



FAKULTÄT FÜR PHYSIK
PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM FÜR FORTGESCHRITTENE
PRAKTIKUM MODERNE PHYSIK

Gruppe Nr. 14

Kurs: **Mo**

WS 13/14

Versuch: Elementarteilchen

Namen: Fleig, Georg

Krause, Marcel

Assistent: Hehn, Lukas

durchgeführt am: 25. November 2013

Protokollabgabe am: _____

Note gesamt

+

-

0

Datum: _____

anerkannt: _____

Bemerkung:

I. Vorbereitung

Vorwort

Ziel der Versuchsreihe zu den Elementarteilchen ist das nähere Kennenlernen der kleinsten Bausteine der Materie sowie die Verifikation der Vorhersagen des Standardmodells. Durch Analyse experimenteller Daten des Detektors DELPHI am ehemals aufgebauten Beschleuniger LEP wird es unter anderem ermöglicht, die Anzahl der Farbladungen der Quantenchromodynamik zu vermessen, die starke Kopplungskonstante zu bestimmen sowie die Anzahl der leichten aktiven Neutrino-Generationen des Standardmodells zu ermitteln. Obwohl eine allgemeine Kenntnis des Standardmodells vorausgesetzt wird, sollen im Folgenden kurz ausgewählte Aspekte desselben dargestellt werden.

Theoretische Grundlagen

Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist die zum aktuellen Zeitpunkt am weitesten akzeptierte Theorie der Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen. Es basiert auf einer Verknüpfung $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ derjenigen Eichgruppen, deren Symmetrien durch die Noether-Ladungen Farbe, schwacher Isospin und schwache Hyperladung gegeben sind.

Alle Elementarteilchen lassen sich aufgrund ihres Spins in zwei Gruppen aufteilen, Fermionen mit halbzahligem und Bosonen mit ganzzahligem Spin. Im Standardmodell findet man für die Fermionen eine weitere Unterteilung in Quarks und Leptonen vor, welche Materie bilden können. Die Bosonen hingegen treten als Träger der verschiedenen Wechselwirkungen schwach, stark und elektromagnetisch auf. Es sei angemerkt, dass die Gravitationskraft nach aktuellem Standpunkt nicht Teil des Standardmodells ist. Aufgrund ihrer extrem geringen Stärke relativ zu den anderen drei Wechselwirkungen ist sie aber in der Domäne der Elementarteilchen vernachlässigbar.

Quarks und Leptonen

Jeweils sechs Quarks und Leptonen bilden die Spin $1/2$ - Fermionen des Standardmodells. Beide Arten lassen sich in drei Generationen der Materie einteilen, wodurch es in jeder Generation zwei Partnerteilchen gibt, wie es in Abbildung 1 dargestellt ist. Da nur die erste Generation der Elementarteilchen langzeitstabil ist, bilden diese in Form von Protonen und Neutronen, aufgebaut aus u- und d-Quarks, zusammen mit den Elektronen die wesentlichen Bausteine der gesamten sogenannten sichtbaren Materie des Universums.

Quarks sind neben ihrer Wechselwirkung durch die starke, schwache und elektromagnetische Kraft auch durch eine elektrische Ladung in Höhe von einem Drittel oder zwei Dritteln der Elementarladung charakterisiert. Da die Elementarladung nach heutigem Kenntnisstand jedoch das universell kleinste Quant der elektrischen Ladung ist, müssen sich mehrere Quarks zu einem Verbund zusammenschließen, dessen elektrische Ladung entweder verschwindet oder ein ganzzahliges Vielfaches der Elementarladung ist. Da Quarks stark wechselwirken und die zur Wechselwirkung zugehörige Noether-Ladung die Farbe ist,

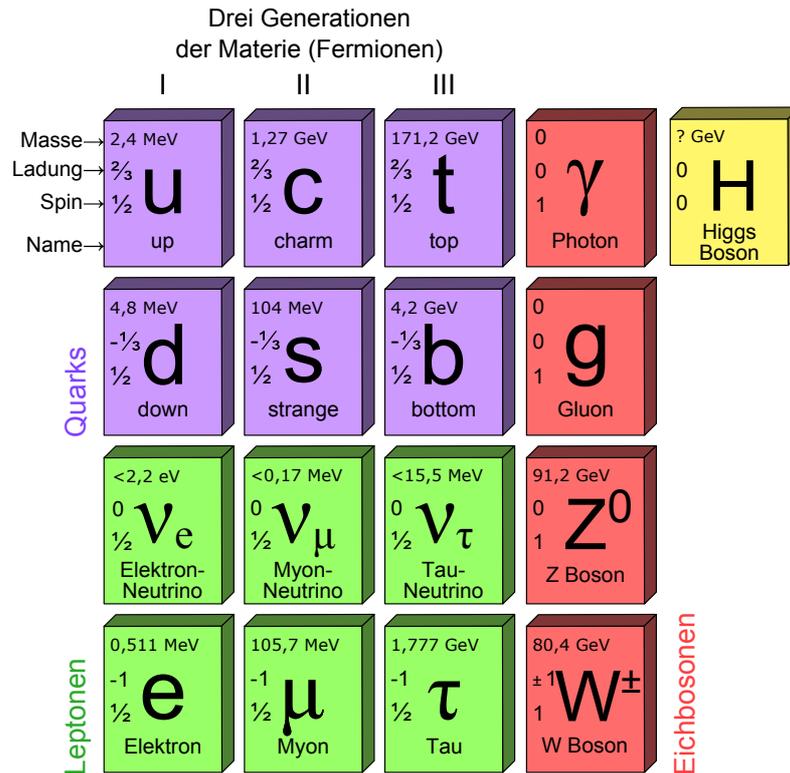


Abbildung 1: Das Standardmodell der Teilchenphysik mit sämtlichen Elementarteilchen [5].

tragen sie eine Nettofarbe, welche durch Gluonen zwischen ihnen ausgetauscht werden kann. Sämtliche bekannte, aus Quarks aufgebaute Materie ist jedoch hinsichtlich der starken Wechselwirkung ein Farbsingulett, woraus sich folgern lässt, dass keine freien farbgeladenen Zustände existieren können. Dieses Phänomen nennt man Confinement.

