor aus unterschiedlichen Subsystemen mit verschiedenen Aufgabenbereichen aufgebaut.

Zur Beschreibung der Teilchenspuren wird ein detektoreigenes Koordinatensystem verwendet. Die z-Achse dieses Detektorkoordinatensystems ist die Richtung des Elektronenstrahls, die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des LEP-Rings. Da es sich um einen Zylinder handelt, bietet sich der Gebrauch von Polarkoordinaten an: r als Radius, θ als Polarwinkel zur z-Achse und ϕ als Azimutalwinkel zur x-Achse.

4.2.1 Spurmessung

Für die Messung der Spuren geladener Teilchen stehen verschiedene Bausteine zur Verfügung: der Silizium-Mikrovertex-Detektor, 3 Driftkammersysteme – der Vertexdetektor, die Jetkammer, die Z-Kammern – und die Spule, die ein Magnetfeld erzeugt, um die Impulsmessung geladener Teilchen zu ermöglichen.

Silizium-Vertex-Detektor

Zur Bestimmung des exakten e^+e^--Wechselwirkungspunktes, dem primären Vertex, dient der Silizium-Vertex-Detektor. Ebenso können mit seiner Hilfe auch sekundäre Vertices, die durch den Zerfall Teilchen mit einer Lebensdauer wie B-Mesonen entstehen, rekonstruiert werden.

Dieser Detektor besteht aus zwei zylindrisch angeordneten Siliziumstreifendetektoren, die um das Strahlrohr in einem Abstand zu der z-Achse von 6,1 cm und 7,5 cm verlaufen.

Zentraldetektor

Der zentrale Detektor besteht aus Vertexdetektor, Jetkammer und Z-Kammern. Er ist umgeben von einer Magnetspule. Diese erzeugt im Inneren ein annähernd homogenes magnetisches Feld von 0,435 T, der Feldvektor zeigt entlang der z-Achse. Durch den Krümmungsradius im B-Feld findet der Nachweis und die Impulsbestimmung eines geladen Teilchens statt.

[4] der zylinderförmige Bereich in Abbildung 4.3

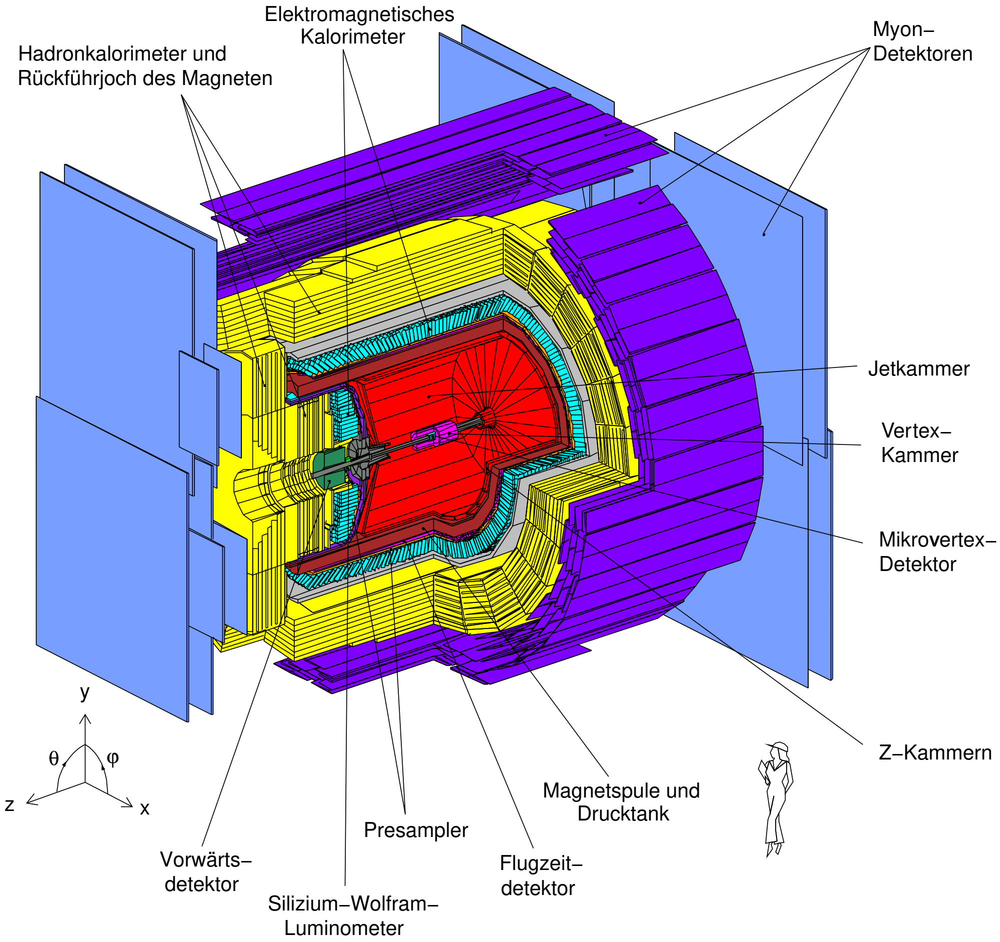


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau des OPAL-Detektors und seiner Komponenten

Vertexdetektor

Dem Silizium-Vertex-Detektor folgt eine zylindrische Driftkammer, deren Länge 100 cm beträgt, der innere Radius 8,5 cm, der äußere 23,5 cm. Sie besteht aus zwei Lagen mit je 36 Sektoren, die Axialsektoren der inneren Lage bestehen aus je einer Ebene Signaldrähte parallel zur z-Achse, die Stereo-Sektoren der äußeren Lage sind um 4^o versetzt, um die z-Achse bestimmen zu können.

Die Spurprojektion auf die r-ϕ-Ebene ergibt sich aus der Messung der Driftzeit zu den Signaldrähten. Die z-Koordinate folgt aus der Zeitdifferenz zwischen dem Erreichen des Signals an den beiden Drahtenden.

Jetkammer

Die Jetkammer mißt in der Länge 4 m, der Radius beträgt 1.85 m. Sie besteht aus 24 Sektoren, jeder enthält eine Anodendrahtebene mit Signaldrähten zwischen r=25 cm und 185 cm. Ein geladenes Teilchen verursacht auf den Drähten, von denen 159 vorhanden sind, Signale, wenn $|\cos\theta| < 0.965$.

Der Ort der Signalentstehung in der r-ϕ-Ebene läßt sich mit einer Genauigkeit von 135 μm bestimmen. Die Auflösung der z-Koordinate – durch Berechnung der Ladungsaufteilung auf beiden Drahtenden – beträgt 5 cm. In der Jetkammer wird auch versucht, die Identität der Teilchen über ihren spezifischen Energieverlust zu bestimmen.

Z-Kammern

Um die z-Koordinate genau messen zu können (Auflösung etwa 300μm), verlaufen in den Z-Kammern die Drähte senkrecht zur z-Achse. Die z-Koordinate ergibt sich aus der Driftzeit.

Mit dem Zentraldetektor, der der Spurbestimmung dient, beträgt die Auflösung des Teilchenimpulses [15]

$$\sigma_p/p = (0.02^2 + (0.0015p/GeV)^2)^{\frac{1}{2}}.$$

4.2.2 Flugzeitdetektor

Der Detektor für die Flugzeitmessung befindet sich außerhalb der Magnetspule. Der Abstand zur Strahlachse beträgt 2,36 m. Er setzt sich zusammen aus 160 Szintillationszählern mit jeweils 684 cm Länge und 9 cm Breite und deckt einen Winkelbereich bis $|\cos\theta| < 0.82$ ab.

Gemessen wird die Flugzeit, die ein Teilchen vom Zeitpunkt der Wechselwirkung bis zum Nachweis in den Szintillatorblöcken benötigt, mit einer Auflösung von etwa 300 ps, also etwa 4% der typischen Flugzeit von 7 ns.

Die Triggersignale, die der Detektor liefert, sind so schnell, daß man mit ihm störende Ereignisse zu unterdrücken vermag, die durch die kosmische Strahlung hervorgerufen werden.

4.2.3 Kalorimeter

In den Kalorimetern wird die Energie bestimmt, indem das Teilchen gestoppt und seine gesamte Energie an das Kalorimeter abgegeben wird. Dies geschieht sowohl bei Elektron und Photon als auch bei Hadronen, daher gibt zwei Kalorimeter, das elektromagnetische und das hadronische. Beide beruhen auf dem Phänomen des Schauerns. Sowohl geladene als auch neutrale Teilchen werden nachgewiesen.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Ein elektromagnetischer Schauer beruht auf folgenden Reaktionen im Kalorimeter K:

$e^- + K \rightarrow e^- + K + \gamma$ und $\gamma + K \rightarrow e^+ + e^- + K$. (Auch ein Photon kann am Beginn des Schauers stehen. Diese Reaktion kann sich nur in der Umgebung der Atomkerne des Kalorimetermaterials K abspielen, damit die Impulserhaltung gewährleistet ist.)

Das elektromagnetische Kalorimeter des OPAL-Experiments besteht aus Bleiglasblök- ken, in denen die Elektronen, die im Schauer entstehen, Cherenkov-Licht abstrahlen. Die Energie des primären Teilchens wird aus der Intensität des Cherenkov-Lichts bestimmt.

Ein Problem stellt das Material dar, das sich vor dem elektromagnetischen Kalorimeter befindet, in dem sich schon elektromagnetische Schauer vor Erreichen der Bleiglasblöcke entwickeln können. Die Lösung bilden die Presampler-Detektoren direkt vor dem Kalorimeter. Diese messen Position und Energie von schon vor den Blöcken schauernden Teilchen. Diese Presampler-Detektoren sind im Barrelbereich Driftkammern und an den Endkappen Vieldraht-Proportionalkammern.

Die Auflösung der Energie mit Presampler und elektromagnetischem Kalorimeter beträgt im Barrelbereich [15]

$$\sigma_E/E \simeq 0.2\% + 6.3\%/(E/\mathrm{GeV})^{\frac{1}{2}}.$$

Hadronkalorimeter

Das Barrel-, Endkappen- und Pole-Tip-Hadronkalorimeter decken 97% des Raumwinkels ab. Die Dicke entspricht ≥ 4 hadronischen Absorptionslängen. Aufgebaut sind sie abwechselnd aus Streamerröhren (aktive Nachweisschicht) und 10 cm dicken Eisenplatten (Absorber und gleichzeitig Magnetfeldrückführjoch). Im Barrelbereich gibt es 9 Lagen, an den Endkappen 8 Streamerröhrenschichten und 7 Lagen Eisen, das Pole-Tip-Kalorimeter ist für den Winkelbereich $0,91 < |\cos Q| < 0,98$ mit 10 Streamerröhrenschichten ausgerüstet. Die intrinsische Auflösung des Hadronkalorimeters beträgt [15]

$$\sigma_E/E \simeq 120\%/(E/\mathrm{GeV})^{\frac{1}{2}}.$$

4.2.4 Myonkammern

Die Teilchen, die jetzt noch aus dem Detektorsystem herausdringen, sind Myonen und die nicht nachweisbaren Neutrinos. Deshalb gibt es noch eine äußere Schicht mit Myonkammern. Im Barrelbereich sind es vier Lagen Driftkammern und an den Endkappen acht Lagen Streamerröhren zum Nachweis und Richtungsmessung von Myonen, wozu eine Kombination der Informationen aus dem Zentraldetektor mit den Informationen der Myonkammer verwendet wird.

4.2.5 Teilchenidentifikation

In Abbildung 4.4 sind schematisch die einzelnen Detektorkomponenten und die Spuren und Schauer, die die verschiedenen Teilchen hinterlassen, eingetragen, so daß eine Identifikation möglich wird.

Eine Besonderheit stellen das π^0 und das K_S^0[5]dar, deren Lebensdauer so kurz ist, daß die Zerfallsprodukte nachgewiesen werden, zwei Photonen bzw. zwei geladene Pionen. Aufgrund der Übersichtlichkeit findet in der Darstellung der Zerfall des K_S^0 in zwei Pionen gleich bei Eintritt in das Detektorsystem statt, und die beiden Schauer des π^0 befinden sich relativ weit voneinander entfernt, so daß sie als zwei getrennte Schauer zu identifizieren sind (in Wirklichkeit kein einfaches Unterfangen).

[5] S wie short

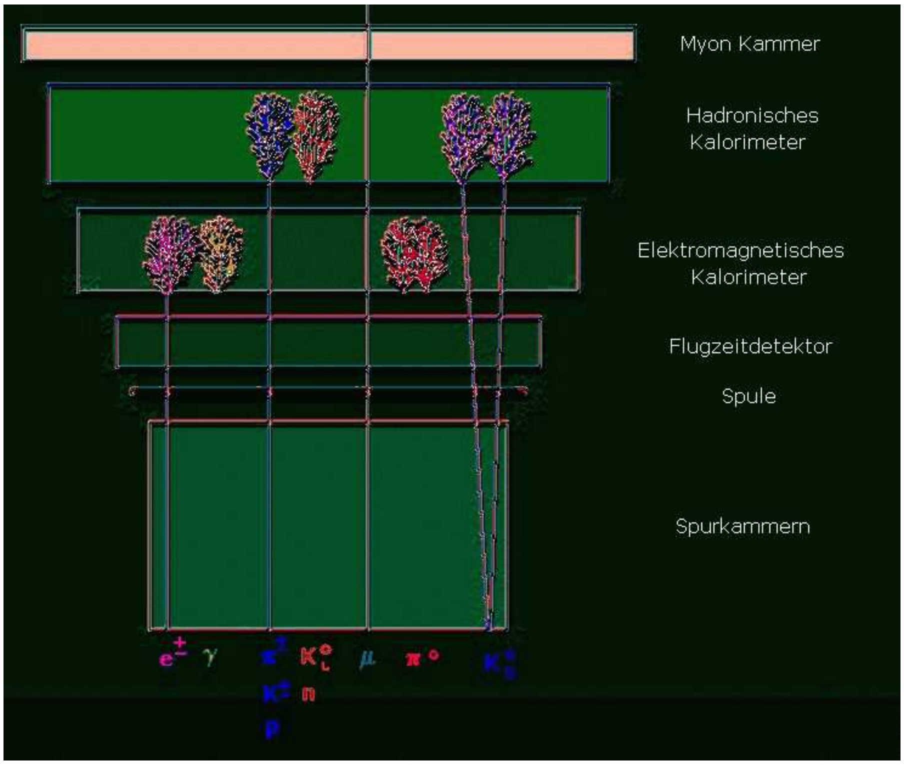


Abbildung 4.4: Teilchenidentifikation

Kapitel 5

Simulation der W-Paar-Ereignisse

Eine Monte-Carlo-Simulation spiegelt ein Ereignis im Detektor wieder. Dazu sind spezielle Programme notwendig, sogenannte *Ereignis-Generatoren*. Ein Ereignis ist ein Ergebnis (von unzähligen Möglichkeiten) einer Kollision zweier Teilchen. Der Ereignis-Generator simuliert die Kollision am Computer, indem er physikalische Theorien und Modelle als Eingaben nimmt, so daß das Ereignis einem realen Ereignis im Detektor möglichst ähnlich ist. Um eine Analyse wie die Bestimmung der W-Masse zu optimieren, sind sehr viele solcher Ereignisse zu generieren.

Die Ereignis-Generation ist folgendermaßen realisiert: Zunächst werden die Impulse der primären Quarks mit Hilfe von Eingangsparametern wie der W-Masse berechnet. Daraufhin wird die perturbative QCD-Phase entwickelt, in der die primären Quarks Gluonen emittieren. Die nun vorliegenden Teilchen werden als „Parton-Level" des Ereignisses bezeichnet.

Für die nun folgende nicht-perturbative QCD-Phase werden phänomenologische Modelle betrachtet, mit denen die Hadron-Bildung beschrieben werden. Die daraus hervorgehenden Teilchen werden von GOPAL [16, 17] übernommen, einem Programm, welches auf der Geant-Simulation [18] des Opal-Detektors basiert. Mit Hilfe dieses Programmes werden alle Teilchen im Detektor mit all ihren Wechselwirkungen einem wirklichen physikalischen Ereignis nachempfunden.

Das Phänomen der Colour Reconnection wird auf unterschiedliche Weise in Simulationen behandelt. Die drei in dieser Arbeit untersuchten sind Ariadne [19], Jetset [20] und Herwig [21].

5.1 Elektroschwache Produktion

<u>KoralW</u> [22] ist bei OPAL der Standard-Generator für W-Boson-Analysen. Er simuliert hervorragend QED-Effekte wie die Emission von Photonen im Anfangszustand und Endzustand-Strahlung. Für die Berechnung von Matrixelementen existiert eine Schnittstelle zur Grace-Bibliothek. KoralW benutzt das Jetset-Programm für die Hadronisation.

<u>GRC4F</u> [23] kann die führenden 4-Fermion-Diagramme mitsamt Interferenz-

Effekten verwirklichen. Es gibt verschiedene Möglichkeiten für den Einbezug der Emission von Strahlung aus dem Anfangszustand. GRC4F ist derzeit insofern beschränkt, daß CKM-Mischungs-Matrix nicht implementiert ist.

EXCALIBUR [24] berechnet 4-Fermion-Diagramme mitsamt Interferenz-Effekten oder auch ein einzelne Diagramme. Die Fermionen werden als masselos angenommen. Die Version, die bei OPAL benutzt wird, enthält eine Schnittstelle zu Jetset, so daß den Fermionen Massen zugeordnet werden, um den für die Simulation benötigten Parton-Schauer initialisieren zu können. Mit EXCALIBUR können auch Ereignisse mit anomalen Drei-Eichbosonen-Kopplungen erzeugt werden.

PYTHIA [20] bezieht nicht die Interferenzen zwischen unterschiedlichen Diagrammen ein und ist aufgrund dessen kein wirklicher 4-Fermion-Generator. Er ist der Stan- dard-Generator für 2-Fermion-Prozesse und wird auch für die Generation von WW-Untergründen wie $We\nu$, Z^0Z^0 und Z^0ee verwendet.

5.2 Hadronisation

In der Reaktion $e^+e^- \to W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q} \to Hadronen$ kollidieren und annihilieren ein Elektron und ein Positron, wobei über ein γ/Z^0 ein W-Bosonen-Paar entsteht. Jedes W zerfällt in ein Quark-Antiquark-Paar.

Es bilden sich um jedes Quark Partonschauer aus der Energie, die das Quark mit sich trägt. Die verschiedenen Partonen des Schauers kombinieren zu Hadronen, die wir in Form von Jets im Detektor registrieren können. Ein Jet ist ein Bündel aus Teilchen, die einen kleinen Winkel mit dem Impulsvektor, den das ursprüngliche Quark trägt, einschließen.

Da ein W-Boson keine Farbe trägt, bildet das entstehende Quark-Antiquark-Paar ein Farbsingulett, wobei das Antiquark die Antifarbe der Quarkfarbe tragen muß. Die Raum/Zeitspanne bis zu den Hadronendzuständen wird in zwei Abschnitte unterteilt, die mit $t \sim 0.2 - 0.4$ fm kürzere „perturbative Phase" [1] , die von der Emission von Quarks und Gluonen geprägt ist, und die mit 1-2 fm längere „nichtperturbative Phase", in der aus den Partonen Hadronen entstehen (siehe Tabelle 5.1).

perturbative Phase	**nichtperturbative Phase**
Emission g, q	Partonen $\to$ Hadronen
kurz: $t \sim 0.2 - 0.4 fm$	länger: $t \sim 1 - 2 fm$
große Impulsüberträge bis 1 GeV	niederenergetische Wechselwirkungen
Störungstheorie	Modelle: Stringmodell Clustermodell

Tabelle 5.1: Gegenüberstellung von perturbativer und nicht-perturbativer Phase

[1] lateinisch perturbare: stören

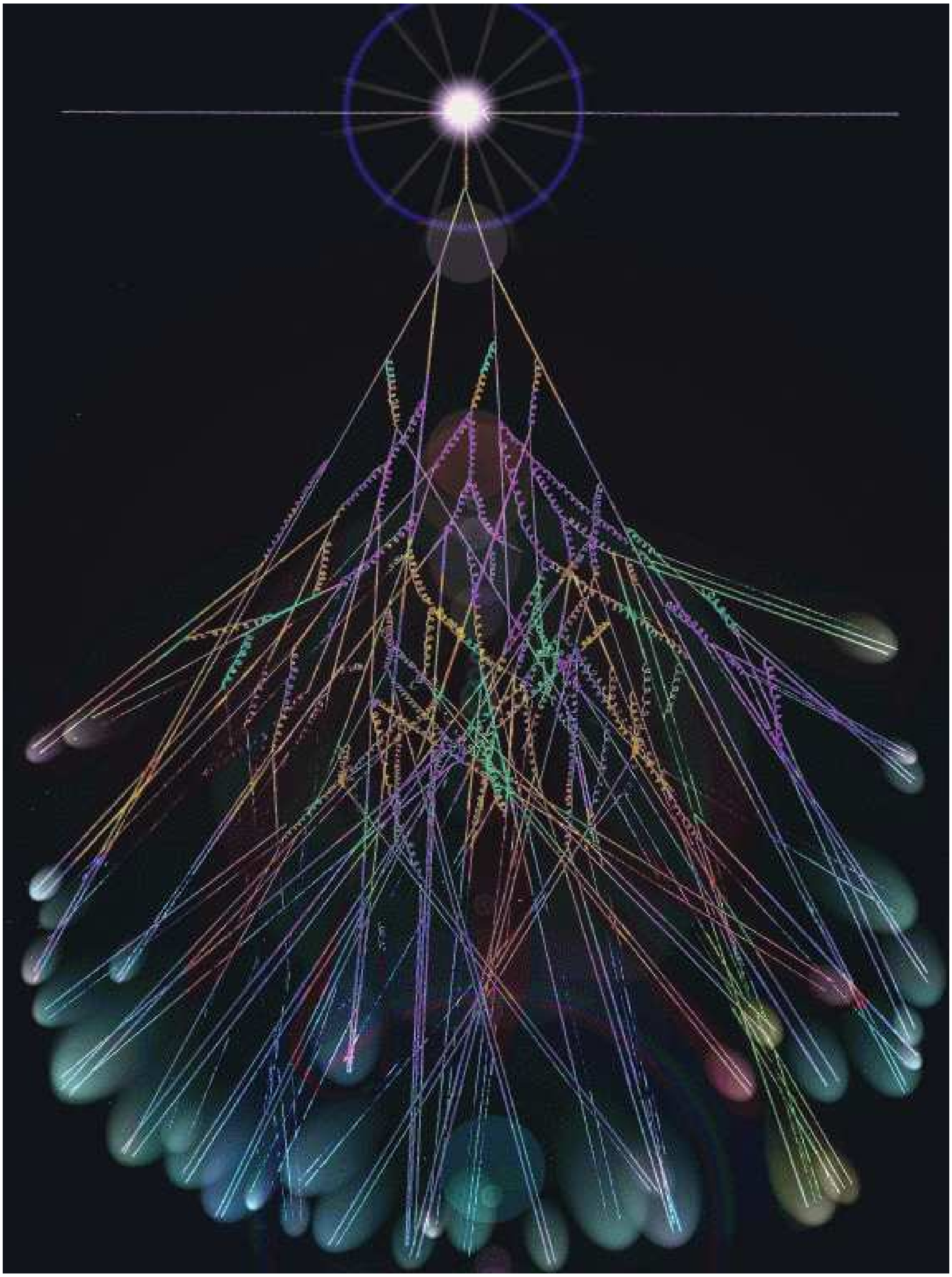


Abbildung 5.1: Schauer aus Gluonen und Quarks

Zwischen den beiden Farbsingulett-Systemen kann eine Wechselwirkung stattfinden, die „Colour-Reconnection". Die perturbative Phase ist störungstheoretisch beschreibbar und ihre Vorgänge mit Feynmandiagrammen darstellbar.

