

SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON
IN HADRONISCHEN ENZZUSTÄNDEN
MIT FEHLENDER ENERGIE
AM L3-EXPERIMENT BEI LEP

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Physiker Marc Henning Zöller
aus Siegen

Berichter: Universitätsprofessor Dr. A. Böhm
Universitätsprofessor Dr. J. Mnich

Tag der mündlichen Prüfung: 5. August 2005

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek [online](#) verfügbar.



Abstract

This thesis presents searches for the Higgs boson, which is predicted by the Standard Model of Particle Physics and its extensions in order to endow fermions and bosons with their observed masses. While the Standard Model predicts only one Higgs boson »H«, the *Minimal Supersymmetric Extension* contains five Higgs bosons. This analysis refers to the light neutral »h«, which has nearly the same properties as the Standard Model Higgs boson.

The analyses are based on data taken by the L3 experiment at the Large Electron Positron Collider (LEP) near Geneva during the years 1998 until 2000, which corresponds to an integrated luminosity of 629.7 pb^{-1} and which were collected in a center-of-mass energy range from 189 GeV to 209 GeV. The Higgs boson searches presented here analyse the data with regard to hadronic events with missing energy, since the visible energy is reduced compared to the total energy given by the LEP collider. According to theoretical prediction these final states can be produced via the Higgs-strahlung process — $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$ or $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow hZ$ — where a Higgs boson is radiated by a virtual Z boson that subsequently goes on-shell.

The first part of the analysis is devoted to the search for the Standard Model Higgs boson in the reaction $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, which is the second most frequent channel for Higgs production. The observed jets stem from the Higgs boson decaying into a quark- antiquark pair, being a $b\bar{b}$ pair with about 75 % probability in the mass range under consideration. With a probability of 20 % the Z boson goes in neutrinos, so that the visible energy of the events in comparison to the center-of-mass energy shows a deficit according to the mass of the Z.

The initial selection requires high multiplicity in order to separate hadronic and leptonic events and a minimum value of missing energy. Subsequently a neural network is used to search for Higgs decaying into b quarks, which in turn result in jets with B mesons after fragmentation. The selection is performed independently of the mass of the Higgs boson, only afterwards the neural network output is folded with the visible invariant mass in order to obtain a Higgs mass dependent discriminant for mass hypothesis in the range between 60 GeV and 120 GeV.

The number of observed events agrees well with the expectation for the Standard Model background. A detailed statistical interpretation is carried out by means of a likelihood ratio. This procedure offers the possibility to prove the presence of a Higgs boson or to exclude its existence in the analysed mass range. The method yields an observed lower Higgs mass limit of

$$m_H > 95.6 \text{ GeV}$$

at 95 % confidence level, which corresponds to a standard deviation of 1.4σ in comparison with the background prediction of the Standard Model. The lower mass bound stemming purely from background is 103.9 GeV, thus for example, if a Higgs boson with a mass of 100 GeV had existed, it would have been observed with a significance of 2.7σ . Using this method a candidate with a reconstructed mass of 114.4 GeV was observed by the L3 experiment [1, 2].

The combination of all event topologies in the LEP results shows a preference for a Higgs boson with a mass of 115.6 GeV. The main origin of this 2.1σ excess compared to the background expectation is the ALEPH four-jet channel. Because no significant excess was observed in the data of the other

LEP experiments the combination yields a lower Higgs mass bound of 114.4 GeV with an expected value of 115.3 GeV from the background simulation [3].

The second part of the analysis describes the search for the light Higgs boson h in the reaction $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$. The parameter range of the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) under investigation allows for invisible decays of the Higgs boson h , those being decays to pairs of the lightest neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, which in R-parity conserving models is a candidate for the Lightest Supersymmetric Particle (LSP). In this case two jets and missing energy are expected too, only this time the Z boson decays hadronically and the Higgs particle invisibly, vice versa to the Standard Model decay.

A first preselection of events requires high multiplicity and missing energy as well as a visible mass consistent with the Z mass considering the properties of this signature. Subsequently the analysis is split for light and heavy Higgs bosons based on a cut in the relativistic velocity, since in the case of small Higgs masses the Z boson and its decay products become more energetic, so that the velocity of the jet-system is high. Then two selections are devised to get a sample of candidates, whereby mass hypothesis in the range between 50 GeV and 120 GeV were tested.

Both selections use a Likelihood analysis, which exploits kinematic and event shape variables in order to obtain a Higgs mass dependent final discriminant. This function combines information about the visible mass of the Z boson and the recoil mass of a given Higgs boson. In both mass ranges the number of observed candidates is in good agreement with the expectation for the Standard Model background.

Again a likelihood ratio is used to derive a mass bound for the Higgs boson. A lower limit of

$$m_h > 112.1 \text{ GeV}$$

is set at 95 % confidence level for the hypothesis that the production cross section $\sigma_{\text{inv}}(hZ) = \text{Br}(h \rightarrow \text{invisible particles}) \times \sigma(hZ)$ equals that of the Standard Model Higgs Boson $\sigma(HZ)$. The expected boundary based on the presence of background only amounts to 111.4 GeV. A combination with the leptonic decay channels of the Z boson leads to a lower mass bound of 112.3 GeV in good agreement with the expected limit of 111.6 GeV [4].

Relaxing the previous hypothesis, an upper limit on the production cross section is set to 0.07 pb due to the variation of the ratio $\sigma_{\text{inv}}(hZ)/\sigma(HZ)$. A combination of the results of all LEP experiments will follow. Presently a lower mass bound of 114.4 GeV [5] is indicated using previously published data.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Suchen nach dem Higgs-Boson beschrieben, welches vom Standardmodell der Teilchenphysik und einer Erweiterung vorhergesagt wird, um den Fermionen und Bosonen die jeweils beobachteten Massen zu verleihen. Im Standardmodell wird ein Higgs-Teilchen »H« erwartet, während im Fall der *Minimal Supersymmetrischen Erweiterung* fünf Higgs-Bosonen beobachtbar wären. Die vorliegende Analyse bezieht sich auf das dem Standardmodell Higgs-Boson verwandte leichte neutrale »h«.

Grundlage der Analysen sind die von dem L3-Experiment am Large Electron Positron Collider (LEP) bei Genf aufgezeichneten Daten der Jahre 1998 bis 2000, die einer integrierten Luminosität von 629.7 pb^{-1} entsprechen und bei Schwerpunktsenergien von 189 GeV bis 209 GeV registriert wurden. Es wird speziell nach Higgs-Bosonen in hadronischen Ereignissen gesucht, bei denen ein Teil der ursprünglich zur Verfügung gestellten Gesamtenergie nicht beobachtet wird. Die Endzustände können laut theoretischer Vorhersage durch den Higgs-Strahlungsprozess — $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$ oder $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow hZ$ — produziert werden, der sich derart gestaltet, dass ein virtueller Zwischenzustand des Z-Bosons ein Higgs-Boson abstrahlt und in ein reelles Z übergeht.

Der erste Analyse-Teil beschäftigt sich mit der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Dies ist der zweithäufigste Kanal erwarteter Higgs-Produktionen. Die beobachtbaren Jets stammen aus dem Zerfall des Higgs-Bosons in ein Quark-Antiquark-Paar, wobei es sich im hier betrachteten Massenbereich zu etwa 75 % um ein $b\bar{b}$ -Paar handelt. Das Z-Boson zerfällt zu etwa 20 % in Neutrino-Paare, so dass die sichtbare Energie der Ereignisse im Vergleich zur Schwerpunktsenergie ein Defizit gemäß der Masse des Z aufweist.

In der anfänglichen Selektion werden hohe Multiplizitäten verlangt, um hadronische von leptonschen Ereignissen zu trennen, außerdem ein Mindestbetrag an fehlender Energie. Anschließend wird ein neuronales Netz verwendet, um Higgs-Zerfälle in b-Quarks zu suchen, welche in Jets mit B-Mesonen fragmentieren. Die Auswahl der Endzustände wird derart durchgeführt, dass die Trennung von Signal und Untergrund unabhängig von der Masse des Higgs-Bosons geschieht. Eine Faltung der Antwort des neuronalen Netzes mit der beobachtbaren invarianten Masse führt zur eigentlichen massenabhängigen Diskriminante für Hypothesen aus dem Massenbereich zwischen 60 GeV und 120 GeV.

Die Zahl beobachteter Ereignisse stimmt gut mit der für den Untergrund vorhergesagten Anzahl überein. Mit Hilfe eines Likelihood-Quotienten wird eine detaillierte statistische Interpretation durchgeführt. Dieser ermöglicht es, die Anwesenheit eines Higgs-Bosons nachzuweisen oder seine Existenz in dem untersuchten Massenbereich auszuschließen. Die Methode liefert auf dem Vertrauensniveau von 95 % eine untere Higgs-Massenschranke von

$$m_H > 95.6 \text{ GeV} \quad .$$

Dies entspricht einer Standardabweichung von 1.4σ im Vergleich zur Untergrund-Vorhersage des Standardmodells. Die aus dem Untergrund erwartete Massengrenze beträgt 103.9 GeV. Im Fall der Existenz eines Standardmodell Higgs-Bosons der Masse 100 GeV wäre dieses mit einer Signifikanz von 2.7σ nachgewiesen worden. Bei dieser Untersuchung wurde im L3-Experiment ein Kandidat

mit einer rekonstruierten Masse von 114.4 GeV beobachtet [1, 2].

In der Kombination aller untersuchten Ereignistopologien bei LEP zeigt sich ein maximaler Überschuss von 2.1σ für eine Massenhypothese von 115.6 GeV, der aus signalartigen Vier-Jet-Ereignissen des ALEPH-Experiments resultiert. Da bei den anderen LEP-Experimenten kein signifikanter Überschuss an solchen Ereignissen beobachtet wurde, konnte insgesamt eine untere Higgs-Massenschranke von 114.4 GeV aus den Beobachtungen abgeleitet werden. Die aus der Untergrund-Vorhersage bestimmte untere Grenze lag dort bei 115.3 GeV [3].

Im zweiten Teil der Analysen wird die Suche nach dem leichten Higgs-Boson h in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ beschrieben. In der minimal supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM) sind je nach Wahl der Parameter Zerfälle des Higgs-Bosons h in nicht nachweisbare Teilchen möglich. Dies ist hier das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, welches in R-Paritäts-erhaltenden Modellen ein Kandidat für den leichtesten supersymmetrischen Zustand (LSP) ist. Auch hier sollte man Ereignisse mit zwei Jets und fehlender Energie beobachten, wobei allerdings nun das Z-Boson hadronisch zerfällt und das Higgs-Teilchen unsichtbar ist.

Eine zunächst durchgeführte Präselektion von Ereignissen berücksichtigt diese Signatur, indem hohe Multiplizität und fehlende Energie sowie eine sichtbare invariante Masse im Bereich des Z-Bosons verlangt werden. Anschließend erfolgt eine Trennung der Analyse für leichte und schwere Higgs-Bosonen durch einen Schnitt in der relativistischen Geschwindigkeit. Im Fall geringer Signal-Massen behält das entstehende Z-Boson viel kinetische Energie, so dass die daraus resultierende Geschwindigkeit hoch ist. Folgend können für beide Massenbereiche unterschiedliche Selektionen erfolgen, um die Auswahl der Kandidaten vorzunehmen. Insgesamt wird ein Intervall von Higgs-Massenhypothesen von 50 GeV bis 120 GeV erfasst.

In beiden Fällen wird eine Likelihood-Analyse benutzt, um unter Verwendung topologischer und kinematischer Größen eine massenabhängige finale Variable zu konstruieren. In dieser wird sowohl die sichtbare Masse, respektive die Masse des Z-Bosons, als auch die unsichtbare Masse des entsprechenden Higgs-Bosons berücksichtigt. Die Anzahl beobachteter Ereignisse stimmt in beiden Massenbereichen sehr gut mit der vom Standardmodell vorhergesagten überein.

Zur Ableitung einer unteren Massenschranke wird wieder das Verfahren der Likelihood-Quotienten benutzt. Unter der Annahme, dass der Produktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{inv}}(hZ) = \text{Br}(h \rightarrow \text{unsichtbare Teilchen}) \times \sigma(hZ)$ dem des Standardmodells $\sigma(HZ)$ gleicht, konnte mit Hilfe dieser Methode aus der Beobachtung eine untere Higgs-Massengrenze von

$$m_h > 112.1 \text{ GeV}$$

mit 95 % Vertrauensniveau bestimmt werden. Die mit Hilfe der Untergrund-Vorhersage gefolger- te untere Massenschranke beträgt 111.4 GeV. Eine Kombination mit den Kanälen, in denen das Z-Boson in Elektronen oder Myonen zerfällt, ergab eine untere Massengrenze von 112.3 GeV [4]. Auch diese steht in guter Übereinstimmung mit der Erwartung von 111.6 GeV.

Durch eine Variation des Verhältnisses $\sigma_{\text{inv}}(hZ)/\sigma(HZ)$ kann eine obere Grenze an den Erzeugungs- querschnitt abgeleitet werden. Diese beträgt bis zur genannten Massenschranke von 112.1 GeV etwa 0.07 pb. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse aller LEP-Experimente wird folgen. Derzeitig wird mit den bisher veröffentlichten Daten eine untere Massenschranke von 114.4 GeV [5] angegeben.

Inhalt

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 4 |
| 2.1 | Das Standardmodell der Teilchenphysik | 4 |
| 2.1.1 | Eichprinzipien | 4 |
| 2.1.2 | Quantenchromodynamik | 6 |
| 2.1.3 | Elektroschwache Wechselwirkung | 7 |
| 2.2 | Der Higgs-Mechanismus | 10 |
| 2.3 | Produktion des Higgs-Bosons in e^+e^- -Kollisionen | 13 |
| 2.4 | Zerfall des Higgs-Bosons | 15 |
| 2.5 | Massen-Grenzen für das Higgs-Boson | 17 |
| 2.5.1 | Theoretische Überlegungen | 17 |
| 2.5.2 | Experimentelle Untersuchungen | 21 |
| 2.6 | Supersymmetrie | 25 |
| 2.6.1 | Minimal supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells | 27 |
| 2.6.2 | Eigenschaften im Higgs-Sektor | 31 |
| 3 | Experimentelle Voraussetzungen | 38 |
| 3.1 | Der Speicherring LEP | 38 |
| 3.1.1 | Luminosität bei LEP | 39 |
| 3.1.2 | LEP-Energie-Messung | 41 |
| 3.2 | Das Experiment L3 | 44 |
| 3.2.1 | Der Mikrovertex-Detektor | 45 |
| 3.2.2 | Die zentrale Spurkammer | 46 |
| 3.2.3 | Das elektromagnetische Kalorimeter | 47 |
| 3.2.4 | Die Szintillationszähler | 48 |
| 3.2.5 | Das hadronische Kalorimeter | 49 |
| 3.2.6 | Das Myon-Spektrometer | 50 |
| 3.2.7 | Der Luminositätsmonitor | 51 |
| 3.3 | Triggersystem und Datennahme | 52 |
| 3.4 | Rekonstruktion und Simulation | 53 |
| 4 | Hadronische Endzustände | 54 |
| 4.1 | Rekonstruktion von Jets | 54 |
| 4.2 | Identifikation von Photonen und Leptonen | 56 |
| 4.3 | Erwartete Untergrund-Reaktionen | 61 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| I | Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ | 73 |
| 5 | Auswahl der Kandidaten | 74 |
| 5.1 | Topologien | 74 |
| 5.2 | Identifikation von b-Quarks | 76 |
| 5.2.1 | Fragmentation und Zerfallslängen | 77 |
| 5.2.2 | Konstruktion einer b-Wahrscheinlichkeit | 79 |
| 5.3 | Selektion der Ereignisse | 82 |
| 6 | Bestimmung einer Finalen Variablen | 90 |
| 6.1 | Training eines neuronalen Netzes | 90 |
| 6.1.1 | Eingangsgrößen | 93 |
| 6.1.2 | Ausgangsgrößen | 100 |
| 6.2 | Konstruktion einer Diskriminanten | 102 |
| 6.2.1 | Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen | 102 |
| 6.2.2 | Higgs-Wahrscheinlichkeit | 104 |
| 7 | Statistische Interpretation | 108 |
| 7.1 | Statistisches Verfahren | 108 |
| 7.2 | Likelihood-Quotient und Higgs-Massengrenze | 113 |
| 7.3 | Abschätzung systematischer Unsicherheiten | 117 |
| II | Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0q\bar{q}$ | 127 |
| 8 | Auswahl der Kandidaten | 128 |
| 8.1 | Topologien | 129 |
| 8.2 | Vorselektion der Ereignisse | 130 |
| 8.3 | Selektionen für leichte und schwere Higgs-Bosonen | 138 |
| 9 | Konstruktion einer Diskriminanten | 145 |
| 9.1 | Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen | 145 |
| 9.2 | Higgs-Wahrscheinlichkeit | 148 |
| 10 | Statistische Interpretation | 150 |
| 10.1 | Likelihood-Quotient und Higgs-Massengrenze | 150 |
| 10.2 | Ausgeschlossener Bereich | 154 |
| 10.3 | Abschätzung systematischer Unsicherheiten | 156 |
| 11 | Kombination mit dem leptonischen Kanal $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\ell^+\ell^-$ | 161 |
| 11.1 | Ergebnisse aus der Suche im leptonischen Kanal | 161 |
| 11.2 | Ergebnisse der Kombination | 165 |

| | |
|--|------------|
| 12 Resultate und Kombinationen bei LEP | 168 |
| 12.1 In der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson | 168 |
| 12.2 In der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson | 172 |
| 13 Ausblick | 175 |
| | |
| Anhang | 177 |
| | |
| A Analysen-Überblick | 178 |
| | |
| B Eigenschaften des Higgs-Bosons | 180 |
| B.1 Totale Zerfalls-Breite | 180 |
| B.2 Zerfall des Higgs-Bosons in Photonen | 181 |
| | |
| C Künstliche neuronale Netze | 184 |
| | |
| D Ergebnisse der eindimensionalen Schnitt-Variationen | 187 |
| D.1 Aus Analyse-Teil I | 187 |
| D.2 Aus Analyse-Teil II | 188 |
| | |
| Literaturverzeichnis | 195 |

Kapitel 1

Einleitung

Und ihr Quell ist das Wissen
um das eigene Nichtwissen.

(Socrates, griech. Philosoph, ca. 470-399 v.Chr.: Über die Weisheit.)

Der Grundgedanke der modernen Teilchenphysik liegt indirekt im Streben nach Weisheit. Ihr Anliegen ist die Erkundung und konsistente Beschreibung der fundamentalen Bausteine der Materie und den Wechselwirkungen zwischen diesen so genannten »Elementarteilchen«. Dabei steht auch der Wunsch im Vordergrund, die grundlegenden Kräfte in der unbelebten Natur auf wenige Prinzipien reduzieren zu können.

Aktuelle Untersuchungen bestätigen heute auf experimenteller Basis die Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik teilweise bis auf eine relative Genauigkeit von 10^{-8} . Das Wissen um diese Genauigkeit der Vorhersagen wird dadurch getrübt, dass dieses Modell für sehr hohe Energiedichten unzulänglich scheint, so dass Physiker hier von einer »Effektiven Theorie« auf dem Weg zu einer gewünschten Vereinheitlichung aller Beobachtungen und ihrer physikalischen Gesetzmäßigkeiten sprechen.

Nach heutigem Kenntnisstand veranlassen drei Grundkräfte — die elektroschwache, die starke und die Gravitationskraft — zwölf unterschiedliche Materiebausteine zur Wechselwirkung. Sechs dieser Konstituenten, die Leichten, so genannte »Leptonen«, wechselwirken nur gravitativ und elektroschwach. Die anderen sechs Bausteine, die »Quarks«, stehen unter dem Einfluss aller drei Kräfte.

Während sich die Gravitation bislang noch einer quantentheoretischen Beschreibung entzieht und somit im angesprochenen Standardmodell keine Berücksichtigung findet, wurden die beiden anderen Wechselwirkungen durch zwei Quantenfeldtheorien formuliert. Die schwache Kraft durch die nach den Autoren Glashow, Salam und Weinberg benannten GSW-Theorie, etwa 1961, und die starke Kraft durch die Quantenchromodynamik, auch »QCD« genannt, etwa 1973. Die Ursprünge des Modells liegen in der Formulierung der speziellen Relativitätstheorie [6, 7] durch Einstein und vor allem in der Entwicklung der Quantenmechanik durch Schrödinger und Heisenberg vor weniger als hundert Jahren.

Die Erfolge der letzten Jahrzehnte bei der Suche nach Teilchen, die vom Standardmodell vorhergesagt wurden, lieferten die Motivation, weitere Experimente bei hohen Energien durchzuführen, was unter anderem mit dem Bau des Large Electron Positron Collider (LEP) am CERN realisiert wurde. Vier Experimente sind dort installiert worden, um Messungen vorzunehmen und diese hinsichtlich theoretischer Prognosen zu analysieren. Dies geschah mit dem

Forschungsziel, sowohl neue Teilchen zu entdecken, als auch bisher gewonnene Ergebnisse in ihrer Präzision zu verbessern. Ein Aspekt dieser vielschichtigen Untersuchungen ist die Suche nach dem Higgs-Boson, dem letzten noch nicht entdeckten Teilchen des Standardmodells. Die Entdeckung dieses Teilchens ist von besonderer Relevanz hinsichtlich einer konsistenten Beschreibung der Masse aller übrigen Teilchen, so dass bei LEP große Anstrengungen unternommen wurden, das Higgs-Boson experimentell nachzuweisen. Der Mechanismus, dem dieses Austauscheteilchen seinen Ursprung verdankt, kann in ähnlicher Weise auch in Theorien jenseits des Standardmodells — wie zum Beispiel in supersymmetrischen Modellen — implementiert sein, wobei sich dann die Anzahl möglicher Signaturen erhöht, da durch die oft höhere Anzahl von Teilchen in diesen Modellen dem Higgs-Boson mehr Zerfallskanäle zur Verfügung stehen.

Das L3-Experiment war eines der vier Experimente am LEP-Speicherring. In den Jahren 1998 bis 2000 wurden dort mehr als 600 pb^{-1} an Daten bei Schwerpunktsenergien zwischen 189 GeV und 209 GeV aufgezeichnet. In dieser Arbeit wird die Suche nach dem Higgs-Boson in hadronischen Ereignissen mit fehlender Energie im Endzustand auf der Grundlage dieser Daten vorgestellt.

Nach einer theoretischen Einführung und der Erläuterung experimenteller Gegebenheiten wird im ersten Teil die Analyse der Daten hinsichtlich des Standardmodell Higgs-Bosons beschrieben. Dort werden Wege aufgezeigt, um mit den selektierten Ereignissen eine statistisch begründete Aussage über die Existenz dieses Teilchens gewinnen zu können. Im zweiten Teil erfolgt auf der Grundlage des gleichen Datensatzes eine Interpretation in Bezug auf ein Higgs-Boson einer erweiterten Theorie, dessen Merkmale vergleichbar mit dem zuvor beschriebenen sind. Auch diese Selektion wird einer statistischen Deutung unterzogen.

Allgemeiner Konvention folgend, soll am Ende jedes Analyse-Teils entweder die Existenz des Higgs-Bosons mit einer bestimmten Signifikanz bestätigt werden oder die Angabe einer Ausschluss-Grenze — in Form einer unteren Massenschranke — die Suche abschließen.

Mit der Zeit sind viele Parameter des Standardmodells sehr genau vermessen worden. Deren Wertebereich kann dazu genutzt werden, eine plausible Vorhersage des Intervalls abzuleiten, in welchem die Masse des Higgs-Bosons unter Voraussetzung des Standardmodells liegen sollte. Dadurch gewinnt auch die Kombination der Experimente bei LEP an Bedeutung, wodurch eine obere Schranke an die Masse des Teilchens gegeben wird. Auch dieser Sachverhalt soll im Verlauf dieser Arbeit Erwähnung finden.

Anmerkungen

In dieser Arbeit wird zu einem großen Teil — wenn nicht anders vermerkt — das in der Teilchenphysik übliche Einheitensystem verwendet, in dem $\hbar = c = 1$ gilt.

Die Angabe von Beträgen mit Dezimalstellen erfolgt durch eine Trennung der Ziffern durch einen Punkt von dem Hauptwert, demzufolge »0.4« an Stelle von »0,4«. Diese Schreibweise verbessert die Lesbarkeit, vor allem im Vergleich mit englischsprachigen Texten.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Zum Verständnis dieser Arbeit ist es notwendig, grundlegende Strukturen des Standardmodells und die Einführung der Teilchenmassen mittels des Higgs-Mechanismus zu überblicken. Bereits vor der direkten Suche nach dem Higgs-Boson können aus bisher gemessenen Parametern des Modells oder theoretischen Randbedingungen Grenzen abgeleitet werden, innerhalb derer sich die Masse des Teilchens befinden sollte.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

2.1.1 Eichprinzipien

Moderne Theorien suchen die Basis der fundamentalen Wechselwirkungen in lokalen Eichsymmetrien. Die von der Raumzeit-Koordinate x abhängigen komplexen Spinoren $\psi(x)$ für Fermionen, Teilchen mit Spin $1/2$, sollen nach unitären, also Wahrscheinlichkeitserhaltenden, Transformationen $U(x)$

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x) \psi(x) \quad \text{mit} \quad U^\dagger = U^{-1} \quad (2.1)$$

die gleiche Bewegung der Teilchen beschreiben, *de facto* symmetrisch unter diesen sein. Diese Eichtransformationen

$$U(x) = \exp \left(-i \sum_j^n \chi_j(x) \mathcal{G}_j \right) \quad (2.2)$$

werden durch Generatoren \mathcal{G}_j einer Lie-Algebra formuliert und bilden eine n -dimensionale Gruppe mit den lokalen Phasentransformationen $\chi_j(x)$, den Eichparametern. Eine Lie-Gruppe zeichnet sich dadurch aus, dass die zu Grunde liegenden Generatoren der Vertauschungsrelation

$$[\mathcal{G}_j, \mathcal{G}_k]_- = i \sum_\ell^n f_{j k \ell} \mathcal{G}_\ell \quad (2.3)$$

genügen, mit den antisymmetrischen Strukturkonstanten $f_{j k \ell}$. Kommutieren die Generatoren, nennt man die Eichgruppe abelsch, die Strukturkonstanten sind identisch Null. Die Spinoren $\psi(x)$ sind in den Bewegungsgleichungen implementiert, so dass die Anwendung der Transformationen gemäß den Gleichungen (2.1) und (2.2) zur Folge hat, dass weitere Terme durch die Phasentransformationen $\chi_j(x)$ entstehen, da diese im allgemeinen Fall von der Raumzeit-Koordinate x abhängen. Der oben genannten Forderung nach lokaler Invarianz in den Eichtheorien kann dadurch nachgegangen werden, dass Ableitungen der Form ∂_μ

zur Kovarianten \mathcal{D}_μ erweitert werden, indem Vektorfelder $A_\mu^j(x)$ hinzukommen, die Eichbosonen mit Spin 1 repräsentieren. Auch diese müssen, wie in Gleichung (2.5) beschrieben, transformiert werden. Die Kopplungsstärken g_j dieser Eichfelder an die Fermionen sind freie Parameter der Theorie.

$$\partial_\mu \quad \rightarrow \quad \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i \sum_j^n g_j \mathcal{G}_j A_\mu^j(x) \quad (2.4)$$

$$A_\mu^j(x) \quad \rightarrow \quad A_\mu^{j'}(x) = A_\mu^j(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \chi_j(x) - \sum_{k,\ell}^n f_{jk\ell} \chi_k(x) A_\mu^\ell(x) \quad (2.5)$$

In einer Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{Bosonen}}$ sind die durch Eichbosonen vermittelten Kräfte durch Feldstärketensoren $\mathcal{F}_{\mu\nu}^j(x)$ verwirklicht. In der allgemeinen Darstellung treten dort mit den Strukturkonstanten gewichtete Produkte der Form $A_\mu^k A_\nu^\ell$ auf, welche bei nicht kommutierenden Generatoren der Gruppe, diese ist folglich nicht-abelsch, Selbstkopplungen der Eichbosonen beschreiben.

$$\mathcal{L}_{\text{Bosonen}} = -\frac{1}{4} \mathcal{F}^{\mu\nu} \mathcal{F}_{\mu\nu} + \{\text{Wechselwirkungsterme}\} \quad (2.6)$$

$$\text{mit} \quad \mathcal{F}_{\mu\nu}^j(x) = \partial_\mu A_\nu^j(x) - \partial_\nu A_\mu^j(x) - g \sum_{k,\ell}^n f_{jk\ell} A_\mu^k(x) A_\nu^\ell(x) \quad . \quad (2.7)$$

Die auf diese Art eingeführte Eichinvarianz hat auf natürliche Weise zur Folge, dass Wechselwirkungen zwischen Fermionen und Bosonen in den Lagrangedichten entstehen. Desweiteren besitzen angewandte Eichtheorien den Vorteil, dass die von ihnen vorausgesagten Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten auch unter Hinzunahme höherer Ordnungen und Selbstkopplungen der Bosonen endlich bleiben, sie sind renormierbar. Lokale Eichinvarianz ist Bedingung für die Renormierbarkeit einer Quantenfeldtheorie, was t'Hooft 1971 für masselose und massive Eichbosonen bewiesen hat [8].

Allerdings ist lokale Eichinvarianz für massive Vektorfelder so nicht realisierbar, da Terme der Form $m_A^2 A^\mu A_\mu$ nicht invariant unter diesen Transformationen sind. Die experimentell nachgewiesene Masse der Bosonen und Fermionen muss auf eine andere Weise entstehen, da die gegebene Symmetrie offensichtlich gebrochen ist. Diese Tatsache induziert weitreichende Folgen für die Struktur des Standardmodells.

Das Standardmodell der Teilchenphysik vereinigt drei der fundamentalen Wechselwirkungen der Natur, den Elektromagnetismus, die schwache und die starke Kraft. Eine quantenfeldtheoretische Beschreibung der Gravitation ist bisher noch nicht gelungen, so dass diese hier nicht berücksichtigt wird. Zudem sind gravitative Wechselwirkungen bei den bis heute zugänglichen Energieskalen der Elementarteilchenphysik vernachlässigbar gering. Die Symmetriegruppe des Standardmodells umfasst die $SU(3)_C$ der Quantenchromodynamik und die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ als elektroschwache Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, formuliert durch die GSW-Theorie [9]. Die mittels des Eichprinzips implementierten Felder der Bosonen mit Spin 1 koppeln an die Konstituenten der Materie,

| Leptonen | | | Quarks | | |
|------------|-------------------------------|------------|-----------|-------------------|------------|
| Flavour | Masse [MeV] | Ladung [e] | Flavour | Masse [MeV] | Ladung [e] |
| ν_e | $< 3 \cdot 10^{-6}$ | 0 | Up u | 1.5 – 4 | +2/3 |
| Elektron e | $0.511 \pm 4 \cdot 10^{-9}$ | -1 | Down d | 4 – 8 | -1/3 |
| ν_μ | < 0.19 | 0 | Charm c | 1150 – 1350 | +2/3 |
| Myon μ | $105.658 \pm 9 \cdot 10^{-6}$ | -1 | Strange s | 80 – 130 | -1/3 |
| ν_τ | < 18.2 | 0 | Top t | 174300 ± 5100 | +2/3 |
| Tau τ | 1776.99 ± 0.28 | -1 | Bottom b | 4100 – 4400 | -1/3 |

Tabelle 2.1: Die Fermionen des Standardmodells mit ihrer Masse und elektrischen Ladung [10]. Die Massen der Quarks sind nicht exakt zu bestimmen, da diese nicht als freie Teilchen zu beobachten sind.

die Fermionen, mit Spin $1/2$, die in Tabelle 2.1 aufgeführt sind. Im Fall der QCD sind dies entsprechend der Dimension der Gruppe acht Gluonen, die zwischen den sechs Quark-Flavours ausgetauscht werden können. Diese Anzahl ist bei Gruppen der Form $SU(N)$ durch die Forderung $\det(U)=1$ bedingt. Die Gluonen tragen wie die Quarks eine Farbladung, den drei Möglichkeiten rot, grün oder blau entsprechend. Die vier Eichbosonen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sind die massiven Bosonen W^+ , W^- und Z sowie das masselose Photon γ . Drei Familien der Fermionen sind bis heute bekannt, wobei jede Familie ein Paar leichter Teilchen, die Leptonen, und ein Paar schwerer Teilchen, die Quarks, beinhaltet. Nur die Quarks — sie sind die Bausteine der Nukleonen in einem Atom — unterliegen der starken Wechselwirkung, während Leptonen und Quarks an elektroschwachen Wechselwirkungen teilnehmen. Die Familien unterscheiden sich lediglich in ihren Massenskalen, wobei die Differenz hinsichtlich der elektrischen Ladung Q innerhalb einer Familie von Leptonen oder Quarks gerade 1 beträgt. Zu jedem dieser Fermionen existiert ein Antiteilchen, welches sich von seinem Partner nur durch ein entgegengesetztes Vorzeichen in ladungsartigen Quantenzahlen unterscheidet.

2.1.2 Quantenchromodynamik

Das statische Quarkmodell liefert die Anordnung von Hadronen in so genannte Multipletts, indem Baryonen aus drei Quarks und Mesonen aus zwei Quarks zusammengesetzt werden. Der Nachweis dieser qqq - und $q\bar{q}$ -Zustände gelang in Streu-Experimenten mit Elektronen und Protonen, als man diese Substruktur der Nukleonen nachweisen konnte.

Allerdings bestand das Problem, dass der Aufbau eines Baryons aus drei gleichen Quarks das Pauli-Prinzip verletzte, welches für alle Spin- $1/2$ -Teilchen seine Gültigkeit behalten sollte. Die Forderung nach einer weiteren Symmetrie führte zu der bereits besprochenen Farbladung und somit zur mathematischen Beschreibung durch die $SU(3)_C$ mit dem Index C für Colour. Entsprechend der experimentellen Beobachtung stellten sich nun die Zustände aus drei verschiedenen Farben insgesamt als farbneutral dar. Die kovariante Ableitung und die

| | Generation | | | Quantenzahl | | | |
|----------|--|--|--|-------------|-----|----------------|------|
| | 1 | 2 | 3 | Q | T | T ₃ | Y |
| Leptonen | $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ | 0 | 1/2 | +1/2 | -1 |
| | e_R | μ_R | τ_R | -1 | 1/2 | -1/2 | -1 |
| | | | | -1 | 0 | 0 | -2 |
| Quarks | $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$ | +2/3 | 1/2 | +1/2 | +1/3 |
| | u_R | c_R | t_R | -1/3 | 1/2 | -1/2 | +1/3 |
| | d_R | s_R | b_R | +2/3 | 0 | 0 | +4/3 |
| | | | | -1/3 | 0 | 0 | +4/3 |
| | | | | -1/3 | 0 | 0 | -2/3 |

Tabelle 2.2: Die Ordnung links- bzw. rechtshändiger Fermionen in Multipletts der GSW-Theorie. Gestrichene Symbole sind Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, ungestrichene stellen Masseneigenzustände der Quarks dar.

Transformation des Vektorfeldes $G_\mu^j(x)$ ergeben sich folgend als

$$\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i \frac{g_s}{2} [\lambda_j G_\mu^j(x)] \quad (2.8)$$

$$G_\mu^j(x) \rightarrow G_\mu^{j'}(x) = G_\mu^j(x) - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \beta_j(x) - [f_{jkl} \beta_k(x) G_\mu^l(x)] \quad (2.9)$$

mit den Gell-Mann-Matrizen λ_j als Generatoren und den Gluonfeldern $G_\mu^j(x)$, sowie den Phasentransformationen $\beta_j(x)$ und der Kopplung g_s , die mit der Kopplungskonstanten der QCD über $\alpha_s = (g_s^2/4\pi)$ zusammenhängt. Diese Kopplung ist stark vom Impulsübertrag Q abhängig und geht für hohe Werte von Q^2 gegen Null, was bedeutet, dass Quarks in diesem Fall asymptotische Freiheit genießen. Bei kleinen Impulsüberträgen, also großen Abständen, sind die Quarks in den Hadronen eingeschlossen. Man bezeichnet diesen Sachverhalt als »Confinement«. Weiterführende Beschreibungen können [11] und [12] entnommen werden.

2.1.3 Elektroschwache Wechselwirkung

In der Beschreibung der schwachen Wechselwirkung sind neben den Eichprinzipien auch experimentelle Befunde eingebunden. In Untersuchungen des β -Zerfalls, z.B. das Experiment von Wu [13], wurde die Paritätsverletzung entdeckt, was die Annahme bestätigte, dass der geladene schwache Strom nur an linkshändige Fermionen koppelt, allerdings keinen Unterschied zwischen Elektronen und den zugehörigen Neutrinos macht. Die Händigkeit der Teilchen wird durch die Chiralitätsoperatoren

$$P_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \quad \text{und} \quad P_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) \quad (2.10)$$

festgelegt. Im ultrarelativistischen Grenzfall bewirken diese die Projektion des Spins auf die Flugrichtung der Teilchen und man erhält die Helizität. Die linkshändigen Fermionen wurden dementsprechend in Dubletts bezüglich des schwachen Isospins \vec{T} notiert, der durch

| Symmetrie | Eichboson | Masse [GeV] | Breite [GeV] | Ladung [e] |
|-------------------------|-----------------|----------------------|---------------------|------------|
| $SU(2)_L \times U(1)_Y$ | Photon γ | 0 | – | 0 |
| | W^\pm -Boson | 80.425 ± 0.038 | 2.124 ± 0.041 | ± 1 |
| | Z-Boson | 91.1876 ± 0.0021 | 2.4952 ± 0.0023 | 0 |
| $SU(3)_C$ | Gluonen g | 0 | – | 0 |

Tabelle 2.3: Die Eichsymmetrien des Standardmodells und die damit verknüpften Eichbosonen mit ihrer Masse und ihrer elektrischen Ladung. Für die massiven Bosonen ist zudem deren Zerfallsbreite angegeben [10].

die Symmetriegruppe $SU(2)$ beschrieben wird und mit der Stärke g an die Fermionen koppelt. Die elektromagnetische Wechselwirkung unterscheidet dagegen nicht zwischen links- und rechtshändigen Teilchen, was in den Eichtransformationen der kombinierten Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)$ zu berücksichtigen ist. In einer gemeinsamen elektroschwachen Beschreibung darf nicht die $U(1)_{EM}$ einfließen, da sonst eine Gleichheit der elektrischen Ladung Q von geladenen Leptonen und den Neutrinos vorausgesetzt wird und somit die neutralen schwachen Ströme auf linkshändige Fermionen beschränkt wären. Stattdessen wird die Hyperladung Y durch die Gell-Mann-Nishijima Relation eingeführt, die beide Ladungen über die dritte Komponente T_3 des Isospins verbindet:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad . \quad (2.11)$$

Die Kopplung an die schwache Hyperladung beträgt g' . Die in Tabelle 2.2 dargestellten Quark-Eigenzustände d' , s' und b' der schwachen Wechselwirkung ergeben sich aus den Masseneigenzuständen durch die unitäre Transformation V_{CKM}

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

mit der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Mischungsmatrix [14]. In der schwachen Wechselwirkung sind nur neutrale Ströme vollständig flavour-erhaltend, wohingegen geladene Ströme dies nicht sind, da sonst die Zustände der zweiten und dritten Generation sehr langlebig wären. Der Forderung nach lokaler Eichinvarianz in der gesamten Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ kann durch die kovariante Ableitung

$$\partial_\mu \quad \rightarrow \quad \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i g T_j \cdot W_\mu^j + i \frac{g'}{2} Y \cdot B_\mu \quad (2.13)$$

nachgegangen werden, mit den Eichfeldern $\vec{W}_\mu = \{ W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3 \}$ bezüglich der $SU(2)_L$ und B_μ aus der $U(1)_Y$. Die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{Bosonen}}$ aus Gleichung (2.6) nimmt dann die Form

$$\mathcal{L}_{\text{Yang-Mills}} = \frac{1}{4} \vec{W}^{\mu\nu} \vec{W}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (2.14)$$

| Eichboson | Kopplung an die Fermionen |
|-----------------|--|
| Photon γ | $-i e Q \gamma^\mu$ |
| W^\pm -Boson | $-i \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_w} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5)$ |
| Z-Boson | $-i \frac{e}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V - g_A \gamma^5)$ |

Tabelle 2.4: Die Kopplung der Eichfelder an die Fermionen in der GSW-Theorie.

mit den Feldstärketensoren der Yang-Mills-Theorie [15]

$$\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad (2.15)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.16)$$

an. Die korrespondierenden Masseneigenzustände ergeben sich folgend aus den Linearkombinationen

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (2.17)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w \quad (2.18)$$

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \quad , \quad (2.19)$$

worin die Felder W_μ^\pm die W^\pm -Bosonen, A_μ das Photon-Feld und Z_μ das Z-Boson repräsentieren. Für den schwachen Mischungswinkel θ_w erhält man die Relationen

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{und} \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad . \quad (2.20)$$

Ein Vergleich mit der Kopplung des Photons aus der QED stellt den Zusammenhang zwischen den schwachen Kopplungen g und g' zur elektrischen Elementarladung her:

$$g = \frac{e}{\sin \theta_w} \quad \text{bzw.} \quad g' = \frac{e}{\cos \theta_w} \quad . \quad (2.21)$$

Die rein vektorielle Kopplung der Photonen an die geladenen Fermionen stellt sich für die W^\pm -Bosonen als Vektor-Minus-Axialvektor-Kopplung dar. Diese V-A-Struktur lässt die W 's nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Anti-Teilchen koppeln. Das Z-Boson koppelt sowohl an links- wie an rechtshändige Fermionen, wobei die Ladung die Stärke des Vektor- und Axialvektor-Anteils beeinflusst. Dies wird in den Kopplungskonstanten

$$\begin{aligned} g_V &= T_3 - 2 Q \sin^2 \theta_w \\ \text{und} \quad g_A &= T_3 \end{aligned} \quad (2.22)$$

sichtbar. In den Tabellen 2.3 und 2.4 sind die Eigenschaften der Bosonen dargestellt. Die resultierende Lagrangefunktion für masselose Fermionen besitzt mit Gleichung (2.13) die folgende Gestalt:

$$\mathcal{L}_{\text{Fermionen}} = \bar{\psi}_L i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_R \quad . \quad (2.23)$$

Unter ständiger Beachtung der Eichprinzipien ist das bisher beschriebene Standardmodell abgeschlossen. Die mathematischen Richtlinien verbieten, die in Kapitel 2.1.1 erwähnten Massenterme miteinzubeziehen, da sonst die lokale Eichinvarianz verletzt wird. Die geringe Reichweite der schwachen Wechselwirkung und vor allem die experimentellen Ergebnisse weisen jedoch darauf hin, dass die Bosonen massiv sind. Auch wenn diese Randbedingungen sich auszuschließen scheinen, müssen andere Wege beschritten werden, um die beobachteten Massen einiger Fermionen und Bosonen zu erklären. Eine Möglichkeit, dies zu tun, bietet der so genannte »Higgs-Mechanismus«, mit dessen Hilfe die dynamische Erzeugung von Massen realisiert werden kann.