Leptonen wechselwirken stets schwach und im Falle der elektrisch geladenen Leptonen ebenfalls elektromagnetisch, jedoch nie stark. Dadurch bieten sich rein leptoniche Prozesse häufig als Normierungsprozesse an, wenn man die relative Stärke der schwachen Wechselwirkung zwischen verschiedenen Elementarteilchen untersuchen möchte.

Eichbosonen

Die Eichbosonen des Standardmodells sind die Vermittler der verschiedenen Wechselwirkungen. Sie tragen alle Spin 1 mit Ausnahme des Higgs-Bosons, welches ein skalares Teilchen ist. Gluonen tragen, als Vermittler der starken Wechselwirkung, eine Farbladung in Form einer Kombination aus Farbe und Antifarbe, wodurch sie nicht nur eine Wechselwirkung zwischen Quarks vermitteln können, sondern auch zwischen anderen Gluonen eine Kraft vermitteln. Die Bosonen W^\pm und Z^0 vermitteln die schwache und das Photon γ die elektromagnetische Wechselwirkung. Das Higgs-Boson H^0 verleiht den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung sowie sämtlichen anderen massiven Elementarteilchen durch den Higgs-Mechanismus ihre Masse.

Elektromagnetische Wechselwirkung

Sämtliche Teilchen, welche eine elektrische Ladung besitzen, wechselwirken elektromagnetisch durch Photonenaustausch. Demzufolge ist diese Ladung die zugehörige Noether-Ladung der Eichgruppe $U(1)_{em}$, einer Untergruppe der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ der elektroschwachen Wechselwirkung, wobei erstere aus letzterer durch spontane Symmetriebrechung hervorgeht.

Wesentliche Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung sind die Paarerzeugung und -vernichtung sowie die Emission und Absorption eines Photons. Neben der Gravitation ist die elektromagnetische Kraft historisch die am besten untersuchte Wechselwirkung des Standardmodells. Ihre Stärke wird durch die Feinstrukturkonstante $\alpha \approx 1/137$ als Kopplungskonstante im niederenergetischen Bereich angegeben. Aufgrund der Tatsache, dass Photonen masselos sind, existieren sie als intermediäre Austauschbosonen theoretisch beliebig lange. Die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung ist somit unendlich.

Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung tritt durch den Austausch der W^\pm - und Z^0 -Bosonen zum Vorschein. Aufgrund der großen Massen dieser Bosonen, verliehen durch den Higgs-Mechanismus, ist die Reichweite der Wechselwirkung im Bereich von etwa 10^{-18} m extrem gering. Die Kopplung erfolgt an den Flavour der einzelnen Elementarteilchen mit der Kopplungskonstanten α_w , welche im niederenergetischen Limit direkt proportional zur Kopplungskonstanten $G_F \approx 1,166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ der punktförmigen schwachen Wechselwirkung ist.

Die schwache Wechselwirkung ermöglicht sowohl geladene als auch neutrale Ströme. Da diese beiden möglichen Arten der Wechselwirkung aber nicht mit derselben Stärke erfolgen und die Stärke der neutralen Ströme zusätzlich von der elektrischen Ladung der beteiligten Teilchen abhängt, ergibt sich als Konsequenz eine Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung nach dem Glashow-Weinberg-Salam-Modell. Weiterhin bricht die schwache Wechselwirkung eine große Anzahl diverser Symmetrien, welche in den anderen beiden Wechselwirkungen stets erhalten bleiben. Das bekannteste Beispiel stellt hierbei die Paritätsverletzung dar, welche im Wu-Experiment erstmals nachgewiesen werden konnte.

Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung schließlich wird, wie bereits weiter oben beschrieben, durch den Austausch von Farbladung mittels Gluonen beschrieben. Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen miteinander ist die Reichweite auf einige Femtometer begrenzt, obwohl die Austauschbosonen selbst masselos sind. Zudem nimmt bei zunehmender Entfernung stark wechselwirkender Teilchen, beispielsweise einem Quark-Paar, die Kopplungskonstante der starken Kraft enorm zu, sodass es nicht möglich ist, ein solches Teilchenpaar zu trennen, ohne aufgrund der großen Feldstärke zwischen den Teilchen ein neues Teilchen-Antiteilchen-Paar zu erzeugen. Als Konsequenz ergibt sich das Confinement farbgeladener Teilchen.

Da die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung im niederenergetischen Bereich recht hoch ist, ist die Quantenchromodynamik in diesem Bereich störungstheoretisch nicht zugänglich. Erst bei hohen Energien ist die Kopplungskonstante hinreichend abgefallen, um Prozesse über einen störungstheoretischen Ansatz der Quantenfeldtheorie berechnen zu können.

LEP und DELPHI

Grundlage des Versuchs ist die Analyse von experimentellen Daten, welche am Detektor DELPHI am LEP aufgenommen wurden. Dabei steht ein Datensatz mit 1 000 Ereignissen zur Verfügung, welche bei Elektron-Positron-Kollisionen mit fest eingestellten Schwerpunktenenergien aufgenommen wurden. Bevor geklärt wird, inwiefern diese Ereignisse auszuwerten sind, soll im Folgenden kurz auf LEP und DELPHI eingegangen werden.

Der Large Electron Positron Collider (LEP) am CERN war bis zur Fertigstellung des Large Hadron Colliders (LHC) der größte Beschleuniger der Welt. In ihm war es möglich, Elektronen und Positronen mit einer Schwerpunktenenergie von bis zuletzt etwa 200 GeV zur Kollision zu bringen. Die Kollisionsprodukte wurden dabei an vier verschiedenen Detektoren untersucht. Der Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification (DELPHI) genannte Versuchsaufbau war eines dieser vier Experimente, welches über Jahre Daten diverser Ereignisse aufgenommen hat.