Hier finden hohe Impulsüberträge statt, der Schnitt liegt in der Größenordnung von etwa 1 GeV. Kleinere Überträge und weichere Interaktionen prägen dagegen die nichtperturbative Phase. Für deren Beschreibung existieren nur phänomenologische Modelle wie das String-Modell und das Cluster-Modell, da durch die große Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung bei kleinen Energien die Störungsentwicklung durch die größeren Beiträge höherer Ordnungen nicht mehr konvergiert.

In dieser Arbeit werden drei verschiedene Generatoren betrachtet, die die Hadronbildung und die Colour Reconnection auf verschiedene Weisen realisieren:

1. Pythia/Jetset
2. Ariadne
3. Herwig

Einen Eindruck der Entstehung von Hadronen aus der betrachteten Reaktion soll Abbildung 5.1 vermitteln.

Im Folgenden bezeichne r die Farbe rot, b blau, g grün und $\bar{r}$, $\bar{b}$ und $\bar{g}$ die entsprechenden Antifarben.

5.2.1 Die perturbative Phase

Damit die Störungstheorie zum Einsatz kommen kann, muß die Energie der Partonen über etwa 1 GeV liegen – das heißt, man kann den von den Quark-Antiquark-Paaren ausgehenden Schauer als Feynman-Diagramme darstellen.

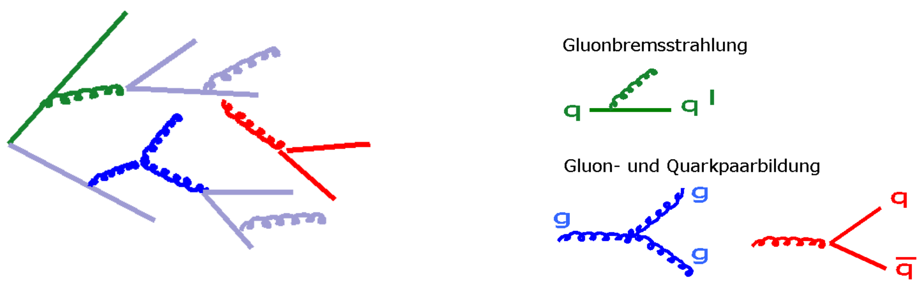


Abbildung 5.2: Vorgänge in der Kaskade

Die Vorgänge innerhalb des Schauers [25] sind (Abbildung 5.2):

- Die Emission eines harten Gluons von einem Quark

- Gluon-Zerfall sowohl in 2 Gluonen, da Gluonen an sich selbst koppeln können, als auch in 2 Quarks
- Bremsstrahlung, bei der die neu erzeugten Quarks wiederum Gluonen abstrahlen können.

Die Wahrscheinlichkeit, daß die beiden Farbsinguletts wärend der pertubativen Phase Gluenen austauschen, ist sehr gering. Ein Grund hierfür ist die niedrige Wahrscheinlichkeit, daß die dafür in Frage kommenden beiden Gluonen, die ja in 8 Farbkombinationen auftreten können, die passenden Farben tragen.

Diese Art der Schauerentstehung wird bei Herwig und Jetset verwendet.

Das Dipol-Kaskade-Modell

Zur Beschreibung der Vorgänge innerhalb des Schauers dient das Dipol-Kaskade-Modell [26].

An dieses Modell lehnt sich die Simulation der perturbativen Phase in Ariadne an.

Im Dipol-Kaskade-Modell entspricht die Emission eines Gluons der Strahlung, die aus dem Farbdipol resultiert, den die Farbladungen des Quarks und des Antiquarks bilden.

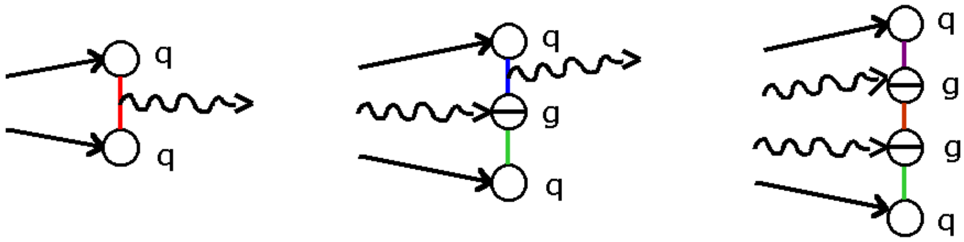


Abbildung 5.3: Bildung von Dipolen

Die Emission des nächsten Gluons, das niederenergetischer ist als das vorhergehende, resultiert nun aus den zwei Dipolen, dem, den das eine Quark mit dem ersten Gluon bildet, und dem zwischen Gluon und zweitem Quark. Das dritte Gluon mit noch niedrigerer Energie ist die Strahlung von nun drei Dipolen und so weiter. Abbildung 5.3 zeigt diesen Vorgang. Die einfarbigen Quarks sind hier durch Kreise dargestellt, die geteilten Kreise stellen die Farbe und Antifarbe tragenden Gluonen dar, die als Strahlung erzeugt werden.

Schließlich hat sich eine Kette aus Quarks, Dipolen und Gluonen gebildet: Ein Gluon verbindet zwei Dipole, ein Dipol verbindet zwei Quarks.

Die Emission eines Gluons ist gleichbedeutend mit der Strahlung des Farbdipols, wie er in Abbildung 5.4 zu sehen ist.

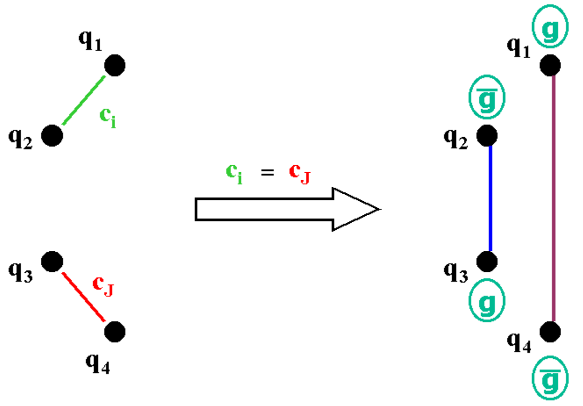


Abbildung 5.5: Wechsel der Dipolzusammensetzung bei gleichen Farbindizes

Im Dipol-Kaskade-Modell wird ein Dipol mit einem „Farbindex" versehen, der für die Kombination zweier Farben steht.

Betrachten wir, wie in Abbildung 5.5 dargestellt, vier Quarks. q_1 und q_2 verbinde der Dipol i mit dem Index c_i. q_3 und q_4 seien durch den Dipol j mit dem Index c_j verbunden. Falls nun $c_i = c_j$ sein sollte, so ist ein Austausch der Dipole erlaubt.

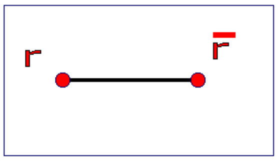


Abbildung 5.4: Pol und Antipol

Gleiches gilt auch für Gluonen, die zwei Farben tragen (Abbildung 5.6). Allerdings ist beim Dipoltausch zwischen Gluonen Vorsicht geboten. So ist eine Kombination zum Dipol zwischen 2 Gluonen, die von verschiedenen Quarks stammen, erlaubt, zwischen 2 Gluonen, die aus einem Gluon hervorgehen, verboten (Abbildung 5.7), da dies ein weißes emittierendes Gluon voraussetzen würde, wie wir gleich sehen werden.

Demnach verlangt der Kaskadenaufbau nach gewissen Regeln. Der Dipol zwischen p_1 und p_2 mit Index c_1 (Abbildung 5.8) erzeuge ein von p_1 abgestrahltes Gluon.

Der neue Dipol zwischen p_1 und g erhalte den Index c_2. Zwischen g und p_2 wird der ursprüngliche Index c_1 beibehalten, denn p_2 ändert nicht seine Farbe, nur p_1, indem es seine Farbe dem Gluon überträgt und die Farbe annimmt, deren Antifarbe ebenfalls das Gluon forträgt.

In dem Falle, daß ein Gluon ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt, werden die verbindenden Farbindizes beibehalten, da das Quark die Farbe des Gluons und das Antiquark die Antifarbe des Gluons erhält.

Betrachten wir nun den Aufbau der Kaskade (Abbildung 5.9), die eine Dipolverbindung zwischen zwei Gluonen, die von verschiedenen Quarks stammen, erlaubt: Sie beginnt bei dem Farbindex c_1 zwischen $\bar{q}_1(\bar{r})$ und $q_2(r)$.

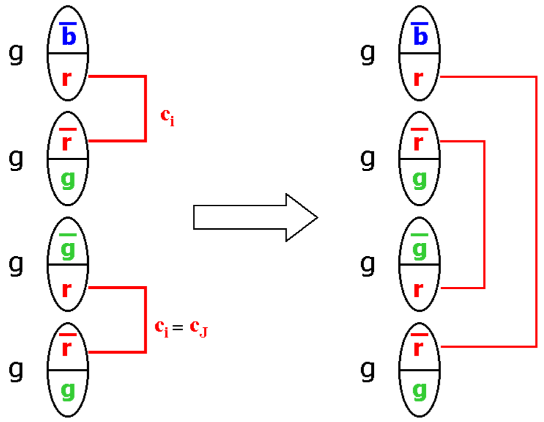


Abbildung 5.6: Wechsel der Dipolzusammensetzung bei Gluonen

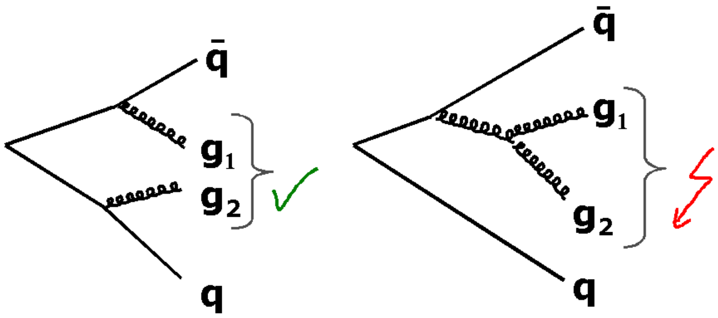


Abbildung 5.7: Erlaubte und verbotene Dipolbildung bei Gluonen

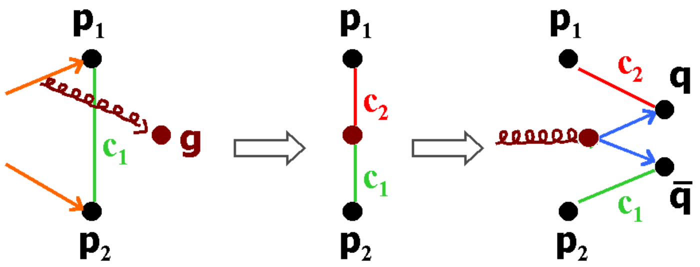


Abbildung 5.8: Dipolbildung bei Gluonemission und Paarbildung durch das Gluon

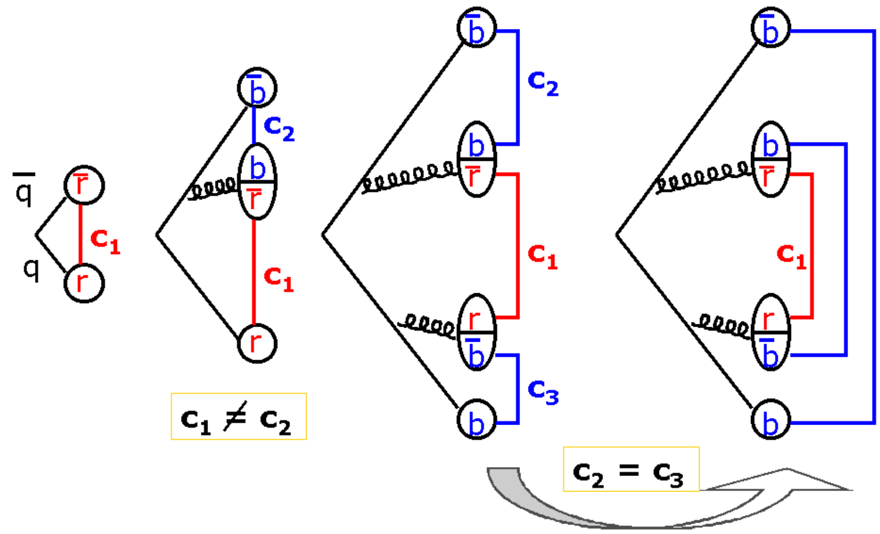


Abbildung 5.9: Dipolwechsel bei Gluonen aus verschiedenen Quarks

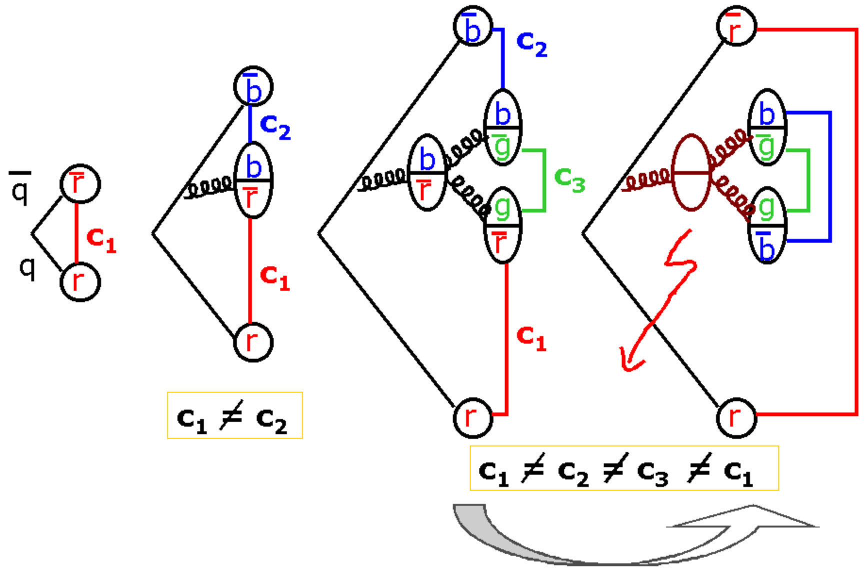


Abbildung 5.10: Dipolwechsel bei Gluonen aus demselben Quark führt zu farblosem Gluon

$\bar{q}_1(\bar{r})$ strahle ein $g_1(b\bar{r})$ ab. $\bar{q}_1$ wechselt dadurch seine Farbe zu $\bar{b}$ und bildet mit dem Gluon einen Dipol mit Index c_2, c_1 besteht zwischen $g_1(b\bar{r})$ und $q_2(r)$, mit der Bedingung $c_1 \neq c_2$. Zwei verbundene Indizes dürfen nicht gleich sein, da sonst das emittierende Teilchen farblos wäre. Jetzt emittiere $q_2(r)$ ein Gluon $g_1(\bar{b}r)$. Es bildet sich ein neuer Index c_3 zwischen $g_2(\bar{b}r)$ und dem nunmehr blau gewordenen $q_2(b)$. Wieder gilt: $c_3 \neq c_1$.

In dem Fall, daß $c_2 = c_3$, ist der Dipoltausch erlaubt, so daß ein Dipol zwischen $\bar{q}_1(\bar{b})$ und $q_2(b)$, ein zweiter Dipol zwischen dem b des $g(\bar{r}b)$ und dem $\bar{b}$ des $g(r\bar{b})$ und ein dritter Dipol zwischen dem $\bar{r}$ des $g(b\bar{r})$ resultieren können. Somit sind also die beiden Gluonen durch zwei Farbdipole verbunden, einer jeweils zwischen einer der beiden „Farbseiten", die ein Gluon besitzt.
Nun betrachten wir die Kaskadenentwicklung, bei der ein Gluon in zwei Gluonen aufspaltet (Abbildung 5.10).
Aus dem Dipol mit Index c_1 zwischen $\bar{q}_1(\bar{r})$ und $q_2(r)$ gehe durch Abstrahlung des Gluons $g(\bar{r}b)$ von $\bar{q}_1(\bar{r})$ die Konstellation hervor, die aus c_2 zwischen $\bar{q}_1(\bar{b})$ und $g(\bar{r}b)$ und aus c_1 zwischen $g(\bar{r}b)$ und $q_2(r)$ besteht, mit der Bedingung $c_1 \neq c_2$.
Wenn nun $g(b\bar{r})$ sich in $g_1(b\bar{g})$ und $g_2(g\bar{r})$ aufspaltet, werden die verbindenden Indizes beibehalten, also c_2 zwischen dem $\bar{q}_1(\bar{b})$ und dem b des $g_1(b\bar{g})$, c_1 zwischen $q_2(r)$ und dem $\bar{r}$ des $g_2(g\bar{r})$. Der neue Index c_3 ist der des Dipols zwischen $\bar{g}$ des $g_1(b\bar{g})$ und g des $g_2(g\bar{r})$. Für ihn gilt: $c_1 \neq c_2 \neq c_3$, wobei zusätzlich noch immer $c_3 \neq c_1$. Es ist keine Dipolvertauschung wie oben möglich. Wäre dies der Fall, ergäbe sich die zu oben analoge Dipolkonstellation.
Doch was würde dies mit sich bringen? Zwei Dipole zwischen je einer „Farbseite" der beiden Gluonen – ein Farb-Singulett würde gebildet aus diesen beiden Gluonen. Jedoch stammen diese beiden Gluonen von einem einzigen Gluon. Dieses Gluon würde ein Farbsingulett bilden! Ein solches Gluon existiert nicht!

5.2.2 Die nicht-perturbative Phase

Wie in Tabelle 5.1 bereits gesehen, existieren für die Beschreibung der nicht-perturbativen Phase zwei Modelle: das String-Modell und das Cluster-Modell.

Das String-Modell

Ein Farbdipol wird aus den Farbladungen des Quarks und des Antiquarks gebildet.

In den Modellen Jetset und Ariadne wird das „Stringmodell" verwendet [27]. In diesem verbindet das q und das $\bar{q}$ ein String. Die Energie des Farbfeldes zwischen q und $\bar{q}$ ist proportional zur Länge des Strings. Die Energiedichte des Farbfeldes ist konstant.

Enthält das Farbsingulett Gluonen, so beginnt der String bei einem Quark und verbindet dieses mit dem Gluon und endet bei dem Antiquark. Die Gluonen können also als Knick im String betrachtet werden. Dieser ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

In Abbildung 5.11 ist die Stringbildung zwischen neu emittierten Gluon-Vektoren zu sehen.

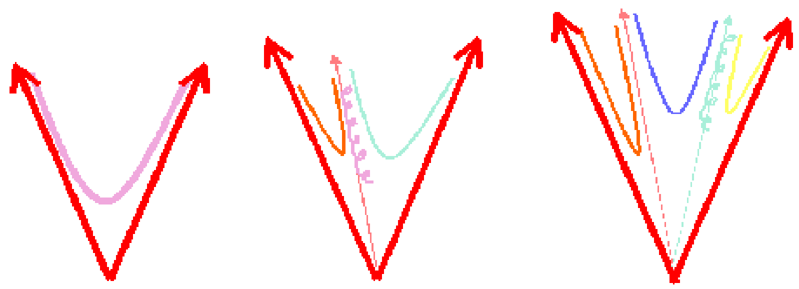


Abbildung 5.11: Entwicklung von Stringbildung

Die Modellierung der Colour Reconnection in den Modellen von Sjöstrand und Khoze [28, 29] basiren auf zwei Beschreibungen des strings: Entweder kann der String eine Linie sein (SKII-Modell), um die das Feld zylindrisch herum verteilt ist, oder der String kann eine ausgedehnte und nach außen exponentiell abfallende Röhre sein (SKI-Modell) wie in Abbildung 5.12 dargestellt.

Abbildung 5.12: räumlich ausgedehnter String

Wenn ein Quark und sein zugehöriges Antiquark sich voneinander entfernen, so ver- längert sich der String, der zwischen ihnen gespannt ist. Die Energie im String wächst. Wenn der String durchbricht, bedeutet dies eine Quark-Antiquark-Produktion.
Wie wenn man einen Magneten mit Nord- und Südpol durchbricht und an der Bruchstelle des Stückes mit dem alten Nordpol ein neuer Südpol entsteht, so bildet sich an dem Stück mit dem alten Farbpol an der Bruchstelle ein neuer Antifarbpol, getragen von einem Antiquark.
Nach dem Bruch existieren also zwei Strings, die mit der Abstandsvergrößerung der Quarks an ihren Enden wieder zerbrechen können und so weiter, wie in Abbildung 5.13 ersichtlich. Ein String bricht auf, da die Quark-Antiquark-Produktion energetisch günstiger ausfällt als die Ausdehnung des Strings.

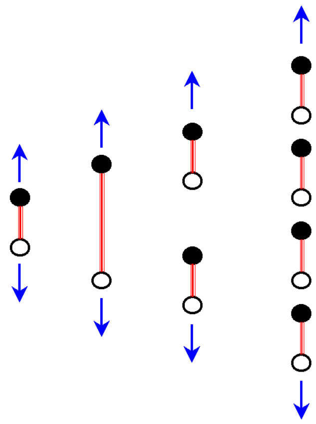


Abbildung 5.13: Quark-Antiquark-Paar-Erzeugung durch Aufbrechen eines Strings

Cluster-Modell

Im Cluster-Modell laufen folgende Vorgänge ab:

- Bei der Hadronisation zerfallen die Gluonen jeweils in ein Quark-Antiquark-Paar.
- Benachbarte q und $\bar{q}$ bilden farbneutrale Cluster.
- Die Cluster wiederum zerfallen in zwei Hadronen, wie in Abbildung 5.14 zu sehen.

Diese Modellvorstellung liegt Herwig zugrunde.

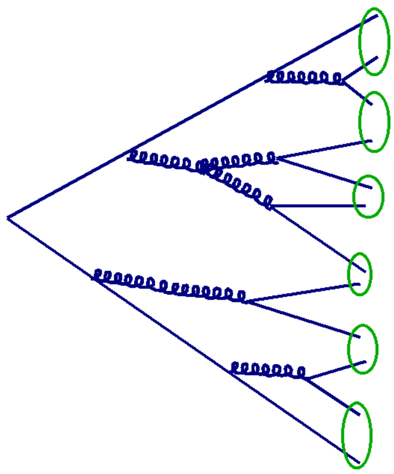


Abbildung 5.14: Cluster-Modell

5.2.3 Modelle für Colour Reconnection

In dem Diagramm in Abbildung 5.15 ist die betrachtete Reaktion aufgetragen. τ_W bezeichnet die Lebensdauer der W-Bosonen. Nehmen wir an, die Lebensdauer wäre groß. Das würde bedeuten, daß die Zerfallsvertices der beiden W-Bosonen räumlich und zeitlich weit voneinander entfernt lägen und die beiden Quark-Antiquark-Paare sich gegenseitig nicht in der Hadronisationsphase beeinflussen.