2.2 Der Higgs-Mechanismus

Die ursprüngliche Form dieses Mechanismus wurde im Jahr 1964 von P. Higgs sowie F. Englert und R. Brout [16] vorgeschlagen, in dem ein komplexes skalares Feld Φ mit einem Potential $V(\Phi)$ in Wechselwirkung steht, welches ein nicht-triviales renormierbares Potential ist und unter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Transformationen invariant ist. Demzufolge kann Φ als Isospin-Dublett aufgefasst werden und die Lagrange-Dichte lautet allgemein

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}^\mu \Phi - V(\Phi) \quad (2.24)$$

mit der Notation des Feldes

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

und des Potentials

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad . \quad (2.26)$$

Um das Potential symmetrisch zu gestalten — $V(\Phi) = V(-\Phi)$ — treten nur Terme gerader Ordnung in V auf und höhere Ordnungen werden vernachlässigt. Für große Werte in den ϕ_i soll das Potential zudem ansteigen, was zur Folge hat, dass für den Parameter $\lambda > 0$ gelten muss, so dass $V \rightarrow \infty$ für $\Phi \rightarrow \pm\infty$ erreicht wird. Ein nichttriviales Minimum des Potentials wird nur in der Wahl von $\mu^2 < 0$ gewährleistet. Dann folgt aus

$$\frac{\partial}{\partial \phi_i} V(\Phi) = 0 = \left(\frac{\mu^2}{2} + \lambda \sum_j^4 \phi_j^2 \right) \phi_i \quad \text{ein Minimum bei} \quad -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad . \quad (2.27)$$

In Abbildung 2.1 sind die Möglichkeiten nach der Wahl von μ^2 dargestellt, wobei die Freiheitsgrade ϕ_1 und ϕ_2 unberücksichtigt bleiben. In diesem Fall besteht die Schar der Minima aus einem Kreis. Die gegebene Symmetrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ kann nun durch die Wahl eines Vakuumzustandes gebrochen werden. Es bietet sich an, den Vakuumerwartungswert des geladenen Higgs-Feldes ϕ^+ aus Gleichung (2.26) identisch Null zu setzen, womit der erhaltene Zustand invariant unter Transformationen der Gruppe $U(1)_{\text{EM}}$ ist. Damit bleiben die Photonen masselos. Die Entwicklung des neutralen Feldes ϕ^0 um den Wert $v/\sqrt{2}$ beschreibt nun Fluktuationen des fixierten Grundzustandes.

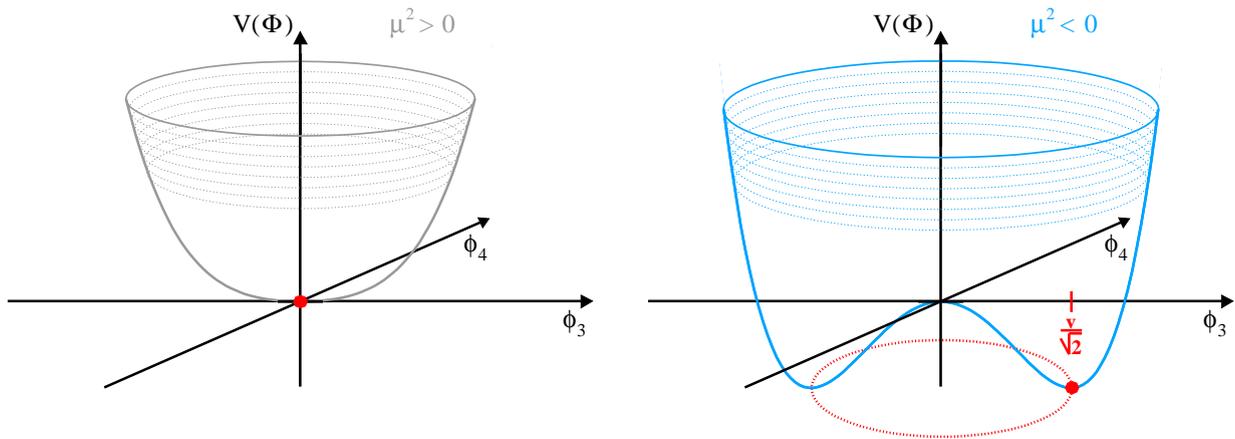


Abbildung 2.1: Spontane Symmetriebrechung durch die Eichfixierung $V_{\min} = v/\sqrt{2}$. Nach der Wahl $\mu^2 > 0$ existiert lediglich ein triviales Minimum.

Nach Einführung eines skalaren Feldes $h(x)$ entlang der Feldkomponente ϕ_3 erhält das Feld $\Phi(x)$ die Gestalt

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} . \quad (2.28)$$

Die ungleichen Symmetrien der Lagrange-Dichte und des Grundzustandes bedingen das Phänomen der *spontanen Symmetriebrechung*.

Wird eine kontinuierliche globale Symmetrie gebrochen, treten nach dem Goldstone-Theorem [17] immer skalare masselose Felder auf, so genannte »Goldstone-Bosonen«. Im Fall einer lokalen Eichinvarianz können diese Felder jedoch durch eine Eichfixierung eliminiert werden. Die Felder ϕ_1, ϕ_2 und ϕ_4 bestimmen den longitudinalen Freiheitsgrad der massiven Eichbosonen. Unter Verwendung der Eichfelder W_μ^\pm und Z_μ treten Kopplungen der zuvor erhaltenen Eichbosonen an das skalare Feld $h(x)$ zu Tage und Gleichung (2.24) wird zu

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h && + \{\text{konst. Term}\} \\ & - \lambda v^2 h^2 && - \lambda v h^3 && - \frac{1}{4} \lambda h^4 \\ & + \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu} && + \frac{1}{2} g^2 v h W_\mu^+ W^{-\mu} && + \frac{1}{4} g^2 h^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \\ & + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) v^2 Z_\mu Z^\mu && + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v h Z_\mu Z^\mu && + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) h^2 Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \quad (2.29)$$

Massenterme
Trilineare Kopplungen
Quadrilineare Kopplungen

Die trilinearen Kopplungen entsprechen Vertizes der Form HHH, HW^+W^- und HZZ, die quadrilinearen Terme den Vier-Boson-Kopplungen HHHH, HHW^+W^- und HHZZ. Aus den

Koeffizienten der Terme in der ersten Spalte lassen sich die Massen der Bosonen bestimmen:

$$m_H = v\sqrt{2\lambda} = \sqrt{-2\mu^2} \quad , \quad (2.30)$$

$$m_W = \frac{1}{2} v g \quad , \quad (2.31)$$

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \quad . \quad (2.32)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (2.20) findet man im Zusammenhang mit (2.31) und (2.32) die für das Verständnis des Standardmodells — in Verbindung mit dem Higgs-Mechanismus — wichtige Beziehung

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \frac{m_W}{m_Z} \quad . \quad (2.33)$$

Durch voneinander unabhängige Messungen dieser drei Werte kann eine Verifikation der Relation (2.33) erfolgen. Eine Bestimmung des Parameters μ , der Higgs-Masse, muss experimentell erfolgen. Eine Abschätzung für v kann aus einem Vergleich der Fermi-Theorie des β -Zerfalls [18] und dem niederenergetischen Grenzfall des GSW-Modells gewonnen werden, indem die Abhängigkeit der W-Boson-Masse von diesem Vakuumerwartungswert miteinbezogen wird:

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad \xrightarrow{(2.31)} \quad v = \left(\sqrt{2} G_F\right)^{-1/2} \cong 246 \text{ GeV} \quad , \quad (2.34)$$

mit der Fermi-Konstante G_F , die sich aus Messungen des Myonzerfalls ergibt. Damit verbleibt die bisher noch unbekannte Kopplung λ als freier Parameter der Theorie.

Die bisher gewonnenen Erkenntnisse führen auf analoge Weise zur Beschreibung der Fermion-Massen, deren Wechselwirkungen mit dem Higgs-Feld der Lagrange-Dichte aus Gleichung (2.29) hinzuzufügen sind. Zu diesem Zweck werden die Yukawa-Kopplungen der Fermionen f aus Tabelle 2.2 an das Higgs-Feld (2.28) definiert. Hier repräsentieren L linkshändige Dubletts und R rechtshändige Singletts:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -g_f [\bar{L}\Phi R + \bar{R}\Phi^\dagger L] = -\frac{1}{\sqrt{2}} g_f v \bar{f} f - \frac{1}{\sqrt{2}} g_f \bar{f} f h \quad . \quad (2.35)$$

Die Koeffizienten des ersten Terms beschreiben die Massen der Fermionen zu $m_f = g_f v/\sqrt{2}$, während der zweite Term die Kopplungen an das Higgs-Feld angibt. Die Tatsache, dass diese Kopplungen proportional zur Masse der Fermionen sind, wird die Suche nach dem Higgs-Boson beeinflussen, indem Produktions- und Zerfallskanäle zu berücksichtigen sind, in denen das Higgs-Boson an die schwerstmöglichen Teilchen koppelt. Die Werte der Kopplungskonstanten g_f sind ebenfalls freie Parameter der Theorie. Im Fall masseloser Neutrinos wird $g_\nu = 0$ angenommen.

Nach der Wirkung des Higgs-Mechanismus erhält der Lagrangian der elektroschwachen

Vereinheitlichung \mathcal{L}_{GSW} die Form

| | |
|---|--|
| <p>Kinetische Terme der Eichbosonen und Fermionen sowie Wechselwirkungen zwischen diesen.</p> | <p>Massenterme, Wechselwirkungen der Eichbosonen und Fermionen mit dem Higgs-Feld sowie dessen Selbstwechselwirkung.</p> |
| $\mathcal{L}_{\text{GSW}} = \frac{1}{4} \vec{W}^{\mu\nu} \vec{W}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}$ $+ \bar{L} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - \frac{g}{2} \tau_j W_\mu^j - \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) L$ $+ \bar{R} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) R$ | $+ \left \left(i \partial_\mu - \frac{g}{2} \tau_j W_\mu^j - \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) \Phi \right ^2$ $- g_f [\bar{L} \Phi R + \bar{R} \Phi^\dagger L]$ $- V(\Phi) \quad , \quad (2.36)$ |

mit den Pauli-Matrizen τ_1, τ_2 und τ_3 bezüglich der lokalen $SU(2)_L$ -Eichtransformation.

2.3 Produktion des Higgs-Bosons in e^+e^- -Kollisionen

Die zuvor in Kapitel 2.2 eingeführten Kopplungen des Higgs-Feldes an die Standardmodell-Teilchen bestimmen die Produktion und den Zerfall des Higgs-Bosons. In Abbildung 2.2 sind die Feynman-Graphen zur Produktion aufgezeigt. In e^+e^- -Kollisionen geht diese größtenteils über den Higgs-Strahlungsprozess, in dem ein intermediär erzeugtes Z-Boson in ein reelles Z übergeht und ein Higgs-Boson abstrahlt. Die Randbedingung für diesen Prozess ist eine genügend hohe Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , so dass ein reelles Z-Boson im Endzustand produziert werden kann. Diese Forderung schränkt die experimentell erreichbaren Massen des Higgs-Bosons gemäß $m_H \approx \sqrt{s} - m_Z$ ein. Man spricht dann von einem »kinematischen Limit«. In Born-Näherung lautet der Wirkungsquerschnitt [19]

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{HZ}) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi s} (v_e^2 + 1) \sqrt{P(s)} \frac{P(s) + 12m_Z^2/s}{(1 - m_Z^2/s)^2} \quad , \quad (2.37)$$

mit $v_e = -1 + 4 \sin^2 \theta_w$ und dem Phasenraum-Faktor für Zwei-Teilchen-Endzustände

$$P(s) = \left(1 - \left(\frac{m_H}{\sqrt{s}} \right)^2 - \left(\frac{m_Z}{\sqrt{s}} \right)^2 \right)^2 - \left(\frac{2m_H m_Z}{s} \right)^2 \quad . \quad (2.38)$$

Die Produktionsschwelle bei $\sqrt{s} \approx m_H + m_Z$ wird durch $P(s)$ festgelegt, so dass dort, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, der Wirkungsquerschnitt stark ansteigt. Die hohe Wahrscheinlichkeit, bei $\sqrt{s} \approx 91$ GeV ein Z-Boson zu erzeugen, bedingt dort im Fall kleinerer Higgs-Massen hohe Produktionswahrscheinlichkeiten. Durch Hinzunahme der Korrekturen von der Photon-Abstrahlung im Anfangszustand ändert sich der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (2.37) um einige Prozent [20, 21], während die Beiträge anderer elektroschwacher Korrekturen unterhalb von 1.5 % liegen [22].

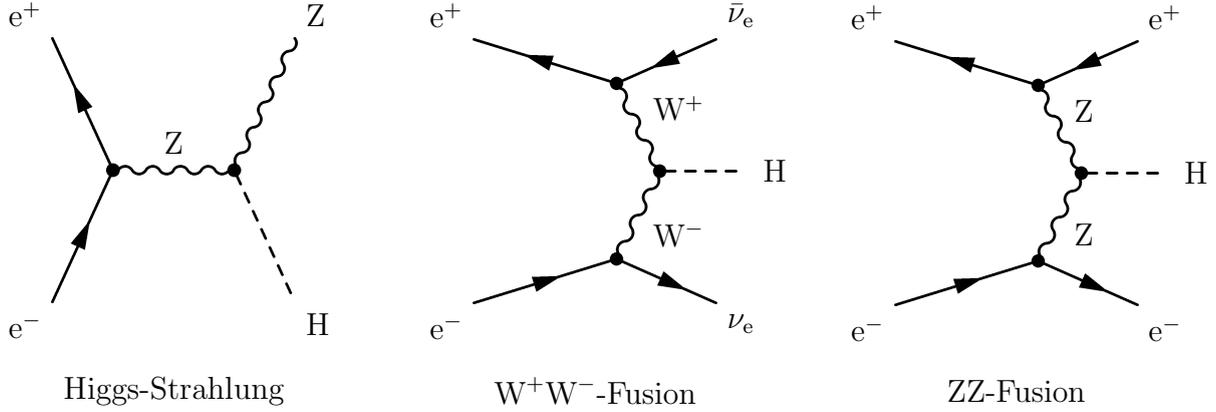


Abbildung 2.2: Die Produktionsprozesse für das Higgs-Boson in e^+e^- -Kollisionen. Über dem kinematischen Limit der Reaktion $e^+e^- \rightarrow HZ$ dominieren die Fusionsprozesse mit den Endzuständen $H\nu_e\bar{\nu}_e$ und He^+e^- .

Neben der Higgs-Strahlung tragen die W^+W^- - und ZZ -Fusion zur Produktion bei, die gegenüber dem Strahlungsprozess um eine weitere elektroschwache Kopplung unterdrückt sind. Erst an der kinematischen Schwelle wächst ihr relativer Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt, der allgemein logarithmisch mit der Schwerpunktsenergie ansteigt (siehe Abbildung 2.3). Nach dem $1/s$ -Abfall des Higgs-Strahlungs-Wirkungsquerschnitts bis etwa 400 GeV ist eine Zunahme der gesamten Produktionswahrscheinlichkeit zu beobachten. Die komplexe Gestalt des W^+W^- -Fusions-Wirkungsquerschnitts [23] vereinfacht sich im Grenzfall hoher Energien zu

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H) \approx \frac{G_F^3 m_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3} \left[\left(1 + \frac{m_H^2}{s} \right) \log \frac{s}{m_H^2} - 2 \left(1 - \frac{m_H^2}{s} \right) \right] . \quad (2.39)$$

Die Kopplungen der geladenen Leptonen an das Z-Boson betragen nur etwa die Hälfte wie jene an das W-Boson und die Masse des Z-Bosons liegt etwa 10 GeV höher als die des W's. Daher ist die ZZ -Fusion bei Schwerpunktsenergien um 200 GeV und Higgs-Massen um 100 GeV um eine Größenordnung zur W^+W^- -Fusion unterdrückt. Sie erzeugt Endzustände der Form $e^+e^- \rightarrow e^+e^-H$.

Gleiche Endzustände bedingen Interferenzen verschiedener Produktionsmechanismen, wie in diesem Fall zwischen

$$e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e \quad \text{und} \quad e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H \quad (W^+W^- \text{-Fusion}) \quad (2.40)$$

$$\text{oder} \quad e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow He^+e^- \quad \text{und} \quad e^+e^- \rightarrow e^+e^- H \quad (ZZ \text{-Fusion}) \quad . \quad (2.41)$$

Es ist zu beachten, dass die positiven Interferenzen dieser Prozesse bei Schwerpunktsenergien um 200 GeV im Massenintervall von etwa 80 GeV bis etwa 120 GeV annähernd genauso beitragen wie die Fusionsprozesse selbst. Die Selektionskriterien bei der Suche nach dem Higgs-Boson könnten von diesem Verhalten insofern abhängen, dass durch zu starke Einschränkungen der Kinematik zusätzliche Effizienzverluste hingenommen werden müssten. In Kapitel 5 wird dieser Sachverhalt noch einmal aufgegriffen.

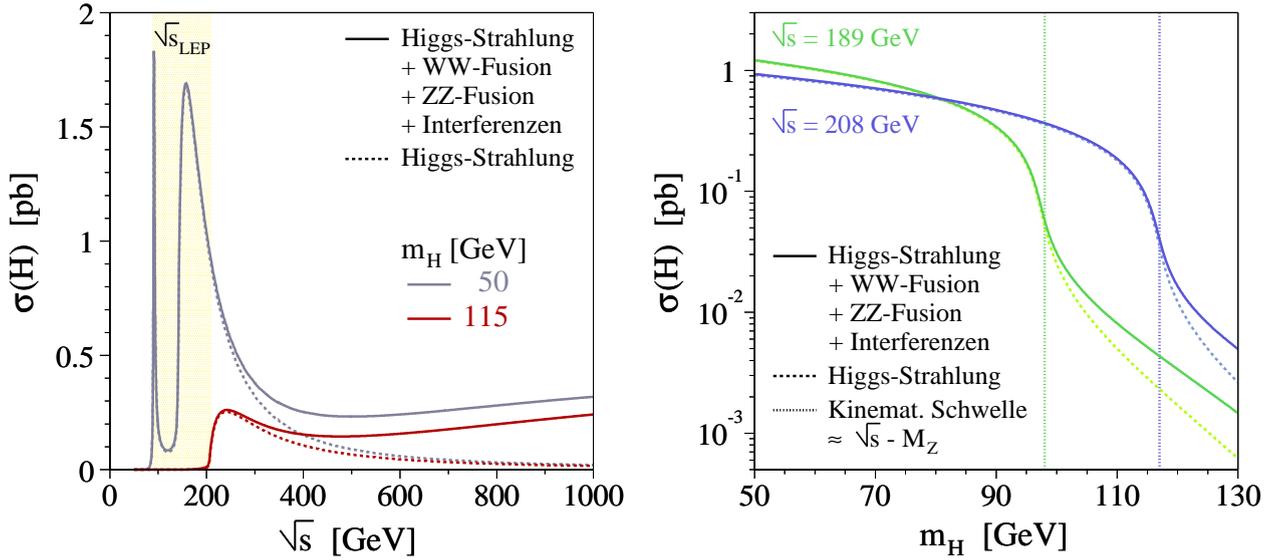


Abbildung 2.3: Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des Higgs-Bosons für verschieden Massenhypothesen in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie und der Masse. Die Maxima der mit dem HZHA-Generator [19] erzeugten Verteilungen (links) liegen auf der Z-Resonanz oder bei $\sqrt{s} \approx \sqrt{2}m_H + m_Z$. Ferner ist der Einfluss der Fusionsprozesse zu erkennen, die für höhere Schwerpunktsenergien dominieren. Der gelb unterlegte Bereich entspricht den von LEP zur Verfügung gestellten Energien.

2.4 Zerfall des Higgs-Bosons

Aus der Produktion des Higgs-Bosons ist ersichtlich, wie sehr die Erzeugungswahrscheinlichkeit von der Masse und der Schwerpunktsenergie abhängt. Die Lebensdauer des Higgs-Bosons nimmt mit größer werdenden Massen ab, da mehr Energie beim Zerfall zur Verfügung steht und daher immer mehr Zerfallskanäle erschlossen werden können, bis schließlich auch ein Zerfall in ein Top-Quark-Paar möglich ist. In Abbildung 2.5 ist dieses Verhalten für die Zerfallsbreite $\Gamma(H)$ deutlich zu erkennen. Das Higgs-Boson zerfällt bevorzugt in die bei der jeweiligen Masse zugänglichen Teilchenpaare, unabhängig davon, ob diese fermionischen oder bosonischen Ursprungs sind. Das relative Verzweungsverhältnis $\text{Br}(H)$ gibt Aufschluss darüber, nach welchen Signaturen bei gegebener Higgs-Masse zu suchen ist. Dieses ist im linken Teil der Abbildung 2.5 für verschiedene Massenhypothesen dargestellt. Bis etwa 140 GeV dominiert der Zerfall in b-Quarks. Allgemein beträgt die fermionische Zerfallsbreite [25] in niedrigster Ordnung im Fall $2m_f < m_H$

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} m_f^2 m_H \left(1 - \left(\frac{2m_f}{m_H} \right)^2 \right)^{3/2}. \quad (2.42)$$

Der Farb-Faktor N_C ist für Leptonen 1 und für Quarks 3. Hinzukommende QCD-Korrekturen stellen neben den laufenden Quarkmassen $m_q(m_H)$ die größte Unsicherheit dar. Im Massenbereich $2m_W \leq m_H \leq 2m_t$ zerfällt das Higgs-Boson fast ausschließlich in Paare der Vektor-

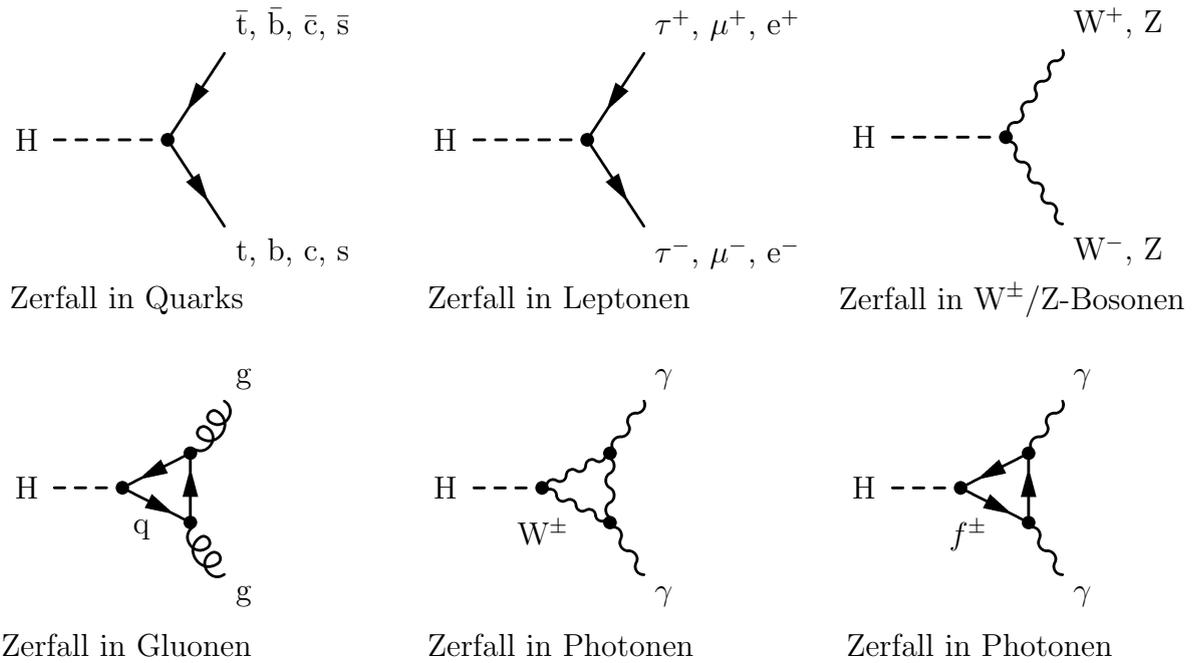


Abbildung 2.4: Die Zerfallskanäle des Higgs-Bosons im Standardmodell, oben in massive Teilchen, wie Fermionen und W^\pm/Z -Bosonen, unten in masselose Teilchen über Schleifenprozesse. Der Zerfall in Gluonen wird durch Quarkschleifen realisiert, während der Zerfall in Photonen über geladene Teilchen wie W^\pm -Bosonen und Fermionen (f^\pm) geht.

Bosonen $V = W^\pm, Z$. Die bosonischen Breiten betragen [25]

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F m_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \left(1 - \left(\frac{2m_V}{m_H} \right)^2 + \frac{3}{4} \left(\frac{2m_V}{m_H} \right)^4 \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{2m_V}{m_H} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (2.43)$$

mit $\delta_V = 2$ für W^\pm -Bosonen und $\delta_V = 1$ für Z -Bosonen. Diese Beziehung vereinfacht sich für große Higgs-Massen mit $m_H \gg 2m_Z$ zu

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) \simeq \frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \simeq 2\Gamma(H \rightarrow ZZ) \quad . \quad (2.44)$$

Dieses Verhalten spiegelt sich in Abbildung 2.5 wider. Die maximale Breite des Higgs-Bosons ist für einige Massen in Tabelle B.1 — siehe Anhang B.1, Seite 180 — aufgeführt. An der kinematischen Schwelle bei höchsten LEP-Energien von etwa 208 GeV beträgt diese $\Gamma(m_H = 117 \text{ GeV}) = 3 \text{ MeV}$. Bei LEP war der Zerfall in ein Paar reeller W^+W^- - oder ZZ -Bosonen nicht möglich, wohl aber in zum Teil virtuelle Vektor-Boson-Paare. Deren Beiträge sind nicht vernachlässigbar, so dass auch Bemühungen bestanden, in diesen Kanälen zu suchen. Die Gleichung (2.43) wird in diesem Fall wesentlich komplexer und kann [25, 26] entnommen werden.

Da das Higgs nicht an masselose Teilchen koppelt, sind Zerfälle in diese in niedrigster Ordnung nicht erlaubt. Über die in Abbildung 2.4 skizzierten Schleifenprozesse sind jedoch

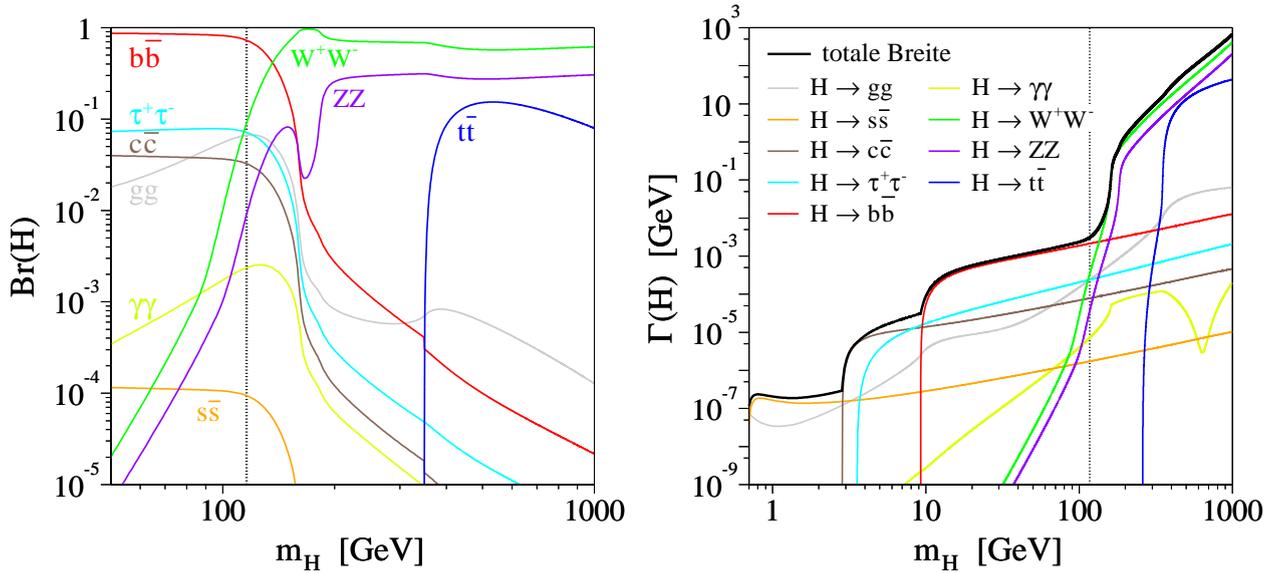


Abbildung 2.5: Das relative Verzweungsverhältnis $\text{Br}(H)$ und die totale Zerfallsbreite $\Gamma(H)$ des Higgs-Bosons für verschiedene Zerfallskanäle als Funktion der Masse. Die Berechnung erfolgte mit dem Programm HDECAY [24]. Die gepunktete Linie deutet das kinematische Limit bei etwa 115 GeV an.

Zerfälle in Gluonen und Photonen möglich. Hinsichtlich der Gluonen dominiert der Dreiecksgraph mit einem Top-Quark, da auch hier die Wahrscheinlichkeit proportional zur Masse des umlaufenden Teilchens anwächst. Ebenso beim Zerfall in Photonen, bei dem von allen Graphen mit geladenen Fermionen der mit einem Top-Quark den größten Einfluss besitzt. Zudem ist der Graph mit W^\pm -Bosonen vorhanden. Leider interferieren die Beiträge umlaufender Fermionen und Bosonen destruktiv, so dass der Zerfall $H \rightarrow \gamma\gamma$ um eine Größenordnung vermindert wird. Auf diesen für Hadron-Beschleuniger wichtigen Zerfallskanal bei der Suche nach Higgs-Bosonen mit Massen unter 130 GeV wird in Anhang B.2 genauer eingegangen.

2.5 Massen-Grenzen für das Higgs-Boson

Aus experimenteller Sicht ist es hilfreich, eventuell vorhandene Einschränkungen an die Higgs-Masse bei der Suche berücksichtigen zu können. Dabei ist es zunächst unerheblich, ob diese Grenzen aus Konsistenzbedingungen der Theorie erlangt wurden oder von bereits gewonnenen experimentellen Evidenzen abgeleitet werden konnten.

2.5.1 Theoretische Überlegungen

2.5.1.1 Unitaritätsgrenze

Der Higgs-Mechanismus erlaubt die Einführung longitudinal polarisierter W^\pm -Bosonen unter Erhaltung der Unitarität. Wächst die Masse eines Teilchens zu unbestimmbar hohen

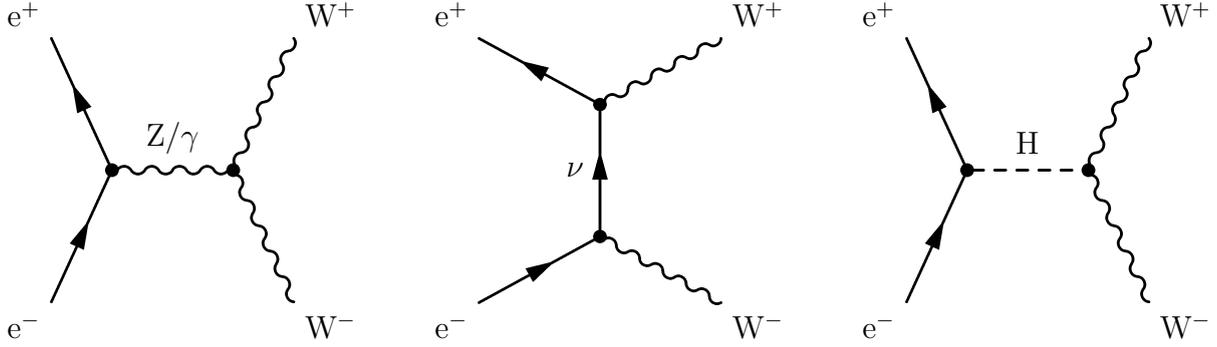


Abbildung 2.6: Die Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung im Prozess $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Auch den zeitartigen Higgs-Austausch gilt es zu berücksichtigen.

Werten an, so wird dieses im Allgemeinen nicht mehr mit dem dann relativ niederenergetischen Spektrum der bekannten Standardmodell-Massen koppeln. Das hat zur Folge, dass eine störungstheoretische Beschreibung unmöglich wird, so dass die Masse des Teilchens theoretisch begrenzt werden muss, um die Unitarität zu bewahren, also endliche Streuamplituden zu erhalten.

Um eine so genannte Unitaritätsgrenze zu erhalten, kann man den Prozess $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ aus Abbildung 2.6 betrachten. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion enthält nur dann keine Divergenzen bei hohen Energien, wenn auch der Higgs-Austausch berücksichtigt wird. Ein Vergleich der vorzeichenbehafteten Propagatoren bedingt die Einschränkungen [25]

$$m_H \leq \left(\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F} \right)^{\frac{1}{2}} \cong 1.008 \text{ TeV} \quad [e^+e^- \rightarrow W^+W^-] \quad \text{oder} \quad (2.45)$$

$$m_H \leq \left(\frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F} \right)^{\frac{1}{2}} \cong 713 \text{ GeV} \quad [V_L V_L \rightarrow W_L^+ W_L^-, Z_L Z_L, Z_L H, HH] \quad . \quad (2.46)$$

Gleichung (2.46) folgt aus einer allgemeineren Betrachtung, in der die Streuung longitudinaler Eichbosonen V_L in die angegebenen Endzustände auszuwerten ist. Wenn m_H kleiner als diese Grenzen ist, greift die Störungstheorie bei jeder Energieskala. Dementsprechend verhält sich die schwache Wechselwirkung immer so, wie bei den niedrigen Energien. Ist die Bedingung verletzt, wird die schwache Wechselwirkung spätestens an der Skala von 1 TeV ähnliche Effekte wie die starke Wechselwirkung aufweisen [27], was die Erwartung an neue Phänomene stärkt.

2.5.1.2 Trivialitätsgrenze und Vakuumstabilität

Das Potential aus Gleichung (2.26) beinhaltet Terme der Ordnung $\lambda |\phi|^4$ und erzwingt Selbstwechselwirkungen des Higgs-Feldes h . Die Kopplungskonstante λ wird von der Energieskala ε

abhängen, wobei die Verbindung zu einer höheren Skala Λ durch die Renormierungsgruppen-Gleichung gegeben ist. Die Wahl einer Referenzskala ε bei Energien der elektroschwachen Vereinheitlichung führt zur Beziehung [27]

$$\frac{1}{\lambda(\varepsilon)} = \frac{1}{\lambda(\Lambda)} + \frac{3}{2\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda}{\varepsilon}\right) . \quad (2.47)$$

Zuverlässige Aussagen macht dieses störungstheoretische Resultat nur für kleine Kopplungen, allerdings erlauben Gittertheorien mit Hilfe nicht-perturbativer Methoden die Extrapolation zu höheren Werten in λ [28]. Ein stabiles Verhalten des Higgs-Potentials ist nur dann gegeben, wenn z.B. die Vakuumenergie nicht unendlich negative Werte annehmen kann, das heißt, wenn die Kopplung an jeder Energieskala positiv bleibt. Für $\lambda(\Lambda) > 0|_{\Lambda \rightarrow \infty}$ ergibt sich

$$\lambda(\varepsilon) \leq \frac{2\pi^2}{3 \ln\left(\frac{\Lambda}{\varepsilon}\right)} \quad (2.48)$$

$$\text{oder} \quad \Lambda \leq \varepsilon \cdot \exp\left(\frac{2\pi^2}{3\lambda(\varepsilon)}\right) . \quad (2.49)$$

Außerdem impliziert dies die Forderung nach einem kontinuierlichen Potential für alle Energien, da aus einer anderen Darstellung von Gleichung (2.47) ersichtlich ist, dass die Kopplung an dem so genannten Landau-Pol (2.49) gegen unendliche Werte strebt:

$$\lambda(\Lambda) = \frac{\lambda(\varepsilon)}{1 - \frac{3\lambda(\varepsilon)}{2\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda}{\varepsilon}\right)} . \quad (2.50)$$

Allerdings ist offensichtlich, dass für sehr hohe Energien Λ , bis zu denen keine neue Physik auftreten sollte, die Kopplung $\lambda(\varepsilon)|_{\Lambda \rightarrow \infty}$ verschwindet, also keine Wechselwirkung besitzt. Die skalare Feldtheorie wird zu einer freien Feldtheorie und ist trivial. Die Ungleichung (2.48) lässt sich in eine obere Schranke für die Higgs-Masse übersetzen, indem $\varepsilon = m_H$ angenommen wird, so dass $\lambda(\varepsilon)$ die einfache Gestalt aus Gleichung (2.30) annimmt und es gilt

$$\Lambda \leq m_H \cdot \exp\left(\frac{4\pi^2 v^2}{3m_H^2}\right) . \quad (2.51)$$

Diese obere Grenze findet sich im linken Teil der Abbildung 2.7 wieder. Wird verlangt, dass bis zur Großen-Vereinheitlichungs-Skala von 10^{16} GeV, bei der die drei Kopplungskonstanten des Standardmodells einen gemeinsamen Wert besitzen sollten, keine Physik jenseits des Modells in Erscheinung tritt, so muss die Higgs-Masse der Bedingung aus (2.53) genügen. Bei einer Skala von 1 TeV beschränkt Gleichung (2.51) die Masse auf etwa 720 GeV [29]:

$$m_H < 720 \text{ GeV} \quad \text{für} \quad \Lambda = 1 \text{ TeV} \quad (2.52)$$

$$\text{und} \quad m_H < 160 \text{ GeV} \quad \text{für} \quad \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} . \quad (2.53)$$

Eine untere Schranke kann aus Korrekturen erster Ordnung des klassischen Potentials aus Gleichung (2.26) gewonnen werden [29]

$$\langle \Phi \rangle_{\text{Vakuum}} \neq 0 \quad \rightarrow \quad V(v) < V(0) . \quad (2.54)$$

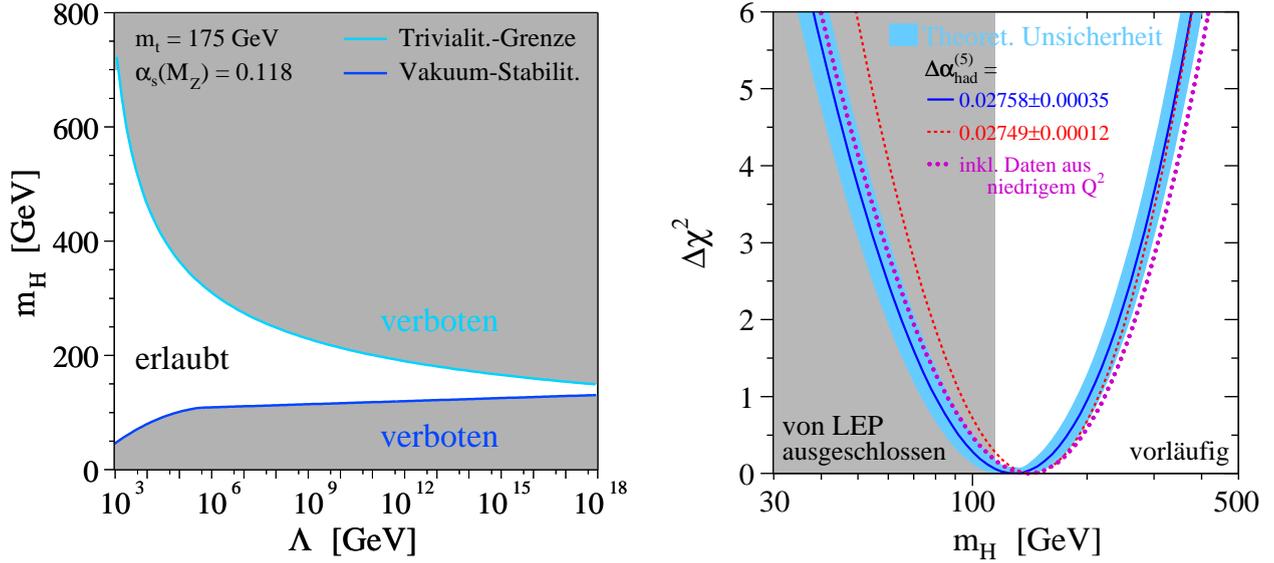


Abbildung 2.7: Grenzen an die Higgs-Boson-Masse aus theoretischen Überlegungen (links) und elektroschwachen Fits (rechts) [32]. Die blaue Linie entspricht den Resultaten der Beschleuniger LEP, SLC und TEVATRON zuzüglich hadronischer Vakuumpolarisation. Werden Daten aus Experimenten mit niedrigem Q^2 hinzugenommen (Paritätsverletzung auf atomarer Ebene im Cäsium und in *Moeller*-Streuung, sowie Neutrino-Nukleon-Streuung — NuTeV [33]), erhält man die lila-gepunktete Linie.