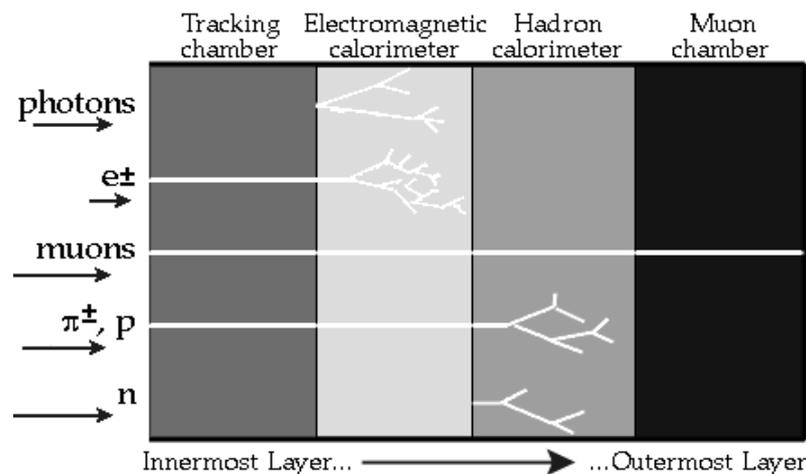


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Wechselwirkung verschiedener Teilchen mit den einzelnen Bestandteilen des DELPHI-Experiments [1].

Über den genauen Aufbau die Funktionsweise der einzelnen Bestandteile des Experiments sei auf entsprechende Fachliteratur (beispielsweise [2]) verwiesen. Im Rahmen dieses Versuches soll zum Verständnis des Aufbaus die Angabe genügen, dass durch die Spurrekonstruktion unter anderem in der Tracking Chamber mit der durch ein Magnetfeld verursachten Krümmung der Bahnen der Impuls von Teilchen bestimmbar ist, wodurch sich durch eine unabhängige Energiemessung unmittelbar die Masse und daraus die Identifikation der Teilchen ergibt. Weiterhin haben verschiedene Teilchen aufgrund unterschiedlicher Wechselwirkungsprozesse mit Materie im Experiment in den einzelnen Bereichen unterschiedliche Signaturen, wodurch sie ebenfalls identifizierbar werden. Diese grobe Angabe wird allerdings kaum der

Subtilität und höchstpräzisen Arbeit gerecht, welche aufgebracht werden muss, um in Experimenten wie DELPHI zuverlässig Teilchen identifizieren zu können.

Die Z^0 -Resonanz

Die Daten, welche zur Analyse für den Versuch vorliegen, wurden in DELPHI bei einer vorgegebenen Schwerpunktenenergie aufgenommen, welche in etwa der Masse des Z^0 -Bosons entsprach. Auf diese Weise wird dieses Boson resonant erzeugt, wodurch sich für alle aus diesem Z^0 hervorgehenden Zerfälle ein stark erhöhter Wirkungsquerschnitt ergibt. Das Z^0 besitzt vergleichsweise einfach zu analysierende Zerfallskanäle, auf welche im Folgenden kurz eingegangen wird. In der Gesamtheit sind diese als ein einziges Feynman-Diagramm auf tree-level-Niveau in Abbildung 3 dargestellt.

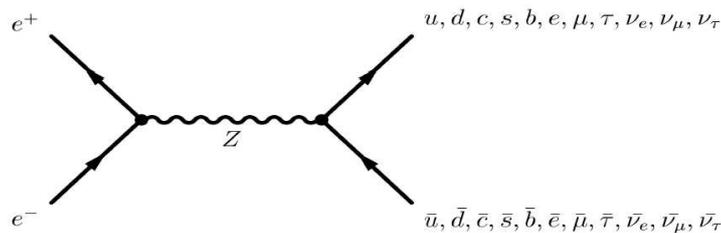


Abbildung 3: Feynman-Diagramm der Z^0 -Resonanz auf tree-level-Niveau. Das reelle Austauschboson, welches aus der e^+e^- -Kollision hervorgeht, kann kinematisch mit Ausnahme der Top-Quarks in alle Fermion-Antifermion-Paare des Standardmodells zerfallen [1].

$q\bar{q}$ -Zerfälle

Das resonant erzeugte Z^0 kann aus energetischen Gründen in alle Quark-Antiquark-Paare mit Ausnahme des $t\bar{t}$ -Paars zerfallen. Entsteht dabei ein bloßes $q\bar{q}$ -Paar, so werden diese Teilchen in entgegengesetzter Richtung voneinander emittiert. Im Detektor bilden die beiden Teilchen aufgrund des Confinements, sofern es energetisch günstig ist, häufig weitere Quark-Antiquark-Paare aus. Aufgrund der kurzen Reichweite geschieht dies in unmittelbarer Nähe des Kollisionspunktes. Dadurch erhält man hadronische Jets, welche ihre Energie bevorzugt im hadronischen Kalorimeter (HCAL) deponieren und als Ereignisse gut identifizierbar sind. Im Falle der $q\bar{q}$ -Erzeugung erhält man also ein 2-Jet-Ereignis, wobei die Jets gegenüberliegend emittiert werden.

Je nach Kinematik des $q\bar{q}$ -Paares ist es durchaus möglich, dass ein oder beide Quarks zusätzlich ein hartes¹ Gluon abstrahlen. Aufgrund des Confinements bildet dieses Gluon recht schnell einen weiteren Jet aus. Durch ein solches 3-Jet-Ereignis wurde das Gluon erstmals nachgewiesen. Im Versuch kann man optisch 2-Jet-Ereignisse von Multi-Jet-Ereignissen unterscheiden.

l^+l^- -Zerfälle

Eine zweite mögliche Gruppierung bieten all jene Zerfälle, bei denen aus dem resonanten Z^0 ein Paar aus geladenen Leptonen und Antileptonen hervorgehen. Hier ist eine Unterscheidung zwischen den drei

¹Die Bezeichnung hart meint hier, dass das Gluon einen Großteil der kinetischen Energie trägt.

Generationen hinsichtlich der Ereignisse im Detektor notwendig.