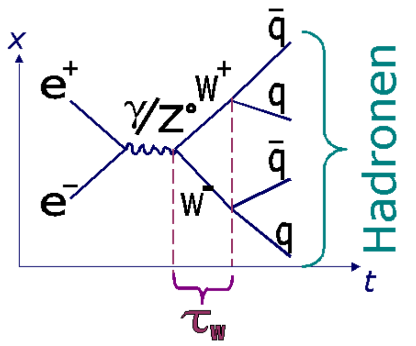


Abbildung 5.15: Die Reaktion

Stellen wir uns den entgegengesetzten Extremfall vor und lassen die Lebensdauer gegen Null gehen. Die Zerfallsvertices fielen zusammen. Die vier erzeugten Quarks bildeten zwei Farbdipole, aus welchen die Hadronen hervorgingen - eine Zuordnung zum ersten oder zweiten W-Boson wäre aufgrund der Position der Hadronproduktion nicht mehr möglich.

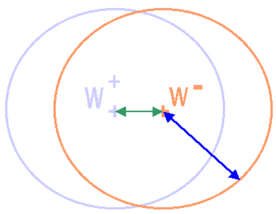


Abbildung 5.16: Überlappung der W-Systeme

Jedoch beträgt die Größenordnung der mittleren Flugweite bis zum Zerfall des W-Bosons $0,1$ fm. Die Skala der Hadronisation beträgt 1 fm. Das bedeutet eine Überlappung der beiden aus den W-Bosonen hervorgehenden Systeme (Abbildung 5.16), und eine gegenseitige Beeinflussung ist vorstellbar. Eine entscheidende Rolle dabei spielt gewiß die *Farbe*.

Abbildung 5.18 zeigt die Emission und Absorption eines Gluons. Durch diesen Vorgang wechselt die Zusammensetzung zweier Farbsingulettes.

Diser Wechsel kann zwischen den beiden W-Systemen stattfinden. So könnte das erste der alten Farbsinguletts durch Quarks des ersten W-Bosons, das zweite aus Quarks des zweiten W-Bosons gebildet werden.

Wie der Wechsel der Zusammensetzung von Farbsinguletts zwischen den beiden W-Systemen geschehen mag, so können sich auch Dipolverbindungen zwischen Teilchen des einen W-Bosons und Teichen des anderen W-Bosons bilden (Abbildung 5.17). Strahlt nun ein Farbdipol, der sich zwischen den beiden W-Systemen gebildet hat, ein Gluon ab und erzeugt dieses Gluon im weiteren Verlauf Teilchen, so kann man diese nicht mehr eindeutig dem einen oder anderen W-Boson zuordnen!

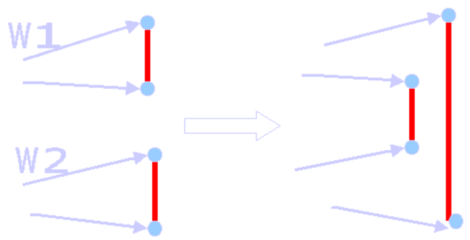


Abbildung 5.17: Dipolbildung zwischen den W-Systemen

Diese Dipolbildung zwischen den W-Systemen geschieht dadurch, daß ein Dipol zwischen q_1 und q_2 aus W_1 und ein Dipol zwischen q_3 und q_4 aus W_2 die Zusammensetzung ändern, so daß eine Dipolverbindung zwischen q_1 und q_4 und eine zwischen q_2 und q_3 entsteht.

Die Colour Reconnection geschieht durch Gluonübertragung von einem Farbsingulett zu einem anderen.

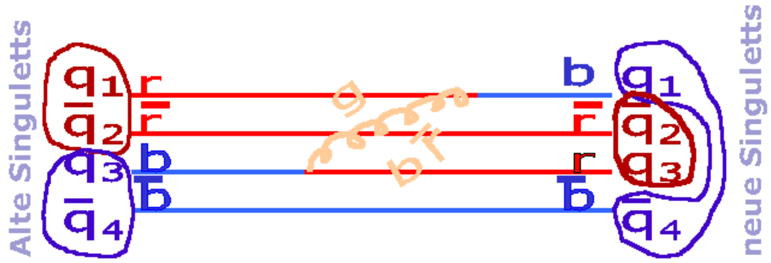


Abbildung 5.18: Zusammensetzung der Singuletts wechselt

Seien nun (Abbildung 5.18) zwei Farbsinguletts gebildet aus $q_1(r)$, $\bar{q}_2(\bar{r})$ und $q_3(b)$, $\bar{q}_4(\bar{b})$. Strahlt q_3 aus dem zweiten Singulett ein Gluon ab mit der Farbe $(b\bar{r})$, so ändert dieses beim Zusammentreffen mit q_1 aus dem ersten Singulett dessen Farbe in b. Im Resultat erkennt man, daß q_1 und $\bar{q}_2$ nicht länger ein Farbsingulett bilden, vielmehr hat die Zusammensetzung gewechselt: $q_1(b)$, $\bar{q}_4(\bar{b})$ bilden nun ein Farbsingulett, $\bar{q}_2(\bar{r})$, $q_3(r)$ bilden das andere. Damit das Gluon aus dem zweiten Farbsingulett das erste jedoch erreichen kann, unterliegt er der ungefähren Phasenraumeinschränkung $E_g \leq \Gamma_W$, seine Energie muß also kleiner als die W-Breite sein, damit diese „Gluonbrücke" zustande kommen kann, denn aus der Unschärfe-Relation folgt eine größere Reichweite aus kleinerer Energie.

In den Modellen Jetset, Ariadne und Herwig wird die Colour Reconnection auf verschiedene Weise umgesetzt. Eine Übersicht findet sich in Tabelle 5.2 auf Seite 46.

Pythia/Jetset

Das Pythia/Jetset-Modell [20] bedient sich bei der Realisierung der Colour Reconnection des String-Modells.

In dem Fall, daß der String eine ausgedehnte Röhre darstellt, ist die Wahrscheinlichkeit für Colour Reconnection zwischen den Partonen an den Enden zweier verschiedener Strings proportional zum Raum/Zeit-Überlapp der beiden String-Röhren, die zu verschiedenen W-Systemen gehören. Die Stärke des exponetiellen Abfalls bildet einen freien Parameter in dieser Simulation, so daß sich eine *Wahrscheinlichkeit* für Colour Reconnection realisieren läßt.

Wenn der String als Linie betrachtet wird, so findet eine Colour Reconnection statt, wenn sich 2 Strings kreuzen und die Stringlänge durch die Colour Reconnection verkleinert wird. In diesem Stringmodell findet maximal einmal Colour Reconnection pro Event statt – an welcher Position?

Im String-Röhren-Modell erfolgt die Colour Reconnection je nach Überlappwahrscheinlichkeit und in der Linien-Version bei der 1. Kreuzung. Die Colour Reconnection gibt es in diesem Modell nur zwischen den W-Systemen, sie ist innerhalb eines W-Systems ausgeschlossen.

Ariadne

Die Ariadne-Simulation [19] läßt sich noch einmal nach verschiedenen Optionen unterteilen:

- Die Colour-Reconnection darf innerhalb eines W-Systems stattfinden oder auch nur zwischen den W-Systemen.
- Nur eine Colour-Reconnection ist pro Event erlaubt oder auch mehrere.

Die Teilchenproduktion und Dipolbildung erfolgt nach den Regeln des Dipol-Kaskade-Modells. Der Algorithmus für den Aufbau der Kaskade in Ariadne lautet:

1) Bilde nach einer Emission (Abbildung 5.19) nach den Regeln des Dipol-Kaskade-Modells die Dipolverknüpfungen.

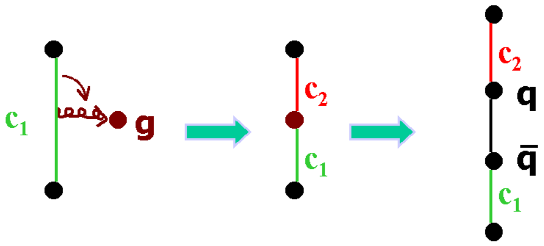


Abbildung 5.19: Regeln für Indizes bei Kaskadenbildung

2) Bei jeder Emission wird ein Dipolkandidatenpaar mit dem selben Dipolindex gesucht, für das λ am meisten verkleinert wird.

3) Ist dieses gefunden, so werden die beiden Dipole zwischen den vier Partonen neu geknüpft.

4) Die Kaskade setzt sich bei Schritt 1 fort.

Auf diese Weise geschehen auch Dipolverknüpfungen zwischen den beiden W-Systemen. Die beiden W-Kaskaden beeinflussen sich bei ihrem Wachstum untereinander.

Bei Ariadne wird wieder das String-Modell verwendet. Die Bevorzugung von Zuständen geringster Energie gilt auch für das String-Modell: Die Strings mit kurzer Ausdehnung sind bevorzugt. Die „Kürze" oder die Summe der Länge aller Strings wird durch den Parameter λ bestimmt

$$\lambda = \sum_{i=1}^{n-1} \ln \frac{(p_i + p_{i+1})^2}{m_0^2} = \sum_{i=1}^{n-1} \ln \frac{m_{i,i+1}^2}{m_0^2} \tag{5.1}$$

n ist die Anzahl der Partonen, p_i sind die 4-Impulse, $m_{i,i+1}$ ist die invariante Masse des Strings von Parton i zu Parton $i+1$ und m_0 ist die hadronische Massenskala mit $\sim$ 1 GeV.

Wenn λ klein wird, heißt das, daß die Partonen sich nahe aneinander im Impulsraum befinden (Abbildung 5.20) Diese Partonen bilden also eher Strings als die weiter voneinander getrennten. Die Ariadne-Simulation verwendet das Dipol-Kaskade-Modell und berücksichtigt somit die Farbfelder in der perturbativen Phase.

Herwig

Herwig [21] ist eine Simulation, die mit dem Cluster-Modell arbeitet, in dem benachbarte q und $\bar{q}$ farbneutrale Cluster bilden.

In dem Cluster-Modell von Herwig ist die Colou Reconnetion implemtiert, indem Partonen aus unterschiedlichen W-Systemen Cluster bilden können. Es

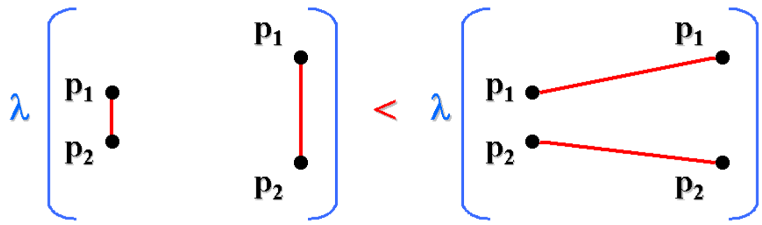


Abbildung 5.20: geometrischer Vergleich von Stringlängen im Impulsraum

werden jeweils Partonen mit dem keinsten Wert für einen Raum-Zeit-Seperator Δx_i zu einem Cluster zusammengefügt.

Δx_i beschreibt den Abstand zwischen zwei Quarks, die rekombinieren können. Das Programm sucht für $q_i\bar{q}_j$ ein anderes farbgebundenes Paar $q_k\bar{q}_l$, so daß (il) und (kj) Farbsinguletts bilden und:

$$|\Delta x_{il}|^2 + |\Delta x_{kj}|^2 < |\Delta x_{ij}|^2 + |\Delta x_{kl}|^2.$$

Diese Vorgaben verhalten sich demnach ähnlich wie λ in Gleichung 5.1: Die Größe von Δx muß minimiert werden!

	Kriterium für Colour Reconnection
Jetset	x-t-Überlapp oder Kreuzung von Strings
Ariadne	Stringlängenreduzierung λ
Herwig	Cluster-Bildung von benachbarten $q\bar{q}$ mit Δx

Tabelle 5.2: Verschiedene Methoden zur Realisierung von Colour Reconnection

Kapitel 6

Die Massenbestimmung des W-Bosons

Die Ausgangsposition zur Bestimmung der W-Masse sind Daten, die bereits eine erste Rekonstruktionsphase durchlaufen haben: die Impulse, Energien der Spuren im Detektor und Cluster im Kalorimeter [30].

Von diesen Informationen muß zunächst auf die Quarks geschlossen werden, die aus den beiden W-Bosonen hervorgehen, mit deren Impulsen man die invariante Masse rekonstruieren kann. Die Schritte, die dafür notwendig sind, werden im folgenden erläutert.

Das Softwarepaket für die Analyse der Colour Reconnection bei der Massenbestimmung des W-Bosons ist eine neue Entwicklung für das objektorientierte Analyse-Framework ROOT. Es ist auf der Grundlage von C++ programmiert und enthält verschiedene Bausteine, die in Zukunft auch für weitere Analysen verwendet werden können, in denen gleiche Aufgaben übernommen werden müssen, wie zum Beispiel das Clustern von Teilchenspuren zu Jets. Über die Software informiert der Anhang „Vom N-Tupel zur W-Masse".

Zunächst jedoch muß eine Ereignisselektion durchgeführt werden. Aus verschiedenen Möglichkeiten der W-Paar-Zerfälle werden die reinhadronischen ausgewählt. Die Vorgehensweise ist für echte Daten und Simulationsdaten die gleiche.

6.1 Ereignisselektion

Das W-Boson zerfällt entweder in ein Lepton und ein Neutrino oder in ein Quark-Antiquark-Paar. Die möglichen Endzustände, die aus der Elektron-Positron-Reaktion hervorgehen können, sind:
$q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\mu^+\nu_\mu$, $q\bar{q}e^+\nu_e$, $q\bar{q}\tau^+\nu_\tau$, $\mu^+\nu_\mu\tau^-\nu_\tau$, $e^+\nu_e\tau^-\nu_\tau$, $\tau^+\nu_\tau\tau^-\nu_\tau$, $\mu^+\nu_\mu e^-\nu_e$, $\mu^+\nu_\mu\mu^-\nu_\mu$, $e^+\nu_e e^-\nu_e$.

Bei der Analyse der Auswirkungen der Colour Reconnection bei der Bestimmung der W-Masse soll nur der reinhadronische Zerfallskanal [31] betrachtet werden, also der Zerfall beider W-Bosonen in das Quark-Antiquark-Paar.

Im semileptonischen Zerfallskanal [32] $W^+W^- \rightarrow qql\nu$ tritt keine Verfälschung der Masse durch Colour Reconnection auf, da beide Quarks von demselben W-Boson stammen. Selbst wenn bei $qq\tau\nu$-Ereignissen als Zerfallsprodukt das τ-Lepton weiter in ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen würde, so lägen die Zerfallsvertices außerhalb des Bereiches, in dem im Hadronisationsprozeß Colour Reconnection auftreten würde.

Es ist nötig, eine Ereignisselektion [33] durchzuführen, um alle nicht rein hadronischen W-Paar-Zerfälle sowie Untergrund für die Analyse zu unterdrücken, um alle nichthadronischen Zerfälle für die Analyse auszuschließen.

Ein rein leptonisches Ereignis [34] wird daran erkannt, daß genau zwei acoplanare Jets vorkommen, wobei ein Jet auch aus einer einzigen Spur eines geladenen Leptons bestehen kann, die nicht die Neutrinos sind (siehe Abbildung 6.1 oben). Die Neutrinos werden nicht detektiert und machen sich im fehlenden Impuls bemerkbar, das heißt, es besteht keine Gesamtimpulserhaltung im beobachteten Ereignis.

Semileptonische W-Paar-Zerfälle enthalten zwei Jets, die von dem in Quarks zerfallenden W-Boson stammen, und eine Spur bzw. einen Jet eines hochenergetischen Leptons sowie dem fehlenden Impuls des Neutrinos des zweiten W-Bosons (siehe Abbildung 6.1 Mitte). Die in $q\bar{q}q\bar{q}$ zerfallenden W-Bosonen werden an den mindestens vier Jets erkannt (siehe Abbildung 6.1 unten) und an der hohen *sichtbaren Energie*.

Zunächst wird mit Schnitten eine Vorselektion durchgeführt. Daraufhin kommt eine Likelihood-Selektion zum Einsatz, die das Signal von den dominierenden Hintergründen zu trennen vermag, die bei einem reinhadronischen Ereignis von $q\bar{q}$ und $q\bar{q}\gamma$ dominiert werden. In der Vorselektion werden Schnitte auf die Spurenanzahl durchgeführt und die Ereignisse, die bereits als leptonische oder semileptonische identifiziert wurden, ausgefiltert.

Zwei wichtige Untergründe sind erstens die Produktion eines Quark-Antiquark-Paares, wobei ein hochenergetisches Gluon abgestrahlt wird, und zweitens der Untergrund, der sich durch Emission von elektromagnetischer Strahlung im Anfangszustand ergibt: $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$.

Bei einem Ereignis mit einer Abstrahlung im Anfangszustand, in dem ein Quark-Paar produziert wird, wird das Photon oftmals nahe der Strahlrichtung emittiert und ist daher nicht detektierbar. Diese Art von Ereignis kann aussortiert werden, indem eine minimal sichtbare Energie von typischerweise 70% der Schwerpunktsenergie gefordert wird. Der Grund hierfür liegt darin, daß in diesen Ereignissen das $q\bar{q}$ fast immer die invariante Masse des Z^0 hat („Return to Z^0-Peak") und daher die sichtbare Energie fast immer kleiner als die geforderten 70% der Schwerpunktsenergie ist.

Um eine Trennung vom QCD-Untergrund zu erlangen, wird die Topologie des Ereignisses betrachtet. Da das abgestrahlte Gluon einen kleinen Winkel mit dem primären Quark einschließt, unterscheidet sich die Topologie der rekonstruierten Jets von wahren W-Paar-Ereignissen und kann aufgrund geometrischer Variablen wie z. B. dem „Thrust" [35], der das Maß der Auffächerung der Teilchenspuren angibt, von diesen unterschieden werden.

Eine andere Möglichkeit für die Unterscheidung ist folgende: Das Ereignis

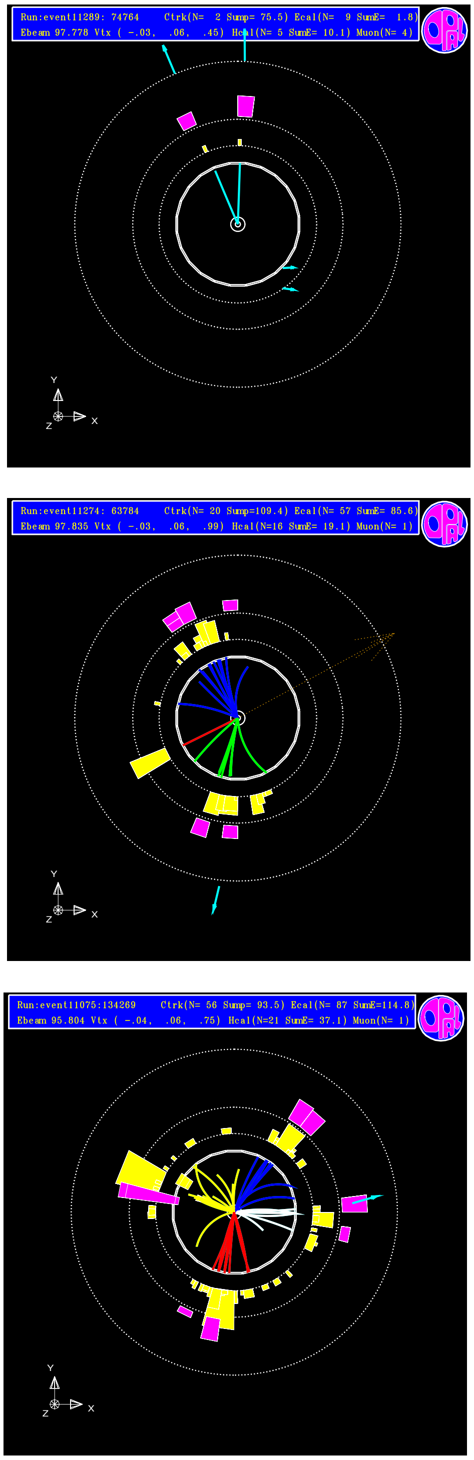


Abbildung 6.1: Im Detektor: ein reinleptonisches, ein semileptonisches und ein reinhadronisches Ereignis. Die inneren Blöcke (gelb) stellen das elektromagnetische Kalorimeter und die äußeren (pink) das Hadronkalorimeter dar, die die Spuren registrieren, die kleinen Pfeile (blau) bezeichnen registrierte Myonen und der große gepunktete Pfeil den fehlenden Impuls durch das nicht detektierte Neutrino.

wird als Vier-Jet-Ereignis rekonstruiert. Die Viererimpulse jedes Jets dienen dazu, das QCD-Matrixelement W_{420} zu berechnen. Dieses ist die Summe der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ aus den Prozessen $e^+e^- \to q\bar{q} \to q\bar{q}gg$ und $e^+e^- \to q\bar{q} \to q\bar{q}q\bar{q}$. Außerdem kann das Matrixelement für die CC03-Diagramme berechnet werden. Für hadronische W-Paar-Ereignisse ergeben sich größere Werte für das Matrixelement der CC03 und kleinere für das der QCD als für QCD-Hintergrund-Ereignisse.

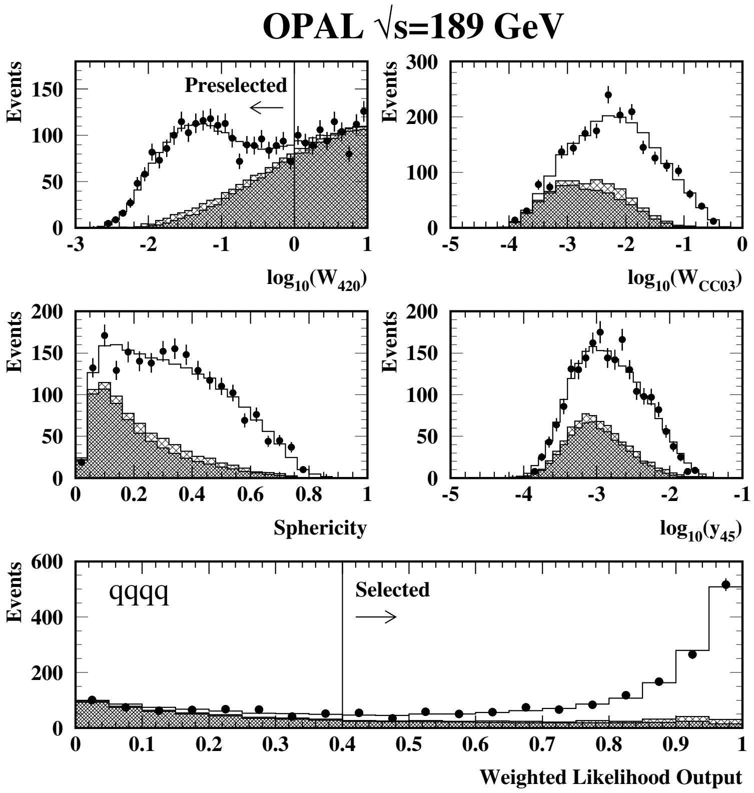


Abbildung 6.2: Verteilung der vier Variablen für die Likelihood-Selektion von hadronischen W-Paar-Zefällen bei einer in dieser Arbeit betrachteten Schwerpunktsenergie von 189 GeV bei OPAL

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung der vier Variablen für die Likelihood-Selektion von hadronischen W-Paar-Zefällen bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV bei OPAL. Das QCD-Matrixelement wird auch in der Vorauslese verwendet, um einen großen Anteil von QCD-Hintergrund zu unterdrücken. Die Effizienz dieser Selektion beträgt im hadronischen Kanal zwischen 80% und 90%, und die Reinheiten betragen zwischen 70% und 80%.