Der Erwartungswert des Vakuums darf nicht identisch Null sein, da sonst keine spontane Symmetriebrechung möglich ist. Die Vakuumbeständigkeitsbedingung lautet nach längerer Herleitung [30, 31] auf Ein-Schleifen-Niveau

$$m_H^2 \geq \frac{3G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} (2m_W^4 + m_Z^4 - 4m_t^4) \cdot \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right) \quad , \quad (2.55)$$

so dass ein absolutes Minimum bis zur Energieskala Λ existiert. Auch diese untere Grenze ist für einen großen Skalenbereich in Abbildung 2.7 dargestellt. Eine genauere Untersuchung erfordert die Berücksichtigung der Zwei-Schleifen-Renormierungsgruppen-Gleichung und das Laufen aller Kopplungskonstanten mit der Energie. Daraus ergeben sich die Grenzen [29]

$$m_H > 71 \text{ GeV} \quad \text{für} \quad \Lambda = 1 \text{ TeV} \quad (2.56)$$

$$\text{und} \quad m_H > 130 \text{ GeV} \quad \text{für} \quad \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \quad . \quad (2.57)$$

Insgesamt ist das Massenintervall für das Higgs-Boson mit $130 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 160 \text{ GeV}$ sehr schmal, wenn das Standardmodell seine Gültigkeit bis zu Energien von $M_P = (8\pi G_N)^{-1/2} \approx 2.44 \cdot 10^{18} \text{ GeV}$, der so genannten »Planck-Skala« aus der Gravitationskonstanten G_N , behalten möchte. Sollte bereits bei niedrigeren Skalen ein Higgs-Boson außerhalb dieses Intervalls entdeckt werden, so wäre das ein Indiz für Physik jenseits des Standardmodells.

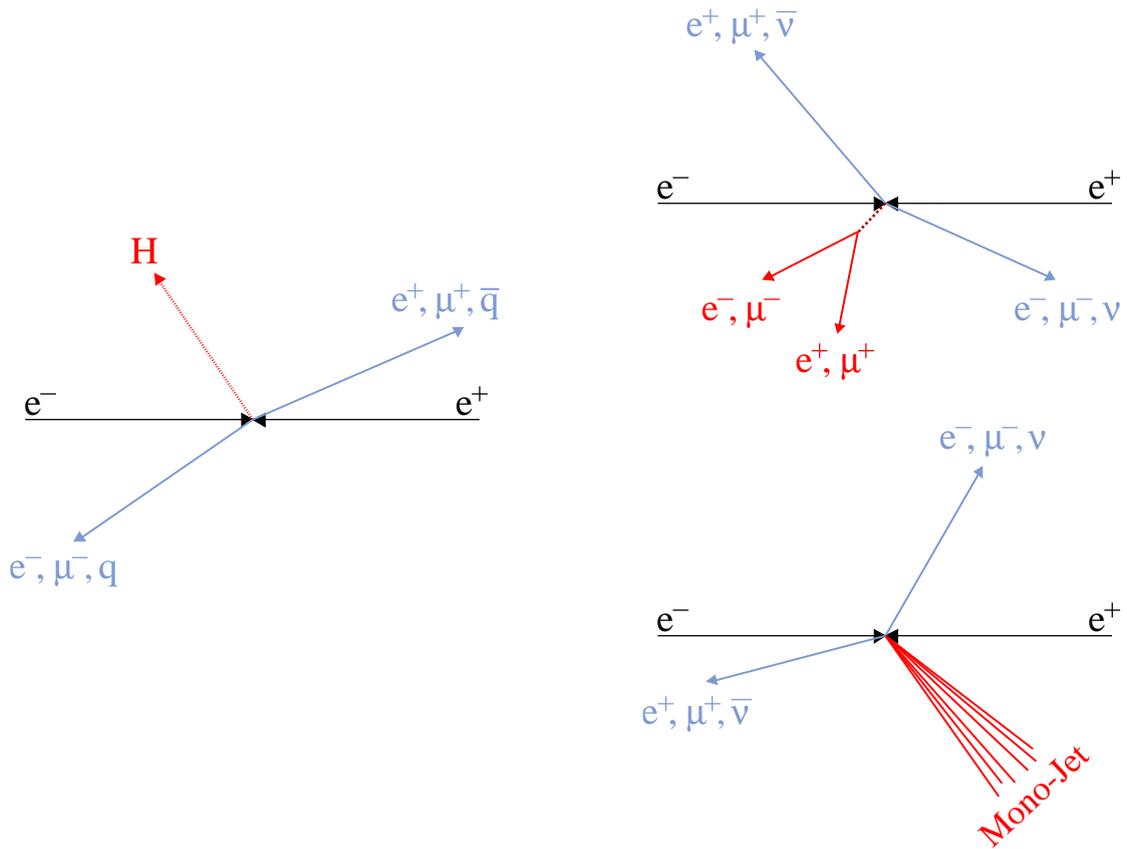


Abbildung 2.8: Ereignis-Topologien in der Higgs-Suche bei LEP1: Links für verschwindende Higgs-Massen, bei denen die Ereignisse nur durch eine auftretende Akollinearität in den Endzuständen identifiziert werden könnten. Rechts für kleine Massen $m_H \leq 2m_\tau$ und Massen oberhalb von $2m_\tau$. Das Z-Boson zerfällt in zwei geladene Leptonen, während das Higgs-Boson in zwei Quarks oder Tau-Leptonen zerfällt. Bei immer kleiner werdenden Higgs-Massen liegen die entstehenden Jets derart dicht zusammen, dass man von einem so genannten »Mono-Jet« spricht.

2.5.2 Experimentelle Untersuchungen

2.5.2.1 Direkte Messungen

Von Beginn an wurde bei LEP nach der Signatur eines Higgs-Bosons gesucht. In den ersten Jahren wurde bei Schwerpunktsenergien um 91 GeV der Z-Peak vermessen (siehe Abbildung 3.2), so dass die Suche nach Teilchen mit großen Massen nicht möglich war. Die Untersuchungen bezogen sich auf drei Massenbereiche, wobei die Kinematik des Bjorken-Prozesses $e^+e^- \rightarrow HZ$ aus Abbildung 2.2 vorausgesetzt wurde [34]:

Sehr leichte Higgs-Bosonen mit $0 \leq m_H \leq 2m_\mu$, mittlere Massen aus $2m_\mu \leq m_H \leq 10$ GeV und höhere Massen als 10 GeV. Dabei standen in der Summe aller vier Experimente etwa 16 Millionen Z-Zerfälle zur Verfügung, um ein eventuell produziertes Higgs-Teilchen nachzuweisen. Drei der erwarteten Topologien sind in Abbildung 2.8 skizziert. Das Z-Boson zerfällt in

geladene Leptonen, das Higgs-Boson je nach Massenhypothese in Elektronen bzw. Myonen oder Quarks, selten auch in Tau-Leptonen.

Im Fall sehr kleiner Massen ist das Higgs-Teilchen sehr langlebig. Es zerfällt eventuell erst außerhalb des Detektors. Ein durch den Higgs-Strahlungsprozess erzeugtes Higgs-Boson mit der Masse 10 MeV könnte im Mittel eine Strecke von 100 m zurücklegen, bevor es zerfällt. Ähnlich dem Photon könnte ein masseloses — oder annähernd masseloses — Higgs in Streuprozessen zu Imbalancen in den gemessenen Impulsen der Endzustände führen. Wie im Fall eines nicht sichtbaren Neutrinos muss der fehlende Impuls rekonstruiert werden. Die erzeugten Teilchenpaare bei Schwerpunktsenergien der Z-Resonanz in e^+e^- -Streuprozessen zeigten folglich eine Abweichung ihrer Kollinearität. Die Suche nach solchen Ereignissen offenbarte kein Signal für ein Higgs-Teilchen, so dass bereits im Jahr 1990 der Massenbereich von 0 GeV bis 20 GeV ausgeschlossen werden konnte [35, 36].

Weder in den leptonischen noch in den hadronischen Endzuständen aus Suchen in den anderen Massenbereichen ergaben sich signifikante Differenzen zwischen theoretischer Vorhersage und experimentellem Nachweis in der Anzahl der produzierten und zerfallenden Z-Bosonen. Die in den Jahren 1991 bis 1994 von dem L3-Experiment aufgezeichneten Daten erlaubten die Angabe einer unteren Schranke der Higgs-Masse von [37]

$$(1991-1994) \quad m_H > 60.2 \text{ GeV} \quad \text{mit 95 \% CL} \quad . \quad (2.58)$$

Höhere Schwerpunktsenergien bis zu 209 GeV in den folgenden Jahren ermöglichten die Suche nach einem Higgs-Boson mit Massen von etwa 115 GeV. Auch hier beschränkte man sich größtenteils auf Topologien des Higgs-Strahlungsprozesses. Darauf wird später in den Kapiteln 5 und 12 genauer eingegangen. Die Kombination der Ergebnisse aller vier Experimente bei LEP lieferte eine untere Schranke von [3]

$$(1996-2000) \quad m_H > 114.4 \text{ GeV} \quad \text{mit 95 \% CL} \quad . \quad (2.59)$$

Dieses Massen-Limit stützt sich auf Daten, die bei Schwerpunktsenergien um 200 GeV genommen wurden. Der im rechten Teil der Abbildung 2.7 grau unterlegte Bereich stellt die Grenze aus (2.59) graphisch dar.

2.5.2.2 Elektroschwache Fits

Das Standardmodell besitzt 25 freie Parameter, die durch Messungen festgelegt werden müssen. Diese setzen sich zusammen aus 10 Parametern zur Beschreibung der Leptonmassen und deren Mischungsmatrix, 6 Quarkmassen und 4 unabhängigen Parametern zur Beschreibung der CKM-Matrix, den Kopplungen g , g' und α_s , sowie μ^2 und λ zur Beschreibung des Higgs-Sektors. Allerdings hängen die Observablen in den Messungen in unterschiedlicher Weise von diesen Parametern ab, so dass aus den gemessenen Werten Rückschlüsse auf die noch unbekannt Parameter möglich sind. Innerhalb der Messfehler, die in den Anpassungen — so genannten »Fits« — berücksichtigt werden, kann somit zumindest der Wertebereich dieser Unbekannten eingegrenzt werden.

Obwohl das Higgs-Boson bisher noch nicht entdeckt wurde, hat dessen Masse dennoch Einfluss auf die Observablen der elektroschwachen Theorie, da bereits Strahlungskorrekturen ein eventuell vorhandenes Higgs-Teilchen miteinbeziehen sollten. Beispielsweise werden Korrekturen Δr zur Fermi-Konstanten [38]

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}m_W^2} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}\right)^{-1} (1 + \Delta r) \quad (2.60)$$

berechnet, deren gemessener Wert $1.16637(1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ [10] beträgt. Nach Resummation führender Beiträge auf Ein-Schleifen-Niveau geht der Term $(1 + \Delta r)$ in $1/(1 - \Delta r)$ über. Auf diesem Niveau setzt sich die Korrektur unter Voraussetzung des Standardmodells gemäß

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_w}{\sin^2\theta_w} \Delta\rho + \Delta r_{\text{Rest}} \quad (2.61)$$

zusammen. Darin beschreibt $\Delta\alpha$ die Änderung der laufenden elektromagnetischen Kopplungskonstanten durch Effekte der Vakuumpolarisation. Der Wert von α hängt von der Energieskala Q^2 ab und wird mit dem Wert für verschwindende Impulsüberträge in Zusammenhang gebracht:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(Q^2 \rightarrow 0)}{1 - \Delta\alpha} \quad (2.62)$$

Aus störungstheoretischen Berechnungen folgt für die führenden Beiträge der leichten Fermionen ($m_f \ll m_Z$) mit der elektrischen Ladung Q_f und dem bereits aus Gleichung (2.42) bekannten Farb-Faktor N_C [39]

$$\Delta\alpha = \frac{\alpha}{3\pi} \sum_f Q_f^2 N_{C_f} \left(2 \ln \frac{m_Z}{m_f} - \frac{5}{3}\right) \quad (2.63)$$

welche sich aus einem leptonischen und hadronischen Anteil zusammensetzen:

$$= \Delta\alpha_{\text{Leptonen}} + \Delta\alpha_{\text{Quarks}}^{(5)} \quad (2.64)$$

Der leptonische Beitrag kann direkt aus den Leptonmassen berechnet werden und ergibt sich auf Drei-Schleifen-Niveau zu $\Delta\alpha_{\text{Leptonen}} = 314.97687 \cdot 10^{-4}$ [40]. Der größte Einfluss in $\Delta\alpha$ erschließt sich aus den Schleifen der fünf leichten Quarks und wird oft — wie im rechten Teil von Abbildung 2.7 — mit $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$ bezeichnet. Im Falle des Top-Quarks kann die in (2.63) gemachte Näherung für leichte Fermionen nicht angewendet werden. Der Einfluss ist jedoch mit

$$\Delta\alpha_t \cong -\frac{\alpha}{3\pi} \frac{4}{15} \frac{m_Z^2}{m_t^2} \quad (2.65)$$

für $m_t \gg m_Z$ gegenüber den übrigen vernachlässigbar gering [41].

Aus den Kopplungen der GSW Theorie in Gleichung (2.20) und den Massenbeziehungen aus den Gleichungen (2.31), (2.32) ergibt sich die Definition des so genannten ρ -Parameters [42]

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2} \frac{1}{\cos^2\theta_w} \equiv 1 \quad (2.66)$$

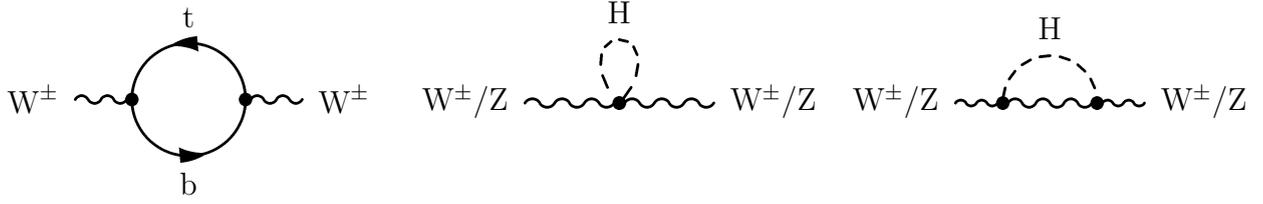


Abbildung 2.9: Einige Feynman-Diagramme zur Vakuumpolarisation, hier der W-Propagator mit Fermionschleife und die rein bosonischen Graphen in Abhängigkeit der Higgs-Masse.

dessen Wert ohne Einbeziehung radiativer Korrekturen 1 ist. Auf Ein-Schleifen-Niveau — siehe Abbildung 2.9 — beträgt die in Gleichung (2.61) eingehende Abweichung unter Vernachlässigung der Bottom-Quarkmasse [41]

$$\Delta\rho_t = \frac{3 G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_t^2 \quad , \quad (2.67)$$

welche als Folge einer Brechung der Isospin-Symmetrie in den Fermion-Dubletts zu verstehen ist. Alle übrigen Beiträge zu Δr wurden in Δr_{Rest} zusammengefasst, dessen Wert typischer Weise einer Größenordnung von etwa 0.01 entspricht [40]. In Δr_{Rest} ist unter anderen ein Higgs-Massen-abhängiger Term absorbiert. Der führende Beitrag auf Ein-Schleifen-Niveau — siehe wiederum Abbildung 2.9 — berechnet sich für $m_W \ll m_H$ aus [41]

$$\Delta\rho_{\text{Higgs}} = \frac{3 G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_W^2 \frac{\sin^2 \theta_w}{\cos^2 \theta_w} \left(2 \ln \frac{m_H}{m_W} - \frac{5}{6} \right) \quad . \quad (2.68)$$

Mit Hilfe von χ^2 -Fits an die elektroschwachen Präzisionsdaten kann die Higgs-Massen-Abhängigkeit der Korrektur in (2.68) dazu benutzt werden, einen Wert der Masse vorherzusagen, allerdings nur im Rahmen großer Unsicherheiten, da die Proportionalität logarithmischer Natur ist. Dies erklärt die logarithmische Abszisse in m_H des so genannten »Blueband-Plots« im rechten Teil der Abbildung 2.7. Dort ist das Ergebnis $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{min}}^2$ aktueller Fits unter Annahme des Standardmodells dargestellt. Die von den experimentellen Ergebnissen bevorzugte Higgs-Masse ist [32]

$$m_H = 129_{-49}^{+74} \text{ GeV} \quad \text{mit } 68\% \text{ CL} \quad , \quad (2.69)$$

wobei die obere Grenze mit

$$m_H < 285 \text{ GeV} \quad (2.70)$$

durch den Wert bezüglich $\Delta\chi^2 = 2.69$ für einseitige Limits festgelegt ist, unter der Voraussetzung, ein 95 %-iges Vertrauensniveau zu erreichen.

Die Korrelation zwischen erhaltenem Zentralwert und der in der Anpassung verwendeten Top-Masse ist durch die quadratische Abhängigkeit in Gleichung (2.67) sehr hoch. Eine Veränderung in der Messung von m_t um eine Standardabweichung $\pm\sigma_{m_t}$ zöge bei einer Korrelation vom Wert 1 eine Verschiebung des Zentralwertes um ebenfalls eine Standardabweichung $\pm\sigma_{m_H}$ der zuvor favorisierten Higgs-Masse nach sich. In diesen nun aktualisierten Blueband-Plot flossen die Werte $m_t = 178.0 \pm 4.3 \text{ GeV}$ und $m_Z = 91187.5 \pm 2.1 \text{ MeV}$ ein.

2.6 Supersymmetrie

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Relationen als Einführung in supersymmetrische Modelle genannt werden. Als Grundlage dafür dienen, wenn nicht anders vermerkt, die Quellen [43, 44, 45].

Auf dem Weg zu einer allumfassenden Beschreibung der Wechselwirkungen besteht unter anderem das Problem, die Kopplungskonstanten bei einer Skala Λ_{GUT} zu vereinigen, was in der Extrapolation der Werte aus den Standardmodell-Parametern nicht gelingt. Einen Ausweg könnte die übergeordnete Symmetrie-Gruppe $SU(5)$ sein, doch auch diese vermag es nicht, die drei Kopplungen bei hohen Skalen an einem Punkt zusammenzuführen. Die Eichbosonen X und Y der $SU(5)$ sind zudem für Baryonenzahl-Verletzung verantwortlich, was den Zerfall des Protons nach sich zöge. Dieser ist allerdings experimentell auf etwa $10^{29} - 10^{33}$ Jahre (je nach Zerfalls-Modus) [10] ausgeschlossen.

Ein ebenso wichtiges wie grundlegendes Problem besteht darin, dass Beiträge höherer Ordnung zu den jeweiligen Teilchenmassen im Standardmodell Unendlichkeiten hervorrufen, welche experimentell nicht nachweisbar sind. Mathematisch gesehen können solche Terme durch Regularisierung der entstehenden Integrale auf endliche Skalen gezwungen werden, wobei dennoch die physikalische Interpretation schwierig ist. Die Higgs-Masse m_H liefert ein gutes Beispiel der Problematik, wenn man bedenkt, dass die Daten elektroschwacher Präzisions-Experimente, wie im vorherigen Abschnitt 2.5.2.2 gezeigt, einen Wert der Ordnung $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ bevorzugen. Korrekturen bezüglich der in Abbildung 2.10 dargestellten Graphen liefern allerdings zusätzliche Beiträge, welche nach Einführung einer ultravioletten Abschneide-Skala Λ_{UV} für Fermionen f und Bosonen F die Form

$$\Delta m_H^2(f) = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} \left(-2\Lambda_{\text{UV}}^2 + 6m_f^2 \ln \frac{\Lambda_{\text{UV}}}{m_f} + \dots \right) \quad (2.71)$$

$$\Delta m_H^2(F) = \frac{\lambda_F}{16\pi^2} \left(\Lambda_{\text{UV}}^2 - 2m_F^2 \ln \frac{\Lambda_{\text{UV}}}{m_F} + \dots \right) \quad (2.72)$$

annehmen, mit den Kopplungen λ_f massenbehafteter Fermionen und $\lambda_F \propto |\lambda_f|^2$ skalarer Teilchen an das Higgs-Feld. Das unterschiedliche Vorzeichen der Terme (2.71) und (2.72) lässt vermuten, dass die Lösung dieser Unendlichkeiten in einer übergeordneten Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen zu suchen ist, so dass sich die jeweiligen Korrekturen gegenseitig aufheben. Prinzipiell muss das für alle höheren Ordnungen gelten, solange die Massen der Zustände gleich sind. Diese Überlegungen führen zur Formulierung einer Supersymmetrie, in der jeder fermionische Zustand in einen bosonischen zu transformieren ist und umgekehrt:

$$\mathcal{Q} |\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle \quad \text{bzw.} \quad \mathcal{Q} |\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle \quad . \quad (2.73)$$

Der Operator \mathcal{Q} generiert solche globalen Transformationen und ist selbst ein komplexer Spinor der Form

$$\mathcal{Q} = \begin{pmatrix} Q_\alpha \\ Q_\alpha^\dagger \end{pmatrix} \quad , \quad (2.74)$$

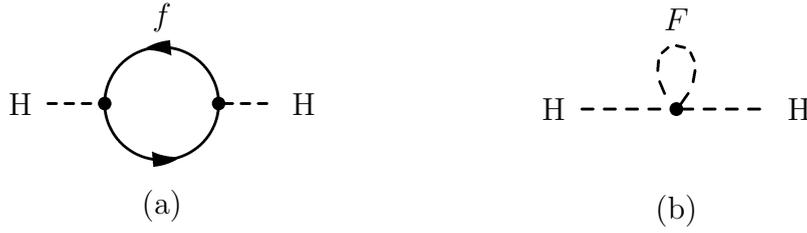


Abbildung 2.10: Die Korrekturen zur Higgs-Masse aus fermionischen (a) und bosonischen (b) Schleifen.

mit den Eigenschaften

$$[Q_\alpha, Q_{\dot{\alpha}}^\dagger]_- = 2\sigma_{\alpha,\dot{\alpha}}^\mu P_\mu, \quad (2.75)$$

$$[Q_\alpha, Q_\beta]_- = [Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, Q_{\dot{\beta}}^\dagger]_- = 0, \quad (2.76)$$

$$[Q_\alpha, P_\mu]_- = [P^\mu, Q_{\dot{\alpha}}^\dagger]_- = 0. \quad (2.77)$$

Die σ_μ sind die bekannten Pauli-Matrizen und P_μ der Impuls-Operator. Supersymmetrie ist demnach eine Raum-Zeit- oder auch Spin-Symmetrie, da die Operatoren fermionischen Ursprungs sind. P^2 kommutiert auch mit den Operatoren Q bzw. Q^\dagger , was bedeutet, dass die Spinoren gleiche Eigenwerte unter dieser Transformation besitzen. Dies führt zunächst in einfachster Betrachtung zu gleichen Massen und Quantenzahlen der Super-Partner.

Allgemein wirken die so genannten Super-Ladungen Q_α auf zweikomponentige Bi-Spinoren Ψ_S , welche die bereits aus Gleichung (2.10) bekannten Helizitäten des Standardmodells widerspiegeln:

$$\Psi_S = \begin{pmatrix} \psi_\alpha \\ \psi_{\dot{\alpha}}^\dagger \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 - \gamma^5) \psi \\ (1 + \gamma^5) \psi \end{bmatrix}. \quad (2.78)$$

Diese Super-Multipletts müssen nach dem Spin-Statistik-Theorem in einfachster nicht-trivialer Darstellung die gleiche Anzahl an fermionischen und bosonischen Freiheitsgraden beherbergen ($n_F = n_B$), vorausgesetzt die Eigenwerte p_μ des Impuls-Operators sind in jedem Multiplett ungleich Null. Folgend existieren zwei Möglichkeiten, ein solches Multiplett aufzubauen: Ein Weyl-Fermion und zwei Skalare, welche wiederum zu einem Feld zusammengefasst werden können. Diese Gebilde nennt man *Chirale Multipletts*. Desweiteren ist die Kombination eines masselosen Vektor-Bosons (Spin 1) mit einem Weyl-Fermion erlaubt, welche dann ein so genanntes *Eich-Multiplett* bilden. Die Forderung, dass die Teilchen zumindest vor der zu fordernden Symmetriebrechung masselos sein müssen, begründet sich auf die Renormierbarkeit der Theorie. Hier bleibt zu beachten, dass die Helizität eines Superpartners auch dann in die Namensgebung mit einfließt, wenn dieser ein Skalar ist. Weiterführende Beschreibungen zur Nomenklatur und der algebraischen Strukturen supersymmetrischer Modelle können [43] und [44] entnommen werden.

Eine prinzipielle Eigenschaft der Verknüpfung einer Eichtheorie und Supersymmetrie ist die Anwesenheit Lepton (L)- und Baryon (B)-Zahl verletzender Terme proportional zu Kopplungen λ' und λ'' . Der bereits angesprochene Zerfall des Protons wäre damit sehr wahrscheinlich,

obwohl dieser bisher nicht beobachtet werden konnte. Mit Hilfe einer weiteren diskreten Symmetrie können solche Terme unterdrückt werden, indem entweder die so genannte B-Parität eingeführt wird, die lediglich Baryon-Zahl-Erhaltung fordert, oder die so genannte R-Parität

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.79)$$

hinzukommt, welche beide Zahlen mit dem Spin S der Teilchen verbindet und für alle Zustände des Standardmodells positiv bleibt, also $R(\text{SM-Teilchen}) = +1$. Im Standardmodell ist es unmöglich, L- und B-verletzende Vertizes zu notieren, da diese die Renormierbarkeit zerstören.

Abgesehen von einer nun geringeren Anzahl freier Parameter, sind die phänomenologischen Konsequenzen nach Verlangen von R-Paritätserhaltung die, dass supersymmetrische Teilchen nur in geraden Anzahlen produziert werden können und Mischungen mit den Teilchen des Standardmodells verboten sind. Der leichteste supersymmetrische Zustand mit $(R = -1)$, *Lightest Supersymmetric Particle* (LSP) genannt, ist stabil. Sollte dieser elektrisch neutral sein, so ist das LSP ein Kandidat für die nicht-baryonische *Dunkle Materie* in kosmologischen Modellen, da es lediglich schwach mit der Materie wechselwirkt.

2.6.1 Minimal supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM)

Die Anzahl maximal möglicher supersymmetrischer Generatoren ist mit $N \leq 4J$ festgelegt [43, 45], wobei J der größte Teilchenspin ist. Damit gilt

$$\begin{aligned} N &\leq 4 && \text{für renormierbare Theorien} \\ \text{und } N &\leq 8 && \text{für (Super-) Gravitations-Modelle} \end{aligned} \quad (2.80)$$

Die minimal supersymmetrische Erweiterung des bereits besprochenen Standardmodells bedient sich nur eines Generators, so dass jedem Teilchen ein Superpartner zugeordnet wird. Der sich daraus ergebende Teilchengehalt des so genannten MSSM ist in Tabelle 2.5 aufgelistet. Zudem wird R-Paritätserhaltung gefordert, demnach ist das LSP des MSSM stabil. Da auch die Supersymmetrie keine exakte Symmetrie der Natur ist, muss diese gebrochen sein, da sonst supersymmetrische Zustände — gleicher Masse wie die Standardmodell-Partner — beobachtbar wären. Die Brechung wird über den so genannten »Soft Breaking«-Mechanismus [44, 46] realisiert, der den allgemeinen Vorteil supersymmetrischer Modelle beibehält, das angesprochene Fine-Tuning-Problem bezüglich höherer Ordnungen in den Teilchenmassen zu lösen. Dennoch muss auch im MSSM die $SU(2)_L$ gebrochen sein, um wiederum Fermionmassen zu erzeugen. Allerdings geschieht das durch die ohnehin notwendige Hinzunahme von Strahlungskorrekturen und muss nicht *ad hoc* geschehen.

Im Gegensatz zum Standardmodell werden in supersymmetrischen Modellen mindestens zwei Higgs-Doublets benötigt

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, \quad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

| MSSM-Teilchen | | Supersymmetrische Teilchen | | | | | |
|------------------------|---|----------------------------|-----------|---|----------------------------------|------------|----|
| Symbol | N | Superpartner | | | Masseneigenzustände | | |
| | | Symbol | Name | N | Symbol | Name | N |
| ν | 3 | $\tilde{\nu}$ | Sneutrino | 3 | $\tilde{\nu}$ | Sneutrino | 3 |
| $\ell_L(e, \mu, \tau)$ | 3 | $\tilde{\ell}_L$ | Slepton | 3 | $\tilde{\ell}_1, \tilde{\ell}_2$ | Slepton | 6 |
| $\ell_R(e, \mu, \tau)$ | 3 | $\tilde{\ell}_R$ | | 3 | | | |
| q_L | 6 | \tilde{q}_L | | 6 | | | |
| $u_R(u, c, t)$ | 3 | \tilde{u}_R | Squark | 3 | \tilde{q}_1, \tilde{q}_2 | Squark | 12 |
| $d_R(d, s, b)$ | 3 | \tilde{d}_R | | 3 | | | |
| g | 8 | \tilde{g} | Gluino | 8 | \tilde{g} | Gluino | 8 |
| W^\pm | 2 | \tilde{W}^\pm | Wino | 2 | | | |
| H_1^+ | 1 | \tilde{H}_1^+ | Higgsino | 1 | $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ | Chargino | 4 |
| H_2^- | 1 | \tilde{H}_2^- | Higgsino | 1 | | | |
| W^3 | 1 | \tilde{W}^3 | Wino | 1 | | | |
| B | 1 | \tilde{B} | Bino | 1 | $\tilde{\chi}_{1..4}^0$ | Neutralino | 4 |
| H_1^0 | 1 | \tilde{H}_1^0 | Higgsino | 1 | | | |
| H_2^0 | 1 | \tilde{H}_2^0 | Higgsino | 1 | | | |

Tabelle 2.5: Die Teilchen des MSSM und deren Superpartner, sowie die Masseneigenzustände des MSSM. Die Anzahl der Teilchen ist mit N bezeichnet. Ähnlich wie im Standardmodell mischen auch hier die Zustände \tilde{W}^3 und \tilde{B} in das Zino \tilde{Z} und das Photino $\tilde{\gamma}$.

was eine Folge der Chiralität supersymmetrischer Felder ist. Im Standardmodell werden die Massen der *up-type*- und *down-type*-artigen Fermionen durch das Feld $\Phi = (\phi^+, \phi^0)$ und das ladungskonjugierte $\Phi^\dagger = (\bar{\phi}^0, -\phi^-)$ erzeugt, wohingegen in supersymmetrischen Modellen aus Symmetriegründen keine ladungskonjugierten Felder mit chiralen Darstellungen in Superpotentialen Verwendung finden sollten. Zudem müssen hier chirale Anomalien vermieden werden, welche im Standardmodell nicht auftreten, da sich diese in jeder Generation von Leptonen und Quarks herausheben. Wie bereits in Abschnitt 2.2 ausgeführt, sollte die Brechung der Symmetrie derart vonstatten gehen, dass die geladenen Komponenten des Higgs-Feldes keinen Vakuumerwartungswert besitzen, um die $U(1)_{EM}$ zu belassen. Mit der Forderung $\partial V / \partial H_u^+ = 0$ folgt für das Minimum des Potentials V auch $H_d^- = 0$, so dass ein Potential der Form

$$\begin{aligned}
V = & (|\mu|^2 + M_{H_u}^2) |H_1|^2 + (|\mu|^2 + M_{H_d}^2) |H_2|^2 - b (H_1 H_2 + H_2^\dagger H_1^\dagger) \\
& + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2
\end{aligned} \tag{2.82}$$

mit dem Higgs-Massenparameter μ und der bilinearen Kopplung b verbleibt. Die acht skalaren Freiheitsgrade der Isospin-Dubletts aus (2.81) gehen nach der Symmetriebrechung in die drei bereits bekannten Goldstone- und fünf Higgs-Bosonen über. Die Goldstone-Bosonen G^0 und G^\pm werden wieder zu longitudinalen Freiheitsgraden der Z - und W^\pm -Bosonen, wohingegen die Masseneigenzustände der verbleibenden Higgs-Felder einen neutralen Pseudoskalar ($CP = -1$) A , zwei geladene H^\pm und zwei neutrale ($CP = +1$) Higgs-Bosonen h und H beinhalten. Die Darstellung der Masseneigenzustände durch die Eichfelder liefert die Definition der Mischungswinkel α und β , wobei $G^- = G^{+*}$ und $H^- = H^{+*}$ gilt:

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_d^{-*} \end{pmatrix}, \quad (2.83)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Im}[H_u^0] \\ \text{Im}[H_d^0] \end{pmatrix}, \quad (2.84)$$

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}[H_u^0] \\ \text{Re}[H_d^0] \end{pmatrix}. \quad (2.85)$$

Die Kopplungen des Higgs-Feldes an Fermionen und Bosonen werden relativ zu jenen des Standardmodells mit den Funktionen in Tabelle 2.6 dieser Winkel gewichtet. Für die Vakuumerwartungswerte der Higgs-Dubletts ergeben sich folgend die Bedingungen

$$\begin{aligned} \langle H_u \rangle &\equiv v_1 = v \cdot \cos \beta & v^2 &= v_1^2 + v_2^2 \\ \langle H_d \rangle &\equiv v_2 = v \cdot \sin \beta & \frac{v_2}{v_1} &= \tan \beta, \end{aligned} \quad (2.86)$$

wobei $v = 2m_Z/\sqrt{g^2 + g'^2}$ gilt und somit in allgemeiner Form wieder aus Gleichung (2.34) bestimmt werden kann. Das Verhältnis der beiden Vakuumerwartungswerte sollte in konservativer Abschätzung nicht den größtmöglichen Massenquotienten von Fermionen aus einer Familie übersteigen. Unter der Annahme $v_2 \geq v_1$ folgt somit $1 \leq \tan \beta \leq (m_t/m_b) \approx 36$.

Oft werden die Koeffizienten in der Darstellung des Potentials (2.82) mit $m_{1,2}^2 = |\mu|^2 + M_{H_{u,d}}^2$ und $m_3^2 = b$ bezeichnet. In niedrigster Ordnung findet man nun für die Massen der Higgs-Teilchen die Beziehungen

$$m_A^2 = m_1^2 + m_2^2, \quad (2.87)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2, \quad (2.88)$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right), \quad (2.89)$$

mit den Verhältnissen

$$m_W \leq m_{H^\pm} \quad \text{und} \quad m_h \leq m_A \leq m_H. \quad (2.90)$$

Zunächst wird die Masse des leichten h damit auf $m_h \leq m_Z |\cos 2\beta|$ beschränkt, demnach für ein maximales $\tan \beta = 36$ auf die Masse des Z -Bosons.

| Feld | Φ | g_{up}^ϕ | g_{down}^ϕ | g_V^ϕ |
|------|--------|----------------------------|-----------------------------|------------------------|
| SM | H | 1 | 1 | 1 |
| | h | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ | $\sin(\beta - \alpha)$ |
| MSSM | H | $\sin \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \cos \beta$ | $\cos(\beta - \alpha)$ |
| | A | $1/\tan \beta$ | $\tan \beta$ | 0 |

Tabelle 2.6: Die Kopplungen der Higgs-Felder an Fermionen und die Eich-Bosonen V im MSSM [48]. Ein Vergleich mit jenen aus dem Standardmodell zeigt die entsprechenden Modifikationen auf.

Aus den Darstellungen (2.83) bis (2.85) wird ein Zusammenhang der Mischungswinkel in niedrigster Ordnung definiert mit

$$\frac{\sin 2\alpha}{\sin 2\beta} = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \quad , \quad \frac{\cos 2\alpha}{\cos 2\beta} = -\frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2}$$

$$\Rightarrow \tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \quad . \quad (2.91)$$

Eine der größten Unsicherheiten in der Massenbestimmung aus Gleichung (2.89) stammt von Top-Stop-Schleifen. Mit der SUSY-Brechungs-Skala $M_S = M_{\text{SUSY}}$, bis zu der die Kopplungen supersymmetrischer Teilchen vernachlässigt werden können, beträgt der Korrekturparameter [47]

$$\epsilon = \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2} \frac{m_t^4}{\sin^2 \beta} \ln \left(1 + \frac{M_S^2}{m_t^2} \right) \quad , \quad (2.92)$$

der eine Änderung der Massen m_h und m_H , sowie der Mischungswinkel gemäß [47]

$$m_h^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 + \epsilon - \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2 + \epsilon)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta - 4\epsilon (m_A^2 \sin^2 \beta + m_Z^2 \cos^2 \beta)} \right) \quad (2.93)$$

$$m_H^2 = m_A^2 + m_Z^2 - m_h^2 + \epsilon \quad , \quad (2.94)$$

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2 + \frac{\epsilon}{\cos 2\beta}} \quad (2.95)$$

hervorruft. In Abbildung 2.11 ist der Einfluss der Korrekturen in den jeweiligen Massen zu betrachten. In Folge dessen wird die obere theoretische Schranke bezüglich der Masse des leichten Higgs-Bosons auf [47]

$$m_h^2 \leq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \epsilon \sin^2 \beta \quad (2.96)$$

abgeschwächt. Inklusive weiterer Korrekturen [49, 50] wird der Wert dieser Schranke mit $m_h \lesssim 135 \text{ GeV}$ [51] angegeben.

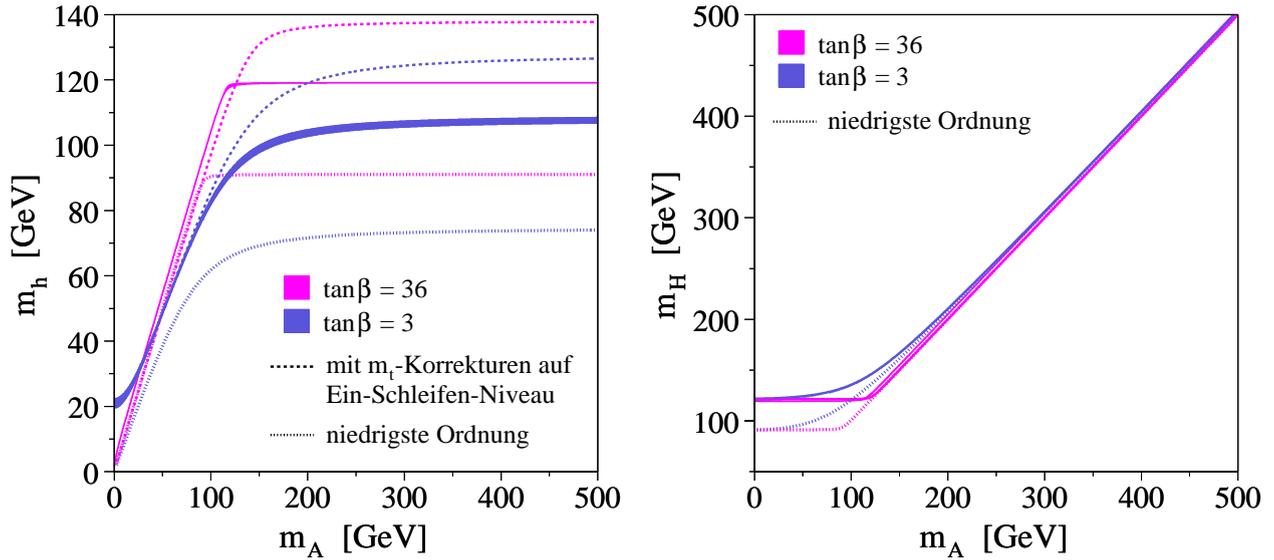


Abbildung 2.11: Die Massen der neutralen Higgs-Bosonen h und H des MSSM in Abhängigkeit der Masse des pseudoskalaren A für verschiedene $\tan\beta$. Der Einfluss radiativer Korrekturen ist erkennbar groß. Die Breite der mit HDECAY [24] erzeugten Bänder folgt einer Variation des Parameters μ zwischen -1000 GeV und $+1000$ GeV.