Elektron-Positron-Paare bilden in den elektromagnetischen Kalorimetern (ECAL) typische elektromagnetische Schauer aus. Durch Vermessen der Schaulänge und der Anzahl der freigesetzten Ionisationsphotonen ist eine recht genaue Energiebestimmung der beiden Primärteilchen möglich. Myon-Antimyon-Paare hingegen werden in heutigen Collider-Experimenten häufig als MIPs² erzeugt, welche nur extrem schwach mit Materie wechselwirken. Daher durchdringen sie häufig den gesamten Detektoraufbau mühelos und werden in den Myonenkammern am äußeren Rand des Detektors durch ihre Spuren identifiziert, wobei sie nur selten viel Energie im Detektor deponieren. Dadurch sind sie anhand ihrer charakteristischen Signaturen erkennbar.

Die Signaturen von Tauon-Antitauon-Paaren hingegen ist deutlich komplizierter, da diese Teilchen bereits in der Tracking Chamber zerfallen und so weitere Teilchen erzeugen, was die Spurrekonstruktion der Primärteilchen stark erschwert. Handelt es sich bei den erzeugten Sekundärteilchen um Quarks, so werden sich ähnlich wie bei der $q\bar{q}$ -Erzeugung Jets ausbilden. Diese bestehen jedoch oft aus deutlich weniger Teilchen, sodass man hier von charakteristischen Minijets spricht. Häufig ist auch die Erzeugung von geladenen Leptonen zusammen mit einigen Neutrinos, welche den Detektor ohne Energiedeposition verlassen. Charakteristisch ist in diesem Fall ein hoher Anteil nicht detektierter Energie. Hier ist bei der Identifikation jedoch Vorsicht geboten, da auch Ereignisse, welche erzeugte Primär- und Sekundärteilchen hauptsächlich in Strahlrichtung emittieren, ein hohes Energiedefizit in den Kalorimetern aufweisen, obwohl es sich bei diesen nicht zwingend um ein Tauon-Antitauon-Ereignis gehandelt haben muss.

$\nu\bar{\nu}$ -Zerfälle

Werden im resonanten Zerfall des Z^0 Neutrino-Antineutrino-Paare erzeugt, so lassen sich diese aufgrund ihrer extrem geringen Wechselwirkung mit Materie nie direkt im Detektor nachweisen. Ihre Zerfallsbreite wird indirekt durch Betrachten der Differenz der Schwerpunktenergie von der Energie der anderen, detektierbaren Teilchen gewonnen.

Aufgabe 1: Verzweigungsverhältnis und Anzahl der Farbladungen der QCD

In der ersten Aufgabe soll zunächst das Verzweigungsverhältnis zwischen hadronischen und leptonischen Zerfällen bestimmt und daraus dann die Anzahl der Farbladungen der Quantenchromodynamik ermittelt werden.

²Minimum ionizing particle

Aufgabe 1.1: Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Ziel ist es zunächst, das Verzweigungsverhältnis

$$R = \frac{\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_{l+l^-}} \quad (1)$$

zwischen hadronischen und leptonischen Zerfällen zu bestimmen. Dabei bezeichnet man mit Γ_{had} die Zerfallsbreite aller hadronischen Zerfallskanäle, mit Γ_{l+l^-} jedoch nur die Zerfallsbreite in eine Leptonfamilie. Unter der im Versuch zu überprüfenden Annahme, dass bezüglich der paarweisen Leptonenerzeugung eine Universalität hinsichtlich der Kopplungskonstanten gilt, kann man die Zerfallsbreite über die drei möglichen leptonischen Kanäle mitteln:

$$\Gamma_{l+l^-} = \frac{\Gamma_{e^+e^-} + \Gamma_{\mu^+\mu^-} + \Gamma_{\tau^+\tau^-}}{3} . \quad (2)$$

Die Zerfallsbreiten sind direkt proportional zur Anzahl der auftretenden Ereignisse im Experiment. Zur Überprüfung der Leptonenuniversalität können also die Anzahlen der Ereignisse für die drei Generationen der geladenen Leptonen miteinander verglichen werden, welche im Idealfall übereinstimmen sollten. Da die Schwerpunktenergie deutlich über der Masse der einzelnen Leptonen liegt, erwartet man tatsächlich eine Universalität hinsichtlich der Kopplungskonstanten, da es andernfalls zu Resonanzen kommen würde.

Unter der Annahme von Gleichung (2) ist es mittels Gleichung (1) möglich, durch Bildung des Quotienten aus den gezählten Ereignissen N_i das Verzweigungsverhältnis zu bestimmen:

$$R = \frac{3N_{\text{had}}}{N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-} + N_{\tau^+\tau^-}} . \quad (3)$$

Es soll noch kurz abgeschätzt werden, wie viele Ereignisse gescannt werden müssen, damit R mit einer Genauigkeit von 15% bestimmt werden kann. Dazu nutzen wir, dass sich die statistischen Fehler der Messungen mittels der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung

$$\sigma_R = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial R}{\partial N_i} \sigma_{N_i} \right)^2} \quad (4)$$

berechnen lassen, sowie $\sigma_{\text{had}} \ll \sigma_{x+x^-}$ mit $x = e, \mu, \tau$, da sehr viel mehr hadronische als leptonische Zerfälle zu erwarten sind, wodurch sich die Zahl ersterer genauer bestimmen lässt. In nachfolgender Rechnung wird deshalb der Term mit σ_{had} vernachlässigt. Man erhält so:

$$\begin{aligned} \sigma_R &= \sqrt{\left(\frac{3}{N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-} + N_{\tau^+\tau^-}} \right)^2 \sigma_{N_{\text{had}}}^2 + \frac{(3N_{\text{had}})^2 (\sigma_{N_{e^+e^-}}^2 + \sigma_{N_{\mu^+\mu^-}}^2 + \sigma_{N_{\tau^+\tau^-}}^2)}{(N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-} + N_{\tau^+\tau^-})^4}} \\ &\approx \frac{3N_{\text{had}}}{(N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-} + N_{\tau^+\tau^-})^2} \sqrt{\sigma_{N_{e^+e^-}}^2 + \sigma_{N_{\mu^+\mu^-}}^2 + \sigma_{N_{\tau^+\tau^-}}^2} . \end{aligned} \quad (5)$$

Die Fehler auf die leptonischen Ereignisse ergeben sich durch die Poisson-Statistik zu $\sigma_{x+x^-} = \sqrt{N_{x+x^-}}$. Soll der relative Fehler 15% nicht übersteigen, hat man also

$$0,15 \geq \frac{\sigma_R}{R} = \frac{1}{\sqrt{N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-} + N_{\tau^+\tau^-}}} \Leftrightarrow N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-} + N_{\tau^+\tau^-} \gtrsim 45 \quad (6)$$

mindestens 45 leptonische Ereignisse zu messen.