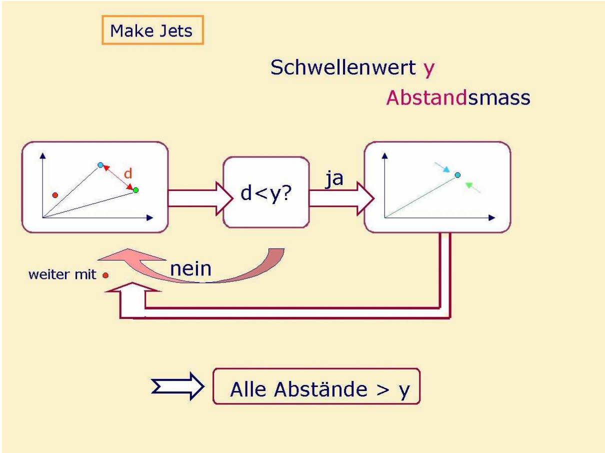


Abbildung 6.3: Clustering-Algorithmus

6.2 Jetkonstruktion

Ein Clustering-Algorithmus [36] hat die Aufgabe, aus einer Verteilung von Punkten Cluster zu finden, in die sich alle Punkte einordnen lassen. Solch ein Algorithmus funktioniert folgendermaßen (Abbildung 6.3): Zunächst werde ein Abstandsmass y definiert. Die beiden am nächsten liegenden Punkte werden gesucht.

Ist der Abstand kleiner als y, dann gehören sie zu einem Cluster und werden zusammengefügt, das heißt, der Mittelwert wird zu einem vorläufigen Ergebnis für einen Cluster. Das Zusammenfassen des Cluster-Paares mit dem keinsten Abstand zu einem neuen Cluster wird so lange iteriert, bis alle Paare einen Abstand haben, der größer als y ist.

In diesem Fall erkennt man, daß die Zahl der endgültigen Cluster jedoch ein Ergebnis des Algorithmus ist, wenn nur y und die Zahl der Punkte gegeben sind. Wenn alternativ die Zahl der Cluster jedoch vorgeben wird, so iteriert der Algorithmus so lange, bis die gegebene Zahl von Clustern erreicht ist. Der Algorithmus liefert dann umgekehrt ein Abstandsmaß y.

Wir benötigen für das Clustern von 4-dimensionalen Energie-Impuls-Vektoren ein etwas komplexeres Kriterium als den räumlichen Abstand. Es müssen Energien und Impulse betrachtet werden. In der OPAL-Kollaboration wird bei der Bestimmung der W-Masse der Durham-Algorithmus benutzt [37, 38, 39, 40], dessen Abstandsmaß lautet

$$y_{ij} = \frac{2min(E_i^2, E_j^2)(1 - cos\theta_{ij})^2}{E_{cm}} \tag{6.1}$$

Mit dem Durham-Algorithmus werden die Teilchenspuren zu Jets geclustert, indem die Vierervektoren der Spuren addiert werden. Für die W-Massen-Bestimmung benötigt man nicht ein vorgegebenes y-Kriterium, sondern ihm wird die Anzahl der Cluster vorgeschrieben. Da wir es bei den hier betrachteten

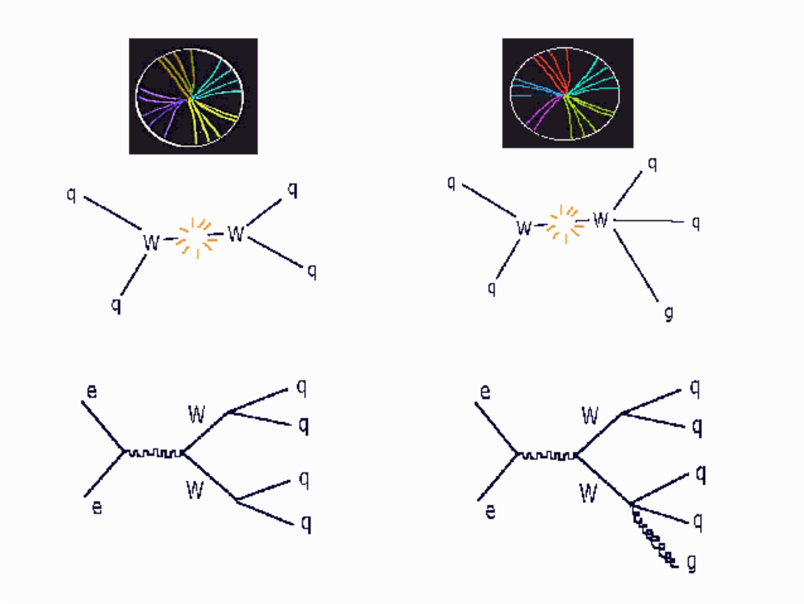


Abbildung 6.4: Möglichkeit für 5 Jets durch hartes Gluon

Ereignissen mit vier Quarks zu tun haben, liegt die Anzahl vier für die Cluster nahe. Jedoch kann bei dem Entstehungsprozeß der vier Quarks aus den beiden W-Bosonen folgendes (Abbildung 6.4) passieren: Ein hartes Gluon wird gleich zu Beginn von einem der primären Quarks nahe der Flugrichtung des Quarks aus einem der W-Systeme emittiert.

Dieses Gluon verhält sich wie die beiden Quarks: Es schauert und bildet Hadronen. Also können wir es auch mit 5 Jets statt mit 4 Jets zu tun haben. Man clustert einmal mit der Jetanzahl 4 als Voraussetzung und erhält das Maß y, bei dem aus fünf gefundenen Clustern vier werden. Anhand dieses y45-Wertes läßt sich feststellen, ob wir im folgenden ein qqqq-Event oder ein

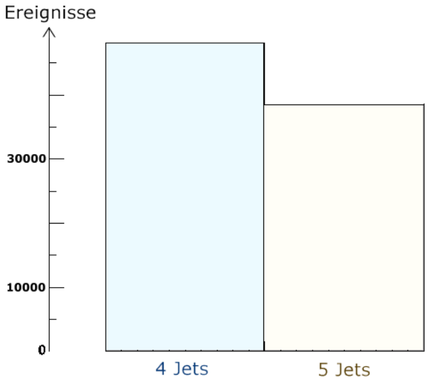


Abbildung 6.5: Häufigkeiten von 4- und 5-Jet-Ereignissen

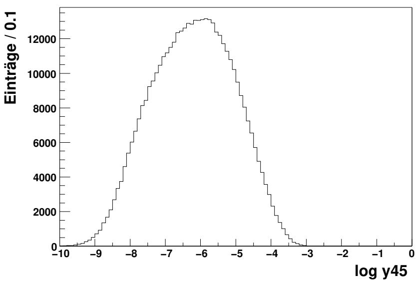


Abbildung 6.6: Häufigkeitsverteilung des Parameters y45

qqqqg-Event betrachten. Die Entscheidung für ein 5-Jet-Event wird gewählt als $\ln(y45) > -6$ [41]. Die Häufigkeiten für das Vorkommen zeigt Abbildung 6.5. Die Verteilung von $\ln(y45)$ ist in Abbildung 6.6 zu sehen.

6.3 Rekonstruktion der W-Masse für ein einzelnes Ereignis

Bekannt sind die 4-Impulse (3 Komponenten für den Impuls, 1 für die Energie) der Jets und die Anzahl der Jets (4 oder 5), in die alle Teilchenspuren, die der Detektor in dem Ereignis nachgewiesen hat, eingegangen sind. Jeder Jet stammt von einem Quark (oder Gluon), das einem der beiden W-Bosonen zuzuordnen ist. Um aus diesen Informationen zusammen mit den Zwangsbedingungen wie Energie- und Impulserhaltung eine W-Masse zu bestimmen, wird ein kinematischer Fit verwendet.

Für einen Fit sind auch Fehler für die Variation der Jetvektoren durch die Routine von großer Wichtigkeit, um ein Optimum für die rekonstruierte Masse zu erhalten. Die benötigten Eingaben für den kinematischen Fit bestehen aus den bis zu diesem Zeitpunkt bestimmten Jetimpulsen und ihren Fehlertoleranzen, den Massen dieser Jets, der Zuordnung, welcher Jet von welchem W stammt, und der Anzahl der Constraints[1], die der Fit verwenden soll.

Die Zuordnung stellt an dieser Stelle ein Problem dar. Es gibt keine Information darüber, welcher Jet von welchem Quark (oder Gluon) stammt, welche Jets rekonstruiert das W^+-Boson oder das W^--Boson ergeben. Deshalb muß der kinematische Fit für jede mögliche Zuordnung (Abbildung 6.7) durchgeführt werden. Für 4 Jets sind es drei Kombinationsmöglichkeiten, für 5 Jets sind es zehn.

In den kinematischen Fit gehen Zwangsbedingungen ein, die die Auflösung steigern sollen. Ein „4-Constraints-Fit" berücksichtigt Energie- und Impulserhaltung (3 Constraints für 3 Impuls-Dimensionen und 1 Constraint für die Energie). Beim „5-Constraints-Fit" wird zusätzlich die Gleichheit der W-Massen gefordert. Der Vorteil einer 4-Constraints-Berechnung liegt darin, daß die Jetimpulse ohne den Einfluß des $M(W_1) = M(W_2)$ - Zwanges modifiziert wer-

[1]Constraint: Zwangsbedingung

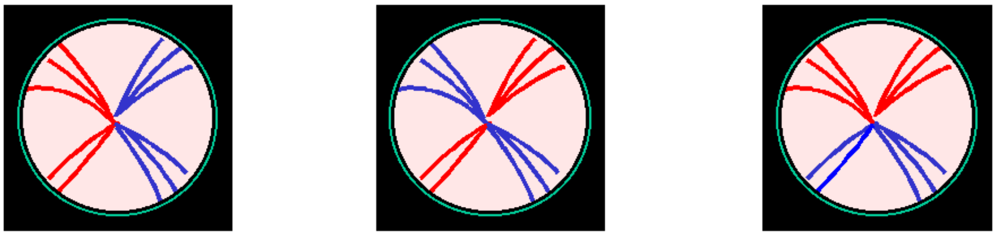


Abbildung 6.7: Zuordnung der 4 Jets auf 2 W-Bosonen

den und sich somit bestmögliche Jetrichtungen ergeben. Die 4-Constraints-Berechnung ist insbesondere wichtig, wenn man die Ergebnisse des kinematischen Fits benutzen will, um zu entscheiden, ob die richtige Jet-W-Kombination gewählt wurde.

Unter Berücksichtigung der Zwangsbedingungen geschieht im kinematischen Fit eine Variation der Jetimpulse und -energien innerhalb ihrer Fehlergrenzen bei festgehaltenen Jetmassen. Die neuen Impulse p_i' erhält man aus dem Minimum von

$$\chi^2 = \sum_i (\vec{p}_i - \vec{p}_i')^t V^{-1}(\vec{p}_i)(\vec{p}_i - \vec{p}_i').$$

Die p_i werden mit Hilfe von Lagrangeschen Multiplikatoren auf die Weise gewählt, daß die Zwangsbedingungen erfüllt sind. Die Ergebnisse des kinematischen Fit sind eine Masse, ihr Fehler und eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für diesen Fit, die sich daraus ergibt, wie gut die Zwangsbedingungen erfüllt sind. Diese Größe hilft bei der Entscheidung, welche Jet-W-Kombination der drei bzw. zehn Kombinationsmöglichkeiten die wahrscheinlichste ist.

Mit Hilfe einer Likelihood-Analyse wird die wahrscheinlichste Kombination ausgesucht. Hierfür werden geometrische Gegebenheiten berücksichtigt, bei 4 Jets sind dies die Massendifferenz aus dem 4-Constraints-Fit und die Summe der Öffnungswinkel zwischen den beiden aus jeweils einem W-Boson stammenden Jets. Bei 5 Jets sind es die Masse aus dem 5-Constraints-Fit, der kleinste Winkel zwischen den aus einem W-Boson hervorgehenden Jets und der Cosinus des Polarwinkels der Summe aus diesen drei Jets. Der Likelihood-Wert muß größer als 0.4 bei vier Jets bzw. 0.42 bei fünf Jets sein [42], und die Kombination mit den größten Wert wird als die wahrscheinlichste gewählt. Bei Vier-Jet-Ereignissen ergibt sich in 89% und bei Fünf-Jet-Ereignissen in 70% der alle Kriterien bestehenden Fälle die richtige Zuordnung.

Als Ergebnis wird für jedes einzelne Ereignis eine Masse für das W-Boson erhalten. In Abbildung 6.8 ist die Häufigkeitsverteilung der jeweils ausgerechneten Massen aufgetragen. Ein stetig ansteigender Untergrund ist der Massenkurve überlagert, der von falschen Jet-W-Zuordnungen herrührt.

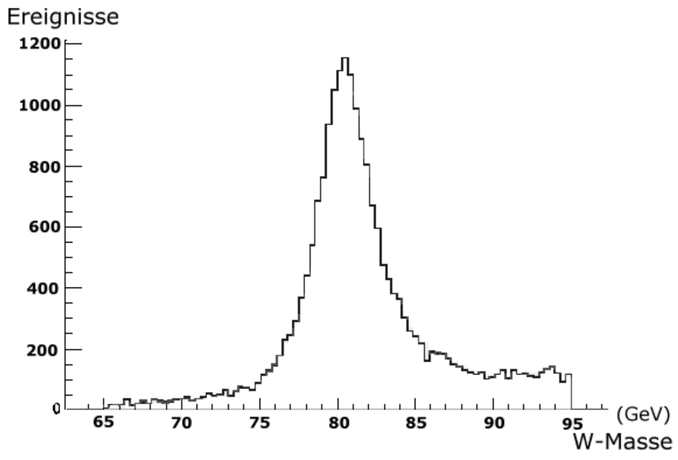


Abbildung 6.8: Spektrum der Ergebnisse der Massenberechnung

6.4 Bestimmung der W-Masse aus dem W-Massenspektrum aller Ereignisse

Für jedes einzelne Ereignis ist durch den kinematischen Fit die Masse der beiden W-Bosonen bestimmt worden. Eine Methode zur Bestimmung der W-Masse M_W ist der *Reweighting Fit*[2]. Hier wird das Massenspektrum der Daten mit simulierten Massenspektren verglichen. Bei der Simulation ist die Eingangsgröße für die Monte-Carlo-Generation der Ereignisse M_W. Mit einem Likelihoodfit wird derjenige Parameter M_W bestimmt, für den das simulierte Massenspektrum die Daten am besten beschreibt [42].

Wird die W-Masse auf die Weise des Vergleichs mit simulierten Daten gemessen, so muß für jede beliebige Masse M_W eine Monte-Carlo-Simulation existieren. Aufgrund von Speicherplatz- und Zeitgründen ist dies – jedes Ereignis müßte erzeugt werden und die gesamte Detektorsimulation durchlaufen – nicht realisierbar.

Die Monte-Carlo-Generation ist auf wenige Sample beschränkt, die auf einem Gitter mit Abständen von etwa 500 MeV in einem Bereich von $M_W \pm 2$ GeV erzeugt werden. Für eine Bestimmung der W-Masse mit einer angestrebten Genauigkeit von circa 50 MeV ist dies unzureichend.

Das Problem wird von dem Reweighting Fit gelöst. Durch Umgewichtung der Ereignisse können aus wenigen Samples neue Monte-Carlo-Samples für jede beliebige W-Masse M_W erzeugt werden.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein W-Paar-Ereignis mit den Massen m_1 und m_2 bei der W-Boson-Masse M_W auftritt, ist gegeben durch
$P(m_1, m_2; M_W) \sim BW(m_1; M_W) BW(m_2; M_W)$.
$BW(m_i; M_W)$ bezeichnet den Wert einer Breit-Wigner-Funktion an der Stelle m_i mit M_W als Zentralwert:

[2] Umgewichtungsmethode

$$BW(m_i;M_W) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_W}{M_W}\frac{m_i^2}{(m_i^2 - M_W^2)^2 + m_i^4\frac{\Gamma_W^2}{M_W^2}}.$$

Um nun ein Spektrum mit Hilfe einer Simulation für eine W-Masse M_W^{org} so umzugewichten, daß es einer Masse m_W^{new} entspricht, wird für jedes Ereignis ein Umgewichtungsfaktor f benötigt mit:

$$f = \frac{P(m_1,m_2;m_W^{new})}{P(m_1,m_2;m_W^{org})} = \frac{BW(m_1;M_W^{new})BW(m_2;M_W^{new})}{BW(m_1;M_W^{org})BW(m_2;M_W^{org})}$$

Mit diesem f wird der Eintrag für das jeweilige Ereingins im Histogramm gewichtet.

Zur Steigerung der statistischen Genauigkeit können auch mehrere Monte-Carlo-Samples gemeinsam als Grundlage für eine Umgewichtung verwendet werden.

Kapitel 7

Reduktion des Einflusses der Colour Reconnection

Der Effekt der Colour Reconnection kann durch Vergleich der Massenspektren eines Modells mit und ohne Colour Reconnection verdeutlicht werden. Für den Vergleich wird zunächst die Produktion der primären Quarks simuliert. Die gleichen Ereignisse werden anschließend sowohl in einem Modell mit als auch in einem ohne Colour Reconnection hadronisiert.

Werden aus beiden Simulationen die Massenspektren aufgetragen, zeigt sich das Phänomen, daß der Einfluß der Colour Reconnection das Massenspektrum zu höherer Energie hin verschiebt (Abbildung 7.1).

Um diese Verschiebung qualitativ zu erklären, betrachte man das Stringmodell und Abbildung 7.2. Der Winkel zwischen zwei Quarkimpulsen aus unterschiedlichen W-Systemen sei α. Es herrsche Colour Reconnection, und zwischen diesen Teilchen spanne sich ein String. Nun werden Teilchen aus diesem String emittiert, bis die aufgefächerten Jets vorliegen. Wird jetzt aus den Teilchenspuren der Jetvektor gebildet, so ist der eingeschlossene Winkel β kleiner als α. Umgekehrt werden durch diesen Vorgang die zu einem W-Boson gehörigen Jets auseinandergezogen. Die invariante Masse des W-Bosons ist proportional zu $(1 - \cos\theta)$ und erscheint vergrößert.

Da die aus dem Aufbruch des Strings hervorgehenden Teilchen von niederer Energie sind, wäre ein Ansatz zur Unterdrückung des Effektes der Colour Reconnection in der Massenbestimmung der Ausschluß dieser Teilchen, also ein Cut auf eine Energie, zum Beispiel 2 GeV. Aus den verbleibenden hochenergetischen Teilchen werden neue Jets geclustert, die dann in die Massenkonstruktion eingehen. Diese neu erstellte Masse sollte unanfälliger gegenüber der Colour Reconnection sein.

In Abbildung 7.1 wurde der Effekt der Colour Reconnection auf das Spektrum der W-Masse in einzelnen Ereignissen dargestellt. Einen quantitative Abschätzung des Einflusses der Colour Reconnection auf die Bestimmung der W-Masse erhält man, wenn man das Ergebnis des Reweigting Fit[1] betrachtet. Dieses ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Hier wird die aus den Samples bestimmte

[1] vergleiche Kapitel 6.4

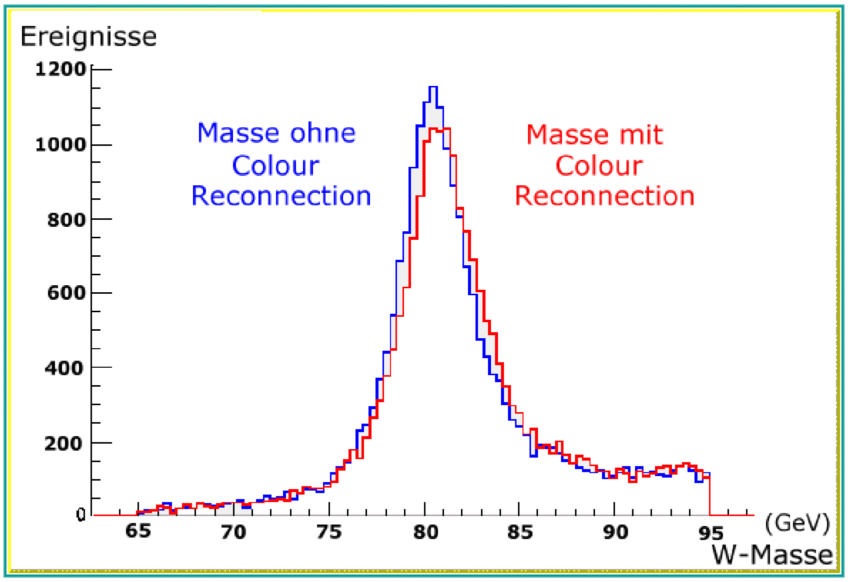


Abbildung 7.1: Verschiebung der Masse mit Colour Reconnection gegenüber der Masse ohne Colour Reconnection (Jetset-SKI 100% Colour Reconnection)

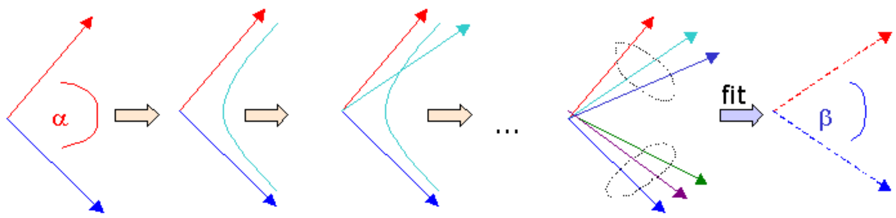


Abbildung 7.2: Durch Colour Reconnection-induzierte Teilchenproduktion bei Aufbrechen des Strings verkleinert sich der Winkel zwischen den Jets verschiedener W-Systeme

Masse des W-Bosons aufgetragen, also ein Punkt auf der Skala der Masse.