2.6.2 Eigenschaften im Higgs-Sektor

Je nach Wahl der Parameter können die ohnehin unterschiedlichen Eigenschaften des MSSM noch stärker von jenen des Standardmodells abweichen. Bis zu diesem Punkt ist offensichtlich, dass die Masse des pseudoskalaren A , das Verhältnis $\tan\beta$ und der Mischungsparameter im Higgs-Sektor μ maßgeblich den verbliebenen Parameterraum beeinflussen. Um die Anzahl der freien Parameter weiter einzuschränken, werden oft alle Skalen, die von der Brechung der Supersymmetrie abhängen, unter einer Referenzskala zusammengefasst. Dies ist die bereits erwähnte Skala M_{SUSY} [24], bis zu jener die Mischungen und Masseneigenwerte im skalaren Sektor zu vernachlässigen sind.

Wie bereits angesprochen, ist ein Ziel der supersymmetrischen Darstellungen die Zusammenführung der verschiedenen Kopplungen. Eine der Randbedingungen liefert die Verknüpfung der verbliebenen Bino- (M_1) und Wino- (M_2) Massenparameter gemäß [44]

$$M_1 \approx \frac{5}{3} \tan^2 \theta_w M_2 \approx 0.5 M_2 \quad , \quad (2.97)$$

wenn die Gravitation in die (so genannten »MSUGRA«-) Modelle eingebunden wird. Mit der Wahl des Parameters M_2 und einer universellen trilinearen Kopplung A_0 im skalaren Sektor sind folglich alle Eigenschaften eines MSSM-Modells festgelegt. In Tabelle 2.7 sind für zwei Parameter-Sets die sich ergebenden Masseneigenzustände aufgelistet.

Nach Brechung des elektroschwachen Sektors besitzen die fermionischen Superpartner gleiche Quantenzahlen bezüglich der verbliebenen Symmetrie, so dass diese, abhängig von elektromagnetischer Ladung, in die geladenen *Charginos* oder neutralen *Neutralinos* mischen. Die

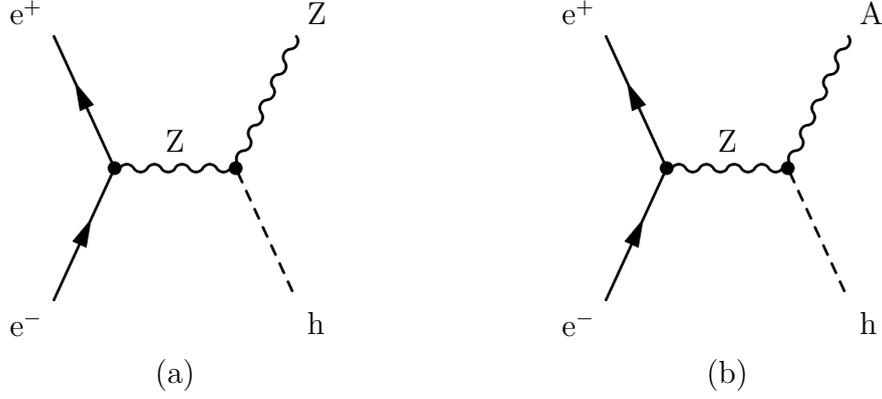


Abbildung 2.12: Der dem Standardmodell verwandte Higgs-Strahlungsprozess (a) und die hA-Paarproduktion (b) im MSSM.

Massen der gemischten Zustände aus Gauginos und Higgsinos ergeben sich nach Diagonalisierung der Matrizen

$$\mathcal{M}_C = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_W \sin \beta \\ \sqrt{2} m_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (2.98)$$

und

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \sin \theta_w \cos \beta & m_Z \sin \theta_w \sin \beta \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \theta_w \cos \beta & -m_Z \cos \theta_w \sin \beta \\ -m_Z \sin \theta_w \cos \beta & m_Z \cos \theta_w \cos \beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \theta_w \sin \beta & -m_Z \cos \theta_w \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.99)$$

Während eine analytische Darstellung der Neutralino-Massen aufwendiger ist und [49] entnommen werden kann, liefert die Berechnung der Chargino-Massen nach Gleichung (2.98) in niedrigster Ordnung [44, 47]

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 + \mu^2)^2 + 4m_W^4 \cos^2 2\beta + 4m_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2 \mu \sin 2\beta)} \right)^{1/2} \quad (2.100)$$

Durch die höhere Anzahl an Higgs-Bosonen im MSSM stehen nun mehr Produktions- und Zerfallsmöglichkeiten als im Standardmodell zur Verfügung. Neben der aus Kapitel 2.3 bekannten Higgs-Strahlung kann das leichte h, wie in Abbildung 2.12 skizziert, auch durch Paarproduktion neben dem neutralen A entstehen. Relativ zum Higgs-Strahlungs-Querschnitt des Standardmodells σ_{SM} ergibt sich der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse zu [19, 50]

$$\sigma(\text{hZ}) = \sin^2(\beta - \alpha) \sigma_{\text{SM}}(\text{HZ}) \quad , \quad (2.101)$$

$$\sigma(\text{hA}) = \cos^2(\beta - \alpha) \sigma_{\text{SM}}(\text{HZ}) \bar{\lambda} \quad , \quad (2.102)$$

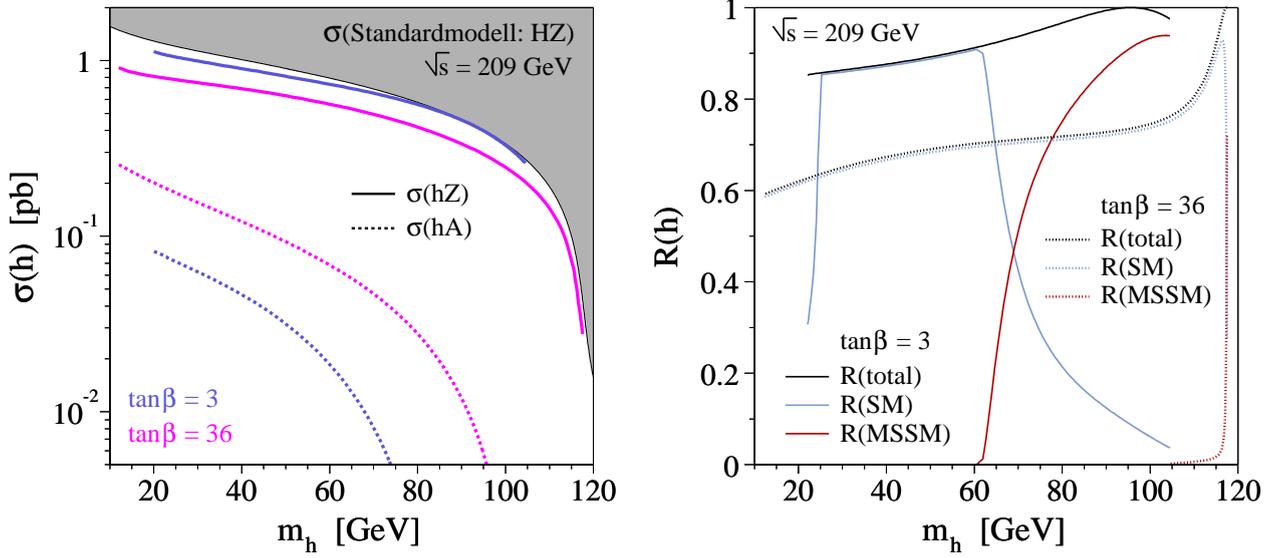


Abbildung 2.13: Die Wirkungsquerschnitte der MSSM-Higgs-Strahlung und der hA-Paarproduktion sowie das Verhältnis $R(h)$ für verschiedene $\tan\beta$ in Abhängigkeit von m_h . Links ist der Standardmodell-Verlauf durch den grau unterlegten Bereich begrenzt. Rechts entspricht dieser dem Wert $R(h) = 1$.

mit dem Koeffizienten

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_{Ah}^{3/2}}{\lambda_{Zh}^{1/2} \left(\frac{12m_Z^2}{s} + \lambda_{Zh} \right)} \quad , \quad \lambda_{ij} = \left(1 - \left(\frac{m_i + m_j}{\sqrt{s}} \right)^2 \right) \left(1 - \left(\frac{m_i - m_j}{\sqrt{s}} \right)^2 \right) \quad (2.103)$$

zur Unterdrückung des P-Wellen-Wirkungsquerschnitts von hA in der Nähe der Produktionsschwelle, wobei $\lambda_{i,j}$ den aus Gleichung (2.38) bekannten Phasenraumfaktor darstellt. Im linken Teil der Abbildung 2.13 sind die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Werte von $\tan\beta$ mit der in [19] benannten Näherung

$$\tan 2\alpha = -\tan\beta \frac{(m_A^2 + m_Z^2)}{m_A^2 \tan^2\beta + m_Z^2 - (m_h^2 / \cos^2\beta)} \quad (2.104)$$

aufgetragen. Für kleine Werte von $\tan\beta$ erreicht der Wirkungsquerschnitt der MSSM-Higgs-Strahlung annähernd das Niveau des Standardmodells. Um einen Vergleich mit den Standardmodell-Werten zu erhalten, wird für Endzustände $(A + B)$ das Verhältnis

$$R(h) = \text{Br}(h \rightarrow (A + B)) \times \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{\text{SM}}} \quad (2.105)$$

über die Verzweigungswahrscheinlichkeiten $\text{Br}(h)$ definiert. Im Fall großer Massen (hier m_h) und kleiner $\tan\beta$ erreicht auch dieses, wie in Abbildung 2.13 zu sehen, das Niveau des Standardmodells. Aufgrund dieses Verhaltens betrachtet man das leichte neutrale h als das dem Standardmodell Higgs-Boson am ähnlichsten erscheinende aus dem MSSM. Unter der

Annahme, dass Kopplungen an Charginos und Neutralinos ungleich Null sind, kann die allgemeine Zerfallsbreite von Higgs-Bosonen (H_k) = (h, H, A, H^\pm) berechnet werden [47]:

$$\Gamma(H_k \rightarrow \tilde{\chi}_i \tilde{\chi}_j) = \frac{G_F m_W^2}{2\sqrt{2}\pi} M_{H_k} \sqrt{\lambda_{ij}} \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \left[(F_{ijk}^2 + F_{jik}^2) \left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_i}^2 - M_{\tilde{\chi}_j}^2}{M_{H_k}^2} \right) - 4\eta_k \varepsilon_i \varepsilon_j F_{ijk} F_{jik} \frac{M_{\tilde{\chi}_i} M_{\tilde{\chi}_j}}{M_{H_k}^2} \right] \quad (2.106)$$

mit dem Phasenraumfaktor

$$\lambda_{ij} = \left(1 - \left(\frac{M_{\tilde{\chi}_i}}{M_{H_k}} \right)^2 - \left(\frac{M_{\tilde{\chi}_j}}{M_{H_k}} \right)^2 \right)^2 - \left(\frac{2M_{\tilde{\chi}_i} M_{\tilde{\chi}_j}}{M_{H_k}^2} \right)^2 \quad (2.107)$$

und einem statistischen Faktor δ_{ij} — dem *Kronecker-Delta* mit 1 für $i=j$ und 0 für $i \neq j$ — zudem $\eta_{1,2,4} = 1$ und $\eta_3 = -1$, sowie den Vorzeichen der Neutralino-Masseneigenwerte $\varepsilon_i = \pm 1$, wobei $\varepsilon_i = 1$ für Charginos ist. Im Fall neutraler Higgs-Bosonen sind die Koeffizienten F_{ijk} mit den Diagonalisierungsmatrizen \mathcal{U} bzw. \mathcal{V} für Charginos und \mathcal{Z} für Neutralinos verknüpft über [47, 49]

$$H_k \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^- \quad : \quad F_{ijk} = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_k V_{i1} U_{j2} - b_k V_{i2} U_{j1}) \quad , \quad (2.108)$$

$$H_k \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0 \quad : \quad F_{ijk} = \frac{1}{2} (Z_{j2} - \tan \theta_w Z_{j1}) (a_k Z_{i3} + b_k Z_{i4}) + [i \leftrightarrow j] \quad , \quad (2.109)$$

mit den Mischungs-Koeffizienten

$$a_{k=1,2,3} = (\cos \alpha, \sin \alpha, -\sin \beta) \quad \text{und} \quad b_{k=1,2,3} = (-\sin \alpha, \cos \alpha, \cos \beta) \quad .$$

In dem asymptotischen Regime $M_{H_k} \gg M_{\tilde{\chi}}$ nimmt die Breite in der Summe aller Zerfälle in Charginos und Neutralinos für die schweren H, A und H^\pm die Form

$$\Gamma \left(H_k \rightarrow \sum_{i,j} \tilde{\chi}_i \tilde{\chi}_j \right) = \frac{3G_F m_W^2}{4\sqrt{2}\pi} M_{H_k} \left(1 + \frac{1}{3} \tan^2 \theta_w \right) \quad (2.110)$$

an. Die totale Breite wächst dann linear mit der Higgs-Masse gemäß eines Gewichts von etwa $0.014 \cdot M_{H_k}$. Interessant sind die Zerfälle von h in die leichtesten Neutralinos, da diese als LSPs nicht detektierbar sind. Zerfälle des schweren neutralen Higgs-Bosons H sind insofern zu vernachlässigen, als dass dieses aufgrund seiner hohen Masse bei LEP nicht produziert werden konnte. Dann vereinfacht sich die Form aus (2.106) zu

$$\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) = \frac{G_F m_W^2}{2\sqrt{2}\pi} m_h \left(1 - \left(\frac{2M_{\tilde{\chi}_1}}{m_h} \right)^2 \right)^3 \kappa_h^2 \quad , \quad (2.111)$$

wobei $\kappa_h = (Z_{12} - \tan \theta_w Z_{11}) (\sin \alpha Z_{13} + \cos \alpha Z_{14})$ ist. In Abbildung 2.14 werden für die beiden Parameter-Beispiele aus Tabelle 2.7 das Verzweungsverhältnis und die Breite des

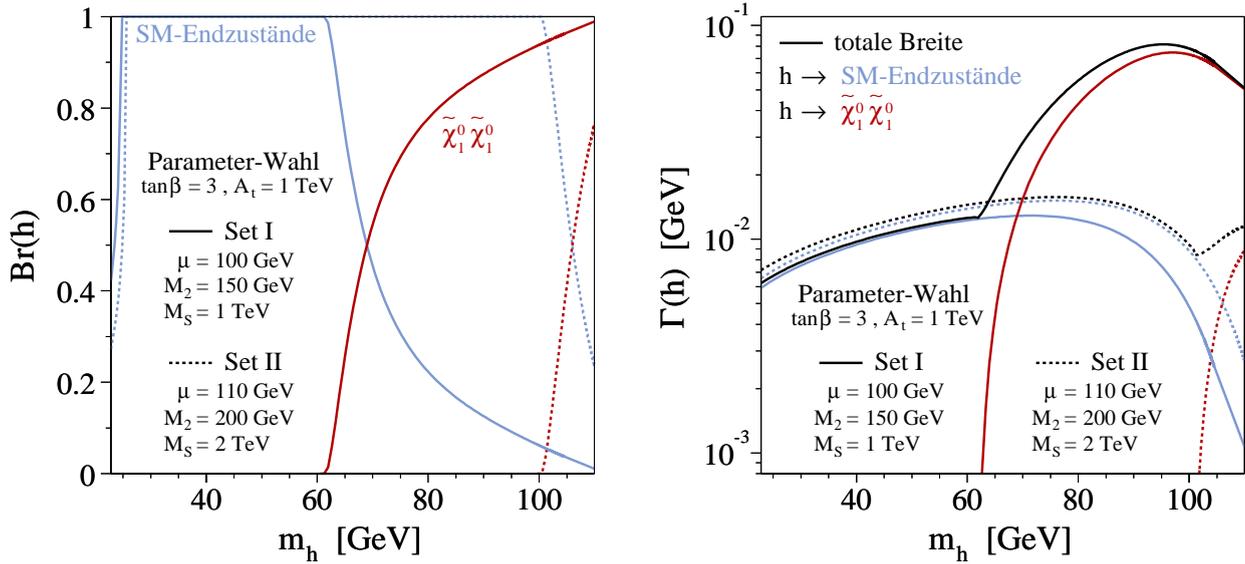


Abbildung 2.14: Das relative Verzweungsverhältnis $\text{Br}(h)$ und die totale Zerfallsbreite $\Gamma(h)$ des leichten Higgs-Bosons h für die Standardmodell-Endzustände und den Zerfall in Neutralinos. Die Berechnung erfolgte in den Parameter-Sets aus Tabelle 2.7 mit dem Programm HDECAY [24].

leichten Higgs-Bosons h aufgezeigt. Man erkennt deutlich die Schwellen, ab der Zerfälle in zwei Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ möglich sind. Die Massen betragen für Set I 30.8 GeV und für Set II 50.2 GeV. Ab dem zweifachen Wert dieser Beträge zerfällt h demnach bevorzugt in unsichtbare Endzustände. Diese Tatsache sollte als prinzipielle Motivation gelten, die später in Teil II beschriebene Suche nach den entstehenden Topologien durchzuführen.

Allerdings ist die Wahl der beiden Parameter-Sets nicht zufällig. Zunächst wurde m_A zwischen 1 GeV und 2 TeV variiert, sodass m_h in etwa eine Masse von 110 GeV erreichte. Das kinematische Limit im Fall der Higgs-Strahlung lag bei LEP mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 209 GeV bei etwa 117 GeV. Mit dem maximalen Wert von m_h kann man somit in die Nähe dieser Grenze gelangen. Zudem wird die Abhängigkeit der Higgs-Neutralino-Kopplungen in den Mischungen der Neutralinos selbst von den Nebendiagonalelementen der erwähnten Matrix \mathcal{Z} verursacht, welche bei so genannten »reinen Zuständen« identisch Null wird. Wie in der Matrix \mathcal{M}_N aus (2.99) zu sehen, ist dies nur für sehr große Werte von $|\mu|$ und M_2 der Fall, da dann andere Einträge vernachlässigbar werden und folgend reine Gaugino- oder Higgsino-Zustände vorliegen. Somit wurden diese nur in der Größenordnung von etwa 100 bis 200 GeV gewählt. Um eine Unterdrückung der Zerfälle in skalare Superpartner zu erreichen, musste die Brechungsskala M_{SUSY} auf diesem Sektor groß gegenüber der elektroschwachen Skala festgesetzt werden, demnach 1 bis 2 TeV.

Direkte Suchen nach Charginos und Neutralinos lieferten untere Massenschranken für das LSP im Bereich von 50 GeV [54]. Daher wurden die Werte von μ , M_2 und $\tan\beta$ derart variiert, dass in einem der beiden Parameter-Sets (hier Set II) eine LSP-Masse ($M_{\tilde{\chi}_1^0}$) von über 50 GeV vorhanden ist, während in dem anderen (hier Set I) ein Verzweungsverhältnis bei

| Wahl der MSSM-Parameter: Set I | | | |
|--|-------------|-------------------------------------|-----------------|
| $\tan \beta = 3$, $\mu = 100 \text{ GeV}$, $M_2 = 150 \text{ GeV}$, $M_{\text{SUSY}} = 1 \text{ TeV}$ | | | |
| Eigenzustand | Masse [GeV] | Eigenzustand | Masse [GeV] |
| $\tilde{\chi}_1^0$ | 30.8 | $\tilde{\nu}_L$ | 998.4 |
| $\tilde{\chi}_2^0$ | 90.5 | \tilde{e}_L , \tilde{e}_R | 1000.9 , 1000.7 |
| $\tilde{\chi}_3^0$ | 108.2 | $\tilde{\tau}_1$, $\tilde{\tau}_2$ | 1000.2 , 1001.5 |
| $\tilde{\chi}_4^0$ | 208.3 | \tilde{u}_L , \tilde{u}_R | 998.8 , 999.5 |
| | | \tilde{d}_L , \tilde{d}_R | 1001.4 , 1000.3 |
| $\tilde{\chi}_1^\pm$ | 53.9 | \tilde{t}_1 , \tilde{t}_2 | 930.8 , 1088.4 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm$ | 206.2 | \tilde{b}_1 , \tilde{b}_2 | 999.8 , 1001.9 |

| Wahl der MSSM-Parameter: Set II | | | |
|--|-------------|-------------------------------------|-----------------|
| $\tan \beta = 3$, $\mu = 110 \text{ GeV}$, $M_2 = 200 \text{ GeV}$, $M_{\text{SUSY}} = 2 \text{ TeV}$ | | | |
| Eigenzustand | Masse [GeV] | Eigenzustand | Masse [GeV] |
| $\tilde{\chi}_1^0$ | 50.2 | $\tilde{\nu}_L$ | 1999.2 |
| $\tilde{\chi}_2^0$ | 116.7 | \tilde{e}_L , \tilde{e}_R | 2000.5 , 2000.4 |
| $\tilde{\chi}_3^0$ | 116.9 | $\tilde{\tau}_1$, $\tilde{\tau}_2$ | 1999.7 , 2001.2 |
| $\tilde{\chi}_4^0$ | 245.2 | \tilde{u}_L , \tilde{u}_R | 1998.4 , 1999.8 |
| | | \tilde{d}_L , \tilde{d}_R | 2000.7 , 2000.1 |
| $\tilde{\chi}_1^\pm$ | 74.9 | \tilde{t}_1 , \tilde{t}_2 | 1934.6 , 2072.0 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm$ | 243.8 | \tilde{b}_1 , \tilde{b}_2 | 1999.5 , 2001.4 |

Tabelle 2.7: Zwei Parameter-Beispiele im MSSM. Die Beträge der Teilchenmassen wurden mit dem Programm HDECAY [24] berechnet. Für die trilinearen Kopplungen wurden die Werte 1 TeV (Set I) und 2 TeV (Set II) eingesetzt. Während die Massen im skalaren Sektor von M_{SUSY} bestimmt werden, unterscheiden sich die Werte der gemischten Zustände in Abhängigkeit der Mischungsskalen. In Tabelle 11.2 sind die Werte für einen weiteren Satz von Parametern aufgelistet.

dem Zerfall des leichten Higgs h in Neutralinos von über 90 % erreicht wird. Unabhängig von bereits ausgeschlossenen Bereichen dominiert der Zerfall $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, wenn neben $M_S \approx 1 \text{ TeV}$ gilt: $1 \leq \tan \beta \leq 3.2$, $0 < \mu < 200$ und $100 \leq M_2 \leq 180$. Einige dieser Werte werden in Kapitel 11 noch einmal Verwendung finden.

Bei LEP wurden bereits Anstrengungen unternommen, neutrale Higgs-Bosonen aus supersymmetrischen Modellen, vor allem dem MSSM, nachzuweisen [52, 53]. Unabhängig vom Szenario der Higgs-Strahlungsprozesse konnten dort in moderaten Parameter-Suchen bereits Massen in Abhängigkeit von $\tan \beta$ ausgeschlossen werden. In Abbildung 2.15 sind die Er-

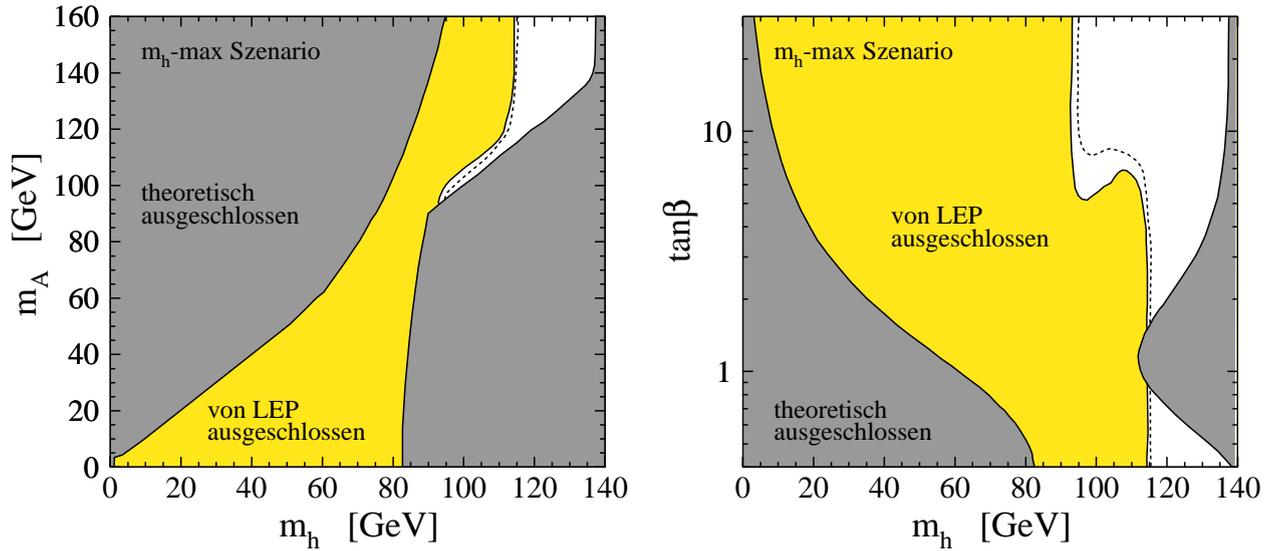


Abbildung 2.15: Die ausgeschlossenen Parameterbereiche durch kombinierte Suchen der vier LEP-Experimente [53]. Die gestrichelte Linie begrenzt jeweils den erwarteten Ausschlussbereich einer simulierten Datenmenge ohne Anwesenheit eines Signals. Vorausgesetzt wurden hier maximale Mischungen im skalaren Sektor. Für kleine $\tan\beta$ sind lediglich Massen im Bereich des kinematischen Limits noch nicht ausgeschlossen.

gebnisse in der Form experimentell ausgeschlossener Bereiche zu betrachten, da kein Signal in den Daten aller vier Experimente gefunden wurde. Dort wurden die Parameter derart gewählt, dass ein möglichst großer Bereich in den Massen und Verzweigungsverhältnissen neutraler Higgs-Bosonen bei der Variation von $\tan\beta$ und m_A erschlossen werden konnte. Den größten Einfluss besitzen die Mischungsparameter X_t und X_b aus dem skalaren Quarksektor, die mit der trilinearen Kopplung A_0 und dem Winkel β über

$$X_t = A_0 - \mu \cot\beta \quad \text{und} \quad X_b = A_0 - \mu \tan\beta \quad (2.112)$$

verknüpft sind. X_t wurde in diesem so genannten *m_h -max Szenario* zu $\sqrt{6} M_{\text{SUSY}}$ gewählt.

Kapitel 3

Experimentelle Voraussetzungen

Die in der Analyse verwendeten Daten wurden mit dem nun zu beschreibenden experimentellen Aufbau gewonnen. Nach einer Einführung in die Prinzipien des LEP-Speicherrings werden die einzelnen Komponenten des L3-Detektors besprochen. Eine Erläuterung der Trigger-Stufen zur Aktivierung der Datennahme soll am Ende folgen.

3.1 Der Speicherring LEP

Der »**L**arge **E**lectron **P**ositron **C**ollider« (LEP) [55] des europäischen Laboratoriums für Teilchen- und Kernphysik CERN — »**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire« — war mit ca. 27 km Umfang der größte e^+e^- -Beschleuniger der Welt. Er befand sich im Grenzgebiet von Frankreich und der Schweiz (siehe Abbildung 3.1) in einer Tiefe zwischen 50 m und 150 m unter der Erdoberfläche. Während in den Jahren 1990 bis 2000 dort Elektronen und Positronen gespeichert wurden, wird der dafür eigens angelegte Tunnel in naher Zukunft einen Proton-Proton-Beschleuniger beherbergen, den dann größten Hadron Beschleuniger LHC — »**L**arge **H**adron **C**ollider«.

Die gespeicherten Teilchen wurden beschleunigt und während ihres gegensinnigen Umlaufs zur Kollision gebracht. In acht gekrümmten Abschnitten des Rings zwangen 3280 Dipolmagnete die Teilchen auf eine Sollspur, was zur Folge hatte, dass die erzeugte Radialbeschleunigung zu einem Energieverlust ΔE durch Synchrotronstrahlung führte. Mit der von einem Teilchen der Masse m_0 und Ladung e abgestrahlten Leistung

$$P_{\text{Synchr.}} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} \quad (3.1)$$

und der für eine Umrundung der Kreisbahn benötigten Zeit $T = (2\pi R/c)$ ergibt dies für Elektronen und Positronen mit $m_0 = m_e \approx 511 \text{ keV}$ einen Verlust von

$$\Delta E = T \cdot P_{\text{Synchr.}} = \frac{e^2}{3\epsilon_0} \frac{1}{(m_e c^2)^4} \frac{E_{\text{Strahl}}^4}{R_{\text{LEP}}} = K \cdot \frac{E_{\text{Strahl}}^4}{R_{\text{LEP}}} \quad (3.2)$$

pro Umlauf, wobei K etwa 88.5 keVm/GeV^4 betrug. Mit $R_{\text{LEP}} \approx 3.1 \text{ km}$ ist der Krümmungsradius des Beschleunigers bezeichnet. Die eigentliche Zusammensetzung des Rings erfolgte aus den acht gebogenen und acht geraden Teilstücken. In den letzteren wurden die Teilchen mit Hilfe von 56 normal- und 288 supraleitenden Hohlraumresonatoren auf Energien zwischen 45 GeV und 105 GeV beschleunigt, welche bei dieser symmetrischen Verwendung von

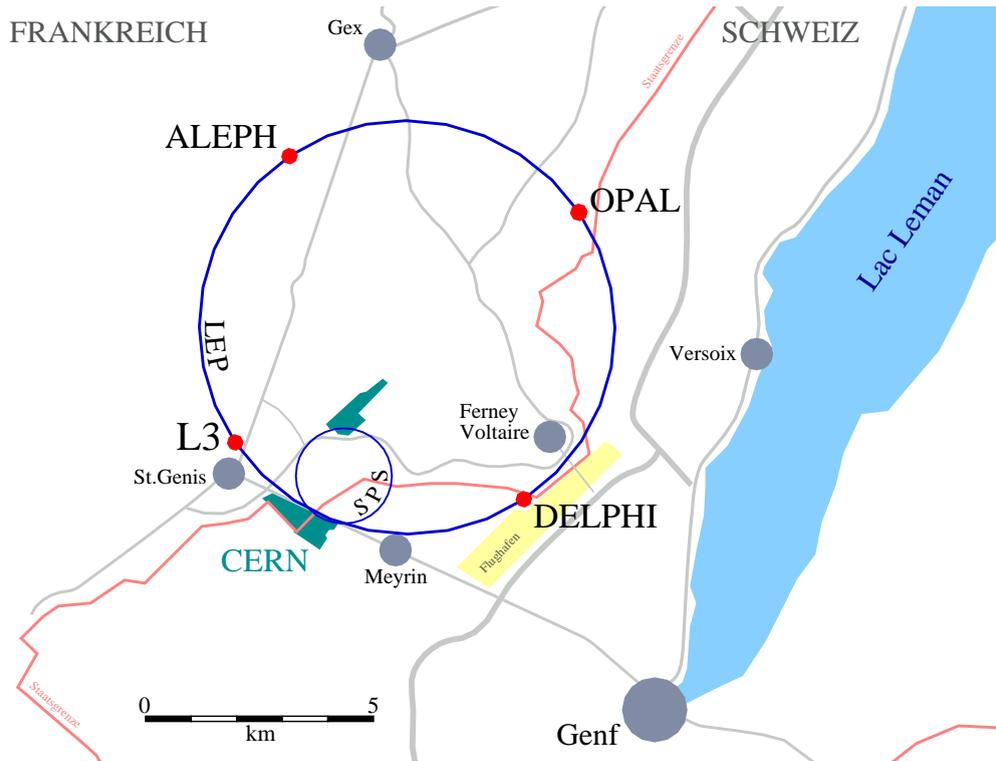


Abbildung 3.1: Der LEP-Speicherring und das CERN im französisch-schweizerischen Grenzgebiet bei Genf. Ab Ende des Jahres 2000 wurde dieser und die Experimente abgebaut, um Platz für den Hadron-Beschleuniger LHC zu schaffen.

elementaren Teilchen der halben Schwerpunktsenergie entsprechen. Die erwähnten Resonatoren wurden von insgesamt 44 Klystrons gespeist [56]. In ihnen bildet sich eine stehende, hochfrequente elektromagnetische Welle aus, deren Energiedichte bei geeigneter Wellenlänge die Energieabgabe an geladene Teilchen ermöglicht. Die Elektronen und Positronen kollidierten in vier Wechselwirkungszone, in denen die Detektoren ALEPH [57], DELPHI [58], L3 [59] und OPAL [60] aufgebaut worden waren, mit denen die bei den Kollisionen entstandenen Teilchen nachgewiesen werden sollten. Die Rate dieser Wechselwirkungen, die Luminosität \mathcal{L} , erhöhte sich dadurch, dass die Strahlen vor den Experimenten durch starke Quadrupole in der vertikalen Achse fokussiert wurden.

3.1.1 Luminosität bei LEP

Die Ereignisrate ist mit der totalen Anzahl an Ereignissen N_{tot} über die Luminosität verknüpft. An einem e^+e^- -Beschleuniger ist die momentane Rate gegeben durch

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} N_{e^-} n_p f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad , \quad (3.3)$$

mit der Anzahl von Elektronen bzw. Positronen N_{e^+} und N_{e^-} in den umlaufenden Teilchenpaketen n_p . f ist die Umlauf-Frequenz und σ_x bzw. σ_y bezeichnen die Breite der Pakete in

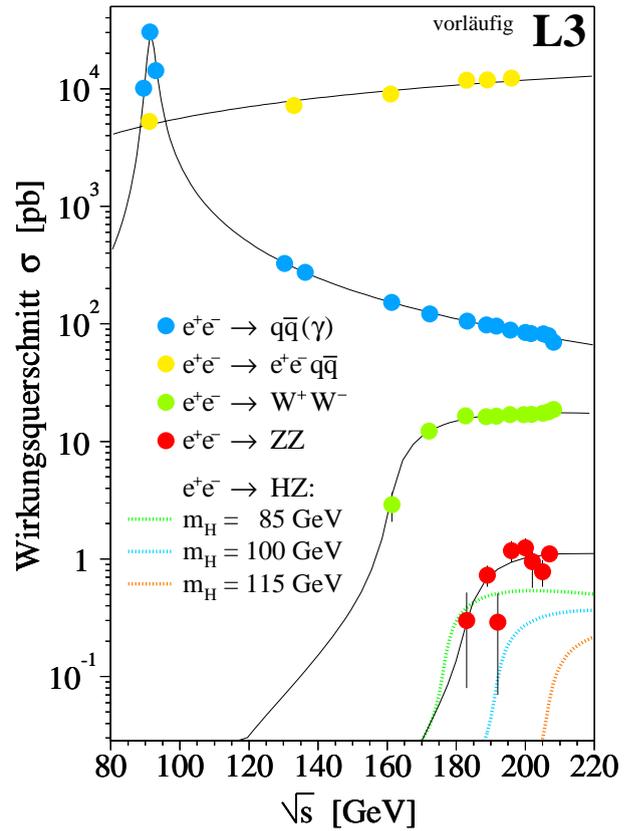
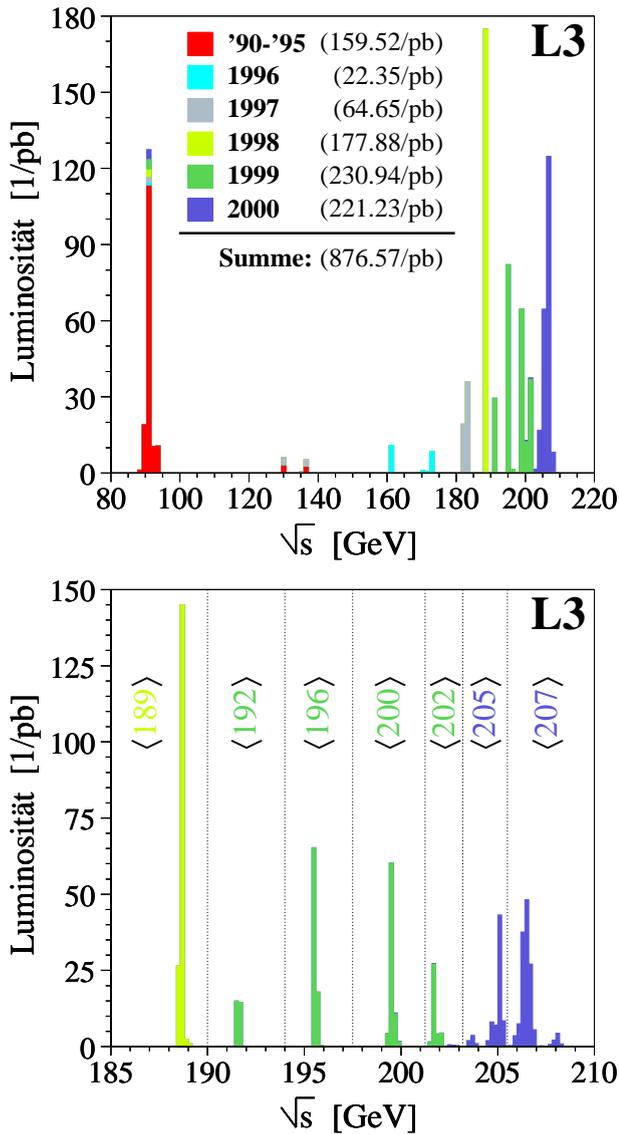


Abbildung 3.2: Die vom L3-Experiment aufgezeichnete Luminosität in den Jahren 1990 bis 2000. Darunter die Einteilung der Messungen in Energie-Intervalle, wie sie für die Analysen aus Teil I und II benutzt wurden. Im rechten Teil finden sich einige gemessene Wirkungsquerschnitte der Reaktionen, die einen wesentlichen Untergrund bei der Higgs-Suche bilden.

horizontaler bzw. vertikaler Richtung x und y . Über die Zeit t der Datennahme integriert gilt dann mit dem Produktions-Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion

$$N_{\text{tot}} = \sigma \cdot \int L dt = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad , \quad \text{aus} \quad \frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \quad . \quad (3.4)$$

Ein Maß für die Güte eines Beschleunigers ist nicht nur die Schwerpunktsenergie, deren Größe erheblichen Einfluss auf die zu vermessenden Wirkungsquerschnitte hat, sondern auch die gelieferte Luminosität, da der relative statistische Fehler der Messungen durch $1/\sqrt{N_{\text{tot}}}$ gegeben ist und mit steigender Ereigniszahl abnimmt. Leider sind genügend limitierende Faktoren

vorhanden, sodass die Ereignisrate nicht beliebig erhöht werden kann. Bei LEP waren dies die maximal zur Verfügung stehende Leistung, um die Verluste durch Synchrotronstrahlung zu ersetzen, was wiederum Einfluss auf die maximale Anzahl N_e der Teilchen hatte. Zudem ist die Frequenz $f \approx 11.4$ kHz durch den Ringumfang festgelegt und die Grenzen der Fokussierung in beiden Strahlebenen waren mit $\sigma_x \approx 10 \mu\text{m}$ und $\sigma_y \approx 250 \mu\text{m}$ möglichst klein gehalten worden. Somit konnte man seit der Inbetriebnahme von LEP im Jahre 1989 die Luminosität nur durch unterschiedliche Teilchenpaket-Modi in den jeweiligen Schwerpunktsenergien erhöhen, was einer Variation des verbleibenden Parameters n_p entspricht.

Bei dem zunächst benutzten 4×4 -Schema liefen vier Elektron- und vier Positronpakete mit einem jeweiligen Abstand eines Viertels des Gesamtumfangs durch den Ring. Im Jahr 1993 wechselte man zu einem so genannten Pretzel-Schema [61], mit jeweils acht Paketen einer Teilchensorte und entsprechend geringerem Abstand. Folgend wurde 1995 der Bunch-Train-Modus [62] eingeführt, erneut ein 4×4 -Schema mit bis zu vier kleineren so genannten Bunchletts pro Paket. Nach sukzessiven Variationen der Zahl dieser kleineren Pakete wurde später bei Hochenergie-Moden jedoch nur ein Bunchlett pro Teilchenzug beschleunigt.

Im September 1995 endete die LEP1-Phase, in der bei Schwerpunktsenergien um 91 GeV die Eigenschaften des Z-Bosons untersucht wurden. Es folgten Messungen in der LEP1.5-Phase zwischen 130 GeV und 140 GeV, bis 1996 Energien ab 160 GeV erreicht wurden und damit die LEP2-Phase begonnen hatte. Diese letzte Messperiode erstreckte sich bis zum Jahr 2000 und wird oft auch mit LEP200 bezeichnet, da man sich zu Beginn dieser Phase maximale Energien um 200 GeV erhofft hatte, ein Ziel, welches mit annähernd 210 GeV deutlich überschritten wurde. War bis zum Jahre 1997 lediglich die Erzeugung von W^+W^- -Paaren möglich, so konnte ab der dann erzielten Schwerpunktsenergie von 183 GeV die Schwelle der Z-Paar-Erzeugung überschritten werden. Abbildung 3.2 sind sowohl die an den Energiepunkten vom L3-Experiment aufgezeichneten Luminositäten als auch einige gemessene Wirkungsquerschnitte zu entnehmen.

3.1.2 LEP-Energie-Messung

Eine präzise Kenntnis der Strahlenergie ermöglicht genaue Untersuchungen der Eigenschaften von Eich-Bosonen, wie Z- und W-Boson, deren Produktionsschwelle ebenso interessant ist wie die des Higgs-Bosons, da die Wirkungsquerschnitte stark mit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} variieren. Verschiedene Methoden sind entwickelt worden, um die LEP-Energie zu vermessen [63, 64].