Aufgabe 1.2: Anzahl der Farbladungen der QCD

Nach [1] hängt die Anzahl N_c der Farbladungen der QCD mit der hadronischen Zerfallsbreite vermöge

$$\Gamma_{\text{had}} = N_c (N_u \Gamma_{u\bar{u}}^{\text{SM}} + N_d \Gamma_{d\bar{d}}^{\text{SM}}) \quad (7)$$

zusammen. Mit Gleichung (1) wird daraus nach einfacher Umformung und einsetzen

$$N_c = \frac{R \cdot \Gamma_{1+1^-}^{\text{SM}}}{N_u \Gamma_{u\bar{u}}^{\text{SM}} + N_d \Gamma_{d\bar{d}}^{\text{SM}}} \quad (8)$$

Das Verzweigungsverhältnis R ist dabei aus Aufgabe 1.1 bekannt. Die Anzahl der up-artigen und down-artigen Quarks beim Zerfall des Z^0 beträgt $N_u = 2$ bzw. $N_d = 3$ und die partiellen Zerfallsbreiten sind laut Vorbereitungshilfe $\Gamma_{u\bar{u}} = 98,88 \text{ MeV}$, $\Gamma_{d\bar{d}} = 127,48 \text{ MeV}$ sowie $\Gamma_{1+1^-} = 83,83 \text{ MeV}$, sodass sich die Zahl der Farbladungen bestimmen lässt. Es ist zu erwarten, dass sich ein Wert um 3 ergeben wird.

Aufgabe 2: Abschätzung der starken Kopplungskonstanten

Um die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung zu bestimmen, sind vor allem Multi-Jet-Ereignisse interessant. Nach [1] ergibt sich der Zusammenhang

$$\frac{N_3(y > y_{\text{cut}})}{N_{\text{had}}} \approx C \cdot \alpha_s \quad (9)$$

zwischen der Anzahl $N_3(y > y_{\text{cut}})$ der Ereignisse mit mehr als zwei Jets und derjenigen aller hadronischen Ereignisse N_{had} aus Aufgabe 1, wobei zu ersterer nur diejenigen Ereignisse hinzugezählt werden, bei denen der Jet-Auflösungsparameter $y > y_{\text{cut}} \approx 0,02$ ist, wodurch die Jet-Ereignisse gut voneinander getrennt erkennbar sind. Die Konstante ergibt sich in diesem Bereich zu $C \approx 2,72$. Die Kopplungskonstante lässt sich also einfach durch Zählen der Multi-Jet-Ereignisse bestimmen und mit dem Literaturwert aus [3] vergleichen.

Aufgabe 3: Anzahl der Neutrinofamilien

Abschließend soll durch Analyse der Daten von DELPHI die Anzahl der Neutrino-Generationen N_ν durch die totale Zerfallsbreite der Z^0 -Resonanz bestimmt werden, für welche gilt:

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{\text{had}} + 3\Gamma_{1+1^-} + N_\nu \Gamma_{\nu\bar{\nu}} = \Gamma_{\text{had}} + 3\Gamma_{1+1^-} + \Gamma_{\text{inv}} \quad (10)$$

Dabei bezeichnet Γ_{inv} die Zerfallsbreite aller Neutrinos, welche nach den Vorbemerkungen in den theoretischen Grundlagen in DELPHI im Wesentlichen unsichtbar sind. Nach [1] ist außerdem der Wirkungsquerschnitt für den Zerfall der Z^0 -Resonanz in ein Quark-Antiquark-Paar gegeben durch

$$\sigma_{\text{had}} = \frac{12\pi\Gamma_{1+1-}\Gamma_{\text{had}}}{M_Z^2\Gamma_{\text{tot}}^2} \Leftrightarrow \Gamma_{\text{tot}} = \sqrt{\frac{12\pi\Gamma_{1+1-}\Gamma_{\text{had}}}{M_Z^2\sigma_{\text{had}}}} \quad (11)$$

mit der bekannten Masse M_Z des Z^0 -Bosons. Dabei ist zu beachten, dass der gemessene Wirkungsquerschnitt σ_{mess} aufgrund von Photonenabstrahlung etwa 26,3% unterhalb des tatsächlichen hadronischen Wirkungsquerschnitts σ_{had} liegt. Somit erhält man mit Gleichung (1) als totale Zerfallsbreite

$$\Gamma_{\text{tot}} = \sqrt{\frac{12\pi R}{M_Z^2 \frac{\sigma_{\text{mess}}}{0,737}}} \Gamma_{1+1-}^{\text{SM}} \quad (12)$$