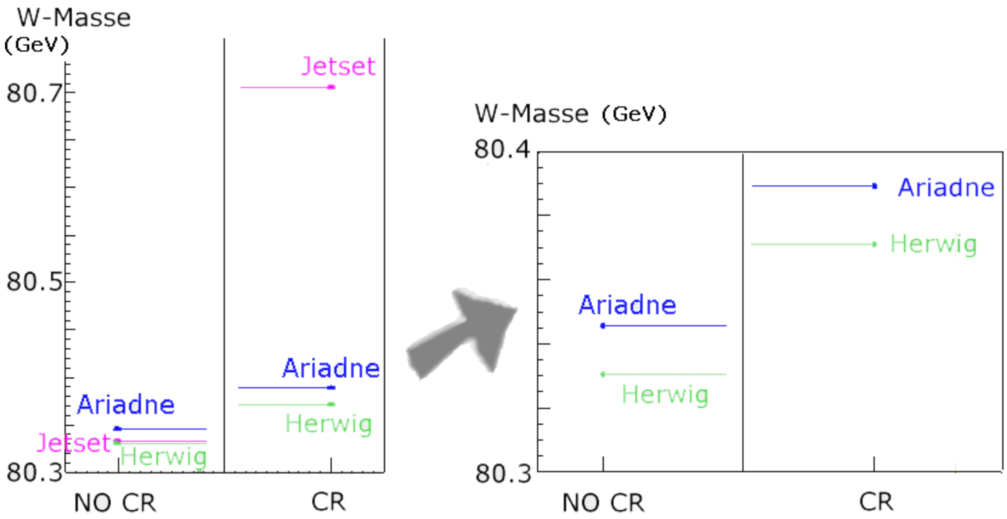


Abbildung 7.3: Colour Reconnection verschiebt die Massen der Simulationsmodelle unterschiedlich

Der Effekt der Verschiebung zu höheren Massen wirkt sich (Abbildung 7.3) in den unterschiedlichen Simulationsmodellen verschieden aus.

Die Verschiebung bei Jetset ist am größten. Die Besonderheit der Jetset-Simulation ist, daß diese Simulation nicht nur mit oder ohne „eingeschaltete" Colour Reconnection abläuft, sondern daß eine bestimmte Wahrscheinlichkeit für die Colour Reconnection realisiert ist.

Das Jetset-Modell arbeitet mit einem räumlich ausgedehnten String. Der String fällt nach außen hin exponentiell ab, eine hohe Wahrscheinlichkeit für Colour Reconnection findet aufgrund dieser großen Ausdehnung Kandidaten für eine Verknüpfung, die vergleichsweise weit voneinander entfernt sind. Diese Verknüpfungen sind noch bis etwa 50% Colour Reconnection-Wahrscheinlichkeit mit anderen Modellen vergleichbar. Bei höherer Wahrscheinlichkeit werden Verknüpfungen gefunden, die für Colour Reconnection eigentlich zu weit auseinanderliegen.

Mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators[2] findet eine Auswahl zwischen den Ereignissen statt: Durch den Vergleich zwischen der Zufallszahl und dem Wahrscheinlichkeitswert für Colour Reconnection wird entschieden, welches Ereignis für die weitere Analyse des Reweighting Fit gewählt wird, das Ereignis, in dessen Massenberechnung die Colour Reconnection eingeflossen ist, oder jenes, das in seiner Simulation von Colour Reconnection unberührt blieb. Auf diese Weise enstehen Samples für den Reweighting Fit, die eine Kombination aus Ereignissen mit und ohne Colour Reconnection enthalten, der Grad der Colour Reconnection entspricht der Wahrscheinlichkeit.

[2]vergleiche Anhang A.5

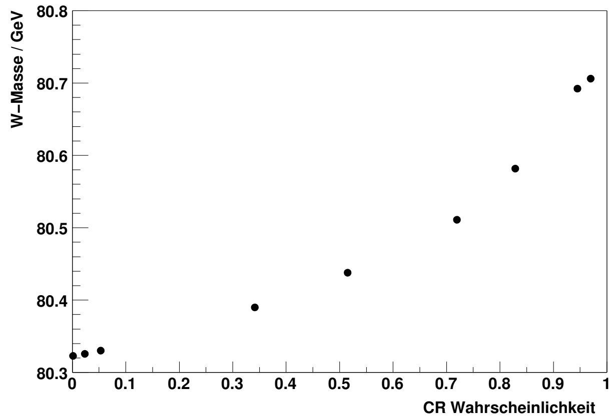


Abbildung 7.4: Abhängigkeit der aus allen Teilchen rekonstruierten Masse von der Wahrscheinlichkeit für Colour Reconnection (Jetset SKI)

Diese ausgewählten Massen werden in dem Reweighting Fit zusammengefügt. In diesem entstehen einzelne Subsamples aus einer bestimmten Zahl von Ereignissen mit ihren jeweils errechneten W-Massen. Die aus diesen Samples gefolgerte endgültige W-Masse wird aufgetragen gegenüber der Wahrscheinlichkeit von 0 bis 1, und man erkennt eine charakteristische Abhängigkeit von Masse und Wahrscheinlichkeit (Abbildung 7.4). Höhere Colour Reconnection-Wahrscheinlichkeit ergibt eine größere Masse. Das Monte-Carlo-Sample wurde für eine W-Masse von 80.33 GeV simuliert.

Die vorliegende Analyse sucht eine Methode, den Effekt der Colour Reconnection zu reduzieren.

Die Teilchen, in denen sich der Effekt der Colour Reconnection besonders bemerkbar macht, sind aus dem Aufbruch eines Strings zwischen den beiden W-Systemen hervorgegangenen, wenn man das Stringmodell in Abbildung 5.11 auf Seite 40 betrachtet.

Da besonders die Produktion von niederenergetischen Teilchen von dem Effekt der Colour Reconnection beeinflußt wird, bietet sich der Cut auf die Energie an.

Eine niedrige Energie bedeutet zum Beispiel eine Energie kleiner als 1 GeV.

Würde man die niederenergetischen Spuren für die Berechnung ausblenden, würde sich vermutlich der Effekt der Colour Reconnection auf die Verschiebung der rekonstruierten Masse reduzieren.

7.1 High-Energy-Cut

Möglichkeit für die Ausblendung niederenergetischer Teilchenspuren ist der High-Energy-Cut. Es werden ausschließlich aus hochenergetischen Teilchen Jets gebildet und aus ihnen eine Masse für das W-Boson rekonstruiert. Diese Masse sollte unanfälliger gegenüber Colour Reconnection sein.

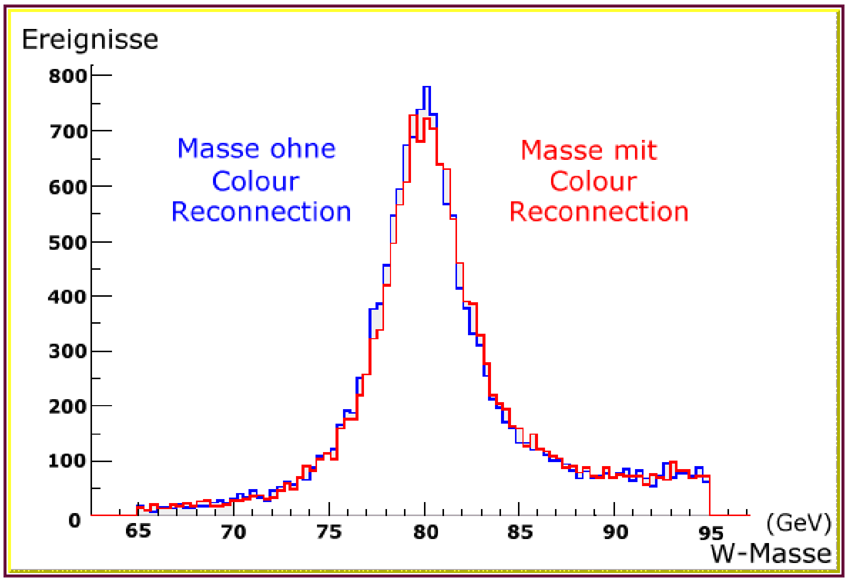


Abbildung 7.5: Masse aus High-Energy-Cut mit und ohne Colour Reconnection (Jetset-SKI 100% Colour Reconnection)

Die Idee ist die folgende: Es sollen Jets konstruiert werden, welche die Richtung der Jets haben, die aus den hochenergetischen Teilchen geclustert wurden, und die Energie der Jets, die aus allen Teilchen gebildet sind, unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung. Mit diesen neuen Jets errechnet man eine neue Masse, welche die Energien aller Teilchen charakterisiert, jedoch unempfindlicher gegenüber Colour Reconnection reagieren sollte.

Wie läßt sich diese Unempfindlichkeit gegenüber Colour Reconnection prüfen? Die Monte-Carlo-Simulationen können mit und ohne Colour Reconnection durchgeführt werden. Vergleicht man die beiden Massenspektren aus einer Simulation mit und ohne Colour Reconnection, so erkennt man die Verfälschung des Spektrums durch die Colour Reconnection. Jetzt vergleichen wir die beiden Massenspektren der Simulationen mit und ohne Colour Reconnection, die sich aus der Masse des Cut ergeben. Es zeigt sich wie in Abbildung 7.5, daß diese beiden Spektren weniger gegeneinander verschoben sind.

Quantitativ wird dieser Effekt bemerkbar bei Betrachtung der Massen aus dem Reweighting Fit.

Wie stark sich die Masse unter dem High-Energy-Cut (Stern) bei variabler Colour Reconnection im Vergleich mit der Masse aus allen Teilchen (schwarz) verschiebt, zeigen die Reweighting Fit - Massen von Jetset in Abbildung 7.6.

Die Masse mit dem High-Energy-Cut ist weniger verschoben!

Ein Vergleich bei dem Simulationsmodell Ariadne in Abbildung 7.7 zeigt die Massen, die sich ohne und mit Colour Reconnection ergeben, sowohl für die Masse aus allen Teilchen (schwarz) als auch für die Masse mit dem High-Energy-Cut (blaue Sterne).

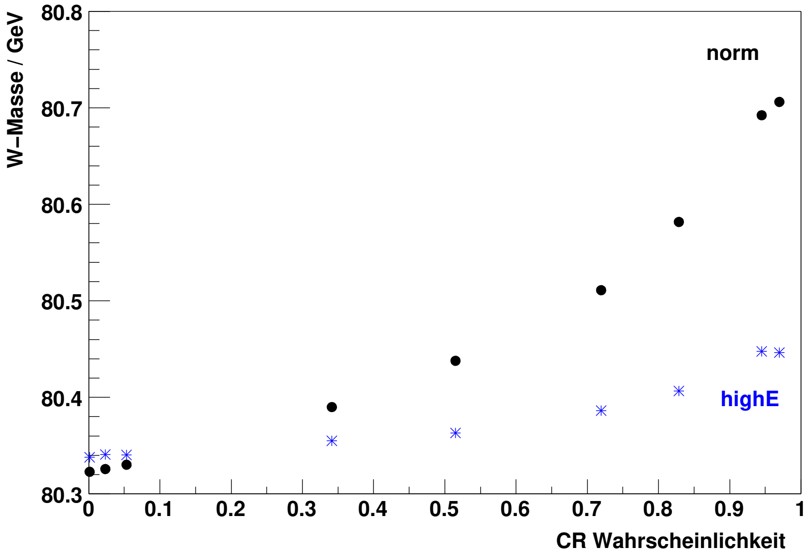


Abbildung 7.6: Jetset: Vergleich der Verschiebung der Masse ohne Cut (schwarz) und der Masse aus dem High-Energy-Cut (Stern) für verschiedene Colour Reconnection-Wahrscheinlichkeiten

In diesem Fall ist die Reduktion des Colour Reconnection-Effektes nicht so groß. Der Grund hierfür ist noch nicht endgültig geklärt, könnte aber damit zusammenhängen, daß in Ariadne die Colour Reconnection auch die Gluonabstrahlung von Dipolen beeinflußt.

So, wie sich der systematische Fehler verringert, vergrößert sich der statistische Fehler aufgrund der verringerten Statistik, da die Bestimmung der Jetrichtung aus einer reduzierten Zahl von Teilchenimpulsen stattfindet: Das rms der Masse (das ein Maß für den erwarteten Fehler ist) mit High-Energy-Cut des Reweighting Fit (Abbildung 7.8 rechts) ist verbreitert verglichen mit dem rms der Masse ohne Cut (Abbildung 7.8 links), das Maximum des Spektrums weniger verschoben. Die Einträge in diesen beiden Spektren entsprechen den Massen einzelner Samples bei der Errechnung der Ergebnismasse des Reweighting Fit.

Abbildung 7.9 zeigt die Vergrößerung des rms gegenüber der Verringerung des systematischen Fehlers auf die W-Masse durch die Colour Reconnection mit Hilfe der Cut-Methode.

Wie viele Teilchen bei den Cuts auf verschiedene Energien (E = 0.5 GeV, 1.5 GeV, 2 GeV, 3 GeV) verworfen werden, zeigt Abbildung 7.10, die das Verhältnis von den Teilchen, die in die hochenergetischen Jets aufgenommen werden, zu der Gesamtzahl der Teilchen darstellt.

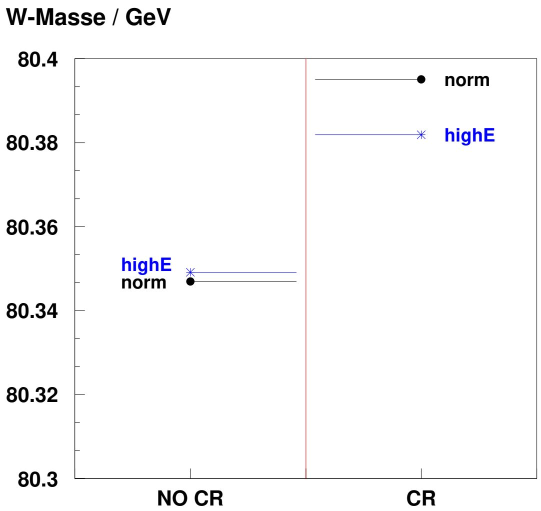


Abbildung 7.7: Ariadne: Masse aus allen Teilchen (schwarz) und Masse aus High-Energy-Cut (blauer Stern) ohne und mit Colour Reconnection

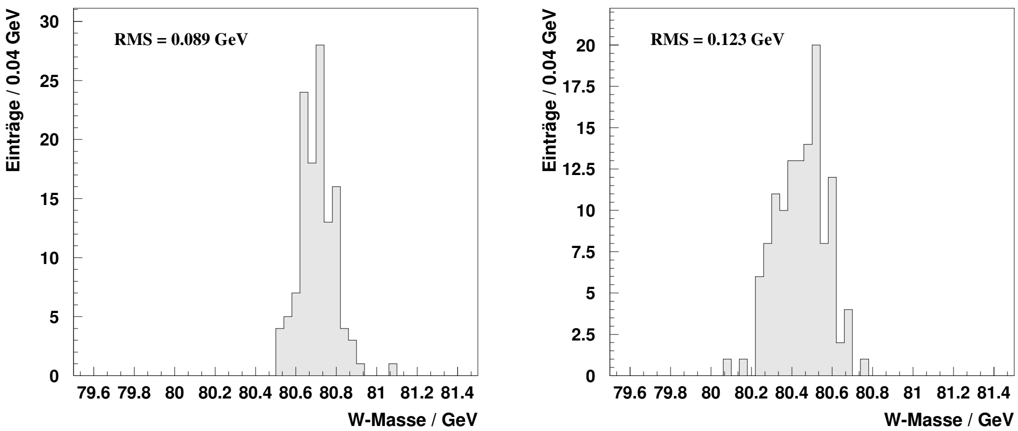


Abbildung 7.8: Jetset: rms der Masse aus dem Reweighting Fit ohne und mit High-Energy-Cut

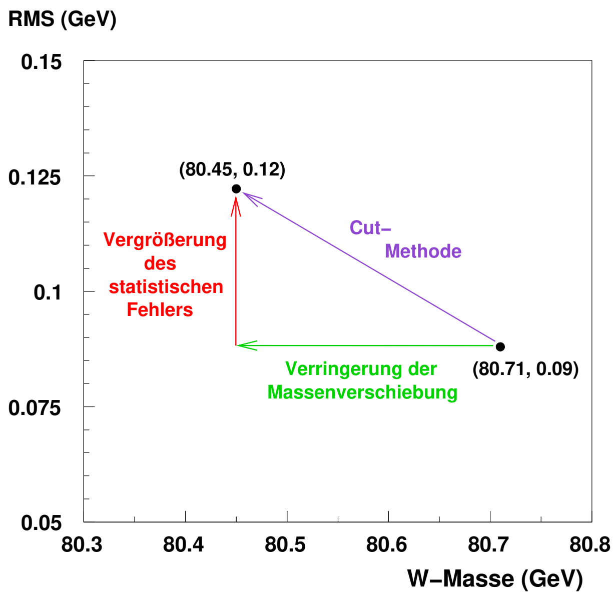


Abbildung 7.9: Die Durchführung von Schnitten vergrößert den statistischen Fehler und reduziert die Massenverschiebung, die durch Colour Reconnection hervorgerufen wird (Jetset).

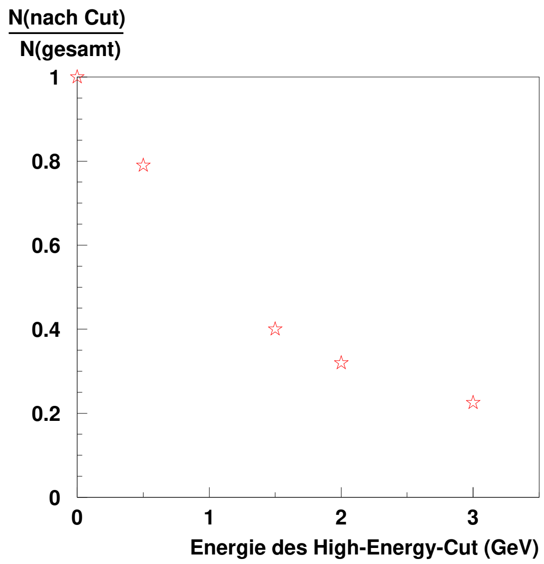


Abbildung 7.10: Verhältnis der Anzahl N(nach Cut) der Teilchen, deren Energie über dem Cut-Parameter des High-Energy-Cut liegt, zu der Anzahl aller detektierten Teilchen N(gesamt) in Abhängigkeit des Cut-Parameters

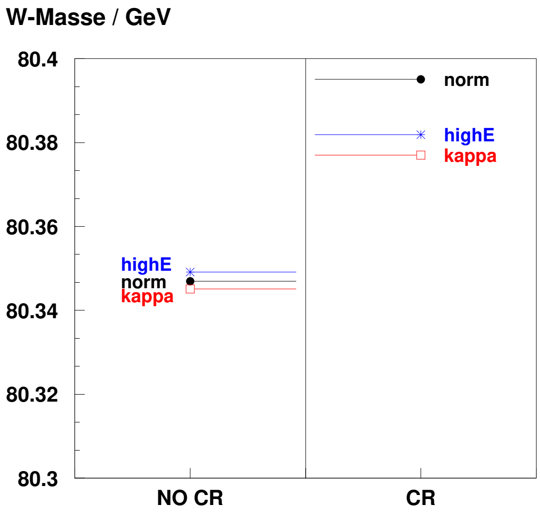


Abbildung 7.11: Ariadne: Masse ohne Cut (schwarz), Masse aus High-Energy-Cut (blauer Stern) und Masse aus Kappa-Cut (rotes Quadrat) ohne und mit Colour Reconnection

7.2 Kappa-Cut

Eine Möglichkeit neben dem „High-Energy-Cut" ist der Kappa-Algorithmus [3].

Ihm liegt die Idee zugrunde, daß den großen Impulsen eine höhere Bewertung für ihre Richtung zukommen soll als den kleinen. Der Exponent, der diese Bewertung vornimmt, wird als „kappa" bezeichnet. Mit Hilfe der Zuordnung, welches Teilchen zu welchem Jet gehört, wird über alle Teilchen eines Jets summiert:

$$\sum_{\text{alle Teilchen im Jet}} |\vec{p}|^{\kappa} \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \tag{7.1}$$

Mit einem positiven kappa (typischerweise 0.75) werden Teilchen mit einem hohen Impulsbetrag stärker gewichtet und die resultierende Summe von ihnen dominiert. Der Betrag dieser Summe läßt sich nicht weiterverwenden – ähnlich dem Impulsbetrag der hochenergetischen Jets – von Belang ist die Richtung, die sie ergibt.

Die folgenden Bilder zeigen den zusätzlichen Eintrag des Kappa-Cuts (rotes Quadrat) bei kappa=0.75 im Vergleich mit der Masse ohne Cut (schwarz) und der Masse des High-Energy-Cuts bei E=2 GeV. Für Ariadne ist dies in Abbildung 7.11 dargestellt.

Bei Jetset (Abbildung 7.12) verhält sich die Masse des Kappa-Cut (rotes Quadrat) bei kappa=0.75 ähnlich der Masse aus dem High-Energy-Cut bei E=2 GeV (blauer Stern). Diese Massen sind deutlich weniger verschoben als die

[3] der Kappa-Algorithmus verdankt in dieser Arbeit seinen Namen dem Exponenten in Gleichung (7.1)

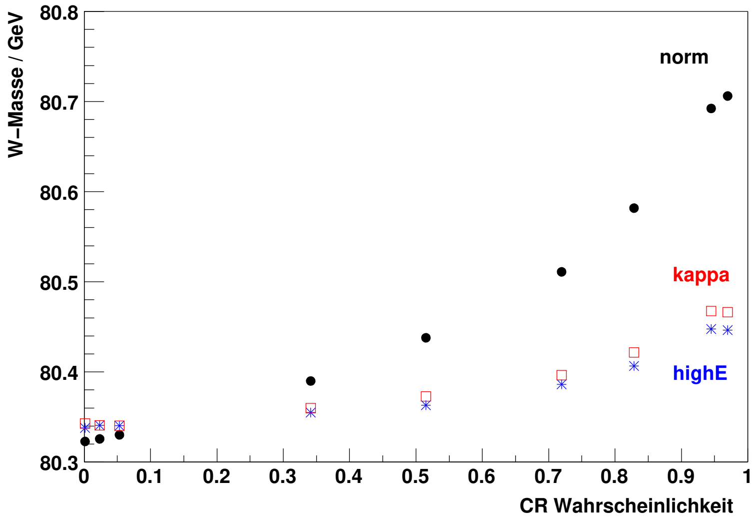


Abbildung 7.12: Jetset: Masse ohne Cut (schwarz), Masse aus High-Energy-Cut (blauer Stern) und Masse aus Kappa-Cut (rotes Quadrat) bei verschiedenen Colour Reconnection-Wahrscheinlichkeiten

aus allen Teilchen rekonstruierte Masse (schwarz). Die Werte sind in Tabelle 7.1 zu sehen.