Als Ausgangspunkt zur Energiebestimmung von LEP galt zunächst die resonante Depolarisation, mit der Extrapolation zu höheren Energien mit Hilfe der Messung des Magnetfeldes über das Kernspinresonanz-Modell [64]. Diese Extrapolation wurde mit der Fluss Schleifen-Methode überprüft und stellte den größten Fehler im LEP-Energiemodell [65, 56] dar. Zwei weitere Validierungs-Prozeduren, die Spektrometer-Messung und die Bestimmung des Synchrotron-Tunes, bestätigten die Linearität zur Extrapolation auf 10 MeV genau und führten in der Kombination aller Methoden zu den in Tabelle 3.1 angegebenen Werten der

| Jahr | 1996 | | 1997 | 1998 | 1999 | | | | 2000 | |
|----------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| \sqrt{s}_{nom} [GeV] | 161 | 172 | 183 | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 |
| ΔE_{Strahl} [MeV] | 12.7 | 13.7 | 10.2 | 10.8 | 10.8 | 11.6 | 11.8 | 11.9 | 18.5 | 20.8 |

Tabelle 3.1: Die Unsicherheit in der Strahlenergie für die LEP2-Phase [66]. Eine Mittelung über die nominellen Schwerpunktsenergien ergibt einen relativen Fehler von $1.2 \cdot 10^{-4}$ [64].

Unsicherheiten in den Strahlenergien während der LEP2-Phase. In der noch zu veröffentlichen Präzisions-Messung der W-Boson-Masse stellt die Schwerpunktsenergie den einzigen vollkorrelierten Fehler zwischen den vier LEP-Experimenten dar. Dieser systematische Einfluss wird mit etwa 10 MeV vergleichsweise gering sein [64]. Im Folgenden soll kurz auf die angesprochenen Methoden eingegangen werden:

Resonante Spin-Depolarisation

Das Magnetfeld \vec{B} der ablenkenden Dipolmagnete führt zur Präzession der Spins von Elektronen und Positronen um dessen Richtung, wobei von der Anzahl der Spinrotationen ν_r auf die Strahlenergie geschlossen werden kann:

$$\nu_r = \frac{g-2}{2} \frac{E_{\text{Strahl}}}{m_e c^2} . \quad (3.5)$$

g ist hier der g -Faktor des Elektrons und m_e dessen Masse. Die zunächst unpolarisierten Teilchenstrahlen werden gemäß dem Sokolov-Ternov-Effekt [67] nach einiger Zeit eine Asymmetrie der Polarisationsgrade aufweisen, da die Wahrscheinlichkeit eines Umklappens der Spins für Teilchen mit paralleler und antiparalleler Ausrichtung in Bezug auf das Magnetfeld verschieden ist. Die durch Synchrotronstrahlung initiierten Spinflips sind mit einer relativen Wahrscheinlichkeit von 10^{-13} bis 10^{-12} zur Abstrahlung von Synchrotronphotonen ohne Umklappen stark unterdrückt, führen aber nach einigen Minuten bis maximal einer Stunde zu einer transversalen Polarisation der Elektronenspins und können mit einem Compton-Laserspektrometer nachgewiesen werden.

Das Einkoppeln eines magnetischen Wechselfeldes geeigneter Frequenz führt zur Depolarisation der Strahlen und kann so durch Variation der eingegebenen Frequenz zu einer indirekten Energiebestimmung mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} [68] benutzt werden. Allerdings fällt der Polarisationsgrad mit zunehmender Strahlenergie stark ab, so dass eine Bestimmung nur bis etwa 61 GeV zweifelsfrei erfolgen kann. Im Fall höherer Energien werden die Werte mittels einer Magnetfeldmessung zum jeweiligen Arbeitspunkt extrapoliert. Zudem konnte diese Art der Messung nicht simultan mit der Datennahme der Experimente verlaufen, da einige Maschinenparameter besonderer Einstellung bedurften.

Kernspinresonanz- und Spektrometer-Messung

In 16 der 3280 Dipolmagnete wurden Kernspinresonanz-Sonden installiert, welche mit Hilfe einer Frequenz-Messung die senkrechte Komponente des \vec{B} -Feldes bestimmten, wobei ein linearer Zusammenhang zwischen lokalem und totalem Magnetfeld vorauszusetzen war. Mit

der Ladung $+1e$ des Positrons galt entsprechend für die Energie der Strahlteilchen entlang der Bahn S

$$E_{\text{Strahl}} = \frac{ec}{2\pi} \oint_S B \, ds \quad . \quad (3.6)$$

Die relative Genauigkeit dieser Messungen zwischen 41 GeV und 61 GeV sank von 10^{-6} bei der Extrapolation zu höheren Energien auf etwa 10^{-4} [63], konnte allerdings während des üblichen LEP-Betriebs erfolgen. In nachträglichen Kalibrationstests [63] konnte gezeigt werden, dass die angegebenen relativen Fehler tatsächlich konsistent im Vergleich zu anderen Messungen sind. Es konnten jedoch nur 5 % aller Dipole vermessen werden, um dieses Verfahren nicht zu aufwendig gestalten zu müssen.

War man in der Lage, mittels Spektrometer-Messungen die Ablenkung $\Delta\theta$ des Strahls nach Durchlaufen eines Dipolmagneten der Feldlänge L mit genügend hoher Präzision zu bestimmen, so konnte die modifizierte Form der Gleichung (3.6) $E_{\text{Strahl}} = (ec/\Delta\theta) \left(\int_0^L B(\ell) \, d\ell \right)$ zur Berechnung der Strahlenergie herangezogen werden. Die ab 1999 vorgenommenen Messungen konnten mit einer relativen Genauigkeit von ebenfalls 10^{-4} [69] während der Datennahme der Experimente stattfinden, um Ergebnisse unabhängig von der Kernspinresonanz-Methode zu erhalten.

Flussschleifen-Methode

Eine Kontrolle der oben genannten Kernspinresonanz-Methode ist die Messung mit zusätzlich angebrachten Flussschleifen in den beschriebenen 16 Magneten. Deren Fläche A umschließt annähernd das gesamte Feld der Magnete und erlaubt durch die Messung der zeitlichen Veränderung der induzierten Spannung U in den Schleifen eine Bestimmung des magnetischen Flusses und somit nach Gleichung (3.6) einen Rückschluss auf die Strahlenergie:

$$U = -\frac{d}{dt}\Phi = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} \, d\vec{A} \quad . \quad (3.7)$$

Kleine Zeitintervalle dt der Variation garantieren demnach messbare Spannungen, was zur Folge hatte, dass die Magnetfelder schnell geändert werden mussten, so dass diese Messung nicht während des Strahlbetriebs vorgenommen werden konnte. Die relative Genauigkeit war mit 10^{-4} genügend gut, um als Vergleichsverfahren zu dienen.

Energie-Verlust-Messung (Synchrotron-Tune)

Der kontinuierliche Energieverlust der Teilchenstrahlen pro Umlauf — siehe Gleichung (3.2) — in den gebogenen Teilstrecken von LEP verändert die Strahlstruktur in der horizontalen Ebene des Rings derart, dass ein in der Periode wechselnder sägezahnartiger Verlauf der Energie im Orbit entsteht, dessen Gestalt für verschiedene Parameter des Beschleunigers, respektive verschiedene Tunes, variiert. Die Form dieser Verteilung und andere Observablen lassen Rückschlüsse auf die abgestrahlte Energie und die eigentliche Strahlenergie zu. Eine detaillierte Beschreibung dieser ab 1999 verwendeten Methode findet sich in [70]. Eine relative Genauigkeit von 10^{-4} wurde für eine Strahlenergie von 90 GeV angegeben.

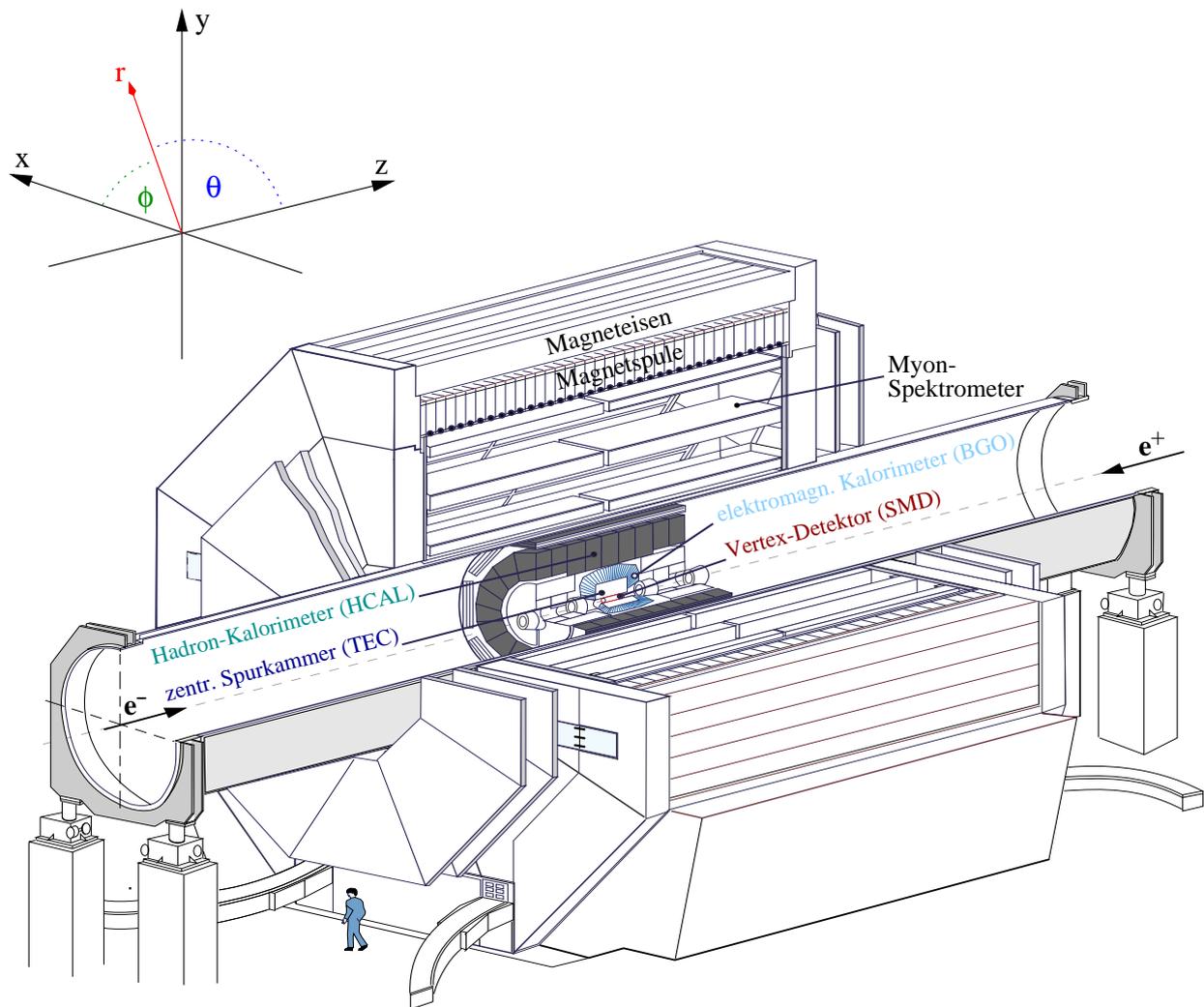


Abbildung 3.3: Ansicht des L3-Detektors mit den Definitionen der Bezugssysteme in den kartesischen Koordinaten (x, y, z) bzw. $\phi = \varphi(x, y)$ und $\theta = \vartheta(r, z)$.

3.2 Das Experiment L3

Der L3-Detektor [59] ist aus mehreren Komponenten zusammengesetzt, deren Aufgabe darin besteht, die bei den e^+e^- -Reaktionen erzeugten Teilchen direkt oder indirekt — durch die Aufnahme ihrer Zerfallsprodukte — nachzuweisen. Bei der Planung des Experiments wurde besonderer Wert auf eine gute Energiemessung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen gelegt. Dem Energieverlust der Produkte in Materie entsprechend, sind die verschiedenen Subdetektoren ihrer Aufgabe entsprechend schalenförmig von innen nach außen angeordnet. Wie der Abbildung 3.3 zu entnehmen ist, wird damit auch annähernd der gesamte Raumwinkel um den Reaktionsvertex abgedeckt. Der Silizium-Mikrovertex-Detektor (SMD) bildet den innersten Teil, umgeben von der Spurkammer (TEC). Das folgende elektromagnetische Kalorimeter, bestehend aus Wismut-Germanium-Oxid-Kristallen (BGO), wird seinerseits von einer Lage Szintillationszählern und dem hadronischen Kalorimeter (HCAL) umschlossen.

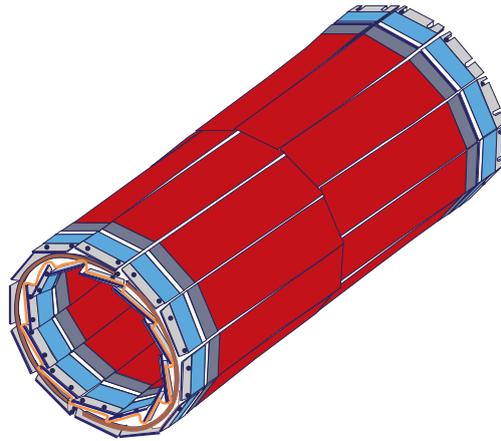


Abbildung 3.4: Ansicht des Silizium-Mikrovertex-Detektors (SMD).

Als äußerste Komponente findet sich das Myonspektrometer, welches von drei hochauflösenden Kammerlagen gebildet wird. Die gesamte Konstruktion ist in einem Magneten mit einem Durchmesser von 12 m eingebaut, der ein Feld von 0.5 T im Inneren des Detektors erzeugt. Das Solenoidfeld führt zu einer kreisbahnartigen Ablenkung in der r - ϕ -Ebene aller geladener Teilchen im Zentralbereich, da es parallel zur Strahlachse verläuft. Zudem sind in den Türen des Rückflussjochs zusätzliche Spulen angebracht, welche ein toroidales Feld von 1.2 T im Eisen erzeugen, so dass geladene Teilchen eine Ablenkung in der r - z -Ebene erfahren. Mit einer Gesamtlänge von 14 m, einem Außendurchmesser von 16 m und einem Gewicht von über 7800 t handelte es sich um das größte der vier LEP-Experimente.

3.2.1 Der Mikrovertex-Detektor (SMD)

Im Jahr 1993 wurde der Silizium-Mikrovertex-Detektor [71] zwischen dem Strahlrohr und der zentralen Spurkammer nachträglich installiert. Dieser ermöglicht durch seine gute Ortsauflösung die Bestimmung von Sekundärvertices, so dass er eine wichtige Detektorkomponente bei der Suche nach dem Higgs-Boson darstellt. Die zylinderförmig zusammengesetzten Siliziumstreifen sind in zwei Ring-Lagen angeordnet, wobei eine Überlappung der Streifen der inneren Schicht etwaige Akzeptanzlücken in der r - ϕ -Ebene vermeidet. Der Abstand dieser Lagen zum Wechselwirkungspunkt beträgt lediglich 6 cm bzw. 8 cm. Die hohe Einzelspur-Auflösung in zwei Koordinaten von $14 \mu\text{m}$ in der r - z -Ebene und $7 \mu\text{m}$ in der r - ϕ -Ebene wird dadurch erreicht, dass orthogonal zueinander stehende Streifen mit dreiwertigen Fremdatomen dotiert und auf beiden Seiten der Siliziumstreifen angebracht wurden, während diese mit fünfwertigem Material dotiert worden sind. Das Silizium dient als Trägersubstanz und Teil einer Diode, an die eine Sperrspannung angelegt ist. Die bei Teilchendurchgängen entstehenden Pulse eignen sich für die Messung des minimalen Vertexabstandes. Die Impulsauflösung der zentralen Spurkammer wird damit verbessert. Der SMD überdeckt einen Winkelbereich von $|\cos \theta| < 0.93$, ein Akzeptanzbereich, der sich bis etwa 21.6° zur Strahlröhre erstreckt.

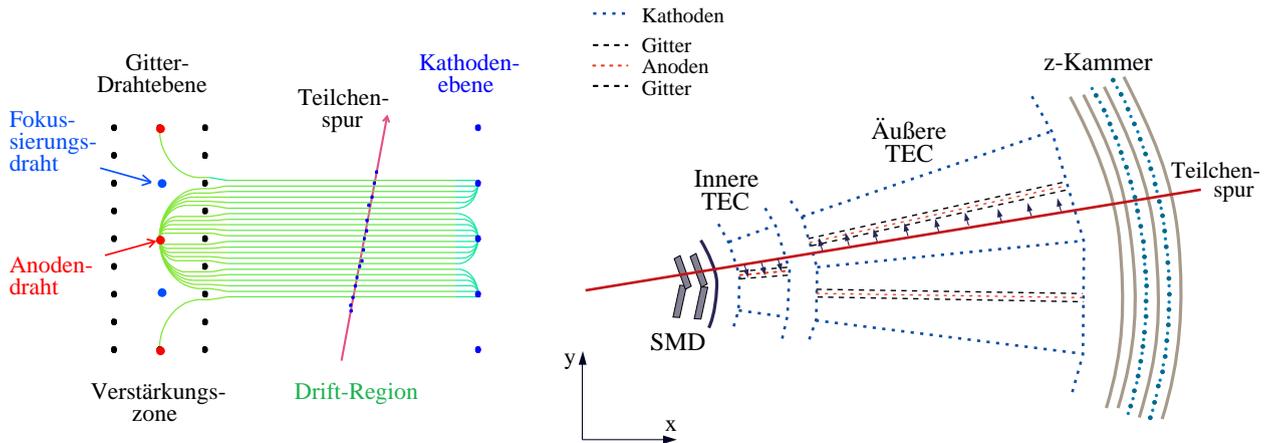


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung einer Teilchenspur im Driftbereich eines Halbsektors (links). In der r - ϕ -Ebene ist das Verhältnis der Anzahl von äußeren Sektoren zu inneren Sektoren zu erkennen (rechts). Dadurch werden Spurambiguitäten vermieden.

3.2.2 Die zentrale Spurkammer (TEC)

Die Spurkammer [72] des L3-Detektors ist eine in zwei Bereiche unterteilte Driftkammer, bestehend aus 12 inneren Sektoren ($\Delta\phi = 30^\circ$) mit jeweils acht Anodendrähten und 24 äußeren Sektoren ($\Delta\phi = 15^\circ$) mit jeweils 54 Anodendrähten. Diese sind über eine Strecke von 982 mm, der sensitiven Länge der Kammer, parallel zur Strahlachse gespannt, so dass ein geladenes Teilchen beim Durchqueren der Kammer eine bestimmte Anzahl von Drähten passiert, welche vom polaren Winkel θ der Flugbahn abhängt. Im rechten Teil der Abbildung 3.5 ist zu erkennen, dass sich jede Anodenebene im Zentrum eines von zwei Kathodenebenen begrenzten Sektors befindet und selbst von zwei Gitterdrahtebenen umgeben ist, die auf Nullpotential gelegt werden. Der im linken Teil der Abbildung schematisierte Durchgang eines geladenen Teilchens zeigt den Feldlinienverlauf im Drift- und Verstärkungsbereich innerhalb eines Sektors parallel zur Strahlröhre. Das unter einem Druck von 1.2 bar stehende Gasmisch innerhalb der Kammer besteht zu 80 % aus Kohlendioxid (CO_2) und zu 20 % aus Isobutan (C_4H_{10}). Das Mischverhältnis, die Temperatur, sowie der Druck müssen mit einer relativen Genauigkeit von etwa $3 \cdot 10^{-4}$ möglichst konstant gehalten werden, um gleichbleibende Driftgeschwindigkeiten zu gewährleisten und die damit einhergehende Auflösung sicherzustellen. Die Wahl des Gemisches verhindert den Elektroneneinfang der Anodendrähte durch eventuell eindringenden Sauerstoff.

Durch die Ionisierung der Füllgasatome wandern die erzeugten Arten von elektrischen Ladungsträgern, Ionen und Elektronen, durch das homogene Beschleunigungsfeld der Stärke von 930 V/cm in entgegengesetzte Richtungen. Während die Ionen zur Kathodenebene driften, werden die Elektronen im stark inhomogenen Feld zwischen den Gitterebenen beschleunigt und erzeugen durch weitere Ionisation eine Lawine von Ladungsträgern. Die entstehenden, dann messbaren Pulse an der Anodendrahtebene können folgend der Rekonstruktion des Spurverlaufs dienen. Die durch die Symmetrie der einzelnen Bereiche auftretende Am-

biguität bezüglich des durchquerten Halbsektors wird durch die gewählte Anordnung von innerer und äußerer TEC aufgehoben. Zudem können die Pulshöhen der nächstgelegenen Gitterdrähte auf beiden Seiten der Anodenebene an einigen Anoden verglichen werden, um das Ergebnis der Zuordnung zu spezifizieren.

Die Driftgeschwindigkeit ist mit einem durchschnittlichen Wert von $6 \mu\text{m}/\text{ns}$ angegeben und führt zu einer Einzelspurauflösung von $50 \mu\text{m}$ und einer Doppelspurauflösung von $650 \mu\text{m}$. Der langen Driftzeit verdankt die Spurkammer ihren Namen: **T**ime **E**xpansion **C**hamber, kurz TEC.

Die parallele Anordnung der Drähte zur Strahlachse zieht ein geringes Auflösungsvermögen von 30 cm bezüglich der z-Koordinate nach sich, welches ursprünglich durch einige beidseitig auszulesende hochohmige Anodendrähte auf 2 cm beschränkt werden sollte [73, 74]. Eine genauere Messung entlang z geschieht durch Vieldraht-Proportionalkammern [75], welche in zwei Lagen außen auf der TEC befestigt sind und mittels helix- oder ringförmigen Kathodenstreifen ausgelesen werden. Diese z-Kammer verbessert die Einzelspurauflösung entlang der z-Koordinate auf $320 \mu\text{m}$ für Polarwinkel um 90° . In einem Polarwinkelbereich außerhalb von $|\cos \theta| < 0.76$, für $\theta < 40.5^\circ$ oder $\theta > 139.5^\circ$, können nicht alle Drähte von durchgehenden Teilchen getroffen werden. Um diesen Informationsverlust in Vorwärtsrichtung auszugleichen, wurden vor dem elektromagnetischen Kalorimeter in den Endkappen noch zusätzliche Spurenkammern installiert: **F**orward **T**racking **C**hambers, kurz FTCs.

Aufgrund des oben genannten Magnetfeldes von 0.5 T werden die Bahnen von geladenen Teilchen gekrümmt, wobei die Richtung der Krümmung das Ladungsvorzeichen angibt und deren Betrag den Transversalimpuls des Teilchens beinhaltet. Ebenso wichtig für spätere Auswertungen ist jedoch auch die Tatsache, dass neutrale Teilchen keinen sichtbaren Effekt in der Spurkammer auslösen sollten. Da die Schauerprofile von Elektronen und Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter sehr ähnlich sind, kann die Information der Spurenkammern zur Unterscheidung benutzt werden.

3.2.3 Das elektromagnetische Kalorimeter (BGO)

Das elektromagnetische Kalorimeter [76] hat die Aufgabe, Elektronen, Photonen und den elektromagnetischen Anteil aus hadronischen Jets nachzuweisen und energetisch weitestgehend zu absorbieren. Der aus ca. 11000 Kristallen zusammengesetzte Szintillator des Materials Wismut-Germanium-Oxid — $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, kurz BGO — erstreckt sich im Zentralbereich des Detektors über ein polares Maß $|\cos \theta| < 0.76$ und im so genannten Endkappenbereich über $0.82 < |\cos \theta| < 0.98$. Der Zwischenbereich, genannt »EGAP« für *Energy-Gap*, wurde 1996 mit einem Kalorimeter aus szintillierenden Fasern bestückt, dem so genannten »Spaghetti-Kalorimeter« (SPACAL) [77].

Die Vorteile des Germanats sind seine kurze Strahlungslänge von 1.12 cm für Elektronen und Photonen sowie die hohe Transparenz für entstehendes Szintillationslicht. Die pyramidenstumpfförmigen Kristalle sind mit der 2×2 cm großen Stirnfläche zum Reaktionsvertex ausgerichtet und werden von einer Kohlefaser-Wabenstruktur der Dicke $100 \mu\text{m}$ gehalten.

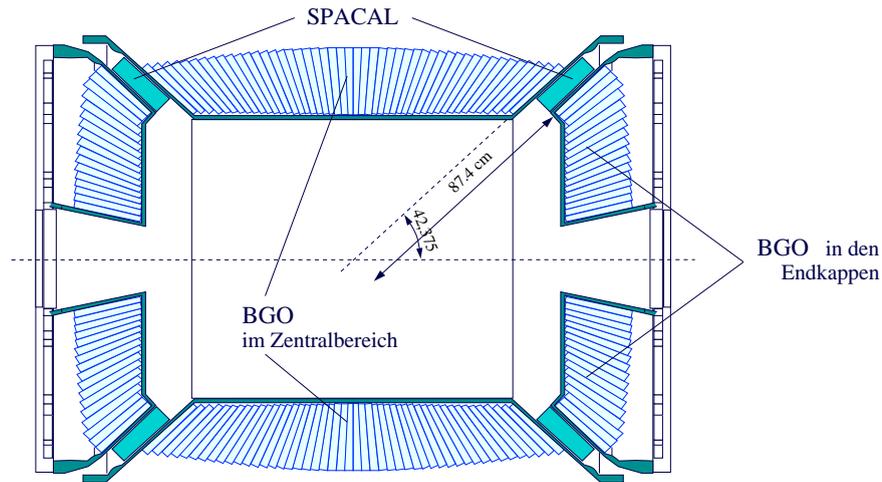


Abbildung 3.6: Das elektromagnetische Kalorimeter (BGO) und das nachträglich installierte so genannte »Spaghetti-Kalorimeter« (SPACAL).

Die effektive Überdeckung beträgt im Zentralbereich etwa 99 %. Auf der 3×3 cm großen Rückseite der Kristalle sind zwei Photodioden angebracht, mit denen das entstandene Szintillationslicht nachgewiesen werden kann. Die Energiekalibration kann auf drei verschiedene Arten geschehen: Licht aus einer Xenon-Lampe wird über Glasfasern an der Rückwand in die Kristalle eingespeist, wobei die Energie der Photonen als bekannt vorauszusetzen ist. Eine weitere Deposition bekannter Energie kann mit einem Hochfrequenz-Quadrupol-System, RFQ-System genannt, erreicht werden. Beschleunigte H^- -Ionen treffen auf ein Lithium-Kristall, wobei die entstehenden Photonen fester Energie im BGO nachgewiesen werden. Zudem wurden die e^+e^- -Paare aus Bhabha-Endzuständen bei einer Schwerpunktsenergie um 91 GeV zur Kalibration benutzt, um eine Überprüfung der eben beschriebenen Verfahren vorzunehmen.

Mit einer Winkelauflösung von 0.5° und einer Energieauflösung besser als 2 % für Elektronen und Photonen oberhalb 1 GeV war dieses Kalorimeter eines der besten bisher installierten seiner Art. Das Spaghetti-Kalorimeter besitzt eine Energieauflösung von 15 % bei 45 GeV. In den Abbildungen 3.6 und 3.7 ist die Anordnung der einzelnen Komponenten im Detektor dargestellt.

3.2.4 Die Szintillationszähler

Symmetrisch um den Sollvertex der e^+e^- -Kollisionen sind zwischen dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter 30 Plastikszintillatoren [78] im Zentralbereich und jeweils 15 in den Endkappen angebracht worden. Die polare und azimuthale Überdeckung des Zentralbereichs beträgt 87 % bzw. 93 %.

Kosmische Myonen durchqueren den Detektor diametral, so dass die in den Szintillatoren induzierten Signale eine Zeitdifferenz von etwa 6 ns aufweisen. Die Signaturen von Teilchen, die in e^+e^- -Reaktionen entstanden sind, weisen dagegen nahezu keine zeitlichen Differenzen

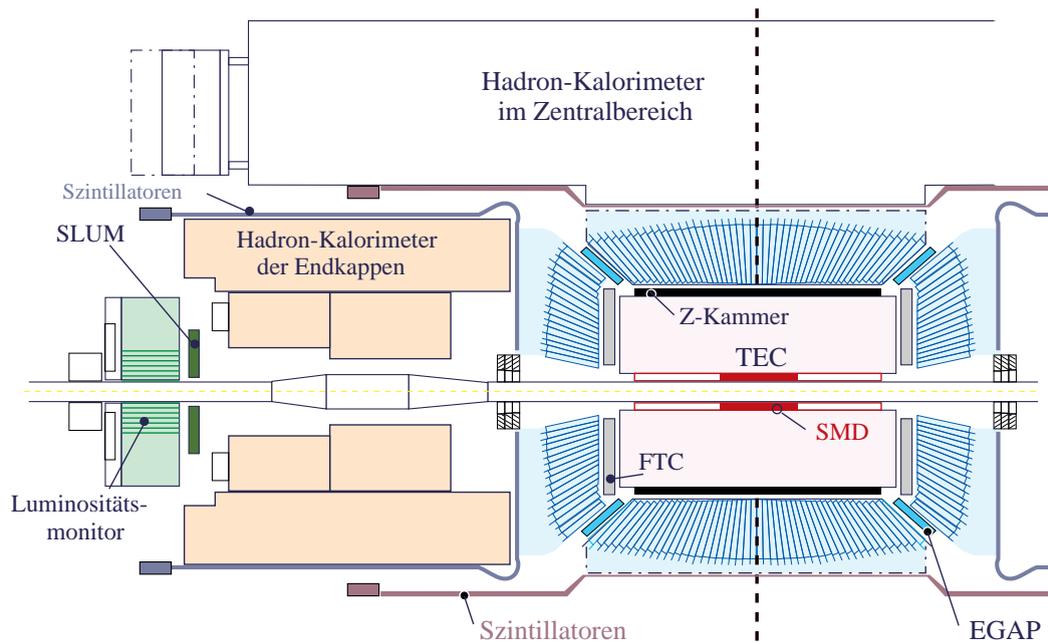


Abbildung 3.7: Innere Komponenten des L3-Detektors in einer Seitenansicht. Der Aufbau ist symmetrisch zur senkrechten gestrichelten Linie.

auf, da die Reaktionsprodukte aus dem Zentrum des Detektors stammen und zudem nur in einem engen Zeitfenster nach dem Durchdringen der Strahlpakete nachweisbar sind. Die zeitliche Auflösung des Systems betrug bis 1994 etwa 460 ps [79]. In den Folgejahren wurde die Zeitstruktur der Strahlpakete geändert und es war daher nötig, die Zeitschritte der Digitalisierung zu verlängern. Damit wurde allerdings auch die Zeitauflösung der Zähler auf etwa 900 ps abgeschwächt. Diese Zeitauflösung reichte aus, um zu bestimmen, in welchem Bunchlett das Ereignis stattgefunden haben musste [80]. Die Energiedepositionen kosmischer Myonen wurden somit erkannt und von der Datenanalyse ausgeschlossen.

3.2.5 Das hadronische Kalorimeter

Das Hadron-Kalorimeter [81] sollte die Energien und Winkel hadronischer Endzustände bestimmen, in der Form, dass die gesamte Energie eines Jets im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter absorbiert wird. Das radiale Maß wurde so gewählt, dass mit dem elektromagnetischen Kalorimeter je nach Winkelbereich sechs bis sieben Absorptionslängen vorhanden sind. Messingplatten der Stärke von 1 cm und fünflagige Proportionalkammern an der Außenseite der Komponente bilden einen zusätzlichen Filter, so dass eventuell auftretende Sekundärteilchen der Jets nicht in das Myonsystem gelangen können. Die polare Abdeckung im Zentralbereich lag in $|\cos\theta| < 0.91$ und im Bereich der Endkappen in $0.82 < |\cos\theta| < 0.995$, d.h. bis ca. 5.5° zur Strahlachse, womit insgesamt 99.5% des gesamten Raumwinkels erfasst wurden. Abwechselnd übereinander angebrachte Schichten von angereichertem Uran und Proportionalzähler dienen der Energiemessung hadronischer Teilchen. Die

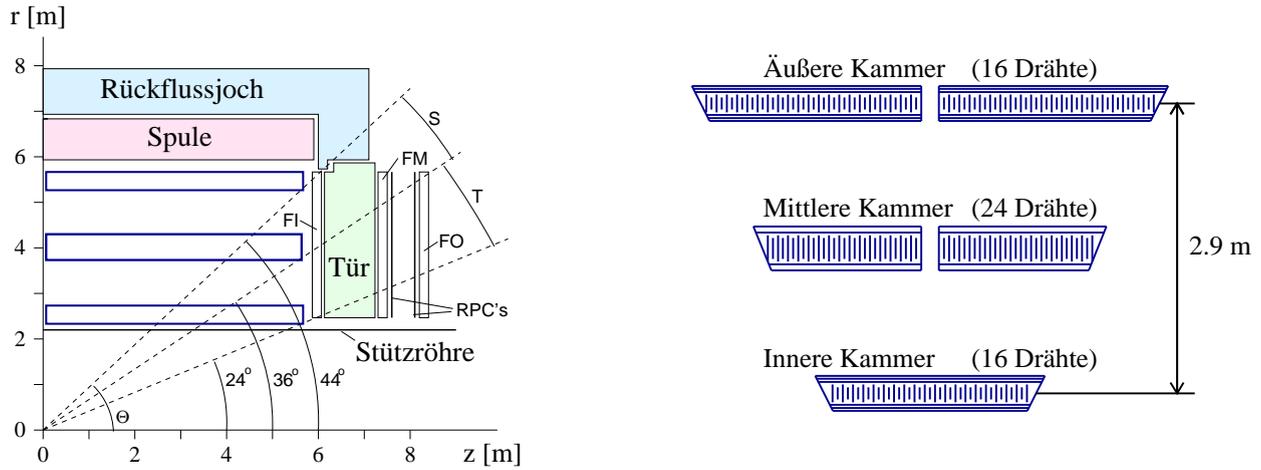


Abbildung 3.8: Seitenansicht des Myon-Spektrometers und der Querschnitt eines Oktanten in der Ebene senkrecht zur Strahlröhre.

Drähte aufeinanderfolgender Kammern wurden zur besseren Positionsbestimmung orthogonal zueinander angeordnet. Im zentralen Bereich befanden sich etwa 37000 Drähte in 8000 Kammern. Neun Ringe mit je 16 Modulen werden in 26000 Türmen ausgelesen. Diese hohe Granularität garantierte eine möglichst feine Rekonstruktion der Flugbahn von Teilchen und damit der Richtung der Teilchenjets. Eine Auslese-Einheit deckt einen Winkelbereich von $\Delta\phi = 2^\circ$ und $\Delta\theta = 2^\circ$ ab. Im Vorwärts- Rückwärts-Bereich tragen weitere 4000 Türme zur guten Winkelauflösung von 2.5° bei. Die vom Polarwinkel und der Energie abhängige Auflösung betrug ca. 12 %. Die Abhängigkeit von der Energie ist $(55/\sqrt{E} + 8) \%$. Die Kalibration des Kalorimeters erfolgte mit hadronischen Ereignissen.

3.2.6 Das Myon-Spektrometer

Auf der Außenseite der Stützröhre, welche die bisher beschriebenen Komponenten umschließt, ist das Myonspektrometer [82] des L3-Detektors montiert. Das aus dreilagigen Oktanten bestehende Driftkammersystem überdeckt im zentralen Teil einen Winkelbereich von $|\cos\theta| < 0.82$ (siehe Abbildung 3.8). Durch das homogene Magnetfeld \vec{B} in diesem Bereich wird die Bahn von Myonen gekrümmt, sodass die Bestimmung der Sagitta S in der r - ϕ -Ebene — die maximale Abweichung einer Geraden im Vergleich zu einer Kreisbahn, wie sie in Abbildung 3.9 skizziert ist — Rückschlüsse auf den transversalen Impuls p_\perp und die Ladung der Teilchen zulässt:

$$p_\perp = \frac{|\vec{B}| L^2}{8 S} \quad , \quad (3.8)$$

mit der Länge L der Myonspur. Können alle drei Lagen zur Vermessung herangezogen werden, erreicht das System eine Auflösung von 2.5 % bei Impulsen um 45 GeV, wobei in diesem Fall die Sagitta S zwischen der inneren und äußeren Kammer mit der mittleren Kammer etwa 3 mm beträgt. Um diese Abweichung exakt zu messen, befinden sich in der mittleren Myonkammer eines Oktanten 24 Drähte, im Gegensatz dazu in der inneren und äußeren

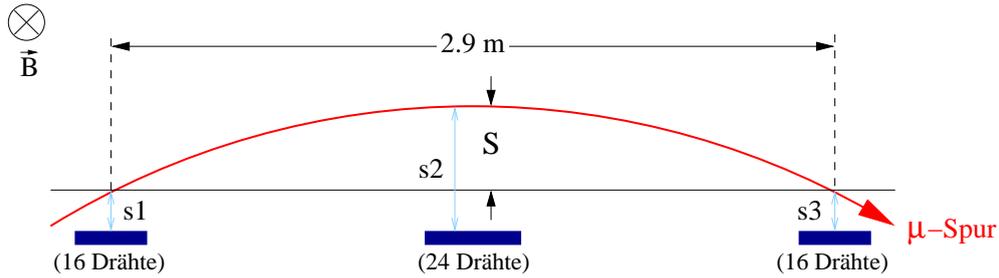


Abbildung 3.9: Messprinzip der Sagitta einer Myonspur. Der Betrag von S bestimmt den transversalen Impulsanteil, die Krümmungsrichtung die jeweilige Ladung des Myons.

Kammer jeweils 16 Drähte. Falls nur zwei Lagen bei einem Teilchendurchgang angesprochen werden, lässt sich die Spurkrümmung aus dem Neigungswinkel der Spur zur Drahtebene rekonstruieren und die Auflösung reduziert sich auf 18 %. Das polare Maß θ einer Myonspur kann mit zusätzlich auf den beiden äußeren Kammern installierten Driftkammern gemessen werden, wodurch eine z-Auflösung von $500 \mu\text{m}$ pro Kammer im Falle beidseitiger Messung zu einer Polarwinkelauflösung von 0.3° führt.

Im linken Teil der Abbildung 3.8 ist das ebenfalls dreilagige System aus Driftkammern in den Endkappen dargestellt, welches unter dem Einfluss des bereits erwähnten 1.2 T starken toroidalen Magnetfeldes der Eisentüren steht. Auf beiden Seiten der Türen montiert, liefern die inneren beiden Lagen eine Messung der $r\text{-}\phi$ -Komponente einer Spur, wohingegen die äußere Lage eine Bestimmung des Polarwinkels erlaubt. Der Akzeptanzbereich des Myonspektrometers erweitert sich bis auf 24° zur Strahlröhre. Die Impulsauflösung beträgt im so genannten Übergangsbereich (S-Bereich) zwischen 4 % und 23 %, die Vermessung einer Myonspur allein mit den Türsegmenten (T-Bereich) zeigt eine Auflösung zwischen 30 % und 35 %, da die Vielfachstreuung durch das Eisen der Türen die Messung stark beeinflusst.

3.2.7 Der Luminositätsmonitor

In Kapitel 3.1.1 wurde die Berechnung der Luminosität in einer Speicherring-Konfiguration vorgestellt. Diese ist jedoch durch die Präzision der entsprechenden Maschinenparameter in ihrer Genauigkeit limitiert. Demnach bedient man sich der Methode, mit einem sehr genau bekannten Wirkungsquerschnitt der elastischen Kleinwinkelstreuung von Elektronen und Positronen, die Luminosität aus der Zahl der auftretenden Ereignisse zu bestimmen. Gemäß Gleichung (3.4) kann die Luminosität dann aus der Ereignisrate und dem theoretisch bekannten Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.

Mit dem Luminositätsmonitor [83] maß man bei L3 die Anzahl der Ereignisse aus der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung, ein Verfahren, welches ebenfalls bei den anderen LEP-Experimenten Anwendung fand. Für kleine Polarwinkel θ wird die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ durch den Austausch eines Photons im t-Kanal dominiert und besitzt, auf Grund des starken Vorwärtspeaks gemäß der klassischen Coulomb-Streuung, einen hohen differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta \propto 1/\theta^3$. Beiträge des Z-Bosons über die stark unterdrückten Kanäle

des Z-Austauschs im s-Kanal oder $\mathcal{O}(\alpha)$ -Korrekturen können oberhalb der Z-Resonanz vernachlässigt werden. Jedoch sind die Experimente mit der Zeit in der Lage, den experimentellen Fehler in der Luminositätsbestimmung derart zu minimieren, dass in die theoretische Vorhersage Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ miteinbezogen werden müssen.

Der Luminositätsmonitor besteht aus zwei ringförmig um die Strahlachse angeordneten Kalorimetern aus den bereits in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen BGO-Kristallen. Mit einer Energieauflösung von 2 % bei Elektronen und Photonen der Energie 45 GeV liegt der Akzeptanzbereich in $24.93 \text{ mrad} < \theta < 69.94 \text{ mrad}$. Im Jahr 1993 wurden zusätzlich Siliziumstreifen-Detektoren vor den Kalorimetern installiert (SLUM, siehe Abbildung 3.7). Durch eine so verbesserte Ortsauflösung konnte der Fehler in der Bestimmung der Luminosität von 0.6 % auf 0.2 % verringert werden.