Die partielle Zerfallsbreite $\Gamma_{1+1-}^{\text{SM}}$ ist dabei in Aufgabe 1 angegeben. Bei der Auswertung ist darauf zu achten, dass diese Gleichung in natürlichen Einheiten angegeben ist. Eine Möglichkeit, die gesuchte Größe geschickt auszurechnen, ist, alle Größen in Gleichung (12) im SI-Einheitensystem einzusetzen und am Ende mit Hilfe der nach de Broglie abgeleiteten Relation $1 \text{ m}^{-1} = 1,9733 \text{ eV}$ die Zerfallsbreite wieder in GeV umzurechnen. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist mittels der Luminosität $L = 28,48 \text{ nb}^{-1}$ am LEP für 1 000 Ereignisse vermöge

$$\sigma_{\text{mess}} = \frac{N_{\text{had}}}{L} \quad (13)$$

durch die aus Aufgabe 1 bekannte Anzahl hadronischer Ereignisse N_{had} bestimmbar. Auf diese Weise erhält man unmittelbar die totale Zerfallsbreite. Aus dieser ist es schließlich möglich, die Anzahl der Neutrinogenerationen zu bestimmen. Dazu bestimmt man mittels Gleichung (1) und (10) zunächst die Zerfallsbreite aller unsichtbaren Ereignisse

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_{\text{tot}} - 3\Gamma_{1+1-} - \Gamma_{\text{had}} = \Gamma_{\text{tot}} - (3 + R)\Gamma_{1+1-}^{\text{SM}} \quad (14)$$

und erhält die Anzahl der Neutrinogenerationen über

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{\text{SM}}} \quad (15)$$

wobei nach [1] für die Zerfallsbreite der Neutrinos im Standardmodell $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}^{\text{SM}} = 166,1 \text{ MeV}$ gilt.

II. Auswertung

Kennenlernen des Programms

Der Versuchsaufbau bestand im Wesentlichen nur aus einem Computer, auf welchem sich ein lokaler Spiegel des Hands-on-CERN-Programms befand. Mit Hilfe der Software WIRED ist es möglich, eine Datenbank aus 1 000 an DELPHI aufgenommenen Ereignissen zur Z^0 -Resonanz bei einer Schwerpunktenenergie von etwa 91 GeV einzulesen. Das Programm ist unter [4] öffentlich verfügbar.

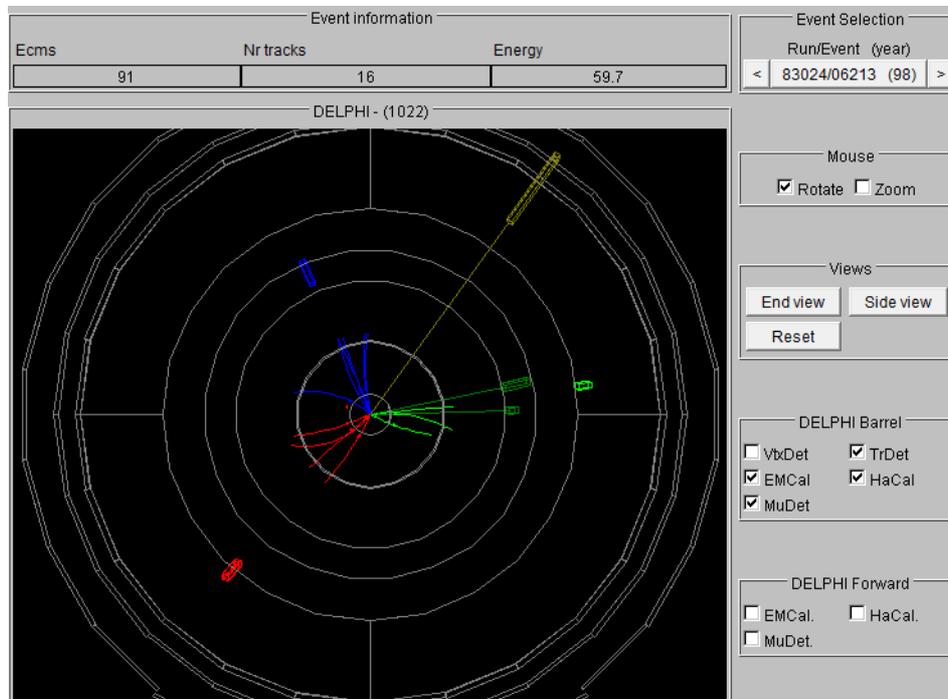


Abbildung 4: Benutzeroberfläche von WIRED. In der oberen Leiste findet man allgemeine Informationen zum Ereignis wie die Schwerpunktenenergie, die Anzahl detektierter Spuren sowie die in DELPHI deponierte kinetische Energie. Mittig ist als Beispielergebnis ein hadronischer Multi-Jet zu sehen. Die farbige Gruppierung in einzelne Jets erfolgte dabei nicht zwingend fehlerfrei durch einen speziellen Algorithmus.

In Abbildung 4 ist beispielhaft ein hadronisches Multi-Jet-Ereignis zu sehen, wie es gut an den einzelnen farbigen Jets zu erkennen ist. Mit Hilfe der in grau eingezeichneten Querschnitte der einzelnen Komponenten von DELPHI ist es nach den Bemerkungen in den theoretischen Grundlagen möglich, die Art der Reaktion und somit die Primärteilchen zu ermitteln. Dabei nutzt man vor allem die Informationen aus, wie viele Teilchen direkt am Primärvertex entstehen und in welchen Abschnitten von DELPHI sie hauptsächlich Energie deponieren.

Aufgabe 1: Verzweungsverhältnis und Anzahl der Farbladungen der QCD

Zunächst wurde von uns der erste Datensatz mit den Ereignissen 001-100 analysiert und die Anzahl aller vorkommenden Ereignisse ausgezählt. Da wir nach Gleichung (6) mindestens 45 leptonische Ereignisse identifizieren müssen, um das Verzweungsverhältnis R bis auf einen relativen Fehler von 15% genau

bestimmen zu können, haben wir abgeschätzt, dass die Analyse von vier Datensätzen ausreicht, um diese Zahl zu erreichen.