P(CR)	M_W**(norm)**	M_W**(highE)**	M_W**(kappa)**
0.005	80.324 ± 0.087	80.340 ± 0.115	80.342 ± 0.127
0.027	80.326 ± 0.088	80.340 ± 0.115	80.342 ± 0.128
0.052	80.330 ± 0.089	80.343 ± 0.116	80.341 ± 0.129
0.213	80.360 ± 0.089	80.348 ± 0.114	80.350 ± 0.131
0.350	80.386 ± 0.089	80.354 ± 0.117	80.358 ± 0.133
0.515	80.435 ± 0.082	80.364 ± 0.111	80.371 ± 0.127
0.714	80.515 ± 0.081	80.386 ± 0.115	80.399 ± 0.128
0.823	80.585 ± 0.086	80.409 ± 0.116	80.424 ± 0.131
0.949	80.691 ± 0.089	80.446 ± 0.122	80.465 ± 0.134
0.969	80.707 ± 0.089	80.449 ± 0.123	80.469 ± 0.135

Tabelle 7.1: Die rekonstruierte Masse ohne Cut (norm), die Masse aus dem High-Energy-Cut (highE) und die Masse aus dem Kappa-Cut (kappa) bei verschiedenen Wahrscheinlichkeiten für Colour Reconnection (P(CR))

7.3 Diskussion

Bei der OPAL-Kollaboration wurde in der aktuellen Veröffentlichung [43] ein systematischer Fehler von 66 MeV für ColourReconnection angegeben. Diese Abschätzung beruht vor allem auf Analysen mit dem Jetset-SKI-Modell bei einer Wahrscheinlichkeit für Colour Reconnection von 35%. Der systematische Fehler wurde hierbei durch die Differenz der ermittelten W-Massen aus Monte-Carlo-Simulationen mit und ohne Colour Reconnection bestimmt.

In dieser Analyse ergibt sich unter Benutzung des High-Energy-Cuts eine Massenverschiebung von nur 15 MeV; allerdings vergrößert sich der statistische Fehler um 33% (vergleiche Tabelle 7.1).

Um abzuwägen, ob der Verlust von statistischer Präzision durch die Verringerung des systematischen Fehlers für die Colour Reconnection aufgehoben wird und sich somit ein geringerer Gesamtfehler bei der W-Massen-Bestimmung durch die hier vorgestellten Methoden ergibt, müssen aber nicht nur die Daten aller verfügbaren Schwerpunktsenergien[4], sondern auch die Kombination aller vier LEP-Experimente betrachtet werden.

Die vorläufigen LEP-Ergebnisse [44] zitieren im reinhadronischen Zerfallskanal einen statistischen Fehler von 30 MeV. Extrapoliert man die in dieser Arbeit erzielten Resultate (Verschlechterung des statistischen Fehlers um 33%) ergibt sich ein statistischer Fehler von etwa 40 MeV und eine Verbesserung des systematischen Fehlers auf etwa 15 MeV. Die vorgestellte Analyse bietet also vermutlich eine Möglichkeit, die W-Masse bei LEP im reinhadronischen Zerfallskanal präziser zu bestimmen.

Betrachtet man allerdings kommende Experimente an Linear Collidern[5], so wird die Statistik so hoch sein, daß der systematische Fehler in der W-Massen-Bestimmung vollständig dominiert. Die genaueste W-Masse wird daher aus semileptonischen (oder reinleptonischen) Zerfallskanälen stammen. Allerdings wird man durch Vergleiche dieser Messungen mit denjenigen im reinhadronischen Zerfallskanal ohne und mit Cut-Strategien, wie in dieser Arbeit verwendet, Erkenntnisse über die Colour Reconnection gewinnen können.

Für das Ariadne-Modell werden mit dieser und ähnlichen Analysen nur kleine Effekte bezüglich der Reduktion des systematischen Fehlers erzielt. Für die W-Massen-Bestimmung wird bei diesem Modell der minimale Gesamtfehler vermutlich durch Standardanalysen erzielt werden. Da in Ariadne die Colour Reconnection nicht nur zwischen den W-Systemen, sondern auch innerhalb eines W-Systems stattfindet, betrifft auch Z^0-Ereignisse. Analysen der Z^0-Daten liefern Anzeichen, daß dieses Modell ausgeschlossen werden könnte [45].

Bei dem heutigen Stand ist dies noch nicht eindeutig geklärt, so daß bei der W-Massen-Bestimmung bei LEP vermutlich Ergebnisse für eine Standardanalyse und für eine Analyse, die ähnlich Methoden wie in dieser Arbeit verwendet, veröffentlicht werden.

---

[4] bei 189 nur ein drittel der integrierten Luminosität

[5] z.B. dem geplanten TESLA-Beschleuniger am DESY

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Strategie verfolgt, mit der man den Einfluß der Colour Reconnection auf die Masse des W-Bosons im reinhadronischen Zerfallskanal reduzieren kann.

Die Teilchen, die durch die Colour Reconnection beeinflußt werden, können mit Hilfe verschiedener Schnitte unterdrückt werden, so daß der Effekt der Colour Reconnection im W-Massenspektrum verringert wird.

Eine weitere Möglichkeit für einen Schnitt ist neben dem High-Energy-Cut und dem Kappa-Cut der sogenannte Cone-Cut. Dieser berücksichtigt die Geometrie der Teilchenspuren, die einem Jet zugeordnet werden.

Wie in Abbildung 7.2 auf Seite 58 gezeigt, entstehen durch Aufbrechen des Strings bei herrschender Colour Reconnection zwischen den W-Boson-Systeme die Teilchen, die man für eine von Colour Reconnection unabhängige Massenbestimmung abwerten möchte. Im High-Energy-Cut werden sie verworfen und im Kappa-Cut mit einem geringeren Gewicht versehen als die Teilchen nahe dem Jet.

Beim Cone-Cut wird ein Kegel mit einem bestimmten Öffnungswinkel α um die bereits bestimmte Jetachse gelegt. Die Teilchen, deren Impulsvektoren mit dem Jetvektor einen Winkel $\theta < \alpha$ einschließen, werden nun für eine neue Berechnung des Jetvektors verwendet.

Bei einer fortsetzenden Analyse wäre es interessant, diese dritte Cut-Möglich-

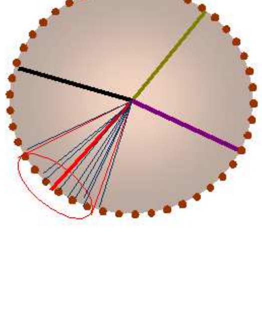


Abbildung 8.1: Konstruktion des Kegels beim Cone-Cut

keit zu untersuchen.

Das Programm, das im Anhang A beschrieben wird, bietet die besten Voraussetzungen für fortsetzende Studien des Ariadne-Modells. Diese sind wichtig, um die in Abbildung 7.11 gezeigte geringe Verbesserung verstehen zu können. Mit dem Programm könnten weitere Strategien entwickelt werden, in der Hoffnung, durch Analyse-Optimierung bei Ariadne noch eine signifikante Reduktion der Auswirkung von Colour Reconnection zu erzielen.

Anhang A

Vom N-Tupel zur W-Masse

Da ein Großteil meiner Arbeit auf dem Wege der Analyse bezüglich der Colour Reconnection in der Erstellung einer Software liegt, die diese Erkenntnisse überhaupt erst möglich machen, ist ein etwas tiefergehender Einblick in die Software-Architektur angebracht. Es ist neu bei Opal und LEP, Programme für die physikalische Analyse in der Sprache C++ zu schreiben, die mit ihrer Objektorientierung den Vorteil hat, aus einzelnen Paketen und diese wiederum aus Klassen zu bestehen, die erweiterbar, austauschbar und wiederverwendbar sind.

C++ ist außerdem die Sprache für das neuentwickelte mächtige Framework ROOT, das in Zukunft das Framework PAW mit der Sprache FORTRAN ablösen wird.

Für meine Analyse habe ich alle notwendigen komplexen Klassen und Strukturen entwickelt, die in Zukunft wiederverwendet werden können, denn eine Klasse darf als „black box” betrachtet werden, der man die Input-Parameter übergibt und die die gewünschten Output-Parameter liefert.

Ohne näher auf ROOT und C++ einzugehen sei hier nur noch erwähnt, daß für die Steuerung eines derart großen Programmes wie dem zur Berechnung der W-Masse immer ein winziges Hauptprogramm notwendig ist, in dem die zur Entwicklung des Rechenprozesses führenden Aufrufe verankert sind. Dieser Start heißt nach Konvention „`main`”.

A.1 Überblick

In Abbildung A.1 ist das Schema des Klassendiagramms aufgetragen, dabei bezeichnen die Zylinder Dateien, die Input-Datei „N-Tupel” und die Output-Datei „Rootfile”, die Rechtecke die Klassen:

Um auf die Einträge des N-Tupels, die Detektor- bzw. Monte-Carlo-Daten, zugreifen zu können, kann man in ROOT eine Klasse kreieren, in der sich die Struktur der Datei wiederspiegelt. Die Einträge werden zu `Members` (klasseneigenen Variablen), auf die man mit den `Methoden` (klasseneigene Funktionen) zugreifen kann. Diese Klasse heißt TTUPELCLASS, und die für die Analyse relevanten Funktionen sind in Klassen-Interface A.1 aufgeführt.

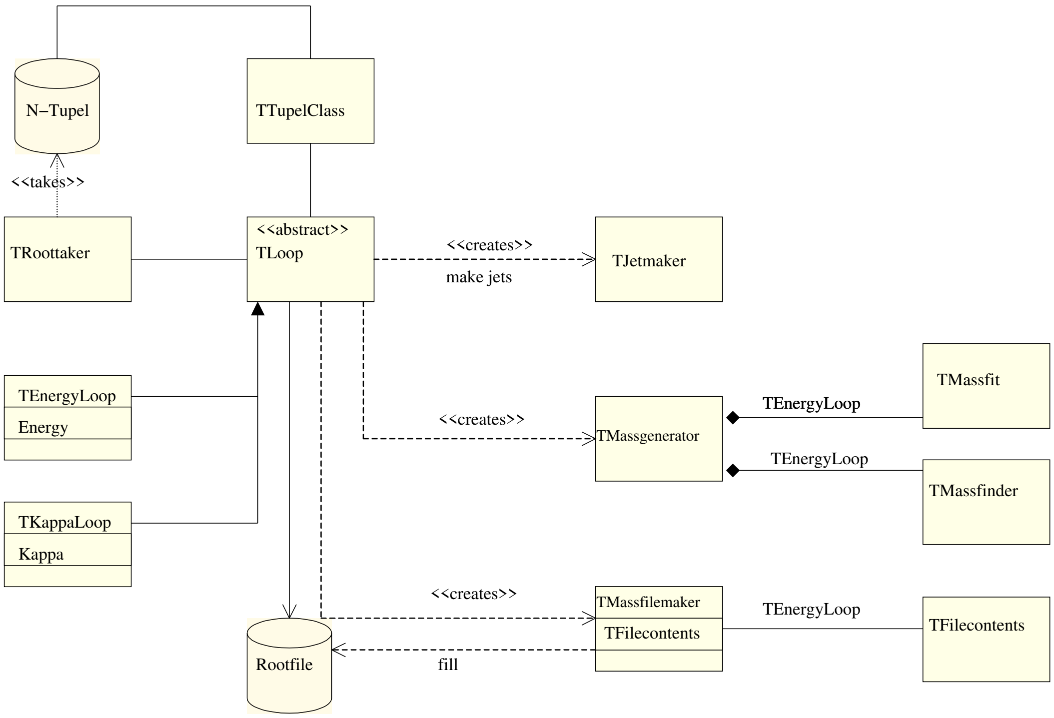


Abbildung A.1: Klassendiagramm des Software-Paketes

In dem Klassendiagramm erkennt man die drei Teile des Programms, die Entnahme der Eingangsdaten aus dem N-Tupel, dazu gehören die Klassen TTUPELCLASS, TLOOP und TROOTTAKER, die Speicherung der Ergebnisse in das Rootfile, wofür TMASSFILEMAKER und TFILECONTENTS zuständig sind, und die Rechnung selbst. Diese läßt sich in zwei sinngemäße Pakete teilen. Das erste besteht aus der einen Klasse namens TJETMAKER, welche mit Massenberechnung noch nicht betraut ist und die für sich genommen für jede Aufgabe verwendet werden kann, in der es um Jet-Clustering geht, dem Zusammenstellen von Jets aus vielen einzelnen Teilchenspuren.

Die Masse wird berechnet mit dem Paket für die Massenberechnung, bestehend aus dem TMASSGENERATOR und den beiden Klassen, die durch ihn erzeugt werden (symbolisiert durch die Raute), TMASSFIT und TMASSFINDER.

Von `main` aus wird eine Instanz der Klasse TLOOP{ABSTRACT} aufgerufen. TLOOP{ABSTRACT} ist die abstrakte Klasse für zwei Klassen TLOOP und TGEOMETRYLOOP. In beiden wird, wie der Name `Loop` andeutet, eine Schleife mehrmals durchlaufen, und zwar für jedes Ereignis im N-Tupel.

TTUPELCLASS

```
TTree „Leaves"
```

```
Float_t GetEbeam();
Int_t GetEventnumber();
Int_t GetRunNr();
Float_t* GetMomentum();
Float_t* GetMomentum(Int_t number);
Float_t GetMomentum(Int_t number, Int_t component);
TLorentzVector GetLorentzVectorM(UInt_t number);
TLorentzVector GetLorentzVectorE(Int_t number);
void FillParticleinterface(Float_t* array, Int_t dim);
Int_t GetTracknumber();
Int_t* GetEventKind();
Float_t* GetWMasses();
Float_t* GetWMassesErrormatrix();
Float_t* GetWMassesFitprobability();
Float_t GetCRvalue();
Float_t GetOriginalWMass1();
Float_t GetOriginalWMass2();
Int_t* GetWJetCombination();
Float_t* GetPartonMomentums();
```

Klassen-Interface A.1: TTupelClass

In Abbildung A.1 bedeutet das Dreieck an einer Klasse, daß sie die vererbende Klasse ist.

Während TLOOP für den gesamten Algorithmus - inklusive der Massenberechnung, der Berechnung der kombinierten Masse und Speicherung aller Daten in das resultierende Rootfile - zuständig ist, so vollführt TGEOMETRYLOOP nur die Aufgaben des JETMAKERS und ist für geometrische Betrachtungen der Teilchenspuren und Jets zuständig. In Klassen-Interface A.2 sind die

TLOOP

`void TLoop::Looping(Float_t highE, TChain* tree,`
`          TTupelClass* hclass,`
`          Int_t rooti, char* Rootfilename,`
`          TRoottaker* roottaker,`
`          char* programname`
`          );`
`void TLoop::KappaLooping(Float_t kappa, TChain* tree,`
`          TTupelClass* hclass,`
`          Int_t rooti, char* Rootfilename,`
`          TRoottaker* roottaker,`
`          char* programname`
`          );`

Klassen-Interface A.2: TLoop

zwei möglichen Schleifen der die Masse berechnenden Klasse TLOOP aufgelistet.

Jede Funktion ist für eine andere Art von Schnitt zuständig, `Looping()` berechnet die kombinierte Masse aus dem High-Energy-Cutund KappaLooping aus dem Kappa-Cut.

Die Inputs sind je nach Schnitt die Energie `highE` bzw. der Parameter `Kappa`. Die weiteren Inputs geben an, wie das durch TLOOP angelegte Rootfile heißen soll (`Rootfilename`) und woher die Simulationsdaten genommen werden.

In ROOT ist es möglich, mit Hilfe der sogenannten TCHAIN-Klasse eine Kette aus N-Tupeln zu bilden, um so mehrere Input-Dateien gemeinsam zu bearbeiten. In jedem N-Tupel ist ein TTREE gespeichert (siehe Klassen-Interface A.1), ein Baum, der die Daten enthält. Die Bäume jedes N-Tupels werden als Kette TREE übergeben. Die Auswahl, welche N-Tupel dafür ausgewählt werden - ob Jetset, Ariadne... - trifft die Klasse TROOTTAKER in Klassen-Interface A.3.

Die Methode `AddtoChain()` tritt in dreifacher Form auf. In jeder Variante ist `rooti` der Schlüssel dafür, welche zusammengehörigen N-Tupel eingelesen werden sollen (zum Beispiel die der Jetset-Generation).

Mit `rootfilename` wird der Name des zu erstellenden Rootfile gewählt. Diese Möglichkeit ist optional, wird die zweite Methode aufgerufen, erhält das zu erstellende Rootfile einen voreingestellten Namen (zum Beispiel „Jetset-CR.root" für ein N-Tupel mit Colour Reconnection in der Jetset-Simulation oder „JetsetNO.root" für eine Jetset-Simulation ohne Colour Reconnection). Die dritte Methode enthält eine Option, auf die später noch eingegangen wird, nämlich die Kombination von Ereignissen aus einem N-Tupel mit Colour Reconnection mit Ereignissen aus einem N-Tupel ohne Colour Reconnection zur Erstellung eines Rootfiles mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit für Colour Reconnection.

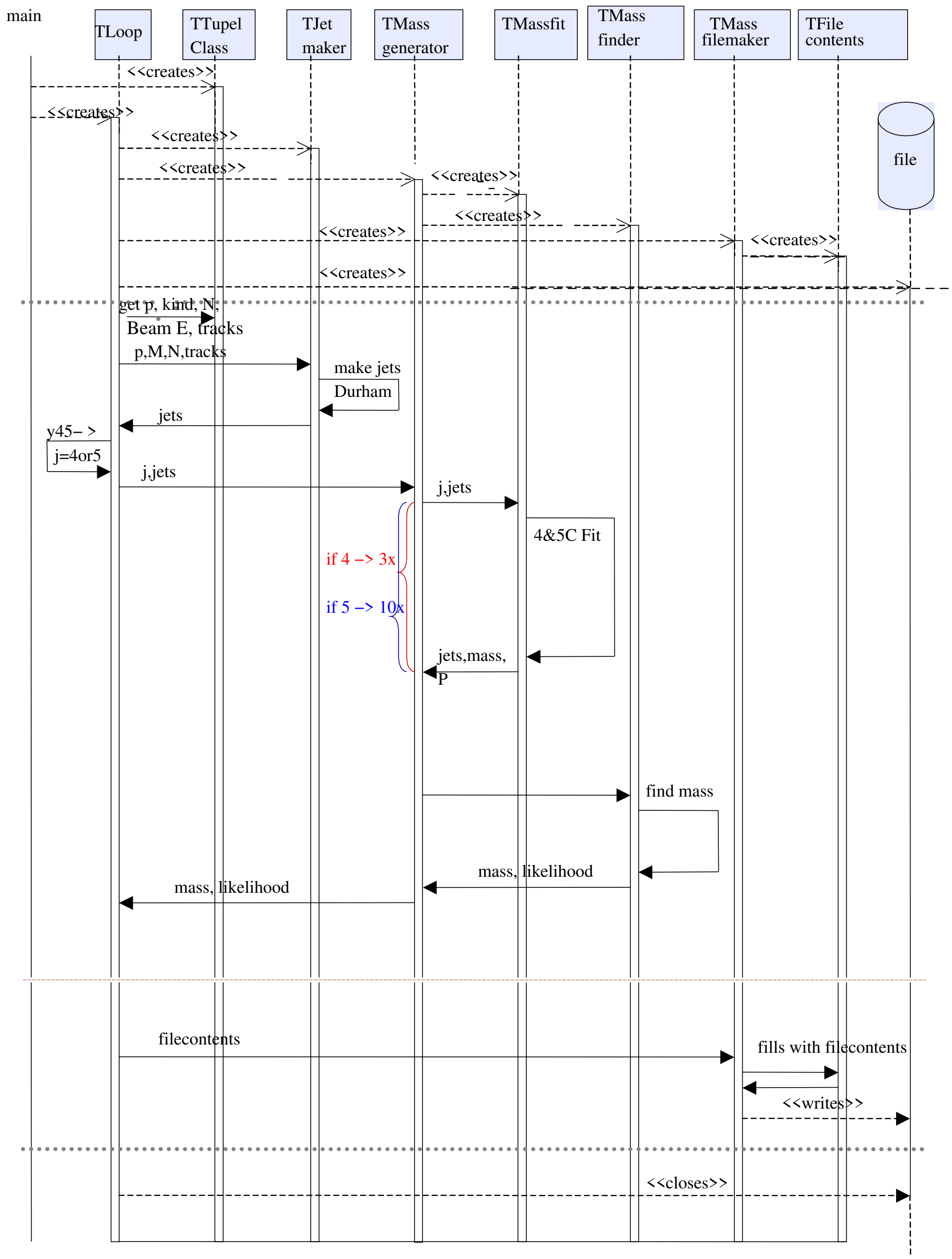


Abbildung A.2: Sequenzdiagramm des Software-Paketes

TLOOP

```
void AddtoChain(Int_t rooti, char*& rootfilename,
          TChain*& tree);
void AddtoChain(Int_t rooti, TChain*& tree);
void AddtoChain(Int_t rooti, char*& rootfilename,
          TChain*& treeCR, TChain*& treeNO);
```

Klassen-Interface A.3: TRoottaker

A.2 Make Jets

TJETMAKER

```
void addvector(TLorentzVector* pointertorvector);
void JetAlgorithm(Int_t trackcount,
          Float_t particlearray, Int_t& error);
void algorithmparameter(Int_t jetcount,
          Float_t& parameter5to4,
          Float_t& parameter4to3,Int_t& error);
void JetAxis(Int_t jetcount,
          Float_t*& axisarray,
          Int_t*& jettable, Int_t& error);
TLorentzVector GetAxisVector(Int_t jetnumber, Float_t* axisarray);
TLorentzVector GetParticlesJetVector(Int_t particlenumber,
          Float_t* axisarray, Int_t* jettable);
TLorentzVector GetParticlesTrack(Int_t particlenumber,
          Float_t* particlearray, Int_t dim);
TVector3 GetParticlesTrack(Int_t particlenumber, Int_t dim,
          Float_t* particlearray);
Int_t GetParticlesJetNumber(Int_t particlenumber, Int_t* jettable);
void MakeJets(Int_t trackcount, Float_t* particlearray,
          Int_t jetcount, Float_t*& axisarray,
          Int_t*& jettable, Float_t& parameter5to4,
          Float_t& parameter4to3,Int_t& error);
void jets4or5decision(Float_t parameter5to4,
          Int_t& rightjetcount);
```

Klassen-Interface A.4: TJetmaker

Der JETMAKER ist eine Klasse mit vielen Methoden, da er für alle Aufgaben der Jetbildung zuständig ist, also auch für das Auswählen und Clustering der Teilchen, die dem High-Energy-Cutund dem Kappa-Cut unterliegen.

Die „Startvariablen" für den JETMAKER sind `particlearray` und `trackcount`, zwei Größen aus dem N-Tupel, auf die die TTUPELCLASS zugreifen kann. In `particlearray` stehen die Fünferimpulse der detektierten Teilchen, gefüllt von der TTUPELCLASS mit `FillParticleinterface()`, so daß die Viererimpulse vier Komponenten bilden, und durch die Identifikation die Masse bestimmt wird und diese die fünfte Komponente darstellt.