3.3 Triggersystem und Datennahme

Die elektronische Auslese aller Detektor-Komponenten verlief bei L3 innerhalb von $500 \mu\text{s}$, wobei allerdings die Zeitspanne zwischen den Strahlkollisionen, je nach Teilchenpaket-Modus, $11 \mu\text{s}$ bis $22 \mu\text{s}$ bezifferte. Aufgabe des Triggersystems [84] ist es, in kürzester Zeit zu entscheiden, ob ein Ereignis auszulesen ist, da nicht alle im Detektor beobachteten Signale von den e^+e^- -Reaktionen herrühren. Kollisionen von Strahlteilchen mit der Strahlröhre oder mit vorhandenem Restgas erzeugen, ebenso wie elektronisches Rauschen und Synchrotronstrahlung, Effekte, die es während der Datennahme zu unterdrücken gilt. Innerhalb $8 \mu\text{s}$ muss eine Entscheidung erfolgen, damit der Detektor bei der nächsten Strahl-Strahl-Wechselwirkung wieder aufnahmebereit ist. Ein dreistufiges System aus Triggereinheiten ermöglicht es, die Totzeiten des Detektors auf maximal 5 % zu reduzieren:

- I. Um möglichst schnell eine erste Entscheidung zu treffen, werden in der ersten Triggerstufe einfache Informationen eines Signals überprüft, so dass eine der folgenden Bedingungen erfüllt sein muss:

Energie-Trigger Energiedepositionen von mindestens 10 GeV im elektromagnetischen Kalorimeter bzw. 15 GeV im hadronischen Kalorimeter oder eine Summe beider von mindestens 20 GeV.

TEC-Trigger Zwei akoplanare Spuren in der zentralen Spurkammer mit einem Transversalimpuls von 150 MeV.

Myon-Trigger Eine Myonsignatur von 1.5 GeV oder zwei Myonen mit einem Szintillator innerhalb von $\pm 30 \text{ ns}$.

Szintillator-Trigger Eine Anzahl von 5 angesprochenen Szintillatoren innerhalb eines Zeitintervalls von $\pm 15 \text{ ns}$.

Sind mehrere Bedingungen erfüllt, wird das Ereignis vollständig ausgelesen, ist keine gegeben, so wird das Ereignis verworfen. Ist eine der Bedingungen erfüllt, wird an die zweite Triggerstufe weitergeleitet. Die Rate der Signale beträgt jetzt bereits nur noch 20 Hz.

- II. Zusätzliche Detektorinformationen über die Winkelverteilung der Energie-Einträge geben in der zweiten Stufe Aufschluss über die longitudinale und transversale Imbalance des Ereignisses. Diese erste dreidimensionale Informationskontrolle dient zur Unterdrückung der oben bereits erwähnten Untergrundsignale. Eine positive Entscheidung führt zur vollständigen Digitalisierung aller Detektorkanäle.
- III. Die Wahl benutzter Algorithmen in der dritten Stufe hängt von der Trigger-Entscheidung aus Stufe I ab. Sollte hier eine positive Entscheidung gefällt werden, so wird das Ereignis auf Band gespeichert.

Um das Detektorrauschen studieren zu können oder Konfigurationsfehler der einzelnen Stufen aufzudecken, werden teilweise Entscheidungen der Trigger ignoriert und die dann so genannten *Beamgate*-Ereignisse dennoch gespeichert. Damit kann eine zusätzliche Effizienzbestimmung der zweiten und dritten Stufe erfolgen.

3.4 Rekonstruktion und Simulation

Die ausgelesenen Rohinformationen müssen für eine Auswertung zu Größen rekonstruiert werden, die den Vierervektoren der detektierten Teilchen entsprechen. Energie- und Ortsbestimmungen der Endzustände aus den Spurenkammern und Kalorimetern werden unter Verwendung von Kalibrationskonstanten erneut in einer Datenbank [85] erfasst, ebenso wie aus Driftzeiten entstehende Ortsmessungen und Informationen über die Multiplizität der Ereignisse. Dazu werden die in den Spurenkammern erzeugten Signale quantitativ ausgewertet und die Depositionen in den Kalorimetern zu so genannten *Clustern* zusammengefasst, die der Energieabgabe einzelner Teilchen Rechnung tragen. Auf diese Art lassen sich die Topologie und die Kinematik der Signale beschreiben und mit einer theoretischen Vorhersage vergleichen.

Mit Hilfe von Ereignis-Generatoren können gemäß dem theoretischen Verständnis nach Monte-Carlo-Methoden Vorhersagen ebenfalls in Form von Signaturen im Detektor erzeugt werden. Ergebnis dieser Simulationen ist wieder die Beschreibung durch Vierervektoren und Detektoreffizienzen, sowie eine detaillierte Informationsübergabe von Anfangs-, Zwischen- und Endzuständen. Die entsprechenden Detektorsignale werden mit den Programmpaketen GEANT [86] und SIGEL3 implementiert, welche eine Beschreibung der Wechselwirkungen von Teilchen in den Komponenten auf der Basis einer allgemeinen Detektorgeometrie ermöglichen. Ebenfalls werden Ineffizienzen des Detektors bei der Simulation berücksichtigt, um experimentelle Effekte der Auswertung zugänglich zu machen. In diesem Fall werden die in einer Datenbank während der Datennahme aufgezeichneten Stati der Subdetektoren ausgewertet, um Detektor-Parameter und eventuelle Ausfallzeiten in die Simulation mit einbeziehen zu können. Die zunächst idealen Antworten des Detektors werden somit in reale überführt. In Tabelle 4.2 wird eine Aufstellung der benutzten Generatoren für die diversen Endzustände gegeben.

Kapitel 4

Hadronische Endzustände

Bevor auf die einzelnen Analysen und spezielle Eigenschaften der Higgs-Signale eingegangen wird, sollen grundlegende, für beide Suchen geltende, Randbedingungen erläutert werden. Dazu gehören die Rekonstruktion von Jets und die Identifikation von Photonen und Leptonen, sowie die Betrachtung hadronischer Ereignisse mit fehlender Energie im Endzustand.

4.1 Rekonstruktion von Jets

Durch direkte Produktion oder den Zerfall von Bosonen können Quarks in den Endzuständen auftreten. Aufgrund der Fragmentation (siehe Abschnitt 5.2.1) ist als Folge eine Vielzahl von Spuren und Energiedepositionen im Detektor erkennbar. Diese Teilchen können mit Hilfe spezieller Algorithmen in so genannten »Jets« zusammengefasst werden.

Das Prinzip der Jetraten-Algorithmen beruht auf der Kombination einer großen Zahl von Endzustandsteilchen zu einer kleinen Zahl von Teilchengruppen. Die damit erhaltenen Jets sollen möglichst die Partonkonfiguration widerspiegeln, die vor der Fragmentation bestand. Dabei ist zu beachten, dass auch einzelne Teilchen höherer Energie, wie etwa Leptonen oder Photonen, einen Jet darstellen können. Eine zu wählende Auflösungsvariable gibt ein Maß der Zugehörigkeit zweier Partonen zueinander wieder. Das Rekombinationschema bestimmt anhand dieser Variable, welche Partonen zusammengefügt oder welche Gruppen aufgespaltet werden sollen. Ein entsprechender Schwellenwert bestimmt dann, bis zu welcher Skala der Auflösungsvariablen zwei Teilchen als eine Einheit zu betrachten sind.

In den folgenden Analysen wird der so genannte DURHAM-Algorithmus [87] verwendet, welcher das Maß

$$y_{ij} = \frac{2 \text{Min} \{E_i^2, E_j^2\} (1 - \cos \vartheta_{ij})}{E_D^2} \quad (4.1)$$

für den Abstand zweier Teilchen i und j beinhaltet. E_i und E_j sind deren Energien und ϑ_{ij} der von diesen eingeschlossene Winkel. Für E_D ist als skalierende Gesamtenergie die im Detektor sichtbare Energie E_{vis} , die Strahlenergie E_{Strahl} oder die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} zu wählen. Im Gegensatz zu anderen so genannten *Jet-Findern* wird hier der Transversalimpuls benutzt, daher nennt man diese Vorgehensweise auch den » k_T -Algorithmus«: Das Maß y_{ij} entspricht im Grenzfall kleiner Winkel ϑ_{ij} dem minimalen transversalen Impuls der Teilchen. Iterativ wird für alle möglichen Teilchenkombinationen das Maß berechnet und pro Zyklus die beiden Teilchen zusammengefasst, die den geringsten Abstand in den y_{ij} besitzen. Diese Kombination geschieht durch Addition der Viererimpulse

$$p_{\text{iter}} = p_i + p_j \quad , \quad (4.2)$$

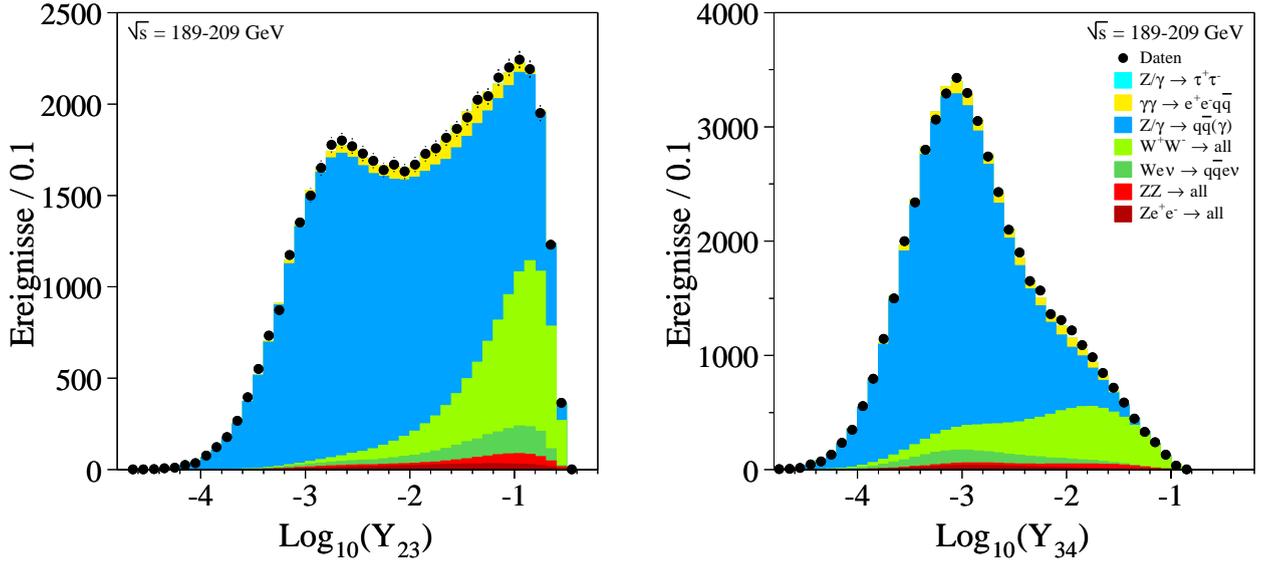


Abbildung 4.1: Die Verteilungen $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ und $\text{Log}_{10}(Y_{34})$ nach Anwendung der Jet-Rekonstruktion mit dem DURHAM-Algorithmus. Die Ereignisse entsprechen hadronischen Endzuständen aus den Jahren 1998 bis 2000.

womit ein neues Teilchen mit dem Impuls p_{iter} hervortritt. Der Algorithmus endet, wenn alle verbliebenen Abstände der Teilchen oder Jets größer sind als ein zuvor gewählter Parameter y_{cut} . Mit diesem sind die Werte Y_{nm} verknüpft, bei denen ein Ereignis mit n Jets zu einem mit $m = n + 1$ Jets übergeht. Mit steigendem Wert Y_{nm} entspricht eine Topologie demnach eher einem Ereignis mit m Jets.

In Abbildung 4.1 sind die Logarithmen zweier Abstandsmaße für hadronische Endzustände aus den Jahren 1998 bis 2000 zu betrachten. Neben hohen Multiplizitäten, also mehrere nachgewiesene Spuren und Cluster im Ereignis, wurde hier zusätzlich verlangt, dass die sichtbare Energie E_{vis} mindestens 30 % der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} beträgt. Die zweite Bedingung unterdrückt einen großen Teil der Zwei-Photon-Prozesse, welche aus einem niedrigem Impulsübertrag hervorgehen und somit nur wenig Energie im Detektor deponieren. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine hohe Anzahl der Ereignisse zu einem Drei-Jet-Verhalten neigen, bedingt durch den hadronischen Zerfall der Z- oder W-Paare und durch Gluon-Abstrahlung in den Ereignissen aus der Zwei-Fermion-Produktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Die Verteilung $\text{Log}_{10}(Y_{34})$ zeigt jedoch, dass Vier-Jet-Topologien hauptsächlich in den Ereignissen der Boson-Paar-Produktionen zu finden sind, die sich bei höheren Werten häufen.

Im Folgenden wird der Funktion $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ eine bedeutende Rolle zukommen, da in den hier zu betrachtenden Analysen Zwei-Jet-Topologien mit fehlender Energie im Endzustand erwartet werden, wobei Vier-Jet-Topologien durch einen Schnitt in der sichtbaren Energie abgetrennt werden. Die dann verbleibenden Ereignisse semileptonischer W-Paar-Zerfälle oder aus der Erzeugung einzelner W-Bosonen tendieren in dem Abstandsmaß $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ zu höheren Werten. Dies kann folgend für die statistischen Interpretationen (siehe Kapitel 6 und 9) berücksichtigt werden.

4.2 Identifikation von Photonen und Leptonen

In den Ausführungen des vorherigen Abschnitts 4.1 wurde bereits der Begriff »Multiplizität« verwendet. Darunter versteht man die Anzahl an Energie-Clustern in den Kalorimetern (BGO, HCAL) und der Spuren in der zentralen Spurkammer (TEC). Dabei ist zunächst unerheblich, ob die Energiedepositionen auf Photonen, geladene Leptonen oder die Fragmentations-Produkte erzeugter Quarks zurückzuführen sind. Im Verlauf dieses Abschnittes soll gezeigt werden, wie sich die von Photonen und Leptonen erzeugten Signaturen im Detektor von jenen hadronischer Endzustände unterscheiden.

Nachdem hohe Multiplizitäten in den Ereignissen verlangt wurde, sind die Teilchen nach dem zuvor beschriebenen Schema mit Hilfe des DURHAM-Algorithmus zusammengefasst worden. Doch auch im Fall von nur zwei erkannten Jets ist es möglich, dass ein Photon oder geladenes Lepton so dicht an einem tatsächlich entstandenen Jet liegt, dass es fälschlicher Weise mit diesem kombiniert worden ist. Dies kann zu einer Verzerrung der ursprünglichen Ereignis-Topologie und somit falschen Berechnungen in Winkeln und Energie-Inhalten führen, die dann oft zu hohe invariante Massen der beiden Jets zur Folge haben. Häufig sind davon gerade jene Massenregionen betroffen, in denen man nahe dem kinematischen Limit nach dem Higgs-Teilchen sucht. Dort fällt jedoch der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines Higgs-Bosons rapide ab, so dass es notwendig ist, eine vom Jet-Algorithmus unabhängige Identifikation von Teilchen — hier γ und e^\pm , μ^\pm , τ^\pm — vorzunehmen, die höchstwahrscheinlich nicht mit der Produktion von Quarks in Zusammenhang stehen.

Die Jet-Rekonstruktion erlaubt eine zusätzliche Aufspaltung der Ereignisklassen. Jedem Ereignis kann somit hypothetisch eine Reihe zugrundeliegender Partonkonfigurationen zugeordnet werden, das heißt, es kann unterstellt werden, dass nur zwei Jets oder zwei Jets und ein Photon/Lepton vorliegt. Hier wurde verlangt, dass für die Erkennung eines zusätzlichen Teilchens zwei Bedingungen erfüllt sind:

1. Das Teilchen besitzt eine Gesamtenergie $E_P = E_{\gamma, e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm}$ größer als 5 GeV in den Kalorimetern.
2. Der Abstand des Teilchens zu dem nächstgelegenen Jet beträgt mindestens 12.5° im Raumwinkel.

Der Fall, dass zwei Jets und zwei Photonen/Leptonen vorliegen können, wird ebenfalls betrachtet. Die Bedingungen sind dann die gleichen, das heißt, die räumliche Separation muss bezüglich der drei dann bereits erkannten Jets ebenfalls gegeben sein, ebenso wie die aufgezeigte Mindestenergie.

Bedingung »1.« begründet sich auf die Eigenschaften der geladenen Leptonen, die aus Zerfällen der W- und Z-Bosonen stammen. Deren Energie kann die Hälfte der Boson-Masse erreichen, also etwa 40 bis 45 GeV. Meistens liegt diese im Bereich von 20 bis 35 GeV. Zusammen mit der Abstandsbedingung aus »2.« ist somit garantiert, dass nicht ein Detektor-Rauschen zu einer Fehl-Identifikation führen kann. Mit dem Schwellenwert von 5 GeV ist man weit von den Rauschpegeln der in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.5 beschriebenen Kalo-

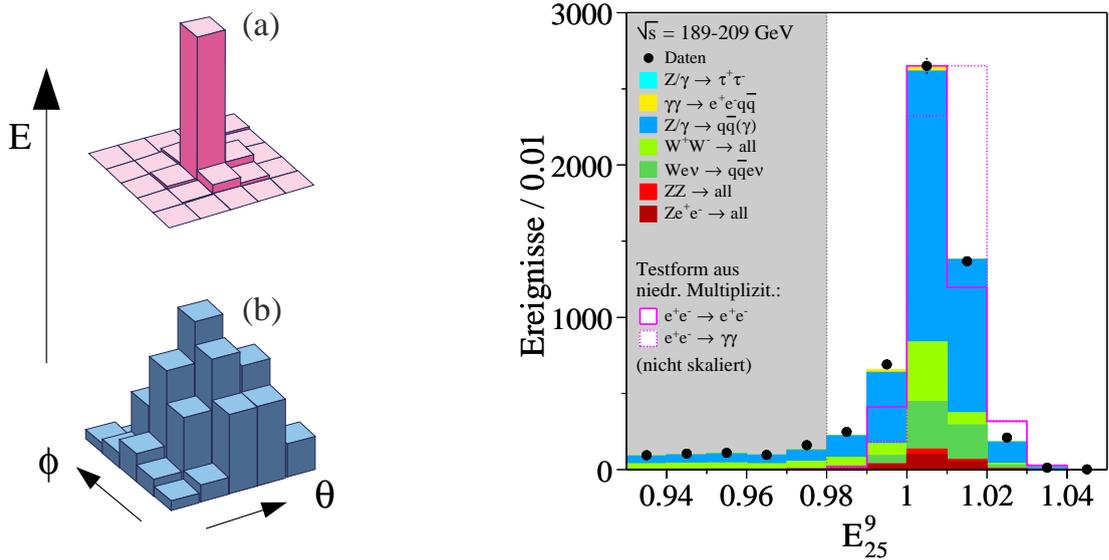


Abbildung 4.2: Die prinzipiell unterschiedlichen Formen der Energiedepositionen im BGO-Kalorimeter für (a) elektromagnetische und (b) hadronische Schauer. Das Energieverhältnis der inneren 9 zu den inneren 25 Kristallen ($E_{25}^9 \equiv E_9/E_{25}$) fällt dementsprechend im Fall eines elektromagnetischen Schauers größer aus. Es wird $E_{25}^9 > 0.98$ verlangt.

rimeter entfernt. Die Separation im Raumwinkel ist notwendig, da hochenergetische Jets aus W-Zerfällen einen Kegel mit einem halben Öffnungswinkel von 12.5° überdecken [88, 89, 90].

Allgemein kann die Art der Identifikation erweitert werden, indem die unterschiedlichen Eigenschaften der Photonen und geladenen Leptonen dazu benutzt werden, diese in den jeweiligen Endzuständen zu erkennen. Hier sollen die wichtigsten Größen beschrieben werden, anhand derer eine Spezifikation der Ereignisklassen durchführbar ist. Die Benennung »Elektron« bezieht sich folgend sowohl auf das Teilchen als auch auf das Anti-Teilchen, also das *Positron*. Das gleiche gilt für andere Teilchen.

Vorwegnehmend ist anzumerken, dass in den Abbildungen 4.2 bis 4.4 »Testformen aus niedrigen Multiplizitäten« zusätzlich in den histogrammatischen Darstellungen eingebracht wurden. Diese sollen die prinzipielle Form der jeweiligen Verteilung einer Größe aus rein leptonicen Endzuständen der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma, \ell^+\ell^-$ hervorheben. Ihre Skalierung bezieht sich nicht auf die in den Daten zu Grunde liegende Luminosität, sondern wurde aus Anschauungsgründen in etwa den maximalen Histogramm-Einträgen der Daten angepasst.

Elektronen und Photonen deponieren ihre Energie fast ausschließlich im elektromagnetischen Kalorimeter und können nur durch die vom Elektron erzeugte Spur in den Spurkammern unterschieden werden. Hier ist darauf hinzuweisen, dass Elektronen und Photonen ihre Energie größtenteils in einem Kristall abgeben, diese Depositionen allerdings dennoch unterschiedlichen Charakter besitzen: Das Anschauen der Photonen beginnt erst etwas tiefer im Kristall, da zunächst eine Konversion in Elektron-Positron-Paare vonstatten gehen muss [91].

An die Spur der Elektronen können einige Qualitätsanforderungen gestellt werden, wie etwa die Anzahl der Drähte, die zur Spur-Rekonstruktion herangezogen wurden. Die Gesamtheit

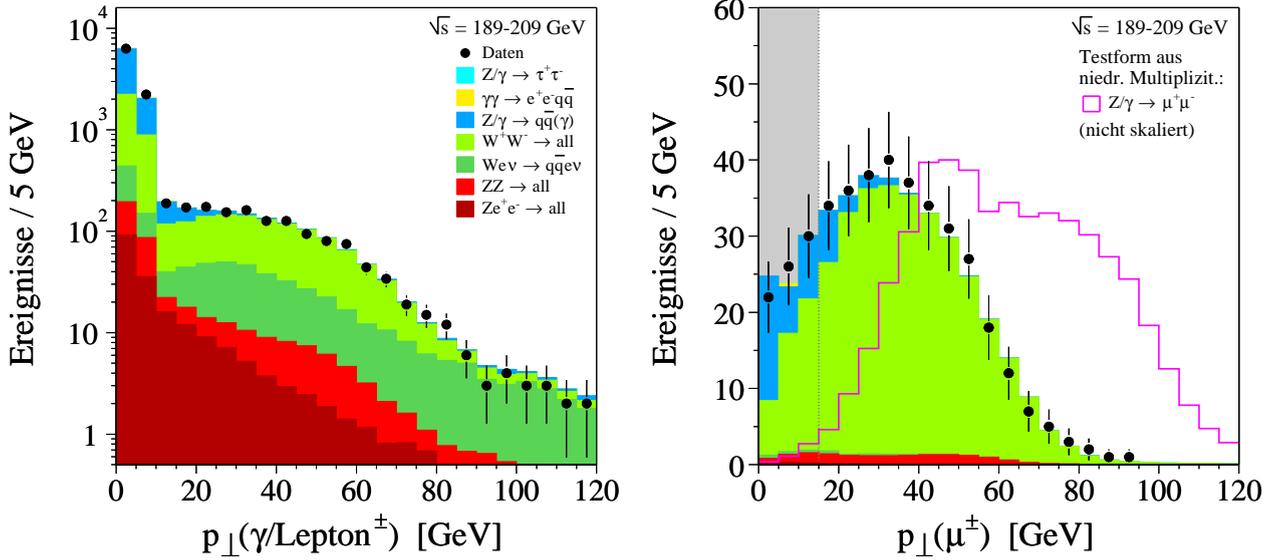


Abbildung 4.3: Der mit den Spurkammern bestimmte Transversalimpuls nachgewiesener Teilchen (links). Von den bereits als Myon kategorisierten Teilchen (rechts) wird $p_{\perp} > 15$ GeV gefordert.

möglicher Treffer ist dabei vom Polarwinkel abhängig und kann folgend als erwartetes Maß dienen [92]. Im Gegensatz zu hadronischen Ereignissen sind die Schauer der Elektronen und Photonen schmal. Demzufolge liefert das so genannte »Schauerprofil« bereits eine Aussage über die Art der Teilchen. Die Definition dieses Profils ist in Abbildung 4.2 illustriert. Erst ab einem Energieverhältnis von $E_{25}^9 > 0.98$ wird angenommen, dass es sich um eine rein elektromagnetische Energiedeposition handelt. Auffällig ist die hohe Anzahl von Photonen und Elektronen in den Endzuständen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Darauf wird später in Abschnitt 4.3 genauer eingegangen.

Als minimalionisierende Teilchen, so genannte »MIPs« (engl.: **M**inimal **I**onizing **P**articles), werden oft jene Teilchen bezeichnet, deren Identität nicht eindeutig auf ein Myon hinweist. Dabei fehlt in den meisten Fällen der Nachweis durch die in Abschnitt 3.2.6 beschriebenen Myonkammern. Hier werden nur jene Depositionen betrachtet, deren Eigenschaften hinreichend auf eine Myon-artige Herkunft schließen lassen. In Abbildung 4.3 ist im linken Teil der transversale Impuls p_{\perp} aller neben den Jets nachgewiesenen geladenen Teilchen zu betrachten, unabhängig von welcher Spurkammer dieser bestimmt werden konnte. Der starke Abfall um 10 GeV findet seinen Ursprung in der Identifikationsprozedur der eben genannten MIPs und der Myonen, da für niederenergetische Teilchen bezüglich dieser Erkennung andere Anforderungen gelten. Neben anderen Kriterien wird für die Erkennung eines Myons ein mit den Myon-Kammern bestimmter Transversalimpuls von mindestens 15 GeV verlangt. Obwohl das Myon kein stabiles Lepton ist, kann die Erkennung ohne Probleme im Detektor durchgeführt werden. Mit einer Lebensdauer von $\tau_{\mu^{\pm}} = 2.197 \cdot 10^{-6}$ s [10] und einer damit verknüpften Zerfallslänge $d_{\mu^{\pm}} = c\gamma\tau_{\mu^{\pm}} \geq 659.1$ m mit $\beta = 1$ zerfällt es meist außerhalb der Detektorgeometrie.

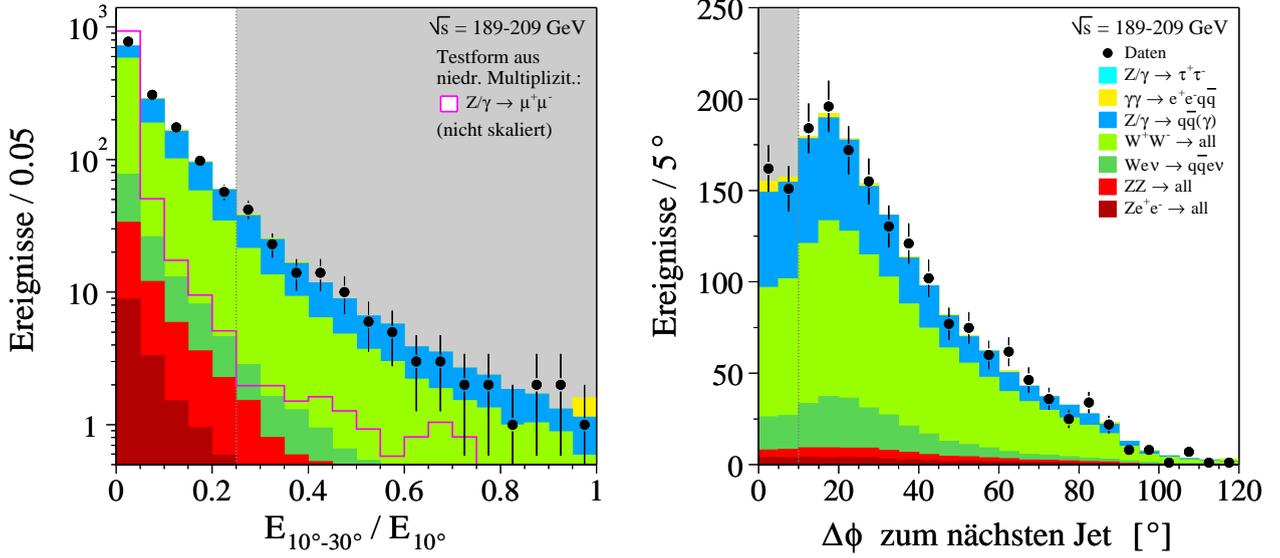


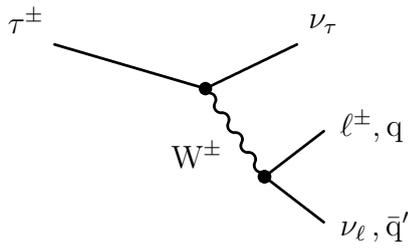
Abbildung 4.4: Die Forderung nach einer schmalen Energiedeposition durch kleine Quotienten $E_{10^\circ-30^\circ}/E_{10^\circ}$ zur Erkennung von Tau-Leptonen. Das Verhältnis darf den Wert 0.25 nicht überschreiten. Rechts ist die Bedingung an den minimalen Winkel zum nächsten Jet in der r - ϕ -Ebene dargestellt. Es wird $\Delta\phi > 10^\circ$ verlangt.

Anders verhält sich das Tau-Lepton. Bedingt durch die relativ kurze Lebensdauer von $\tau_{\tau^\pm} = 290.6 \cdot 10^{-15}$ s [10] zerfällt dieses nach einer Strecke von etwa $d_{\tau^\pm} \approx 87.18 \mu\text{m}$ noch in der Strahlröhre. Das Zerfalls-Diagramm im linken Teil der Tabelle 4.1 zeigt, dass deren Energie durch die Anwesenheit von Neutrinos in den Zerfalls-Produkten nicht vollständig gemessen werden kann.

Allerdings kann man hier die Kinematik des Zerfalls ausnutzen. Durch die relativ hohen Anforderungen in den auftretenden Multiplizitäten sind Ereignisse aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ bereits zu einem großen Teil eliminiert worden, da Tau-Leptonen zu etwa 86 % in nur ein geladenes Teilchen zerfallen und somit die geforderte Anzahl von 8 Spuren (siehe Kapitel 5 und 8) nicht erreicht wird. Die Verzweigungsverhältnisse des τ^\pm können Tabelle 4.1 entnommen werden. Demnach stammen alle jetzt noch verbliebenen Tau-Endzustände höchstwahrscheinlich aus Zerfällen der W- und Z-Bosonen. Mit einer Energie von etwa 25 GeV des Taus folgt mit

$$\delta_{\text{Zerfall}} = 2 \arccos \left(\sqrt{1 - \left(\frac{m_\tau}{E_\tau} \right)^2} \right) \quad (4.3)$$

ein Öffnungswinkel δ_{Zerfall} der Zerfallsprodukte von maximal 8.5° , da die Energie des Taus ein vielfaches seiner Masse beträgt. Die Energiedepositionen in den Kalorimetern und die entsprechenden Spuren der geladenen Zerfallsprodukte liegen dicht nebeneinander, so dass in einem 10° -Kegel um die Richtung des Tau-Leptons dessen gesamte Energie abgegeben wurde. In einem erweiterten Kegelausschnitt zwischen 10° und 30° sollte sich dann nur wenig Energie nachweisen lassen. Demzufolge ist das Verhältnis $E_{10^\circ-30^\circ}/E_{10^\circ}$ klein, was in Abbildung 4.4 belegt ist. Zusätzlich kann verlangt werden, dass die rekonstruierte Hauptachse der Tau-



| τ^\pm -Zerfall | Verzweigungsverhältnis [%] |
|---------------------|---------------------------------|
| e^\pm | 17.84 ± 0.06 |
| μ^\pm | 17.36 ± 0.06 |
| 1 Hadron | 50.97 ± 0.15 |
| 3 Hadronen | 15.19 ± 0.07 |
| 5 Hadronen | $(1.00 \pm 0.06) \cdot 10^{-1}$ |

Tabelle 4.1: Der Zerfall des Tau-Leptons und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse. Hier wurden nur geladene Endzustände berücksichtigt [10].

Flugstrecke im Detektor mindestens 10° von der nächstgelegenen Jetachse entfernt ist, um ein Überlappen der Fragmentationsprodukte zu vermeiden. Damit ist sichergestellt, dass man bei hadronischen Tau-Zerfällen tatsächlich mehrere räumlich getrennte Jets beobachtet. Die Separation $\Delta\phi$ wird in der Ebene senkrecht zur Strahlachse gemessen und ist ebenfalls in Abbildung 4.4 dargestellt.

Insgesamt stimmen die dargestellten Verteilungen der Daten sehr gut mit den ebenfalls eingezeichneten Monte-Carlo-Vorhersagen überein. Als Ergebnis der Teilchen-Identifikation zeigt sich die Veränderung in der invarianten Masse aus den Jets in Abbildung 4.5: Zur Berechnung der Größe » $M_{\text{inv.}}(2 \text{ Jets})$ « wurden alle Energiedepositionen in zwei Jets rekonstruiert. Wenn man die identifizierten γ , e^\pm , μ^\pm sowie τ^\pm aus dem Schema der Rekonstruktion entfernt, ergibt sich die Masse » $M_{\text{inv.}}(2 \text{ Jets} - \gamma/\text{Lepton}^\pm)$ «, von der angenommen wird, dass sie die invariante Masse des ursprünglich erzeugten Quark-Paares — der ursprünglich entstandenen Jets — widerspiegelt.

Für die Produktion einzelner W-Bosonen zeigt sich der deutlichste Unterschied: Die hier verbliebenen Endzustände können nur noch hadronisch zerfallende W-Bosonen enthalten, da eine hohe Multiplizität verlangt wurde. Wenn das Elektron — siehe Abbildungen 4.6 (5) und 4.7 (5) — im Detektor nachgewiesen wurde, so kann es bei Hinzunahme in der Jet-Rekonstruktion die bestehenden Winkel und Energien der hadronischen Jets derart beeinflussen, dass sich eine weitaus höhere invariante Masse aus diesen ergibt. Bleibt das identifizierte Elektron in der Rekonstruktion unberücksichtigt, so erhält man als invariante Masse aus den Jets mit etwa 80 GeV die Masse des W-Bosons.

Wenn im Folgenden von der invarianten Masse der rekonstruierten Jets geschrieben wird, so ist damit stets die modifizierte Masse $M_{\text{inv.}}(2 \text{ Jets} - \gamma/\text{Lepton}^\pm)$ nach der Identifikation von Photonen und geladenen Leptonen gemeint. Diese wird dann kurz mit $M_{\text{inv.}}$ bezeichnet.

Es hat zunächst den Anschein, dass die interessante Massen-Region mit noch mehr Untergrund besiedelt wurde. Bei den hier gesuchten Higgs-Signalen wird die invariante Masse aus den Jets im Intervall zwischen 60 GeV und 120 GeV liegen. Allerdings können später gerade jene Ereignisse aus der Datenmenge entfernt werden, in denen Teilchen beobachtet wurden, welche den oben genannten Bedingungen genügen und somit nicht den Jets zuzuordnen sind. Dieser Sachverhalt wird noch einmal in den Abschnitten 5.3 und 8.2 aufgegriffen.

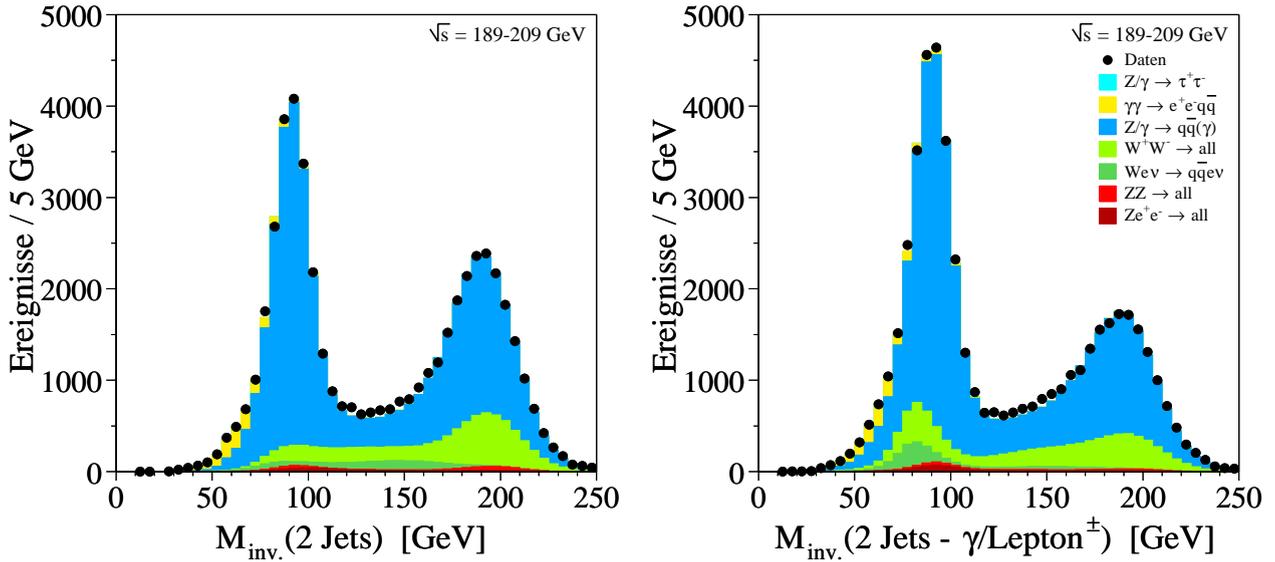


Abbildung 4.5: Der Einfluss der Teilchen-Identifikation auf die invariante Masse der Jets. Links ohne zusätzliche Erkennung von Photonen und geladenen Leptonen. Dort wurden alle Energiedepositionen in zwei Jets rekonstruiert, wohingegen im rechten Teil identifizierte Photonen oder geladene Leptonen nicht bei der Jet-Rekonstruktion berücksichtigt wurden.

4.3 Erwartete Untergrund-Reaktionen

In der Analyse hadronischer Endzustände umfasst die Gesamtheit aller Untergrund-Reaktionen allgemein zwei Klassen: Ereignisse, in denen die Summe der Energien aller Endzustands-Teilchen der nominellen Schwerpunktsenergie \sqrt{s} entspricht, und Ereignisse, in denen Energie fehlt. Die im Detektor sichtbare Energie E_{vis} liegt dann meist weit unter der Schwerpunktsenergie. Da in den hier gesuchten Higgs-Strahlungsprozessen $e^+e^- \rightarrow HZ, hZ$ eines der beiden Bosonen unsichtbar zerfällt, kann somit die erste Kategorie durch einen Schnitt in der sichtbaren Energie abgetrennt werden. Dies geschieht hier, wie im linken Teil der Abbildung 4.8 verdeutlicht, exemplarisch bei 80 % von \sqrt{s} . In den später zu beschreibenden Analysen wird diese obere Grenze in E_{vis} noch einer Modifizierung unterzogen, indem durch ein strengeres Kriterium an die sichtbare Energie das erlaubte Intervall dem erwarteten Signal-Bereich anzupassen ist.

Wie in den vorherigen Abschnitten, werden die diversen Reaktionstypen in Histogrammen farbig unterschieden. Die dunkel unterlegten Bereiche werden aus dem Datensatz entfernt. Wenn nicht anders angegeben, handelt es sich um so genannte »N–1-Verteilungen«, bei deren Darstellung bereits die anderen N–1 Schnitte von insgesamt N angewendet worden sind. Diese Art der Darstellung erlaubt eine genaue Beurteilung des Effektes, den man mit einem Schnitt in der jeweiligen Verteilung erzielen kann. In diesen Abbildungen ist zudem die Signal-Erwartung eines Standardmodell Higgs-Bosons der Masse 110 GeV aus dem Kanal $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ eingezeichnet. Die Einträge der Signal-Bins sind auf der rechten Skala abzulesen.