Datensatz	Leptonische Ereignisse				Hadronische Ereignisse			N_{ges}	N_{unbek}
	$N_{e^+e^-}$	$N_{\mu^+\mu^-}$	$N_{\tau^+\tau^-}$	N_{1+1^-}	N_2	N_3	N_{had}		
001-100	8	4	5	5,67	49	33	82	99	1
201-300	5	2	1	2,67	51	40	91	99	1
401-500	4	4	4	4,00	52	36	88	100	0
601-700	7	3	3	4,33	45	39	84	97	3
Summe	24,00	13,00	13,00	16,67	197,00	148,00	345,00	395,00	5,00
Poisson-Fehler	$\pm 4,90$	$\pm 3,61$	$\pm 3,61$	$\pm 2,36$	$\pm 14,04$	$\pm 12,17$	$\pm 18,57$	$\pm 19,87$	$\pm 2,24$

Tabelle 1: Zahl aller primären Zerfallskanäle sowohl abhängig vom gewählten Datensatz der Ereignisse als auch in Summe. Mit N_{x+x^-} für $x = e, \mu, \tau$ ist die Zahl der Ereignisse des jeweiligen Leptonpaares gemeint, mit N_2 und N_3 hingegen 2-Jet- respektive Multi-Jet-Ereignisse. Es ist zu beachten, dass N_{1+1^-} die mittels Gleichung (2) berechnete Mittelung des Kanals einer einzigen Leptonengeneration darstellt, wohingegen N_{had} die Summe der beiden hadronischen Kanäle ist. Die Identifikation jedes einzelnen Ereignisses findet sich in den Datenblättern im Anhang.

Es wurden von uns also vier Datensätze zu je 100 Ereignissen eingelesen und anhand der primären Zerfallskanäle der Z^0 -Resonanz analysiert, wie es im Anhang als Messprotokoll zu sehen ist. Dabei haben wir mit N_{x+x^-} für $x = e, \mu, \tau$ die Zahl der leptonischen Zerfallskanäle, mit N_2 die 2-Jet- und mit N_3 die Multi-Jet-Ereignisse ausgezählt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammen mit der nach Gleichung (2) berechneten Mittelung N_{1+1^-} über alle drei leptonischen Generationen sowie der Summe N_{had} über die hadronischen 2-Jet- und Multi-Jet-Ereignisse abgedruckt. Zur Fehlerberechnung wurde dabei, wie in den theoretischen Grundlagen angesprochen, die Poisson-Statistik mit dem absoluten Fehler $\sqrt{N_i}$ für beliebige i angenommen, welcher dann für die berechneten Größen N_{1+1^-} , N_{had} sowie N_{ges} mittels Gauß fortgepflanzt wurde. In der Tabelle findet sich außerdem N_{unbek} , welche die Zahl jener Ereignisse darstellt, welche wir nicht zweifelsfrei identifizieren konnten.

Aufgabe 1.1: Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Nachdem alle Ereignisse analysiert wurden, sollte das Verzweigungsverhältnis R zwischen hadronischen und leptonischen Zerfallskanälen bestimmt werden. Dazu muss zunächst untersucht werden, ob der Zerfall der Z^0 -Resonanz universell hinsichtlich der leptonischen Kanäle abläuft. Ein Blick in Tabelle 1 zeigt jedoch ein Verhältnis

$$N_{e^+e^-} : N_{\mu^+\mu^-} : N_{\tau^+\tau^-} \Leftrightarrow 24 : 13 : 13, \quad (16)$$

welches eine deutliche Bevorzugung des Elektron-Positron-Kanals aufzeigt. Da die Schwerpunktenergie mit etwa 91 GeV deutlich über den Ruhemassen aller drei geladenen Leptonen liegt, widerspricht dieses Ergebnis unseren Erwartungen. Mögliche Fehlerquellen sind hier die eventuell noch zu schwache Statistik, da 400 Ereignisse insbesondere aufgrund des schwachen leptonischen Anteils an allen Zerfallskanälen noch nicht repräsentativ genug sein könnten. Außerdem wäre es möglich, dass wir fälschlicherweise einige Mini-Jet-Ereignisse, welche auf eine $\tau^+\tau^-$ -Produktion gedeutet hätten, als hadronische Multi-Jet-Ereignisse aufgefasst haben. Dies erklärt jedoch nicht die zu schwache Ausprägung

der sonst gut erkennbaren Myon-Antimyon-Erzeugung.

Im Folgenden werden wir aufgrund obiger Argumentation dennoch von einer Leptonenuniversalität ausgehen, sodass sich das Verzweigungsverhältnis mit dem Mittelwert N_{l+1-} der Ereignisse einer einzigen Leptonengeneration aus Gleichung (2) berechnen lässt. Mit den Werten aus Tabelle 1 erhalten wir so nach Gleichung (1) das Verzweigungsverhältnis

$$R = 20,70 \pm 2,93, \quad (17)$$

wobei der absolute Fehler über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung nach Gleichung (6) bestimmt wurde. Erwartungsgemäß erhält man damit einen relativen Fehler von 14,15%, welcher unter den geforderten 15% liegt. Ein Vergleich mit dem Literaturwert des Verzweigungsverhältnisses aus [3] von $R_{\text{lit}} = 20,767 \pm 0,025$ zeigt trotz der nicht sichtbaren Leptonenuniversalität eine hervorragende Übereinstimmung.

Aufgabe 1.2: Anzahl der Farbladungen der QCD

Mit dem in der vorigen Aufgabe bestimmten Verzweigungsverhältnis R ist es unmittelbar möglich, die Anzahl der Farbladungen der QCD zu bestimmen. Dazu setzen wir R zusammen mit den in den Vorbereitungen zu Aufgabe 1.2 genannten Konstanten in Gleichung (8) ein und erhalten

$$N_c = 2,99 \pm 0,42 \quad (18)$$

als Anzahl der Farbladungen der QCD. Der absolute Fehler ergab sich durch Fortpflanzung des Fehlers auf das Verzweigungsverhältnis aus Gleichung (17), wobei die Koeffizienten in Gleichung (8) nicht als fehlerbehaftet betrachtet wurden. Der so erhaltene Wert zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der Erwartung dreier Farbladungen in der Quantenchromodynamik. Im Folgenden wird daher als Anzahl der Farbladungen per Definition der Wert $N_c = 3$ angenommen.