Die „Hauptmethode", die andere Methoden aufruft, ist `MakeJets()`. Wie man sieht, fordert sie als Eingabe auch die Anzahl der Jets. Die Ergebnisse des Clusterings sind die Jetsvektoren, ausgegeben in `axisarray`, und der Parameter y45, `parameter5to4` der entscheidet, ob es sich um ein 4-Jet-Ereignis oder ein 5-Jet-Ereignis handelt (dies tritt ein, falls $\ln(y45) > -6$). Da diese Entscheidung jedoch erst nach einem Aufruf von `MakeJets()` gefällt werden kann, wird im Algorithmus zunächst immer `MakeJets(jetcount = 4)` aufgerufen. Als nächstes löst die Methode `jets4or5decision` das Entscheidungsproblem und gibt die Anzahl der Jets in `rightjetcount` aus. Mit der Anzahl `rightjetcount` fährt das Programm fort.

Eine wichtige Information, die wir später noch benötigen, liefert der Jetmaker außerdem: Die Teilchenspuren, die er aus dem N-Tupel erhält, stehen in einer bestimmten Ordnung in „`particlearray`, jedes Teilchen hat also seine es identifizierende Nummer. Ebenso erhält jeder Jet eine Nummer, naheliegend wird der erste Jet der sein, dessen Energie am höchsten ist, der vierte (beziehungsweise fünfte) ist der mit der geringsten Energie. Der Jetmaker merkt sich, welches Teilchen er in welchen Jet geordnet hat. Diese Information steht in jettable. In `axisarray` werden die Jets ebenfalls nach Energie geordnet ausgegeben. Der Jet mit der höchsten Energie steht in diesem Feld an der ersten Stelle. Die Länge eines Jetimpulses in dem Feld beträgt fünf, er hat drei Einträge für den Impuls, einen für die Energie und einen für die Masse.

Im Sequenzdiagramm in Abbildung A.2 ist zu sehen, wie der Algorithmus fortfährt, je nach dem, ob `rightjetcount` =4 oder 5 ist. In beiden Fällen kommt jetzt dasjenige Paket zum Einsatz, welche zur Massen-Bestimmung notwendig ist.

A.3 GetTheMass

TMASSGENERATOR

`void GetTheMass(Float_t BeamEnergy,`
`Int_t jetcount,`
`Float_t* axisarray,`
`Float_t* hclassmasses,`
`Int_t eventnumber,`
`Float_t& theMass,`
`Float_t& tupelmass,`
`Float_t& massfitprobability,`
`Float_t& bestcorrelationlikelihood,`
`Int_t& error,`
`Int_t& bestcommutate );`

Klassen-Interface A.5: TMassgenerator

Im Klassendiagramm A.1 ist dargestellt, daß die Klasse TMASSGENERATOR die Klassen TMASSFIT und TMASSFINDER aufruft. Es handelt sich um eine Komposition, so daß der MASSGENERATOR die beiden Klassen erst erzeugt. Im `Looping()` der TLOOP wird einfach der MASSGENERATOR aufgerufen. Wie im Sequenzdiagramm zu sehen werden die Befehle bzw. die Eingaben weiterreicht:

- die Strahlenergie (in dieser Analyse 189 GeV),
- die Anzahl der Jets `jetcount`,
- den `axisarray` mit den Jetvektoren,
- die Originalmassen aus dem N-Tupel „`hclassmasses`.

Als Rückgaben werden gefordert:

- `theMass`, die rekonstruierte W-Masse,
- `tupelmass`, der Mittelwert der beiden im N-Tupel vorgegebenen Massen,
- `massfitprobability`, die Wahrscheinlichkeit für den kinematischen Fit,
- `bestcorrelationlikelihood`, dieser Parameter charakterisiert die Güte der W-Jet-Kombination, und
- `bestcommutate`, in dem die Information gespeichert ist, welcher Jet welchem W-Boson zugeordnet wurde.

A.3.1 Massfit

Die Klasse `Massfit` ist für den kinematischen Fit zuständig, während daraufhin `Massfinder` die richtige W-Jet-Kombination findet.

Wie in dem Sequenzdiagramm A.2 ersichtlich, ist TMASSFIT die Klasse, die je nach Anzahl der möglichen Jet-W-Kombinationen dreimal (für vier Jets) bzw. zehnmal (für fünf Jets) aufgerufen wird. Die Memberfunktion des MASSFIT, die im MASSGENERATOR aufgerufen wird, ist `DotheMassfit()`. Die Eingabewerte sind:

- die Strahlenergie (`BeamEnergy`),
- die Dimension der Jetimpulsvektoren (`arraydimension`, ist nach der bisher verfolgten Konvention fünf),
- die Jetimpulsvektoren (`axisarray`),
- die Jetimpulse in sphärischen Koordinaten (`measureMomentums`),
- die Massen der detektierten Teilchen (`particlemassarray`, bekannt durch TTUPELCLASS::`FillParticleinterface()`),

TMASSFIT

```
void startmassfit();
void vectorerrors(TLorentzVector* Lorentzvector,
          Float_t* spherevector,
          Float_t* errorarray, Int_t* error);
void parameterfix(Float_t* spherevector, Float_t* errorarray);
void kinematicfit(Int_t jetcount, Float_t* measureMomentums,
          Float_t* measureErrormatrix,
          Float_t* particlemassarray,
          Int_t* WofJet, Int_t constraintcount,
          Float_t ebeam, Float_t* fittedMomentums,
          Float_t* fittedErrormatrix,
          Float_t* fittedWmasses,
          Float_t* fittedWmassErrormatrix,
          Float_t* fitprobability, Int_t* error);
void searchrightW(Int_t commutate, Int_t jetcount,
          Int_t* WofJet);
TLorentzVector GetAxisVector(Int_t jetnumber,
          Int_t arraydimension,Float_t* axisarray);
void DoTheMassfit(Float_t BeamEnergy, Int_t arraydimension,
          Float_t* axisarray, Float_t*& measureMomentums,
          Float_t*& particlemassarray, Int_t jetcount,
          Int_t constraintcount, Float_t* fittedMomentums,
          Float_t* fittedErrormatrix, Float_t*& fittedWmasses,
          Float_t*& fittedWmassErrormatrix,
          Float_t*& fitprobability,
          Int_t& error, Int_t*& fiterrors);
```

Klassen-Interface A.6: TMassfit

- die Anzahl der Jets (jetcount, 4 oder 5),
- die Anzahl der gewünschten Zwangsbedingungen (`constraintcount`, 4 bei Energie- und Impulserhaltung, 5 bei zusätzlicher Forderung nach der Gleichheit der Massen für die beiden W-Bosonen).

Die Ausgaben sind:

- die durch den Fit veränderten Jetimpulsvektoren (`fittedMomentums`),
- deren durch den Fit bedingte Fehler (`fittedErrormatrix`),
- die errechneten beiden W-Massen (`fittedWmassErrormatrix`),
- deren durch den Fit bedingte Fehler (`fittedWmassErrormatrix`),
- die Wahrscheinlichkeit für den Fit (`fitprobability`)
- und schließlich Angaben über mißlungene Fits (`error` und `fiter-rors`).

`DotheMassfit` ruft nacheinander vier Routinen auf, beginnend mit `startmassfit()`, welche den kinematischen Fit einleitet. Es folgen `vectorerrors()` und `parameterfix()`, in denen die Jetimpulsvektoren behandelt und in sphärische Koordinaten übertragen werden (`spherevector`). Daraufhin folgt der kinematische Fit (`kinematicfit()`).

Im Sequenzdiagramm A.2 ist der Aufruf des kinematischen Fits innerhalb von MASSFIT beschrieben mit „4 & 5 C Fit”. Dies bedeutet, daß erst ein kinematischer Fit mit 4 Constraints, dann mit 5 Constraints durchgeführt wird. Dies geschieht, da mit 4 Constraints die Jetrichtungen besser bestimmt werden, keine Massengleichheit muß berücksichtigt werden. Wird nun daraufhin noch einmal die Zwangsbedingung für die Massengleichheit hinzugenommen, also ein 5-C-Fit durchgeführt, so erhält man eine Wahrscheinlichkeit pro Constraints-Fit. Ein Fit mit einer hohen Wahrscheinlichkeit bei 4 Constraints aber einer niedrigen Wahrscheinlichkeit bei 5 Constraints wird wohl nicht die richtige Jet-W-Kombination verwendet haben.

Die Funktion `searchrightW()` befaßt sich mit der Jet-W-Problematik. In „`kinematicfit()` wird die angenommene Jet-W-Kombination eingegeben (`WofJet`). Dieser Parameter steht für eine bestimmte Konstellation „Jet_B stammt von W_X”. Diese Konstellationen werden durch die Funktion `searchrightW()` erschaffen.

A.3.2 Massfinder

Die Klasse, die für die Ausgabe der W-Masse zuständig ist, die sich aus der wahrscheinlichsten Jet-W-Kombination ergibt, ist TMASSFINDER. Im Sequenzdiagramm A.2 ist zu sehen, daß der MASSFINDER für vier und für fünf Jets verschiedene Inputparameter benötigt.

Es werden die verschiedenen Inputs benötigt, damit auch geometrische Gegebenheiten berücksichtigt werden.

Diese Inputs sind für 4 Jets explizit:

- Die Fitwahrscheinlichkeit für den 5-Constraints-Fit,
- die errechnete W-Masse aus dem 5-C-Fit,
- die Summe aus dem Winkel, den die zwei Jets des ersten W-Bosons einschließen,
- die Fitwahrscheinlichkeit für den 4-Constraints-Fit (der für jede Kombination identisch sein wird)
- die Differenz der beiden W-Massen aus dem 4-C-Fit.

Die Inputs für 5 Jets sind:

- Die Fitwahrscheinlichkeit der Kombination bei 5 Constraints,
- die Masse bei 5 Constraints,

TMASSFINDER

```
void JetsAndConstraints(Int_t& one, Int_t& two,
          Int_t& Jets4Constraints4, Int_t& Jets4Constraints5,
          Int_t& Jets5Constraints4, Int_t& Jets5Constraints5);
void JetaxisTransformer(Float_t* measureMomentums,
          Float_t* particlemassarray, Int_t jetcount,
          TLorentzVector*& karthesisarray,
          Double_t*& errorarray);
void testcommutate(Int_t* JetsAndConstraintsID, Int_t commutate,
          Int_t jetcount, Float_t* constraint5fitprobability,
          Float_t* constraint4fitprobability,
          Float_t* constraint5ArrayfittedWmasses,
          Float_t* constraint4ArrayfittedWmasses,
          TLorentzVector* karthesisarray,
          Int_t& pass, Int_t& region,
          Float_t& correlationlikelihood,
          Float_t& likelihood, Float_t& weight,
          Int_t& error);
```

Klassen-Interface A.7: TMassfinder

- der kleinste der drei Winkel, die die drei Jets einschließen, die von einem W stammen,
- der Thetawinkel, der sich aus der Summation eben dieser drei Jets ergibt,
- die Differenz der Massensumme der Jets des einen W und
- der Massensumme der Jets des zweiten W und die 4-C-Fitwahrscheinlichkeit.

Die Klasse MASSFINDER gibt die entsprechende Masse zurück und einen Likelihood-Wert, an dem sich die Güte der Berechnung ablesen läßt. Mit dem MASSFINDER ist es außerdem möglich, zu kontrollieren, ob die als bestmöglich bewertete Kombination auch diejenige ist, die der Monte-Carlo-Simulation entspricht. Das N-Tupel enthält die Information, welche 4-Impulse die vier primären Quarks haben.

Der MASSFINDER kombiniert jeweils zwei Quarks und wählt die Kombination aus, aus der man die „beste" W-Masse erhält, indem er die beiden Differenzen zwischen der Masse des W und der konstruierten betrachtet. Eine qq-W-Zuordnung wird ausgegeben. Diese Kombination wird verglichen mit der Kombination, die der MASSFINDER für die beste hält. Diese beiden Kombinationen stimmen keineswegs immer miteinander überein, etwa 10% sind falsch zugeordnet. Diese Funktion dient lediglich als eine Kontrollfunktion und soll nicht weiter in die Analyse miteingehen.

Mit der Memberfunktion `JetsAndConstraints()` wird eine Kombination aus Anzahl der Jets und Anzahl der Zwangsbedingungen angewandt (zum

Beispiel heißt `Jets4Constraints5` vier Jets und fünf Zwangsbedingungen). In `testcommutate` wird die Jet-W-Kombination getestet. Dafür wird die in `JetsAndConstraints` gewählte Kombination eingesetzt (`JetsAndConstraintsID`). Die Jet-W-Kombination ist bezeichnet in dem Parameter `commutate`, der die bereits in MASSFIT::`searchrightW()` eingeführte Zuordnungsstruktur verwendet.

Außerdem werden als Input benötigt: die Anzahl der Jets (`jetcount`), die Wahrscheinlichkeiten für den 5-C-Fit und den 4-C-Fit (`constraint5fitprobability` und `constraint4fitprobability`) dieser Kombination, die W-Massen der Kombination für 5-C-Fit und 4-C-Fit (`constraint5ArrayfittedWmasses` und `constraint4ArrayfittedWmasses`) und schließlich die Jetvektoren in karthesischen Koordinaten (`karthesisarray`). Die restlichen Parameter erhält man aus der Funktion als Rückgabewerte, davon ist „`correlationlikelihood` der für die Bewertung, welche Kombination die wahrscheinlichste war, relevant.

A.4 Cut und combine_Mass

Um eine Masse zu erhalten, die unempfindlich auf Colour Reconnection reagiert, sind Schnitte auf niederenergetische Teilchen notwendig. Das Sequenzdiagramm A.2 ist mit einer gestrichelten Linie unterbrochen, nachdem Masse und Likelihood von TMASSFINDER über TMASSGENERATOR an TLOOP zurückgegeben worden sind. An dieser Stelle wird für die Analyse der Colour Reconnection das Diagramm in Abbildung A.3 eingefügt.

Dieses zeigt die Erzeugung von zwei zusätzlicher Massen, die dem Cut entstammen, eine `high_Mass` und eine `combine_Mass`. Zunächst werden aus den detektierten Teilchenspuren mit dem Jetmaker die hochenergetischen Spuren ausgewählt (Klassen-Interface A.8). Für den weiteren Fortgang ist die Kenntnis über die Anzahl der auserwählten Teilchen erforderlich (`HighE_dimensionGet` mit Output `highE_trackcount`).

Anstelle des `particlearray` ” in TJETMAKER::`MakeJets()` wird nun mit Hilfe der Funktion `highE_particlearrayFill()` ein Feld erstellt, in das die hochenergetischen Teilchenimpulse eingetragen werden. Ein besonderer Parameter ist `connection` ”. In TJETMAKER::`MakeJets()` tauchte ein Feld mit Bezeichnung `jettable` auf. In diesem ist die Information gespeichert, welches Teilchen welchem Jet zugeordnet wurde, also `jettable` *[Teilchen i] = Jet x* ”.

Der Jetalgorithmus sortiert die Jetvektoren in `axisarray` nach der Energie. Der Jetvektor mit der höchsten Energie steht in `axisarray` an erster Stelle. Werden jedoch nur die hochenergetischen Teilchen berücksichtigt, so ergeben sich andere Jetvektoren, und ihre Reihenfolge kann sich verändert haben. Es kann demnach sein, daß der „Jet x ” einmal zum Beispiel an erster Stelle im `axisarray` und einmal an zweiter Stelle in dem aus den hochenergetischen Teilchen entstandenen `highE_axisarray`. Für die Berechnung der `combine_Mass` ist notwendig, die übereinstimmenden Jets zu identifizieren. Diese

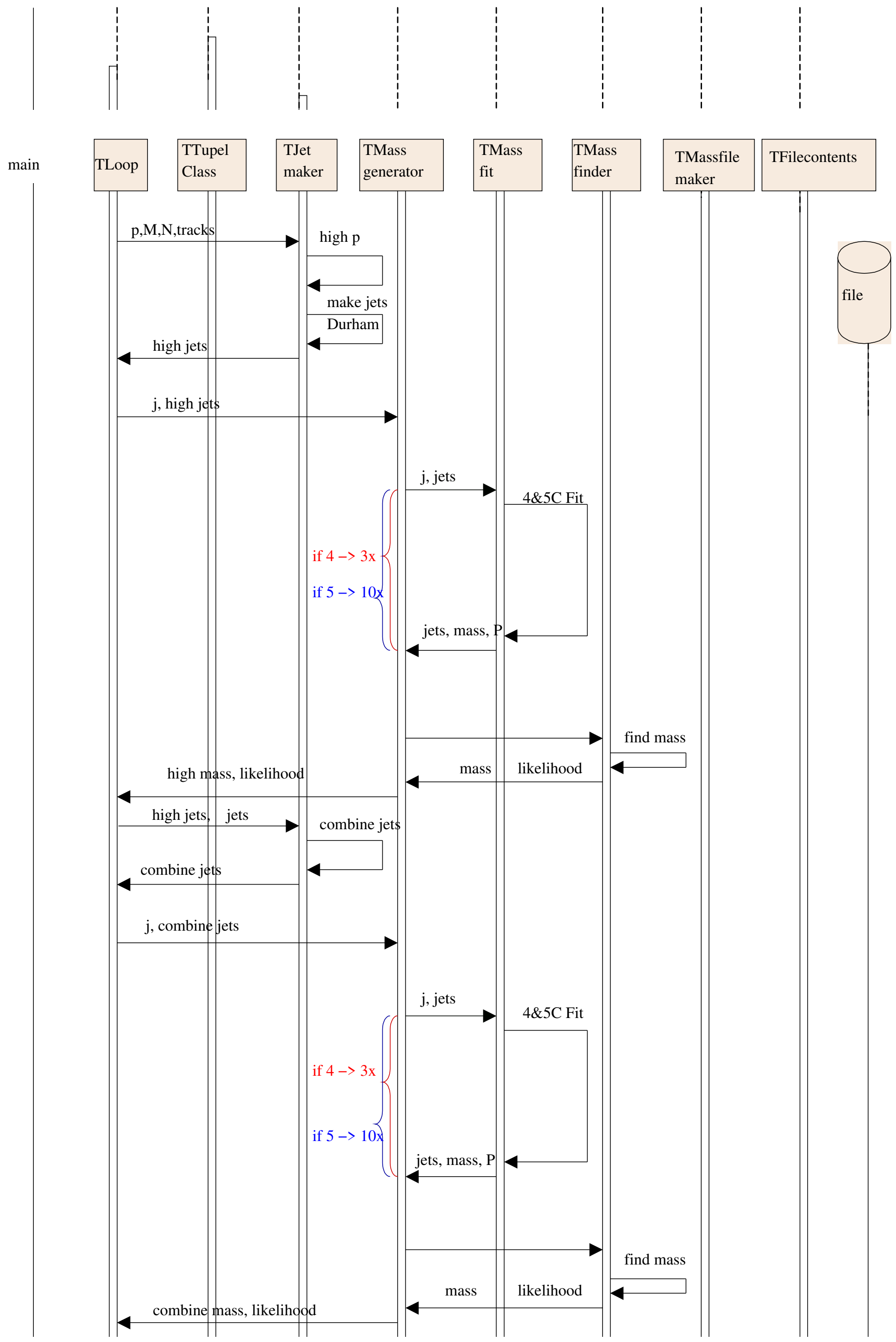


Abbildung A.3: Einschub in den Algorithmus für die Bestimmung der „combine_Mass"

Information ist in `connection` zugänglich. Es handelt sich hierbei um eine Zuordnung zwischen der Stelle des Jetvektors in `axisarray` und seiner Stelle in `highE_axisarray`. Gewonnen wird diese Information dadurch, daß ein `highE_jettable` erstellt wird.

In diesem steht wie in `jettable` an der Stelle i, bezeichnend für das Teilchen i, die Nummer des Jets, dem es zugeordnet wird. Sollte das Teilchen *kein* hochenergetischen Teilchen sein, also nicht in den Jetalgorithmus miteingehen, so ist der Eintrag an seinem Platz „0 ". Mit einem Vergleich zwischen `jettable` und `highE_jettable` ist es jetzt möglich, die Schar der Teilchen zu finden, die sich in axisarray in Jet x befinden und in `highE_axisarray` in Jet y. Daraus folgt x=y. Die Zuordnung lautet
connection[Platz des Jets in axisarray] = Platz des Jets in highE_axisarray.
Mit Hilfe von orderJets werden die Jets aus den hochenergetischen Teilchen in die ursprüngliche Reihenfolge der Jets in axisarray gebracht und so wieder in `highE_axisarray` einsortiert. Diese Aufgaben übernimmt `highE_MakeJets`.

TJETMAKER-HIGHENERGY

```
void highE_dimensionGet(Float_t highE, Float_t* particlearray,
          Int_t trackcount, Int_t dim, Int_t& highE_trackcount);
void highE_particlearrayFill(Float_t highE,
          Float_t* particlearray, Int_t trackcount,
          Int_t dim, Float_t*& highE_particlearray,
          Int_t& highE_trackcount, Int_t*& connection );
void highE_MakeJets(Float_t highE, Float_t* particlearray,
          Int_t trackcount, Int_t dim, Int_t jetcount,
          Float_t*& axisarray, Int_t*& jettable,
          Float_t& parameter5to4, Float_t& parameter4to3,
          Float_t*& highE_particlearray,
          Int_t& highE_trackcount,
          Int_t*& connection, Int_t& error);
void orderJets(Float_t*& highE_axisarray, Int_t* connection,
          Int_t* jettable, Int_t trackcount, Int_t* highE_jettable,
          Int_t highE_trackcount, Int_t jetcount,
          Int_t& segmentationfault);
void combineHighE_Jets(Float_t* axisarray,
          Float_t* highE_axisarray,
          Float_t*& combine_axisarray, Int_t jetcount) ;
```

Klassen-Interface A.8: TJetmaker-HighEnergy

Mit den neuen Jets wird der Algorithmus neu durchlaufen und die neue `highE_Mass` zurückgegeben. Um die Energie der niederenergetischen nicht zu verwerfen, kombiniert der JETMAKER mit der Routine `combineHighE_Jets()` die Richtungen der Jets aus `HighE_axisarray` mit den Energien der Jets aus `axisarray` in der richtigen Skalierung. Für diese Zuordnung wird nun die Bedeutung von `connection` deutlich. Aus diesen `com-`

bine_Jets wird eine dritte Masse berechnet, die combine_Mass. Wird der Kappa-Algorithmus anstelle des High-Energy-Cut verwendet, so benutzt der JETMAKER anstelle von highE_MakeJets() Kappa_Jets() (Klassen-Interface A.9).

TJETMAKER-KAPPA
`void Kappa_Jets(Float_t kappa, Int_t trackcount, Int_t dim, Float_t* particlearray, Int_t jetcount, Float_t*& axisarray, Float_t*& kappa_axisarray, Int_t*& jettable, Float_t& parameter5to4, Float_t& parameter4to3,Int_t& error);`

Klassen-Interface A.9: TJetmaker-Kappa

A.5 Rootfiles mit und ohne Colour Reconnection

Für die Abspeicherung der Daten in ROOT in eine Datei stehen drei elementare Funktionen zur Verfügung, die in die Klasse TMASSFILEMAKER, dargestellt in Klassen-Interface A.10, eingearbeitet sind. Die Funktion createFile() wird einmal vor Beginn des Loopings() in TLOOP aufgerufen, es müssen der Name der Datei und der Name des Baumes angegeben werden. Nachdem die Schleife N-mal (mit N = Anzahl der Einträge in der Kette aus N-Tupeln) durchlaufen und die Datei gefüllt ist, wird sie mit saveFile() nach der Schleife geschlossen. Die Funktion fillTree() füllt bei jedem Ereignis, also jedem Durchlauf der Schleife, die zu speichernden Ergebnisse in die angelegte Variablenplätze.