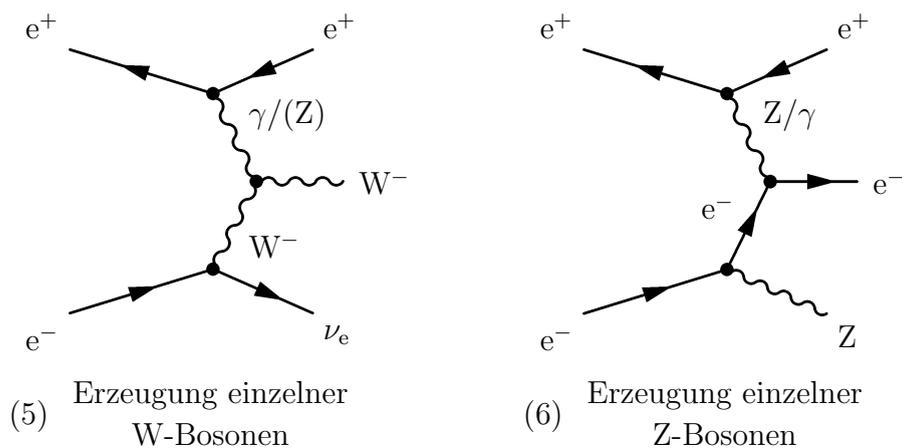
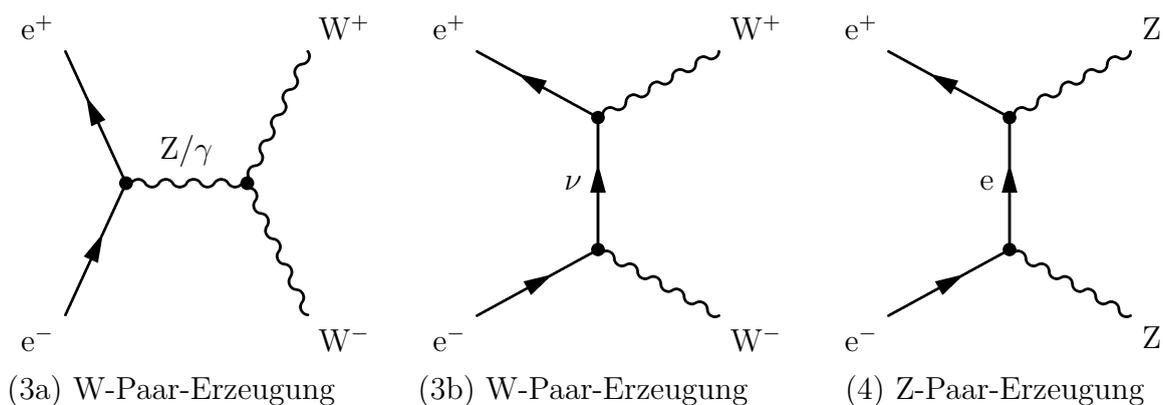
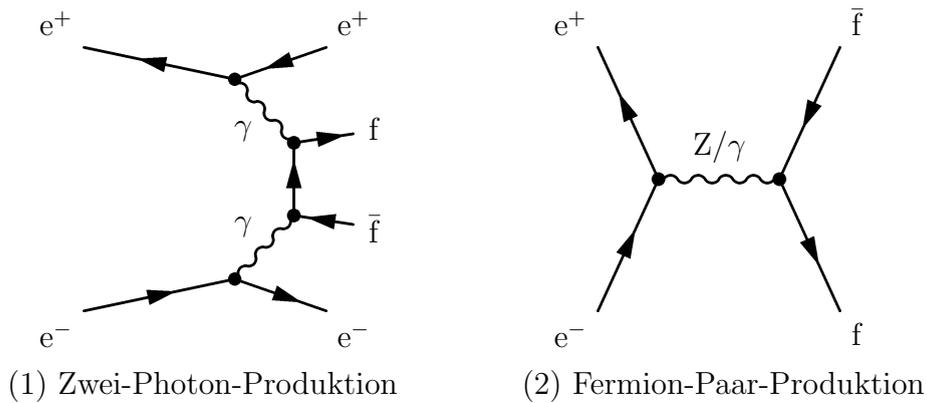


Abbildung 4.6: Repräsentative Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung von zu erwartenden Untergrund-Reaktionen bei der Higgs-Suche mit hoher Multiplizität im Endzustand, da entweder direkte Quarkproduktion stattfindet [(1) und (2)] oder die Bosonen im Endzustand hadronisch zerfallen können [(3) bis (6)].

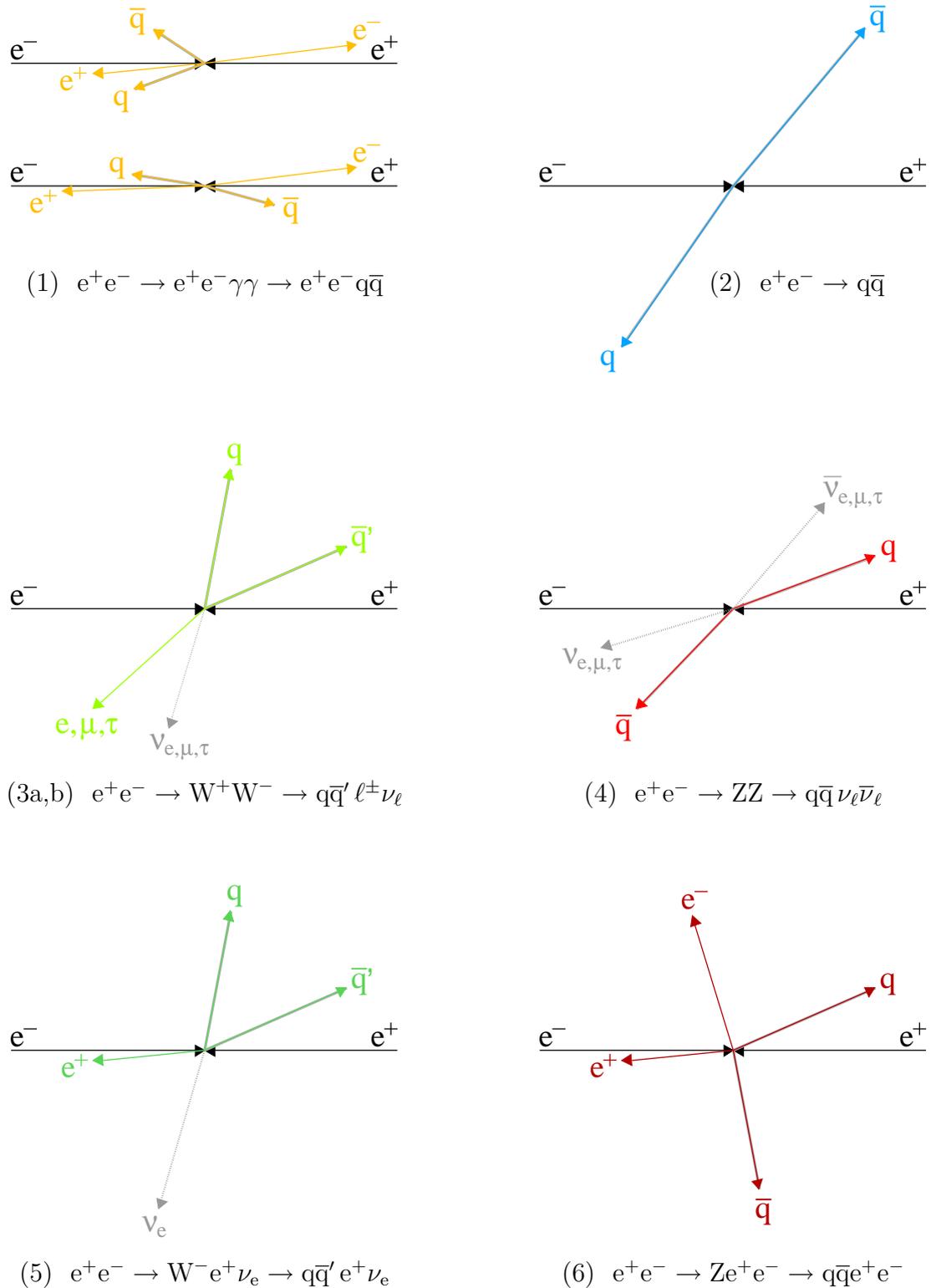


Abbildung 4.7: Ereignis-Topologien der Untergrund-Reaktionen aus Abbildung 4.6. Die jeweils dargestellte Kinematik entspricht nicht allen möglichen Konfigurationen, sondern sollte als Beispiel für die Struktur hadronischer Endzustände verstanden werden. Entsprechende Winkelverteilungen beziehen sich lediglich auf die polare Ebene.

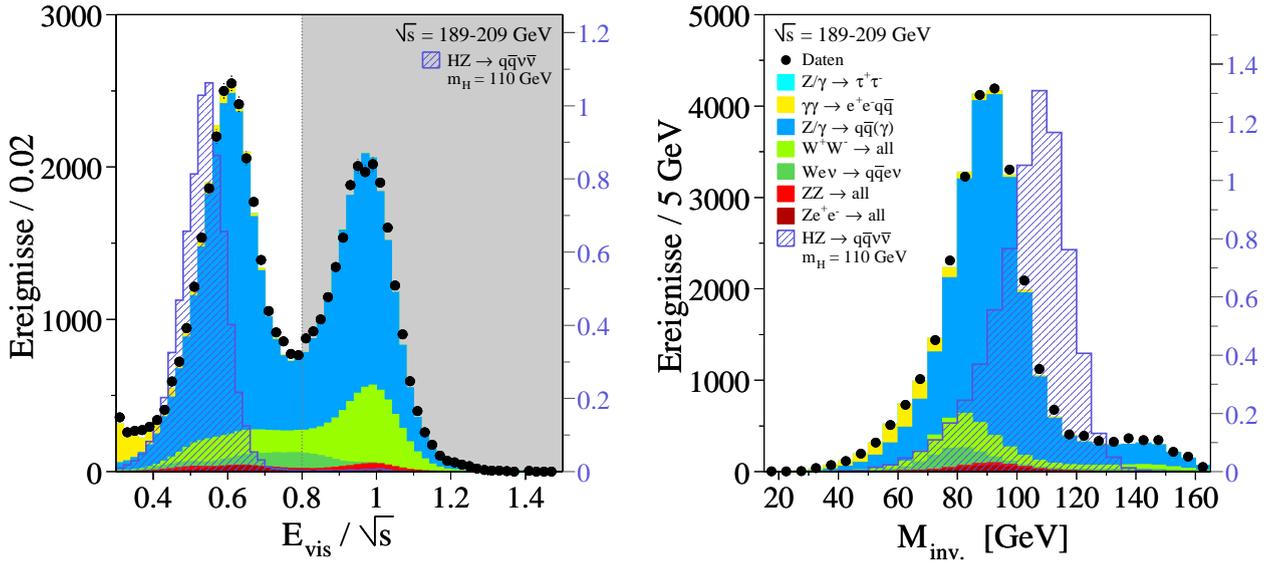


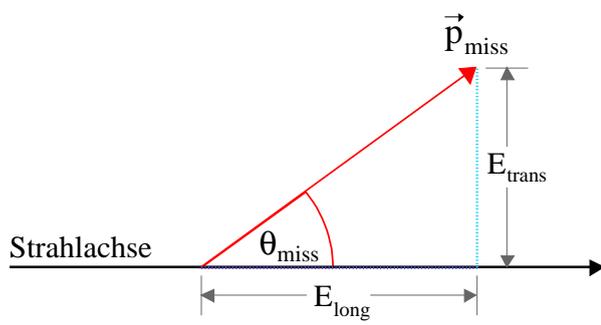
Abbildung 4.8: Die Abtrennung hochenergetischer Ereignisse durch den Schnitt auf das Verhältnis der sichtbaren Energie E_{vis} und der Schwerpunktsenergie. In den nachfolgenden Betrachtungen wurde $E_{\text{vis}}/\sqrt{s} < 0.8$ verlangt. Rechts die sich daraus ergebende Verteilung der invarianten Masse der Jets.

Mit der hier niedrigsten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV hat man bereits die Schwellen der W- und Z-Boson-Paar-Produktionen überschritten, so dass alle im Standardmodell bekannten hadronischen Endzustände aus e^+e^- -Kollisionen zu beachten sind. Eine Auflistung der in den Analysen verwendeten Ereignis-Generatoren befindet sich in Tabelle 4.2.

Die nun verbliebenen Ereignis-Topologien ergeben sich aus den hadronischen Zerfällen einzeln produzierter W- und Z-Bosonen, semileptonischen Zerfällen von W^+W^- -Paaren, sowie aus Endzuständen der Z-Paar-Produktion, wobei nur eines der Z-Bosonen hadronisch zerfällt. Auf die Topologien radiativer Zwei-Fermion-Produktion wird später genauer eingegangen. Ein Überblick der genannten Untergrund-Reaktionen wurde in den Abbildungen 4.6 und 4.7 gegeben. Repräsentative Feynman-Graphen und deren schematische Visualisierung wurden dort gegenübergestellt.

Auch wenn bei diesem Stand der Selektion noch einige Ereignisse aus der Zwei-Photon-Produktion zu erkennen sind, können diese im Verlauf weiterer Selektionsschritte einfach unterdrückt werden. Neben einer engeren Wahl des zugelassenen Intervalls in der sichtbaren Energie kann hier dem geringen Impulsübertrag insofern Rechnung getragen werden, dass der polare Winkel zur Strahlachse sowohl bei den Jets als auch des fehlenden Impulses sehr klein ist. In den später zu betrachtenden Selektionen werden diese Kriterien nicht nur für diese Ereignisklasse zutreffen.

In Abbildung 4.9 ist der Zusammenhang zwischen dem fehlenden Impuls \vec{p}_{miss} , dem polaren Winkel θ_{miss} und den folgend definierten Energie-Imbalancen zu betrachten. Mit der Summe aller gemessenen Teilchen-Impulse erhält man nach Gleichung (4.4) einen Vektor, dessen Betrag der fehlenden Energie entspricht und dessen Komponenten — mit negativem Vorzeichen versehen — die Richtung des fehlenden Energieflusses wiedergeben. Die gemess-



$$\text{mit } \vec{p}_i = \begin{pmatrix} E_i \sin \vartheta_i \cos \varphi_i \\ E_i \sin \vartheta_i \sin \varphi_i \\ E_i \cos \vartheta_i \end{pmatrix}$$

$$\text{und } \vec{p}_{\text{miss}} = - \left(\sum_j^{\text{Jets}} \vec{p}_j + \sum_\ell^{\text{Leptonen}^\pm} \vec{p}_\ell \right) \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow E_{\text{long}} = |\vec{p}_{\text{miss}}| \cos \theta_{\text{miss}} \quad (4.5)$$

$$\Rightarrow E_{\text{trans}} = |\vec{p}_{\text{miss}}| \sin \theta_{\text{miss}} \quad (4.6)$$

Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der longitudinalen und transversalen Energie-Imbalance im Zusammenhang mit dem fehlenden Impuls \vec{p}_{miss} .

senen Verteilungen in Abbildung 4.10 zeigen deutlich, dass sich die Endzustände aus den Boson-Zerfällen auf Grund der Größen E_{long} und E_{trans} unterscheiden lassen.

Bei der Produktion einzelner W-Bosonen — siehe Abbildungen 4.6 (5) und 4.7 (5) — geht das Elektron nach der Emission des Photons vorwärts entlang der Strahlröhre und entkommt so dem Nachweis. Damit können nur die akoplanaren Jets des hadronisch zerfallenden W-Bosons gemessen werden. Der fehlende Impuls, hervorgerufen durch das Elektronenneutrino, führt zu einer Energie-Ungleichheit transversal zur Strahlrichtung. Je nach Produktionswinkel des W-Bosons treten auch höhere Werte in E_{long} auf.

Ein ähnliches Verhalten kann in den Endzuständen $q\bar{q}' \ell^\pm \nu_\ell$ semileptonischer W-Paar-Zerfälle beobachtet werden. Wieder ist das Neutrino für die Energie-Imbalancen des Endzustandes verantwortlich. Sollte zusätzlich ein aus dem Zerfall stammendes Tau-Lepton hadronisch zerfallen, ist dieses nur schwer von den Quark-Jets zu unterscheiden. Die Schemata in Abbildung 4.7 (Seite 63) greifen diese Eigenschaften auf.

In der Produktion eines einzelnen Z-Bosons entweicht das Elektron häufig in Vorwärtsrichtung — siehe Abbildungen 4.6 (6) und 4.7 (6). Die verbleibende Topologie besitzt eine erhebliche longitudinale Energie-Imbalance, allerdings einen vergleichsweise geringen Wert in E_{trans} . Durch die obere Beschränkung der sichtbaren Energie auf $0.8 \cdot \sqrt{s}$ ist die Z-Paar-Produktion durch die Endzustände $q\bar{q} \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ vertreten, zu einem sehr geringen Teil auch durch $q\bar{q} \ell^+ \ell^-$. Letztere sind nur dann vorhanden, wenn eines der Leptonen einen sehr geringen Abstand zur Strahlachse besitzt und dem Nachweis aus Abschnitt 4.2 entgangen ist. Durch die Identifikation des anderen Leptons ist dennoch gewährleistet, dass diese Ereignisse später verworfen werden können. Im Hinblick auf die Energieauflösung für hadronische Jets muss den Endzuständen mit zwei Neutrinos einige Aufmerksamkeit zukommen, da invariante Massen über 100 GeV keine Seltenheit sind und gerade dort — ab Massen von etwa 100 GeV — die Anzahl eventuell erzeugter Higgs-Bosonen stetig abnimmt.

Mit der Wahl einer Masse von 110 GeV für das Standardmodell Higgs-Boson in den hier gezeigten Verteilungen ist bei hohen Schwerpunktsenergien noch nicht das kinematische Limit erreicht, daher zerfallen die erzeugten Bosonen nicht in Ruhe. Dies führt, je nach Produk-

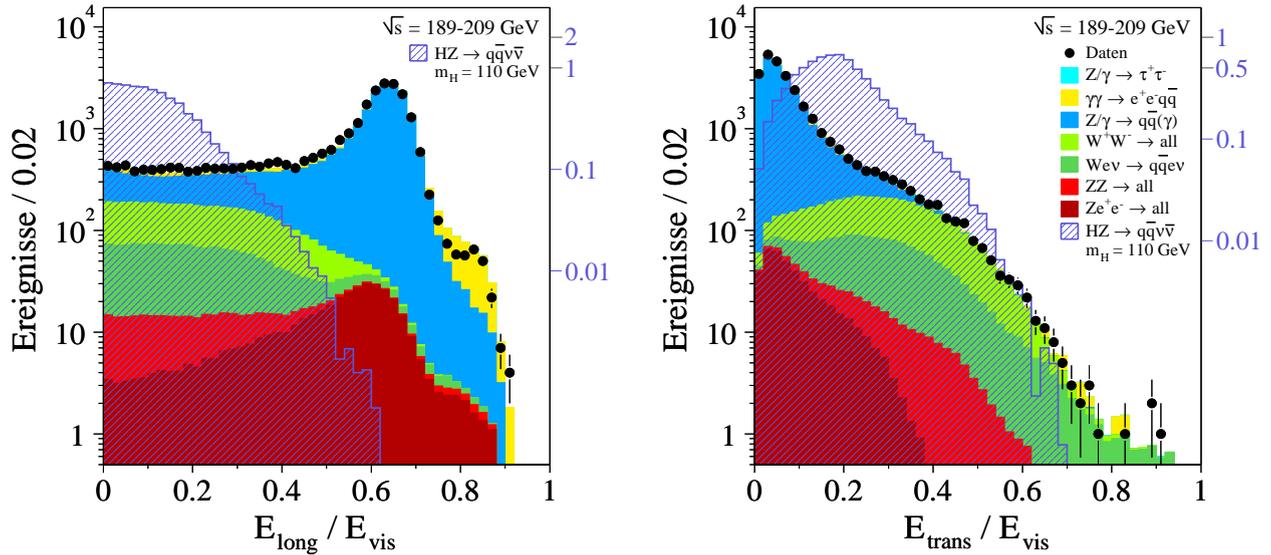


Abbildung 4.10: Die Verteilung der longitudinalen und transversalen Energie-Imbalance E_{long} und E_{trans} nach den Gleichungen (4.5) und (4.6) normiert auf die sichtbare Energie E_{vis} , welche hier auf das Intervall $0.3 \cdot \sqrt{s}$ bis $0.8 \cdot \sqrt{s}$ beschränkt wurde.

tionswinkel, zu nicht verschwindenden Werten in den Energie-Imbalancen, da die Jets aus dem Higgs-Zerfall nicht kollinear auseinanderlaufen. Für kollineare Jets der gleichen Energie ist $E_{\text{long}} \approx E_{\text{trans}} \approx 0$ zu erwarten.

Die Fermion-Paar-Produktion aus Abbildung 4.6 (2) bildet mit der Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares den größten Untergrund in diesen Analysen. Der hohe Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ im Bereich der Z-Resonanz ist dafür verantwortlich, dass bei Schwerpunktsenergien oberhalb von m_Z das wechselwirkende e^+e^- -Paar bereits vor der Kollision eines oder mehrere Photonen abstrahlt und damit die nominelle Schwerpunktsenergie auf die effektive Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'} \approx m_Z$ vermindert wird. Dieses Verhalten wird mit »Rückkehr zum Z« (engl.: *Return to the Z*) bezeichnet.

In der Betrachtung von Prozessen mit Photonabstrahlung im Anfangszustand kann zunächst in allgemeiner Form angenommen werden, dass zwei Photonen vor der eigentlichen e^+e^- -Wechselwirkung entweichen. Mit Erhaltung des Viererimpulses, welche Energie- und Impulserhaltung beinhaltet, folgt für die effektive Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s'} = \sqrt{s + 2 E_{\gamma_1} ((1 - \cos \alpha_{\gamma_1, \gamma_2}) E_{\gamma_2} - \sqrt{s}) - 2 E_{\gamma_2} \sqrt{s}} \quad , \quad (4.7)$$

mit den Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} der beiden Photonen und deren Zwischenwinkel $\alpha_{\gamma_1, \gamma_2}$. Im Fall, dass nur ein Photon abgestrahlt wird, demnach einfache ISR vorliegt (siehe Abbildungen 4.11 und 4.12), sind zwei akollineare Jets zu beobachten. Folgend vereinfacht sich Gleichung (4.7) mit $E_{\gamma_2} = 0$ zu

$$\sqrt{s'} = \sqrt{s - 2 E_{\gamma_1} \sqrt{s}} \quad . \quad (4.8)$$

Werden zwei Photonen abgestrahlt, so ist zu unterscheiden, ob eines der beiden Strahlteilchen beide emittiert oder jedes der Strahlteilchen jeweils ein Photon emittiert. Der nun parallele

| | Reaktion | Generator | |
|------------|--|--------------|------------|
| Signal | $e^+e^- \rightarrow HZ, hZ$ | PYTHIA | [93] |
| | $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ | GGG | [94] |
| | $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ | BHWIDE | [95] |
| | $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ | KK2F | [96] |
| | $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ | KK2F, KORALZ | [96], [97] |
| | $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ | PHOJET | [98] |
| Untergrund | $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ | KK2F | [96] |
| | $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ | KORALW | [99] |
| | $e^+e^- \rightarrow W^+e^-\bar{\nu}_e, W^-e^+\nu_e$ | EXCALIBUR | [100] |
| | $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ | PYTHIA | [93] |
| | $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ | EXCALIBUR | [100] |
| | $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ | PYTHIA | [93] |

Tabelle 4.2: Die Monte-Carlo-Generatoren der Reaktionstypen, welche in den Analysen berücksichtigt wurden. Einige der entsprechenden Feynman-Diagramme sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

($\alpha_{\gamma_1, \gamma_2} = 0^\circ$) oder antiparallele ($\alpha_{\gamma_1, \gamma_2} = 180^\circ$) Verlauf der Photonen entlang der Strahlröhre führt zu unterschiedlichen effektiven Schwerpunktsenergien:

$$\gamma_1 \uparrow\uparrow \gamma_2 : \quad \sqrt{s'} = \sqrt{s - 2(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})\sqrt{s}} \quad (4.9)$$

$$\text{oder } \gamma_1 \uparrow\downarrow \gamma_2 : \quad \sqrt{s'} = \sqrt{s - 2(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})\sqrt{s} + 4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}} \quad (4.10)$$

Der Vergleich von (4.8) mit (4.9) ergibt, dass folglich die parallele Emission von Photonen der Abstrahlung eines Photons mit der Energie $E_{\gamma_0} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$ entspricht.

Eine Monte-Carlo-Studie gibt Aufschluss darüber, wie sich der Zusammenhang zwischen den Photonenergien, deren Winkel und der berechneten effektiven Schwerpunktsenergie darstellt. Dazu werden die simulierten Ereignisse des Prozesses $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma\gamma)$ aus $\sqrt{s} = 206.6$ GeV einer gesonderten Analyse unterzogen. Die Kriterien für die Endzustände sind die gleichen wie jene aus Abschnitt 4.3: Es werden nur Ereignisse betrachtet, welche hohe Hadron-Multiplizitäten im Endzustand aufweisen und deren sichtbare Energie zwischen 30 % und 80 % der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} liegt. Zudem soll die Mindestenergie der beiden höchst-energetischen Photonen (auf Generator-Ebene mit $E_{\gamma_1} \geq E_{\gamma_2}$) 2 GeV betragen. Etwa 54.7 % aller generierten Ereignisse erfüllen diese Bedingungen mit zumindest einem abgestrahlten Photon.

Die Häufigkeit dieses Ereignistyps gab den LEP-Experimenten Anlass dazu, auch bei Schwerpunktsenergien oberhalb der Z-Resonanz die Masse des Z-Bosons noch einmal zu bestimmen [101, 102]. Neben einem Vergleich mit der bereits bei LEP1 bestimmten Z-Masse [103] konnten somit zusätzliche Studien hadronischer Jets aus Zerfällen der Eich-Bosonen durchgeführt werden. Außerdem war man mit den hohen Ereignisraten in der Lage, Rückschlüsse auf die

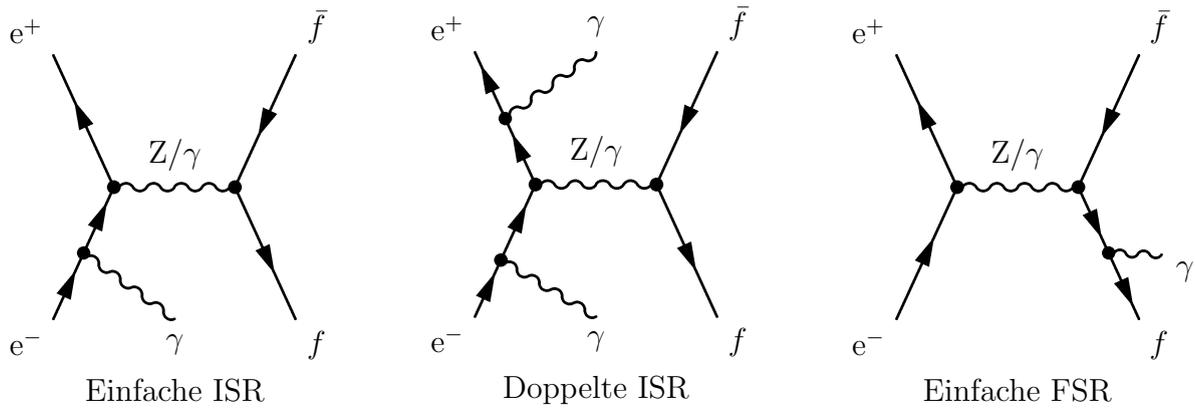


Abbildung 4.11: Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand (**I**nitial **S**tate **R**adiation) oder Endzustand (**F**inal **S**tate **R**adiation) am Beispiel der Fermion-Paar-Produktion.

vom LEP-Beschleuniger gelieferte Strahlenergie zu gewinnen [104]. Diese Vorgehensweise ergänzte die in Abschnitt 3.1.2 genannten Prozeduren zur exakten Bestimmung der Schwerpunktsenergien bei LEP.

Im linken Teil der Abbildung 4.13 ist deutlich die Korrelation der Photonenergien zu erkennen, wie sie sich aus den Gleichungen (4.9) und (4.10) für die verschiedenen Fälle ergibt, wenn $\sqrt{s'}$ in etwa der Z-Boson-Masse entspricht. Für das parallele Entweichen der Photonen bei $\sqrt{s} = 206.6$ GeV wird deren Energiesumme etwa $E_{\gamma_0} = (s - m_Z^2) / 2\sqrt{s} \approx 83.2$ GeV betragen, wohingegen das diametrale Auseinanderlaufen mit $E_{\gamma_2} \approx E_{\gamma_1}$ eine jeweilige Energie von $E_{\gamma_i} = (\sqrt{s} - m_Z) / 2 \approx 57.7$ GeV aufweist.

Abhängig davon, wieviele ISR-Photonen den genannten Bedingungen genügen, kann nun die effektive Schwerpunktsenergie auf Monte-Carlo-Basis nach den Gleichungen (4.7) und (4.8) berechnet werden. Dabei ist zu unterscheiden, ob ein oder mehrere Photonen abgestrahlt wurden. Wenn zwei (oder mehr) ISR-Photonen auftreten, muss deren Orientierung zueinander — parallel oder antiparallel — Berücksichtigung finden. Das Ergebnis ist his-

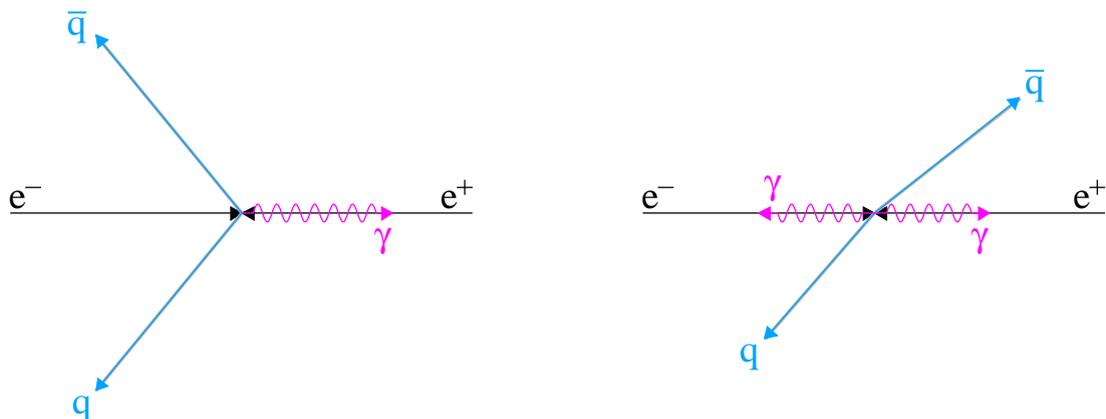


Abbildung 4.12: Topologien einfach und doppelt radiativer Ereignisse aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Die Photonen entweichen meist unerkannt entlang der Strahlröhre.

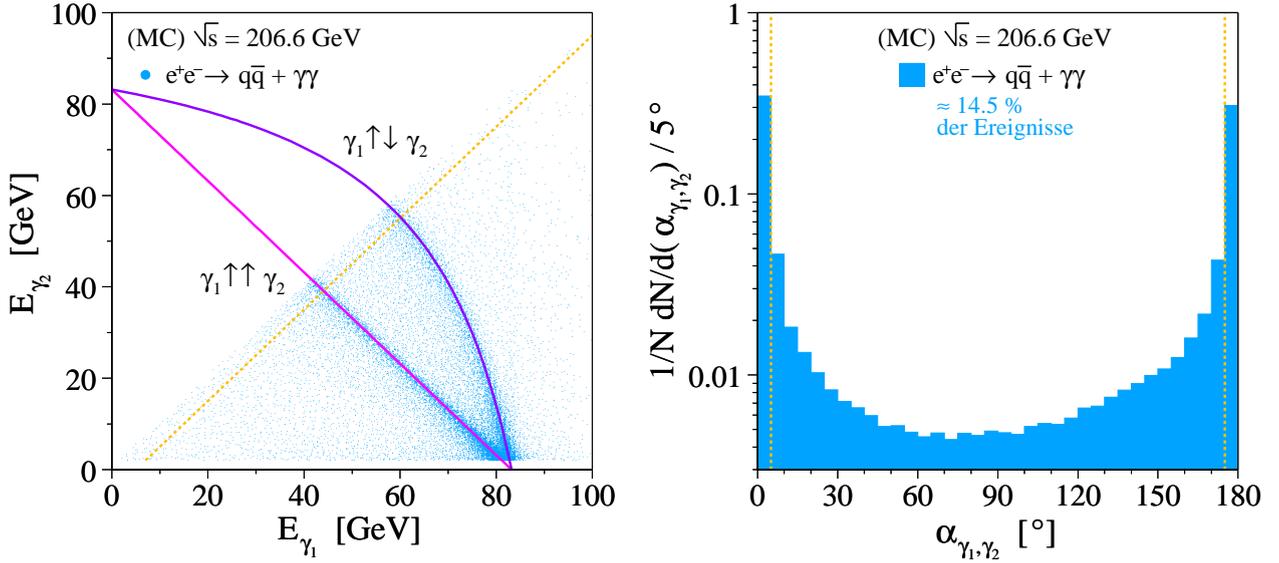


Abbildung 4.13: Die Energiebeziehung der ISR-Photonen im Fall doppelt radiativer Ereignisse aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$. Rechts ist deren Zwischenwinkel in relativer Häufigkeit aufgetragen. Die gelb-gestrichelten Linien beziehen sich auf eine weitere Einschränkung des Phasenraums und werden im Text erläutert.

togrammatrisch im linken Teil der Abbildung 4.14 aufgetragen. Leider kann die Verteilung gemäß den Kalkulationen aus den Gleichungen (4.7) und (4.8) nicht gemessen werden, da sich die Photonen dem Nachweis durch Entweichen entlang der Strahlröhre entziehen. Eine Energie- und Winkelbestimmung ist nur dann möglich, wenn ein Bremsstrahlungsquant im Akzeptanzbereich des Detektors liegt. Auf eine dann notwendige Modifikation in der Berechnung von $\sqrt{s'}$ im Hinblick auf die vorausgesetzte Drei-Teilchen-Kinematik soll hier nicht genauer eingegangen werden. Diese kann [101] entnommen werden.

Allerdings lässt sich die Energie eines möglichen Bremsstrahlungsphotons über die polaren Winkel des Zwei-Teilchen-Endzustandes abschätzen. Hier sind dies ϑ_1 und ϑ_2 aus den Koordinaten $(E_i, \varphi_i, \vartheta_i)$ des i -ten Jets, wobei stets $E_1(\text{Jet}) > E_2(\text{Jet})$ gelten soll. Mit Gleichung (4.8) kann somit ein großer Teil der effektiven Schwerpunktsenergien korrekt bestimmt werden:

$$E'_\gamma = \sqrt{s} \frac{|\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)|}{\sin \vartheta_1 + \sin \vartheta_2 + |\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)|} \quad , \quad (4.11)$$

$$\Rightarrow \sqrt{s'} = \sqrt{s} \cdot \sqrt{1 - 2 \frac{|\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)|}{\sin \vartheta_1 + \sin \vartheta_2 + |\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)|}} \quad . \quad (4.12)$$

Die mit diesen experimentellen Mitteln bestimmte Verteilung in Abbildung 4.14 zeigt starke Ausläufer zu hohen Werten in $\sqrt{s'}$. Da in der Berechnung der Photonenergie nach (4.11) ausschließlich die Winkel – und nicht die Energien – der beobachteten Jets eingehen, geht für kollineare Zwei-Teilchen-Endzustände E'_γ gegen Null, so dass die effektive Schwerpunktsenergie gegen \sqrt{s} strebt.

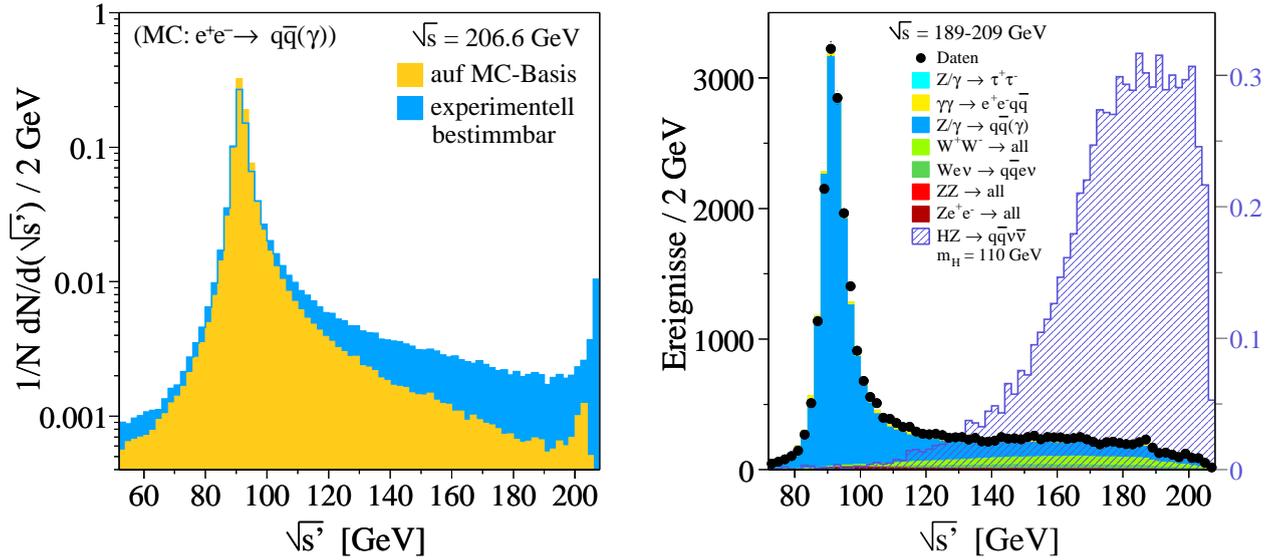


Abbildung 4.14: Die Berechnung der effektiven Schwerpunktsenergie auf der Grundlage aller Monte-Carlo-Informationen (gelbes Histogramm) und auf experimenteller Ebene nach Gleichung (4.12) (blaues Histogramm). Rechts ist die gemessene Verteilung im Vergleich zur theoretischen Erwartung inklusive vollständiger Detektorsimulation dargestellt.

In diesen Studien wurden jedoch nur jene Ereignisse betrachtet, deren sichtbare Energie unter $0.8 \cdot \sqrt{s}$ liegt. Demnach kann es sich bei den Endzuständen mit $\sqrt{s'} \approx \sqrt{s} = 206.6 \text{ GeV}$ lediglich um doppelt radiative Ereignisse handeln, deren im Anfangszustand abgestrahlte Photonen diametral auseinander gelaufen sind und annähernd die gleiche Energiemenge davongetragen haben. Der Anteil von Ereignissen ohne Abstrahlung eines ISR-Photons ist im Hinblick auf die hier gesetzte Schranke in der sichtbaren Energie zu vernachlässigen.

Mit weiteren Einschränkungen an die kinematischen Gegebenheiten kann dies auf Generator-Basis verifiziert werden: Wie in Abbildung 4.13 durch die gestrichelten Linien angedeutet, soll nun die Energiedifferenz der Photonen maximal 5 GeV betragen und es werden nur jene Ereignisse betrachtet, bei denen der Winkel zwischen den Photonen $\alpha_{\gamma_1, \gamma_2}$ entweder kleiner als 5° oder größer als 175° ist. In Abbildung 4.15 ist zu erkennen, dass sich für den antiparallelen Verlauf der Photonen auch Ereignisse bei höheren Werten von $\sqrt{s'}$ häufen. Die invariante Masse des $q\bar{q}$ -Paares auf Monte-Carlo-Basis bestätigt diese Tatsache.

Studien anderer Messungen [105, 106] bei Schwerpunktsenergien weit über der Z-Resonanz ($\sqrt{s} \gg m_Z$) haben gezeigt, dass — abhängig von der Signaldefinition — durchaus einige hundert Ereignisse zwei diametrale und energetisch balancierte Bremsstrahlungsquanten aufweisen. In diesen Ereignissen zerfällt das Z-Boson annähernd in Ruhe, wodurch ein Higgs-Strahlungsprozess mit hoher Higgs-Masse vorgetauscht wird.

Ein Schnitt in $\sqrt{s'}$ könnte diese Ereignisse verwerfen, jedoch wird damit, wie im rechten Teil der Abbildung 4.14 zu erkennen, auch ein mögliches Higgs-Signal hoher Massen stark reduziert. Daher wird in den folgenden Analysen der Winkel zwischen den rekonstruierten Jets eingeschränkt. Einfach radiative Ereignisse können dann zusätzlich durch die Lage des

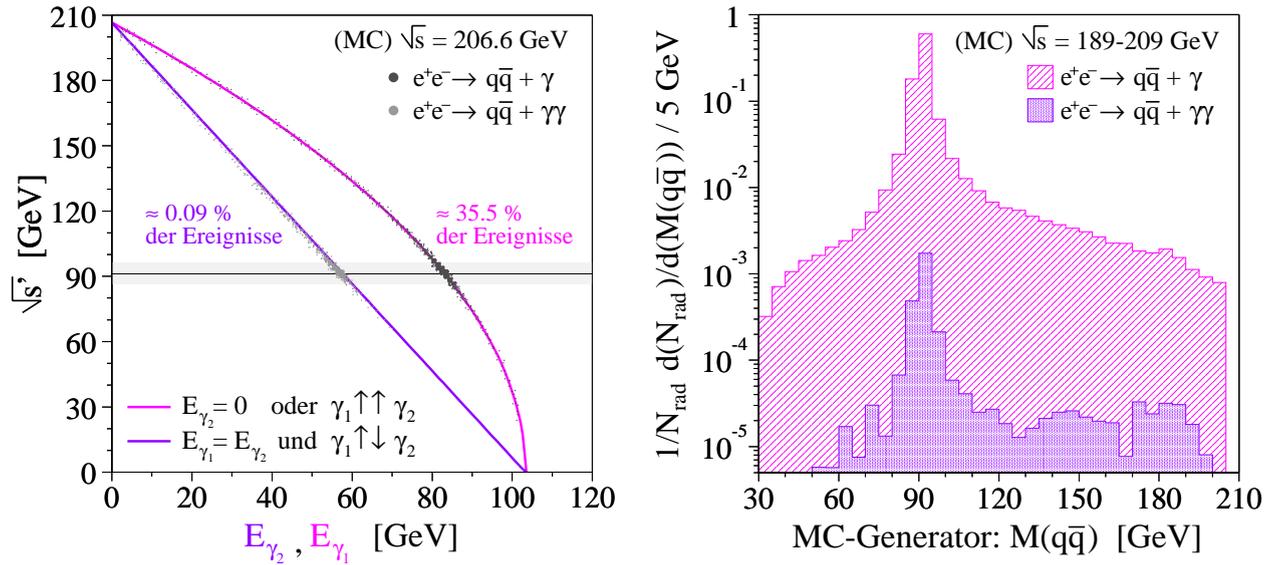


Abbildung 4.15: Der Zusammenhang zwischen den Energien der Bremsstrahlungsquanten und der effektiven Schwerpunktsenergie berechnet nach den Gleichungen (4.9) und (4.10). Rechts ist die invariante Masse des Quark-Antiquark-Paares relativ zur Gesamtanzahl radiativer Ereignisse N_{rad} in allen hier zu betrachtenden Schwerpunktsenergien aufgetragen, wie sie durch die Monte-Carlo-Rechnung vorhergesagt wird.

fehlenden Impulses identifiziert werden. In Abbildung 4.16 sind Aufnahmen beobachteter Ereignisse für beide Arten radiativer Z-Produktion illustriert.