Aufgabe 2: Abschätzung der starken Kopplungskonstanten

Ziel der nächsten Aufgabe war es, durch die Analyse der von DELPHI aufgenommenen Ereignisse die starke Kopplungskonstante abzuschätzen. Dazu berechnet man das Verhältnis der Anzahl der Multi-Jet-Ereignisse N_3 zur Gesamtzahl aller hadronischen Ereignisse N_{had} . Umstellen von Gleichung (9) aus den Vorbereitungen und einsetzen der Werte aus Tabelle 1 sowie $C \approx 2,72$ liefert dann

$$\alpha_s \approx \frac{N_3(y > y_{\text{cut}})}{C \cdot N_{\text{had}}} = 0,158 \pm 0,016 \quad (19)$$

als Wert der starken Kopplungskonstanten, wobei sich der absolute Fehler mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung vermöge

$$\sigma_{\alpha_s} = |\alpha_s| \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_3}}{N_3}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{\text{had}}}}{N_{\text{had}}}\right)^2} \quad (20)$$

berechnen lässt. Ein Vergleich mit dem Literaturwert von $\alpha_{s,\text{lit}} = 0,1184 \pm 0,0007$ aus [3] zeigt keine allzu gute Übereinstimmung mit dem von uns bestimmten Wert, dennoch befindet er sich innerhalb von drei Standardabweichungen, was aufgrund der schwierigen Analyse ein vertretbares Ergebnis darstellt. Die Fehleranalyse ist hier recht ähnlich wie bei Aufgabe 1, da die Berechnung aus denselben Daten erfolgt. Die genaue Zuordnung der einzelnen Prozesse ist hochgradig nichttrivial und die Anzahl analysierter Ereignisse hat für eine gute Statistik eventuell noch nicht ausgereicht. Außerdem ist die Differenzierung zwischen 2-Jet- und Multi-Jet-Ereignissen nicht immer einfach, da die Jets oft räumlich nur schwer voneinander differenzierbar sind. Die Einfärbung von WIRED mittels eines speziellen Algorithmus führt außerdem zu einem nicht bestimmbar systematischen Fehler, da sie zwar hilfreich, aber nicht fehlerfrei ist.

Aufgabe 3: Anzahl der Neutrinofamilien

Abschließend soll noch die Anzahl der Neutrino-Generationen aus der Z^0 -Resonanz bestimmt werden. Dazu muss zunächst der messbare Wirkungsquerschnitt der hadronischen Ereignisse aus Gleichung (13) bestimmt werden. Die Luminosität des LEP kann nach den Bemerkungen in den Vorbereitungen zu Aufgabe 3 und mit $L = 28,48 \text{ nb}^{-1}$ zu

$$L' = \frac{N_{\text{ges}}}{1000} \cdot L = 0,395 \cdot L = 11,250 \text{ nb}^{-1} \quad (21)$$

berechnet werden. Daraus ergibt sich der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (13) zu

$$\sigma_{\text{mess}} = (30,67 \pm 0,65) \text{ nb} . \quad (22)$$

Dieser lässt sich nun, zusammen mit dem Verzweigungsverhältnis R aus Aufgabe 1.1 und der in der Vorbereitung angegebenen partiellen Zerfallsbreite $\Gamma_{1+1-}^{\text{SM}}$ in Gleichung (12) einsetzen, um die totale Zerfallsbreite zu bestimmen:

$$\Gamma_{\text{tot}} = (2,484 \pm 0,177) \text{ GeV} . \quad (23)$$

Auch hier ergab sich der statistische Fehler erneut durch Fortpflanzung nach Gauß vermöge

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{|\Gamma_{\text{tot}}|}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\sigma_{\text{mess}}}}{\sigma_{\text{mess}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2} , \quad (24)$$

wobei nach Anmerkung in den Vorbereitungen beim Einsetzen der Größen darauf zu achten ist, dass Gleichung (12) in natürlichen Einheiten angegeben ist. Der erhaltene Wert stimmt gut mit dem Literaturwert $\Gamma_{\text{tot,lit}} = (2,4952 \pm 0,0023) \text{ GeV}$ aus [3] überein und liegt auch innerhalb unseres statistischen Fehlerbereichs. Damit lässt sich nun mit Hilfe von Gleichung (14) die Zerfallsbreite aller unsichtbaren Ereignisse bestimmen:

$$\Gamma_{\text{inv}} = (0,498 \pm 0,303) \text{ GeV} . \quad (25)$$

Diese stimmt ebenfalls gut mit dem Literaturwert $\Gamma_{\text{inv,lit}} = (0,4990 \pm 0,0015) \text{ GeV}$ überein. Es ist dabei zu beachten, dass die partielle Zerfallsbreite der unsichtbaren Ereignisse nur indirekt über die

Sichtbaren gewonnen wird. Da ihr Anteil an der totalen Zerfallsbreite sehr gering ist, für die Berechnung jedoch die statistischen Fehler der größeren totalen und hadronischen Zerfallsbreiten verwendet werden, ist der Fehler auf die unsichtbaren Ereignisse stark erhöht. Schließlich ist es nun möglich, die Anzahl der Neutrino-Generationen mit Hilfe von Gleichung (15) zu berechnen:

$$N_\nu = 2,995 \pm 1,824 . \quad (26)$$

Innerhalb der Fehlertoleranz, welche aus demselben Grund wie bei Γ_{inv} recht hoch ist, deckt sich dieses Ergebnis mit dem aus der Z^0 -Resonanz gewonnenen Literaturwert $N_{\nu,\text{lit}} = 2,92 \pm 0,05$ aus [3]. Wir konnten durch unsere Analyse also bestätigen, dass drei Generationen leichter, aktiver (d.h. nicht steriler) Neutrinos existieren.

Literatur

- [1] Schmidt, F. K.: Einführung in das kernphysikalische Praktikum. Überarbeitete Ausgabe von J. Wolf, Januar 2010.
- [2] Kleinknecht, K.: Detektoren für Teilchenstrahlung.
- [3] Particle Data Group: Particle Data Booklet 2012.
- [4] <http://hands-on-cern.physto.se/>
- [5] https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg

III. Messprotokoll