Die Members fmassfile und ftree werden gesetzt, wenn die Datei erstellt wird und bezeichnen die Datei und ihren Baum. Mit ffilecontents hat es jedoch etwas Besonders auf sich, dieses Member wird benötigt, um das bereits mehrfach erwähnte Konstrukt des Baumes in der Datei bei jedem Durchgang der Schleife zu füllen. Es handelt sich um einen Zeiger auf die Klasse „TFILECONTENTS (Klassen-Interface A.12. In der Funktion TMASSFILEMAKER::fillTree() wird ein TFILECONTENTS-Objekt erzeugt und gefüllt mit den übergebenen Parametern. Ein TREE in ROOT besitzt mindestens einen Branch, auf dem Leaves sitzen, die mit den Parametern gleichzusetzen sind und die pro Schleife gefüllt.

An dieser Stelle ist es wichtig, daß es zwei verschiedene Möglichkeiten gibt, Leaves und Branches in diesem TREE anzuordnen. Der Unterschied besteht in dem Bild der Äste und Blätter darin, daß man entweder einen Branch anlegt, auf dem alle Leaves sitzen, oder aber so viele Branches wie Leaves anlegt und ein Branch nur ein Leaves besitzt.

Beide Arten haben sich auf verschiedene Art als vorteilhaft erwiesen. Bei den zahlreichen Branches ist es möglich, in einer interaktiven Rootsession auf der Kommandozeile auf die Daten zuzugreifen und mit ihnen zu arbeiten. Der

TMassfilemaker

`TFile * fmassfile;`
`TTree * ftree;`
`TFilecontents* ffilecontents;`

`void setmassfile(TFile* massfile);`
`void settree(TTree* tree);`
`void createFile(char* Rootfilename, char* Treename);`
`void fillTree(Int_t RunNr, Int_t EventNr,`
`Float_t BeamEnergy, Float_t Tupelmass,`
`Float_t theMass, Float_t highE_Mass,`
`Float_t combine_Mass, Float_t fitprobability,`
`Float_t highE_fitprobability,`
`Float_t combine_fitprobability,`
`Float_t bestcorrelationlikelihood,`
`Float_t highE_bestcorrelationlikelihood,`
`Float_t combine_bestcorrelationlikelihood,`
`Int_t masserror, Int_t highE_masserror,`
`Int_t combine_masserror,`
`Float_t algorithmparameterB,`
`Float_t algorithmparameterS,`
`Float_t highE_algorithmparameterB,`
`Float_t highE_algorithmparameterS,`
`Int_t rightjetcount, Float_t tupelmasserror,`
`Float_t tupelmassfitprobability, Int_t changeflag,`
`Float_t OriginalWMass1, Float_t OriginalWMass2,`
`Float_t CRvalue`
`);`
`void saveFile();`

Klassen-Interface A.10: TMassfilemaker

unbestreitbare Nachteil jedoch besteht darin, daß in der weiteren Analyse, in der die Daten des Rootfiles in den Reweighting Fit eingelesen werden müssen, der Zugriff in einer unverhältnismäßigen Langsamkeit (Größenordnung Stunden zu Minuten) erfolgt. Daher ist die Entscheidung, seine Rootfiles mit dem einen umfassenden `Branch` anzulegen, vernünftiger.

Bei N-Tupeln des Jetset ist der `CRvalue` abgespeichert, der die Wahrscheinlichkeit für Colour Reconnection bezeichnet. Es ist also schon an der Stelle der Rootfile-Erzeugung möglich, eine Entscheidung zu fällen, je nachdem, ob eine Zufallszahl größer oder kleiner ist als der `CRvalue`, das Ereignis aus einem N-Tupel mit Colour Reconnection oder aus dem entsprechenden ohne Colour Reconnection mit Hilfe der TTupelClass (Abbildung A.4) gezogen wird, woraufhin die Masse berechnet wird.

Man kann also Rootfiles erzeugen, in der die Colour Reconnection-Wahrscheinlichkeit bereits miteingeflossen ist. Dies stellt eine Alternative dar zu dem bereits vorgestellten Vorgehen, daß in einem Analyseprogramm wie dem Reweighting Fit eine Auswahl aufgrund des in den Rootfiles abgespeicherten `CRvalues` getroffen wird, ob die Masse und andere Informationen aus dem

TCOLOURDECIDE

`void compare(Int_t& eventnumberCR, Int_t& eventnumberNO,`
`Int_t& CRevent_i, Int_t& NOevent_i,`
`TFilecontents* CRfcontents,`
`TFilecontents* NOfcontents,`
`TChain* CRTesttree, TChain* NOTesttree);`
 	
`TFilecontents* CRValidation(TFilecontents* CRfcontents,`
`TFilecontents* NOfcontents,`
`Float_t point, Float_t& CRvalue,`
`Float_t randomnumber,`
`Int_t& changeflag);`

Klassen-Interface A.11: TColourdecide

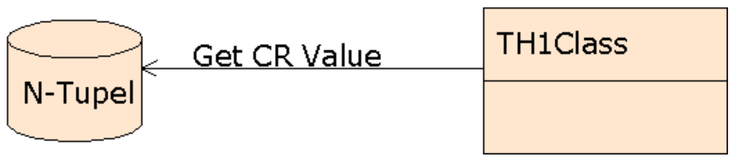


Abbildung A.4: Zugriff der Klasse TTupelClass auf das N-Tupel

Rootfile, das aus dem N-Tupel ohne Colour Reconnection entstanden ist, oder dem Rootfile, das aus dem entsprechenden N-Tupel mit Colour Reconnection errechnet wurde, gewählt wird.

Möchte man also ein solches „gemischtes" Rootfile erzeugen, übernimmt die Aufgabe der Auswahl des N-Tupels pro Ereignis die Klasse TCOLOURDECIDE (Klassen-Interface A.11. Hat man einen begrenzten Speicherplatz zur Verfügung, so sollte man sich auf die spätere Entscheidung einlassen - das heißt, TCOLOURDECIDE erst in der weiteren Analyse einbauen - und auf die Rootfiles mit 0% und 100% Colour Reconnection beschränken, denn ein Rootfile mit 500 000 Ereignissen nimmt einen Platz von 30 MByte in Anspruch.

Der Vergleich, ob der `CRvalue` größer ist als eine `randomnumber` - die Antwort auf diese Frage wird in Form eines `changeflag` zurückgegeben - findet in der Funktion `CRValidation()` statt. Die Funktion `compare()` beschäftigt sich mit der Problematik, daß die beiden Ereignisse, aus denen das Objekt der Klasse TFILECONTENTS mit oder ohne Colour Reconnection ausgewählt wird, auch zusammengehören, das heißt, ihre `eventnumbers` müssen übereinstimmen.

Mit Hilfe des Parameters `point` ist die Größenordnung für die Colour Reconnection-Wahrscheinlichkeit einstellbar. Der Pseudocode in `CRValidation()` lautet:

if (1 - exp(-`CRvalue` · `point`) > `randomnumber`) {
so wähle das Ereignis mit Colour Reconnection;
`changeflag = 1;`

TFILECONTENTS
`Int_t fRun;`
`Int_t fEvent;`
`Float_t fEbeam;`
`Float_t fTupelmass;`
`Float_t fMass;`
`Float_t fhighE_Mass;`
`Float_t fcombine_Mass;`
`Float_t ffitprobability;`
`Float_t fhighE_fitprobability;`
`Float_t fcombine_fitprobability;`
`Float_t fcorrelationlikelihood;`
`Float_t fhighE_correlationlikelihood;`
`Float_t fcombine_correlationlikelihood;`
`Int_t fmasserror;`
`Int_t fhighE_masserror;`
`Int_t fcombine_masserror;`
`Float_t falgorithmparameterB;`
`Float_t falgorithmparameterS;`
`Float_t fhighE_algorithmparameterB;`
`Float_t fhighE_algorithmparameterS;`
`Int_t frightjetcount;`
`Float_t ftupelmasserror;`
`Float_t ftupelmassfitprobability;`
`Int_t fchangeflag;`
`Float_t fOriginalWMass1;`
`Float_t fOriginalWMass2;`
`Float_t fCRvalue;`
„Setter-Funktionen"

Klassen-Interface A.12: TFilecontents

}
else {
wähle das Ereignis ohne Colour Reconnection;
`changeflag` = *-1;*
}

A.6 Weitere verwendete Funktionen

In dem Programm werden bereits bestehende Fortran-Funktionen der Opal-Library verwendet, und zwar die Funktion für den kinematischen Fit und das Jet-Pairing, die die richtige Jet-W-Kombination sucht.

Im Anschluß an das Programm sind erstellte Rootfiles mit Einträgen für jedes Ereignis vorhanden. Mit diesen wird mit dem Programm des Reweighting Fit weitergearbeitet, das ich für meine Analyse modifiziert habe. In diesem wird für die Verwirklichung einer Colour-Reconnection-Wahrscheinlichkeit die Klasse TColourdecide verwendet (Klassen-Interface A.11).

Literaturverzeichnis

[1] Povh et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag.

[2] From quarks to tachyons: a fundamental particle hunting. *CERN/EP*, (80-77), 1980.

[3] Quark-search experiments at accelerators and in cosmic ray. *Physics Reports 129*, (4):225–284, 1985.

[4] W. Beenakker et al. WW Cross-Sections and Distributions. Technical Report 96-01,79, CERN.

[5] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. 2002.

[6] *30th International Conference on High Energy Physics*, 2000.

[7] N. Cabibbo. *Phys. Rev. Lett.*, (10):531, 1963.

[8] M. Kobayashi and K.Maskawa. *Prog. Theor. Phys.*, (49):652, 1973.

[9] Particle Data Group. *Eur. Phys. J.*, 2000.

[10] T. Sjöstrand L. Lönnblad. *Eur. Phys. J.*, C2(165), 1998.

[11] K. Ahmet et al. Nucl. Instr. and Meth. *OPAL Collaboration*, A(305):275, 1991.

[12] W. Blum und L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer Verlag, 1993.

[13] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, second revised edition, 1994.

[14] F. Sauli. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers. Cern 77-09, CERN, 1977.

[15] Oliver Sahr. *Colour-Reconnection in hadronischen W-Paar-Zerfällen*. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001. Doktorarbeit.

[16] Allison et al. Nucl. Instr. and Meth. *OPAL Collaboration*, A(317):47, 1992.

[17] J. Allison et al. *Comp. Phys. Comm.*, (47):55, 1987.

[18] R. Brun et. al. *Program for particle physics experiments, Geant: user guide and reference manual*. CERN, dd 78-2 edition, 1978.

[19] L. Lönnblad. Ariadne version 4.08 program and manual. *Comp. Phys. Comm.*, (71):15, 1992.

[20] T. Sjöstrand. High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comp. Phys. Comm.*, (82):74, 1994.

[21] G. Marchesini, B.R. Webber, G. Abbiendi, I.G. Knowles, M.H. Seymour, and L. Stanco. HERWIG 6.1. *Comp. Phys. Comm.*, (67):465, 1992.

[22] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward, and Z. Wa. Monte Carlo program KORALW 1.42 for All Four-Fermion Final States in e^+e^- Collision. CERN-TH 98-242, CERN, 1998.

[23] J. Fujimoto, T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Kurihara, T. Munehisa, D. Perret-Gallix, Y. Shimizu, and H. Tanaka. Grc4f v1.1: a four-fermion event generator for e+e- collisions. *Comp. Phys. Comm.*, (100):74, 1997.

[24] F.A. Berends, R. Pittau, and R. Kleiss. EXCALIBUR - a Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP 200 and beyond. *Comp. Phys. Comm.*, (85):437–452, 1995.

[25] Emanuel Norrbin. *QCD Phenomenology of Heavy Particle Dynamics*. Lund University, Sweden, 2000.

[26] Leif Lönnblad. Reconnecting coloured dipoles. *Z. Phys.*, C(70):107–113, 1996.

[27] Jari Häkkinen Christer Friberg, Gösta Gustafson. Colour connections in e^+e^- annihilation. *Nuclear Physics*, B(490):289–305, 1997.

[28] V. A. Khoze T. Sjöstrand. *Z. Phys.*, C(62):281, 1994.

[29] V. A. Khoze T. Sjöstrand. *Phys. Rev. Lett.*, (62), 1994.

[30] C. Hawkes, D. Lellouch, M. Redmond, O. Schaile, and M. Schröder. ROPE410. OPAL-Offline Note 16/OFFL-0487, CERN, 1996.

[31] E. Torrence. $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Event Selection at 189 GeV. Opal Technical Note TN650, 2000.

[32] M. A. Thomson. The Opal $W^+W^- \to q\bar{q}l\bar{\nu}$ Event Selection. Opal Technical Note TN635, 2000.

[33] Jörg Dubbert. *Measurement of the W Boson Mass in the* $W^+W^- \to q\bar{q}l\bar{\nu}$ *Channel with the Opal Detector at LEP*. Ludwig Maximilians Universität München, 2000. Doktorarbeit.

[34] Determination of the W Mass in the Fully Leptonic Channel. *OPAL Collaboration*, Opal Physics Note PN(447), 2000.

[35] Glen Cowan. Studying QCD in e^+e^- collisions. *CTEQ Summer School*, 2001.

[36] R. Rojas. *Theorie der neuronalen Netze*. Springer-Verlag, 1996.

[37] N. Brown and W. J. Stirling. *Phys. Lett.*, B(252):657, 1990.

[38] S. Catani et al. *Phys. Lett.*, B(269):432, 1991.

[39] S. Bethke, Z. Kunszt, D. Soper, and W. J. Sirling. *Nucl. Phys.*, B(370):310, 1992.

[40] N. Brown and W. J. Stirling. *Z. Phys.*, C(53):629, 1992.

[41] Tim Christiansen. *Influence of 5-Jet Events on the Measurement of the Mass of the W Boson in e+ e- Collisions*. Ludwig-Maximilias-Universität München, 2000. Diplomarbeit.

[42] Raimund Ströhmer. *Precision Determination of the W Boson Mass at LEP*. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002. Habilitationsschrift.

[43] The Opal-Kollaboration. Measurement of the Mass and Width of the W Boson in e^+e^-Collisions at 189 GeV. *Phys. Lett.*, B(507):29–46, 2001.

[44] L3 OPAL The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI and the LEP W Working Group. Combined Preliminary Results on the Mass and Width of the W Boson Measurement by the LEP Experiments. Technical Report LEPEWWG.MASS, 2001-02.

[45] G. Abbiendi et al. OPAL Collaboration. *Phys. Lett.*, C(11):217, 1999.

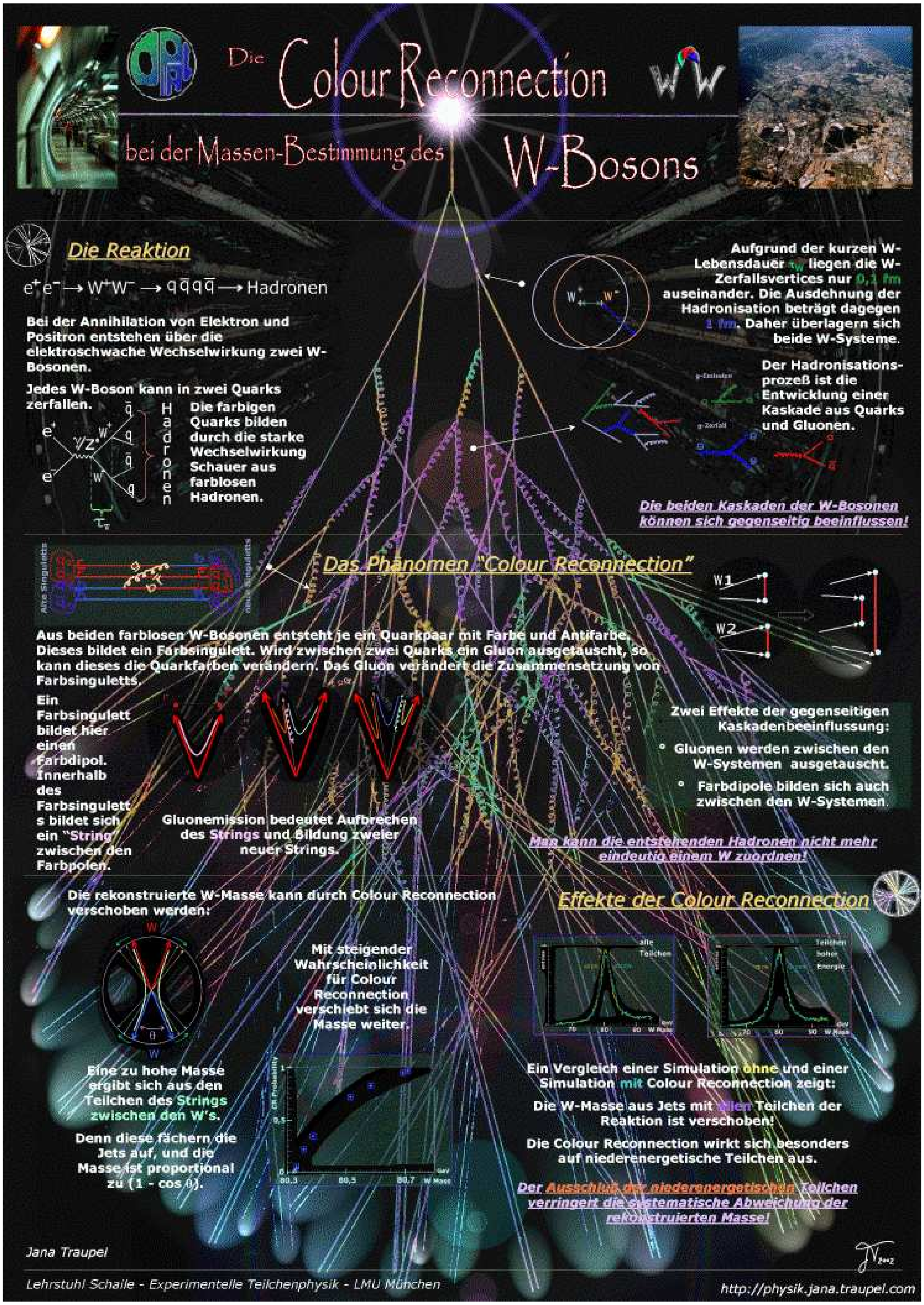
Mein herzlicher Dank geht an

meine Eltern
für ihre wunderbare Unterstützung in jeder Beziehung
während meiner Studienzeit

meine Professoren
für die Begeisterung für Physik
Prof. Dr. Dorothee Schaile
Prof. Dr. Christian Kiesling
Prof. Dr. Julius Wess

den Lehrstuhl für Elementarteilchenphysik
für ein interessantes Jahr
Dr. Raimund Ströhmer
Dr. Günther Duckeck
Wolfram Stiller
Meta Binder, Dr. Madjid Boutemeur, Tim Christiansen, Johannes Elmsheuser, Dr. Frank Fiedler, Axel Leins, Dr. Thomas Nunnemann, Felix Rauscher, Marc Rykaczewski, Philipp Schieferdecker, Prof. Dr. Arnold Staude, Dr. Sofia Chouridou, Dr. Oliver Kortner
das Zimmer 305
für die Zusammenarbeit
Dr. Jörg Dubbert
Fritz Vollmer
Michael Bussmann

die Studenten
für unvergeßliche Jahre in München
Constanze Sobotta, Heinz Felber, Marc Mährländer, Mathias Ammler, Wolfgang Schreier, Christina Salat, Christopher Root, Riccarda Wagner, Hans Schermer



Die Colour Reconnection
bei der Massen-Bestimmung des W-Bosons
Die Reaktion
$e^+e^- \longrightarrow W^+W^- \longrightarrow q\bar{q}q\bar{q} \longrightarrow$ Hadronen
Bei der Annihilation von Elektron und Positron entstehen über die elektroschwache Wechselwirkung zwei W-Bosonen.
Jedes W-Boson kann in zwei Quarks zerfallen.
Hadronen
Die farbigen Quarks bilden durch die starke Wechselwirkung Schauer aus farblosen Hadronen.
Aufgrund der kurzen W-Lebensdauer τ_W liegen die W-Zerfallsvertices nur 0,1 fm auseinander. Die Ausdehnung der Hadronisation beträgt dagegen 1 fm. Daher überlagern sich beide W-Systeme.
Der Hadronisations-prozeß ist die Entwicklung einer Kaskade aus Quarks und Gluonen.
Die beiden Kaskaden der W-Bosonen können sich gegenseitig beeinflussen!
Das Phänomen "Colour Reconnection"
Alte Singuletts
Neue Singuletts
W1
W2
Aus beiden farblosen W-Bosonen entsteht je ein Quarkpaar mit Farbe und Antifarbe. Dieses bildet ein Farbsingulett. Wird zwischen zwei Quarks ein Gluon ausgetauscht, so kann dieses die Quarkfarben verändern. Das Gluon verändert die Zusammensetzung von Farbsinguletts.
Ein Farbsingulett bildet hier einen Farbdipol. Innerhalb des Farbsinguletts bildet sich ein "String" zwischen den Farbpolen.
Gluonemission bedeutet Aufbrechen des Strings und Bildung zweier neuer Strings.
Zwei Effekte der gegenseitigen Kaskadenbeeinflussung:
° Gluonen werden zwischen den W-Systemen ausgetauscht.
° Farbdipole bilden sich auch zwischen den W-Systemen.
Man kann die entstehenden Hadronen nicht mehr eindeutig einem W zuordnen!
Die rekonstruierte W-Masse kann durch Colour Reconnection verschoben werden:
Eine zu hohe Masse ergibt sich aus den Teilchen des Strings zwischen den W's.
Denn diese fächern die Jets auf, und die Masse ist proportional zu $(1 - \cos\theta)$.
Mit steigender Wahrscheinlichkeit für Colour Reconnection verschiebt sich die Masse weiter.
CR Probability
80,3
80,5
80,7
W Masse
Effekte der Colour Reconnection
alle Teilchen
Teilchen hoher Energie
70
80
90
W Masse
Ein Vergleich einer Simulation ohne und einer Simulation mit Colour Reconnection zeigt:
Die W-Masse aus Jets mit allen Teilchen der Reaktion ist verschoben!
Die Colour Reconnection wirkt sich besonders auf niederenergetische Teilchen aus.
Der Ausschluß der niederenergetischen Teilchen verringert die systematische Abweichung der rekonstruierten Masse!
Jana Traupel
Lehrstuhl Schaile - Experimentelle Teilchenphysik - LMU München
http://physik.jana.traupel.com

Erklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

München, den 23. September 2002

Jana Traupel