Die angesprochenen Analysen sind die Higgs-Suchen aus »Teil I: Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ « und aus »Teil II: Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ «.

Projektion der x-y-Ebene:

Projektion der x-z-Ebene:

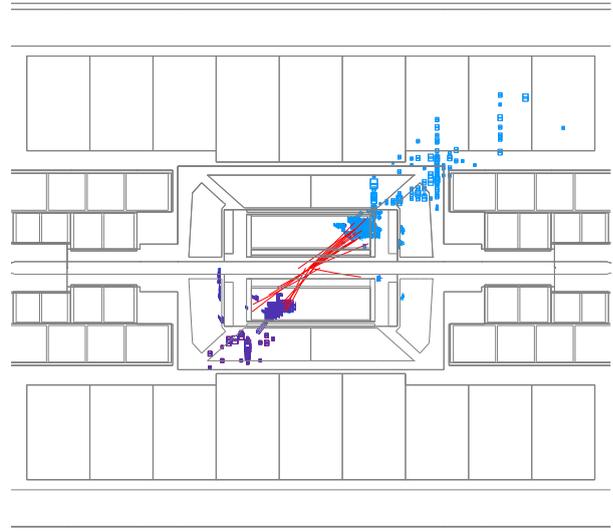
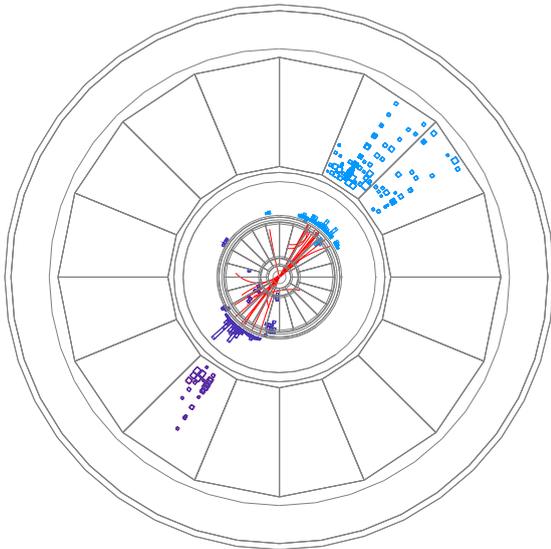
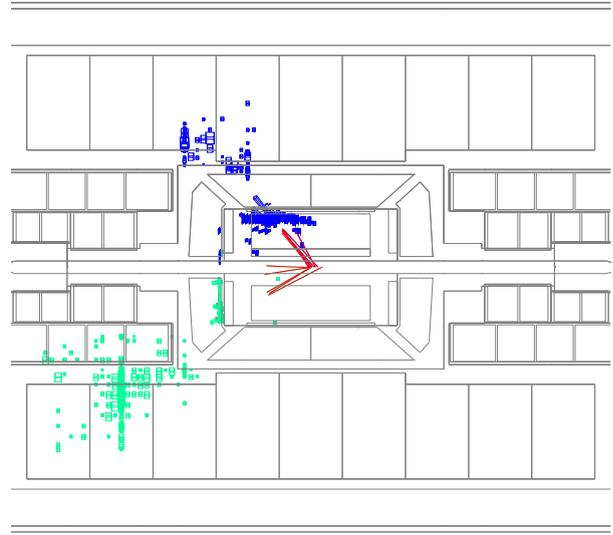
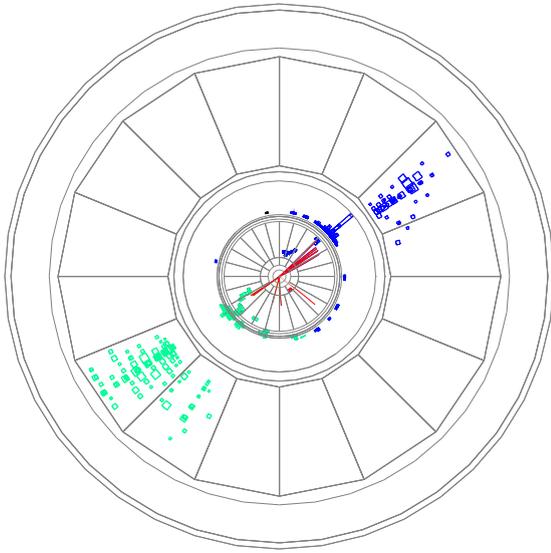


Abbildung 4.16: Radiative Ereignisse, welche mit dem L3-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 206.6$ GeV beobachtet wurden: Oben mit einfacher Photon-Abstrahlung, unten mit der Abstrahlung zweier Photonen. Die Event-Displays stellen den Zentralbereich des Detektors dar. In beiden Ereignissen bilden die Jets eine invariante Masse von $M_{\text{inv.}} \approx 91$ GeV $\approx m_Z$.

(Anmerkung: Das im unteren Teil gezeigte Ereignis ist ein Kandidat für die assoziierte Produktion eines schweren unsichtbar zerfallenden Teilchens, ähnlich dem Higgs-Strahlungsprozess des Standardmodells. Mit der Suche nach dieser Ereignisklasse beschäftigt sich Teil II der Analysen.)

Teil I

Suche nach dem Standardmodell
Higgs-Boson in der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$$

Kapitel 5

Auswahl der Kandidaten

Die Anzahl erwarteter Higgs-Ereignisse ist klein gegenüber jener aus den Untergrund-Reaktionen. Verdeutlicht wurde dies bereits in Abbildung 3.2 aus Kapitel 3.1, in der einige gemessene Wirkungsquerschnitte zu betrachten sind. Die erwarteten, ebenfalls dort eingezeichneten, Produktionswahrscheinlichkeiten der Higgs-Prozesse liegen zum Teil einige Größenordnungen darunter. Für die Suche nach einem Higgs-Signal ist hingegen ein günstigeres Verhältnis von Signal- zu Untergrund-Ereignissen nötig, da sonst keine ausreichende Empfindlichkeit erzielt wird.

Zunächst werden mögliche Topologien vorgestellt, bevor spezielle Eigenschaften der Signale zu diskutieren sind. Anschließend können diese Informationen mit den bereits in Abschnitt 4.3 beschriebenen Eigenschaften der Untergrund-Reaktionen die selektiven Maßnahmen motivieren, mit denen eine Auswahl der Kandidaten zu treffen ist.

5.1 Topologien

Auf der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson ist zu beachten, welchen Massenbereich es maximal zu beleuchten gilt. Abhängig vom Produktionsprozess und der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie werden auch die mit der Größe der Higgs-Masse verknüpften Verzweungsverhältnisse eine Rolle spielen. In den Abschnitten 2.3 und 2.4 wurde gezeigt, dass in der Erzeugung eines Higgs-Bosons der Higgs-Strahlungsprozess bis zum kinematischen Limit überwiegt. Bei höchsten Energien des LEP-Beschleunigers entspricht dies einer maximal zu erreichenden Higgs-Masse von etwa 115 GeV. Bis zu diesen Massenwerten dominiert der Higgs-Zerfall in $b\bar{b}$ -Paare. Demzufolge ergeben sich die Ereignisklassen aus Abbildung 5.1, deren relative Häufigkeiten aus der Kombination der Verzweungsverhältnisse des Higgs- und des Z-Bosons berechnet werden können. Für die Higgs-Massenhypothesen von 100 GeV und 115 GeV sind diese in Tabelle 5.1 aufgelistet. Da der Zerfall des Higgs-Bosons bei Massen um 100 GeV vornehmlich in $b\bar{b}$ - und $\tau^+\tau^-$ -Paare geht, wurden bei L3 und in der LEP-Kombination nur diese berücksichtigt, auch wenn der Zerfall in W^+W^- -Paare nahe dem kinematischen Limit immer mehr an Bedeutung gewinnt.

Die wahrscheinlichste Topologie ist der »Vier-Jet-Kanal«, bei dem das Higgs in zwei b-Jets und das Z ebenfalls in zwei Quarks zerfällt. Diese Ereignisse beinhalten 50 % der erwarteten Erzeugung von Higgs-Teilchen. Allerdings ist dieser Kanal mit der höchsten Untergrundrate behaftet und es tritt das so genannte »Pairing-Problem« zu Tage, bei dem entschieden werden muss, welche Jets bei der Analyse dem Higgs und welche dem Z zugeordnet werden sollen. Je nach untersuchtem Massenbereich werden alle kombinatorischen Möglichkeiten

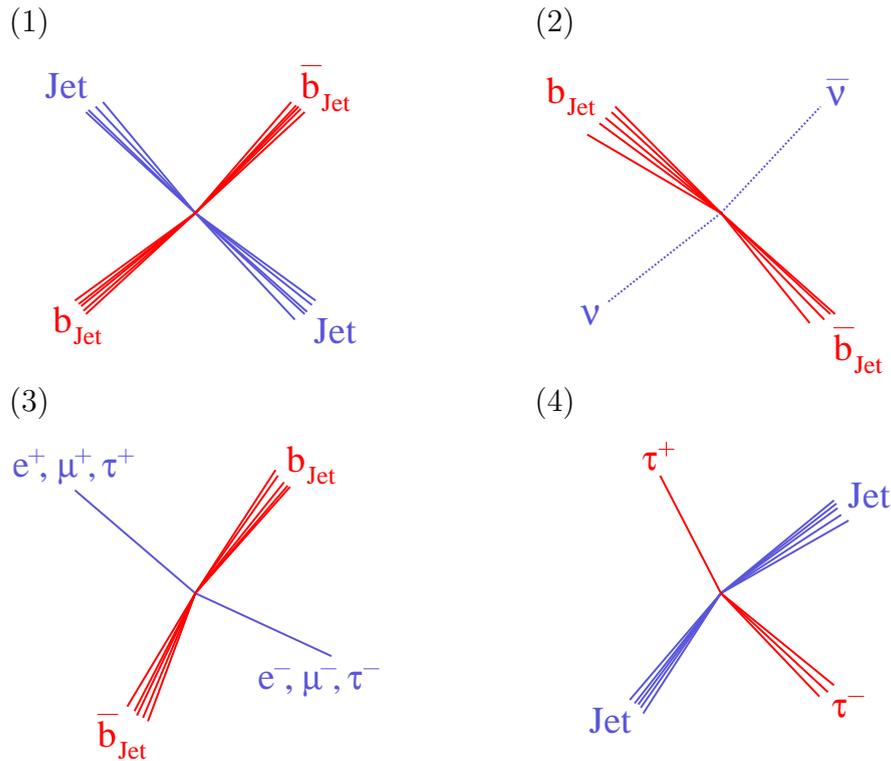


Abbildung 5.1: Vier der Ereignisklassen, die bei der Produktion eines Higgs-Bosons zu beobachten wären und von den LEP-Experimenten untersucht wurden (siehe Kapitel 12). Deren relative Häufigkeiten sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

getestet und gespeichert. 15 % erwarteter Higgs-Erzeugung zeigen sich durch die Signatur $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, den so genannten »Neutrino-Kanal«. In diesen Ereignissen fehlt die Energie der Neutrinos im Detektor.

Als dritthäufigster Modus ist der so genannte »Lepton-Kanal« zu nennen. Hier wären zwei geladene Leptonen aus dem Z-Zerfall und zwei b-Jets aus dem Zerfall des Higgs-Boson zu detektieren. Bei einer Entdeckung des Higgs-Bosons in diesem Kanal, könnte die Masse m_H aus der Topologie $b\bar{b}e^+e^-$ sehr genau bestimmt werden, da sowohl die invariante Masse der b-Jets als auch die Rückstoßmasse des e^+e^- -Paares die Higgs-Masse festlegen. Die gute Energie- und Winkelauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters garantiert, dass die Elektron-Positron-Paare eine sehr gute Massenauflösung zeigen.

Es folgt die Topologie, bei der das Higgs in ein $\tau^+\tau^-$ -Paar und das Z hadronisch zerfällt. Die Ähnlichkeit mit der zuvor beschriebenen Ereignisklasse offeriert die Kombination der Kanäle, bei denen ein $\tau^+\tau^-$ -Paar und zwei Jets zu beobachten sind, zu dem so genannten »Tau-Kanal«, unabhängig davon, ob das Higgs- oder das Z-Boson in $\tau^+\tau^-$ zerfällt.

In diesem Kapitel wird die Suche nach dem Higgs-Boson im Neutrino-Kanal beschrieben. Wie noch später zu sehen ist, hat L3 bei einer Schwerpunktsenergie von 206.6 GeV in diesem Kanal einen interessanten Kandidaten beobachtet, dessen Signifikanz in den folgenden Kapiteln erläutert wird. Eine Detektor-Aufnahme dieses Ereignisses wird in Abbildung 6.14 zu finden sein.

| Kanal | Verzweigungsverhältnis [%] | $e^+e^- \rightarrow$ | HZ | rel. Hfkt. [%] |
|-------------------------------|----------------------------|-------------------------------|-----------------------------|----------------|
| Zerfall des Z-Bosons: | | (1) \rightarrow | $b\bar{b}q\bar{q}$ | 56.0 / 50.1 |
| Hadronen | 69.91 ± 0.06 | (2) \rightarrow | $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ | 16.0 / 14.3 |
| Neutrinos | 20.00 ± 0.06 | (3) \rightarrow | $b\bar{b}\ell^+\ell^-$ | 8.1 / 7.2 |
| $\ell^+\ell^-$ | 3.3658 ± 0.0023 | (4) \rightarrow | $\tau^+\tau^-q\bar{q}$ | 6.2 / 5.7 |
| Zerfall des Higgs-Bosons: | | \rightarrow | $\tau^+\tau^- \nu\bar{\nu}$ | 1.8 / 1.6 |
| $b\bar{b}$ | 80.1 / 71.5 | \rightarrow | $W^+W^-q\bar{q}$ | 0.8 / 6.2 |
| $\tau^+\tau^-$ | 8.8 / 8.1 | \rightarrow | $W^+W^- \nu\bar{\nu}$ | 0.2 / 1.8 |
| W^+W^- | 1.2 / 8.8 | \rightarrow | sonstige | 10.9 / 13.1 |
| $m_H = 100 / 115 \text{ GeV}$ | | $m_H = 100 / 115 \text{ GeV}$ | | |

Tabelle 5.1: Die Verzweigungsverhältnisse des Z- und des Higgs-Bosons in allen relevanten Ereignisklassen. Die Bezeichnung $\ell^+\ell^-$ im linken Teil bezieht sich auf ein Paar geladener Leptonen, nicht auf die Summe über e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ und $\tau^+\tau^-$. Dort sind die Werte [10] entnommen, während die relativen Häufigkeiten im Zerfall des Higgs-Bosons mit HDECAY [24] für die Massen 100 GeV und 115 GeV berechnet wurden. Daraus ergeben sich die relativen Häufigkeiten der Ereignisklassen im rechten Teil.

5.2 Identifikation von b-Quarks

Die Möglichkeit, b-Quarks in Endzuständen zu erkennen, eröffnet der Suche nach Higgs-Bosonen eine Trennung von signal- und untergrundartigen Ereignissen, vor allem im eben besprochenen Massenintervall $2m_b \leq m_H \leq 2m_W$. Wenn b-Quarks produziert werden, finden sich b-haltige Hadronen unter den Fragmentationsprodukten. Kommt es hingegen zur Produktion der leichteren u-, d-, s- oder c-Quarks, ist es aufgrund der hohen b-Quark-Masse unwahrscheinlich, dass b-Hadronen als Folge der Hadronisation erzeugt werden. Aus der Anwesenheit von b-Hadronen in den Endzuständen kann somit auf die ursprüngliche Produktion von b-Quarks geschlossen werden.

Die typische Lebensdauer b-haltiger Hadronen ist dabei ein geeignetes Kriterium, durch die sich daraus ergebende Zerfallslänge eine Unterscheidung zwischen b-Quarks und den leichteren u-, d-, s- oder c-Quarks zu treffen. Ein Vergleich einiger b- und nicht-b-haltigen Mesonen findet sich in Tabelle 5.2. Bei einer Lebensdauer von ca. 1.6 ps ist die Zerfallslänge mit etwa 0.5 mm gerade so groß, dass sie im Gegensatz zu jenen der c-haltigen Mesonen mit einer Lebensdauer von ca. 0.5 ps im Detektor aufzulösen ist. Die um einige Größenordnungen längere Lebensdauer der uds-Hadronen hat zur Folge, dass diese zu einem großen Teil nicht mehr in den bis jetzt üblichen Detektorgeometrien zerfallen können.

Im Folgenden wird beschrieben, wie die Erkennung von b-Hadronen bei L3 realisiert wurde. Zunächst soll allerdings eine kurze Einführung in die Fragmentations-Modelle und die Zerfallslängenberechnung gegeben werden.

| Teilchen | Lebensdauer [ps] | Masse [MeV] | Quark-Inhalt |
|-----------|----------------------------------|-------------------------|----------------------|
| B^0 | 1.536 ± 0.014 | 5279.4 ± 0.5 | $d\bar{b}$ |
| B^\pm | 1.671 ± 0.018 | 5279.0 ± 0.5 | $u\bar{b}, \bar{u}b$ |
| B_s^0 | 1.461 ± 0.057 | 5369.6 ± 2.4 | $s\bar{b}$ |
| B_c^\pm | $0.46_{-0.16}^{+0.18} \pm 0.03$ | $6400 \pm 390 \pm 130$ | $c\bar{b}, \bar{c}b$ |
| D^0 | 0.4103 ± 0.0015 | 1864.6 ± 0.5 | $\bar{u}c$ |
| π^\pm | $(2.6033 \pm 0.0005) \cdot 10^4$ | 139.57018 ± 0.00035 | $u\bar{d}, \bar{u}d$ |

Tabelle 5.2: Die Lebensdauer und die Masse einiger b-Hadronen im Vergleich zu Hadronen mit anderen Quark-Inhalten, hier das D^0 -Meson und die geladenen Pi-Mesonen [10].

5.2.1 Fragmentation und Zerfallslängen

Prinzipiell ergibt sich eine Abschätzung der Zerfallslänge aus dem einfachen Zusammenhang $d_q = c\tau_q$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und τ_q die Lebensdauer des Quarkzustandes sind. Daraus folgen die eben genannten Werte $d_B \approx 0.5$ mm, $d_D \approx 0.1$ mm und $d_\pi \approx 7.8$ m. Diese naive Abschätzung unterschlägt allerdings einen relativistischen Faktor und berücksichtigt nicht die Tatsache, dass nach der Fragmentation die entstandenen Hadronen keine feste Geschwindigkeit besitzen. Die ursprüngliche Energie des produzierten Quarks verteilt sich statistisch auf die Fragmentationsprodukte. Allgemein gilt für die Strecke d , welche von einem instabilen Teilchen mit der Geschwindigkeit β bis zu seinem Zerfall zurückgelegt wird

$$d = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} t \quad , \quad (5.1)$$

wobei t die Zeitspanne zwischen Produktion und Zerfall des Teilchens ist. Die Geschwindigkeitsverteilung der Hadronen wird je nach Masse der Quarks durch verschiedene Fragmentationsfunktionen gegeben. Im Fall der leichten u-, d- und s-Quarks ist dies die Fragmentation nach Lund [107]

$$f(z) = \frac{1}{N_L} \frac{1}{z} (1 - z)^a \exp\left(-\frac{b m_\perp^2}{z}\right) \quad (5.2)$$

in Abhängigkeit des Verhältnisses $z = E_{\text{Hadron}}/E_{\text{Strahl}}$ und der transversalen Hadron-Masse $m_\perp = \sqrt{m^2 + p_\perp^2}$. Mit dem Normierungsfaktor N_L sind die Parameter a und b den Messdaten anzupassen. Entsprechend gilt die Fragmentationsfunktion für die schweren c- und b-Quarks nach Peterson [108]

$$f(z) = \frac{1}{N_P} \frac{1}{z} \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1 - z}\right)^{-2} \quad , \quad (5.3)$$

in der wieder die Normierung N_P und der Parameter $\epsilon_q \propto 1/m_q^2$ den gemessenen Verteilungen der Daten anzupassen sind, mit der Masse m_q des Quarks mit Flavour q .

Im linken Teil der Abbildung 5.2 sind die Funktionen aus (5.2) und (5.3) dargestellt. Die Wahl der Parameter entspricht einer Anpassung an Daten bezüglich der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$

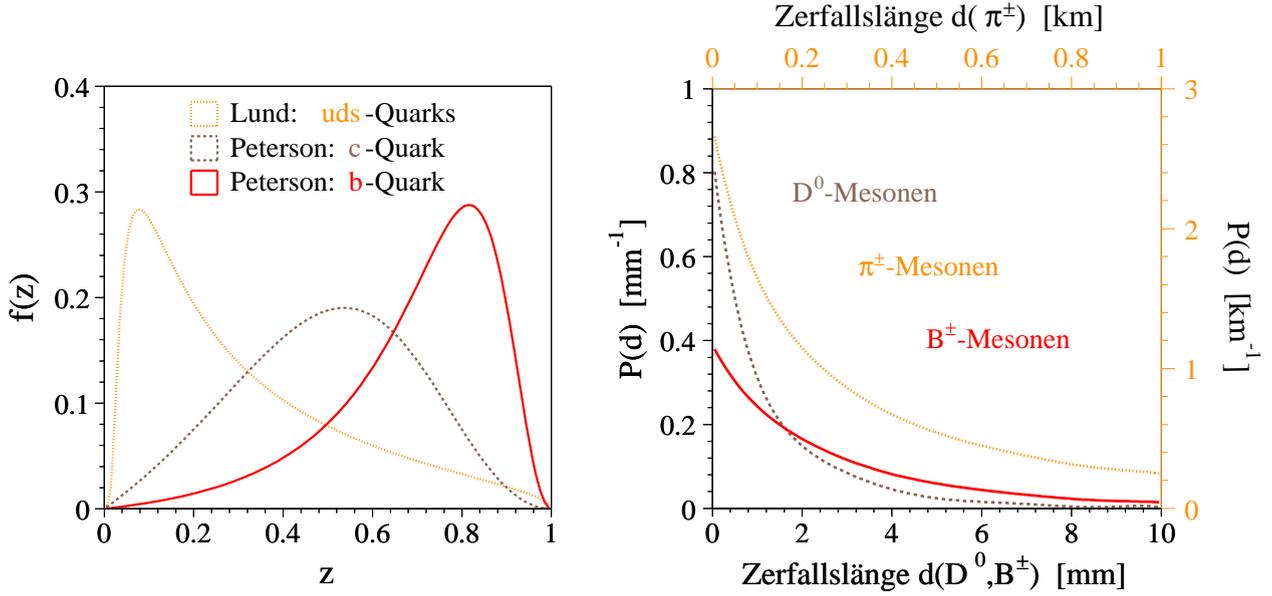


Abbildung 5.2: Die Fragmentationsverteilungen für leichte und schwere Quarks nach Lund (u-, d- und s-Quarks) und Peterson (c- und b-Quarks). Rechts die Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilung $P(d)$ einiger Mesonen, welche sich aus den eben genannten Quarks zusammensetzen.

aus der LEP1-Phase bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 91.2$ GeV. Im Fall der Lund-Fragmentation wurden die Standardwerte von JETSET [93] $a = 0.5$ und $b = 0.9$ GeV^{-2} benutzt und für m_\perp der in [109] angegebene Wert 0.3 GeV eingesetzt. In den jeweiligen Peterson-Funktionen wurden $\epsilon_c = 0.400$ und $\epsilon_b = 0.042$ angenommen [109].

Aus dem Zerfallsgesetz folgt die Verteilung der Wahrscheinlichkeit der Lebensdauer t um die gegebene Lebensdauer τ gemäß

$$W(t) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad , \quad (5.4)$$

welche dann in die Wahrscheinlichkeitsdichte der Zerfallslänge

$$P(d) = \int_{z_{\min}}^1 f(z) W(t(d, z)) dz \quad (5.5)$$

eingeht. Für die Zeitspanne t folgt aus $z_{\min} = (m_{\text{Hadron}}/E_{\text{Strahl}})$ und

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{m_{\text{Hadron}}}{z E_{\text{Strahl}}}\right)^2} \quad \xrightarrow{(5.1)} \quad t(d, z) = d \frac{z_{\min}}{z} \left(1 - \frac{z_{\min}}{z}\right)^{-1/2} \quad (5.6)$$

die gebräuchliche Form. Die Integrale in (5.5) sind nicht analytisch lösbar, so dass die in Abbildung 5.2 dargestellten Wahrscheinlichkeitsdichten durch normierte Zerfallslängenverteilungen aus Monte-Carlo-Methoden gewonnen werden müssen [110]. Diese Verteilungen sind lediglich Näherungen und sollen zeigen, dass die Zerfallslängen der b-Hadronen tatsächlich einige Millimeter betragen können.

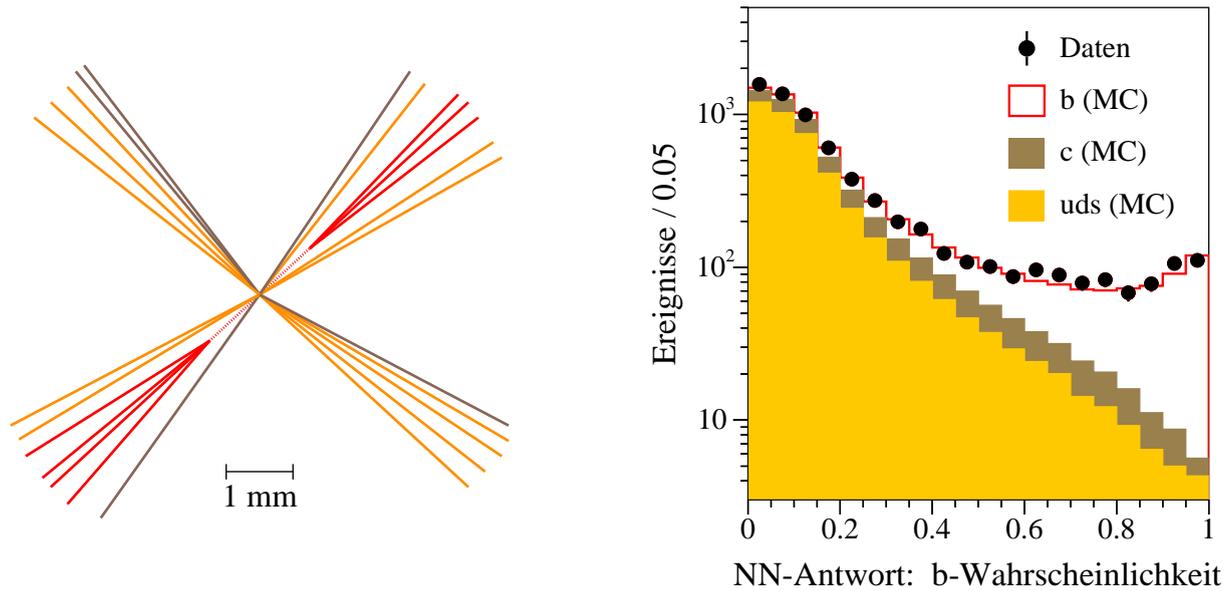


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung einer b-Hadronisierung am Beispiel eines Higgs-Zerfalls im Vier-Jet-Kanal $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$. Rechts ist die Antwort des neuronalen Netzes zu erkennen, wie dieses auf hadronische Endzustände der Kalibrationsdaten des Jahres 1999 anspricht [113]. Man beachte die logarithmische Darstellung der Ereignis-Häufigkeiten.

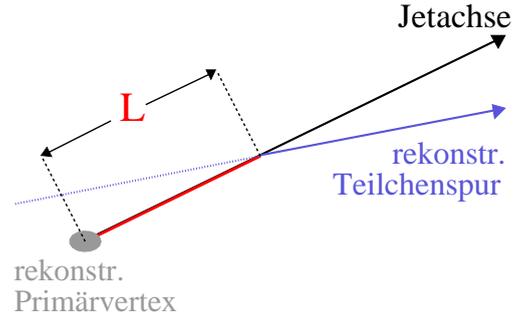
5.2.2 Konstruktion einer b-Wahrscheinlichkeit

Allgemein können neben der charakteristischen Zerfallslänge der b-Hadronen auch andere Observablen dazu benutzt werden, b-Zerfälle von denen leichterer Quark-Flavours zu unterscheiden. Um alle vermessenen Spurparameter und b-artige Variablen in einer gemeinsamen diskriminierenden Größe zu vereinigen, bediente man sich bei L3 eines *Neuronalen Netzes*, genauer eines dreilagigen *Feed-Forward-Netzes*, welches mit 15 Eingabeknoten, 30 versteckten Knoten und 2 Ausgabeknoten mit Hilfe des Programmpaketes JETNET [111] erstellt wurde. Die Wahl zweier Ausgabeknoten für b- und c-artige Endzustände ermöglicht dem neuronalen Netz, die verschiedenen Eingabe-Modi direkt auf diese beiden Klassen zu verteilen, was mit nur einem Knoten als Ausgabe nicht zu erreichen ist.

In Anhang C wird kurz die Funktionsweise und Terminologie künstlicher neuronaler Netze erläutert, da die später folgende Interpretation der selektierten Daten in Kapitel 6.1 ebenfalls auf diese Art der Optimierung mehrerer Eingangs-Signale zurückgreift, dann allerdings unter Benutzung des Programmpaketes SNN [112].

Das Netz wurde mit Monte-Carlo-Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 91.2$ GeV trainiert. Diese Vorgehensweise nutzte den Vorteil, dass auf dem so genannten »Z-Pol« durch die resonanzartige Erhöhung des hadronischen Wirkungsquerschnitts eine Vielzahl von Ereignissen mit Jets zu beobachten ist. Unabhängig von den Messungen bei hohen Energien konnte somit die relativ kleine Anzahl der Kalibrationsdaten von etwa 5 pb^{-1} am Anfang eines jeden Jahres als Kontrollmenge benutzt werden.

Abbildung 5.4: Definition der Zerfallslänge L für eine rekonstruierte Teilchenspur. Die Auflösung in der r - ϕ -Ebene (orthogonal zum Strahl) ist wesentlich genauer als in anderen Perspektiven, daher wird meist diese benutzt oder ein gewichteter Mittelwert mit der Berechnung von L in einer anderen Ebene gebildet.



Zudem besitzen diese Jets in etwa die gleiche Energie wie jene aus den gesuchten Higgs-Zerfällen bei hohem \sqrt{s} .

Wie üblich teilte man die generierten Monte-Carlo-Ereignisse in drei gleiche Teile. Das erste Drittel diente dem eigentlichen Training des Netzes, während das zweite zur Überprüfung der Trennungsfähigkeit benutzt wurde. In regelmäßigen Abständen wurde nach einigen Trainingszyklen der Fortschritt bezüglich der b-Quark-Identifikation in den zu unterscheidenden Endzuständen anhand einer Effizienz getestet. Ziel war es, jene Netzkonfiguration zu finden, welche bei 80 % Reinheit die höchste b-Quark-Identifikations-Effizienz besaß. Schließlich konnte mit dem verbliebenen Drittel der Monte-Carlo-Statistik ein Vergleich mit den angesprochenen Kalibrationsdaten erfolgen.

Im rechten Teil der Abbildung 5.3 ist die Antwort des neuronalen Netzes im Vergleich zu den Daten des Jahres 1999 zu betrachten. Eine gute Übereinstimmung garantiert die Stabilität dieses gesamten Verfahrens, zumal eine Fehl-Identifikation ein Higgs-Signal vortäuschen oder ein vorhandenes Signal unterdrücken könnte.

Zur Eingabe in das neuronale Netz wurden Größen verwendet, welche im Folgenden — sortiert nach ihrer Trennungsfähigkeit zwischen den Quark-Flavours — beschrieben werden. Dabei stellt die Zerfallslängen-Variable B_{Jet} das wichtigste Unterscheidungsmerkmal dar. Ihre Bestimmung wurde größtenteils von der L3-Gruppe der University of California in San Diego (UCSD) vorgenommen. Die in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 vorgestellten Spur-Detektoren SMD und TEC spielen hier die entscheidende Rolle, da sie die Bestimmung des primären Zerfallsvertex und eventuell vorhandener sekundärer Vertizes erlauben. Hier werden lediglich wesentliche Merkmale der Eingangsgrößen genannt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich zum Beispiel in [110] oder [113]:

B_{Jet} : Gegeben sei die Hauptachse eines Jets bezüglich des rekonstruierten Primärvertex [114]. Die Zerfallslängen-Signifikanz S einer Spur ist definiert als der Quotient aus der Zerfallslänge L und ihrem Fehler σ_L (siehe Abbildung 5.5). L ist der Abstand zwischen Primärvertex und dem Schnittpunkt der Spur mit der Jetachse (siehe Abbildung 5.4) in einer Ebene. Die Funktion $P(S) = \int_S^\infty R(S') dS' / \int_0^\infty R(S') dS'$ bestimmt die Wahrscheinlichkeit, dass eine Spur eine Signifikanz größer als S besitzt, wobei sich die Auflösungsfunktion $R(S)$ aus einem symmetrisierten Fit an die negative Flanke der Signifikanz-Verteilung ergibt. Im Hinblick auf kleine Werte von $P(S)$ wird die fundamentale Zerfallslängen-Variable $B_n = -\log P_n(S)$ für eine Gruppe von n Spuren eines

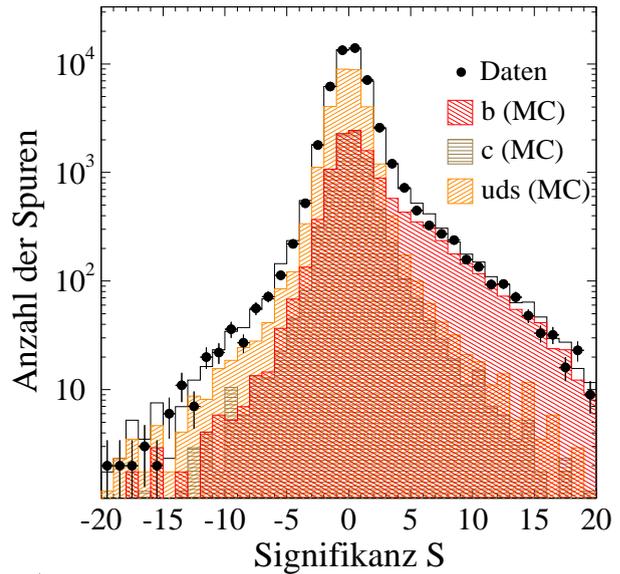
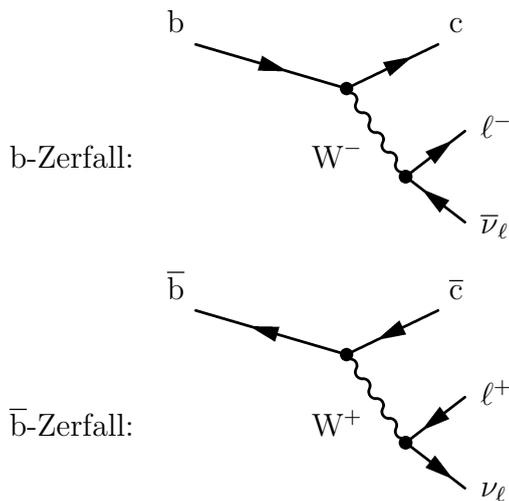


Abbildung 5.5: Feynman-Diagramme für den Übergang von einem b- zu einem c-Quark. Rechts die Zerfallslängen-Signifikanz S für nachgewiesene Spuren in den zentralen Spurdetektoren bei L3 aus dem Jahr 1997 [115]. Die Asymmetrie ist Folge der Sekundärvertizes und damit einhergehenden positiven Zerfallslängen.

Jets berechnet und in das Netz eingespeist.

Sekundärvertex-Größen: Die Anzahl sekundärer Vertizes und aller Spuren, welche von diesen ausgehen, werden dem Netz zugeführt. Zudem fließt noch die Masse und die transversale Masse der Spuren ein, die dem signifikantesten Sekundärvertex zugeordnet wurden.

Lepton-Identifikation in Jets: Relativ hochenergetische Leptonen können die Folge semileptonisch zerfallender b-Quarks sein. Die Spektren der Impulse und ihrer transversalen Komponenten gehen in das Netz ein, sobald Leptonen identifiziert werden. Im linken Teil der Abbildung 5.5 sind Beispiele schwacher Zerfälle der b-Quarks skizziert.

Jet-Form-Variablen: Der Boost $\gamma\beta$ der Jets und der Viererimpuls-Summe der höchstenergetischen Cluster ist empfindlich auf die Energieverteilung der Jets, die für b-Jets leicht unterschiedlich ausfällt. Der relativistische Faktor ist über $\gamma = (1/\sqrt{1-\beta^2})$ mit der Geschwindigkeit $\beta = |\sum \vec{p}_i| / |\sum E_i|$ verknüpft.

Die Aufweitung der Jets in deren Ruhesystem, die so genannte *Sphärizität* $A_{\text{sph}} = \sum p_{\perp}^2 / \sum p^2$, wird ebenfalls benutzt [116]. Summiert wird über die Transversalimpulse aller gemessener Cluster bezüglich der Jetachse.

Polarwinkel der Jets: Diese liefern die Informationen zu der Gewichtung der Zerfallslängen-Variablen. Da die Spur-Rekonstruktion im Bereich kleiner Polarwinkel mit großen Fehlern behaftet ist, nimmt der Einfluss der bestimmten Zerfallslänge entsprechend ab.

| Observable | Schnittposition | | Observable | Schnittposition |
|--|--------------------|-------|---|-----------------|
| N_{Cluster} | ≥ 16 | (I) | E_{vis}/\sqrt{s} | > 0.34 |
| N_{Spuren} | ≥ 8 | | | < 0.70 |
| $E_{\text{Strahlachse}}^{30^\circ}/E_{\text{vis}}$ | < 0.40 | (II) | $ \cos \theta_{\text{max}}(\text{Jets}) $ | < 0.95 |
| E_{Monitore} | $< 15 \text{ GeV}$ | (III) | | |
| $E_{\gamma, \text{Lepton}^\pm}$ | $< 10 \text{ GeV}$ | | | |
| α_{Jets} | $< 175^\circ$ | | | |
| $ \cos \theta_{\text{miss}} $ | < 0.90 | | | |

Tabelle 5.3: Die Selektions-Schnitte für die Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \text{HZ} \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$.

5.3 Selektion der Ereignisse

Eine Reduktion der zur Verfügung stehenden Ereignismenge ist notwendig, um die möglichen Kandidaten in den gemessenen Daten einer exakten Bewertung im Hinblick auf Signal- oder Untergrundartigkeit unterziehen zu können. Dies ist nicht nur aus statistischer Sicht von Vorteil, da die gesuchten Higgs-Ereignisse eine weitaus geringere Produktionswahrscheinlichkeit besitzen als die erwarteten Untergrund-Reaktionen: Die noch in Kapitel 7 zu diskutierenden Methoden sind sehr rechenintensiv, so dass es nützlich ist, diejenigen Ereignisklassen abzutrennen, die ohnehin nicht als mögliche Signalregionen zu betrachten sind.

In Tabelle 5.3 sind die angewendeten Schnitte aufgeführt. Die Einteilung in Spalten nimmt Bezug auf die in Abschnitt 8.2 beschriebene Vorselektion zur Suche eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons. Die Schnittpositionen der linken Spalte in Tabelle 8.1 sind dort identisch. Einen Überblick bezüglich der gesamten Analysen gibt das Fluss-Diagramm der Abbildung A.1 aus Anhang A.

Prinzipiell lassen sich die anzuwendenden Schnitte zur Abtrennung unerwünschter Untergrund-Prozesse in drei Kategorien unterteilen, was durch die horizontalen Blöcke in Tabelle 5.3 angedeutet wird. Deren Inhalte werden im Folgenden erläutert.

(I) Schnitte zur Selektion hadronischer Endzustände mit fehlender Energie

Das sind jene Ereignisse, bei denen ein mögliches Higgs-Boson in (b-) Quarks zerfällt, welche als Jets von Hadronen nachgewiesen werden können. Diese Ereignisse zeichnen sich durch eine große Anzahl von Clustern (N_{Cluster}) und Spuren (N_{Spuren}) aus. In Abbildung 5.6 ist deutlich zu erkennen, dass die Endzustände aus der Produktion von Photonen und geladenen Leptonen weitaus niedrigere Multiplizitäten beinhalten. Auch die rein leptonenischen Zerfälle von W^+W^- -Paaren sind dieser Art von Untergrund zugehörig. Die Mindestanforderung von 16 Energie-Clustern und 8 Spuren stellt sicher, dass der verbleibende Datensatz hadronischer Natur ist. Ebenso ist der Tatsache Rechnung zu tragen, dass in den hier zu betrachtenden Ereignissen das Z-Boson in Neutrinos zerfällt, welche im Detektor nicht nachgewiesen

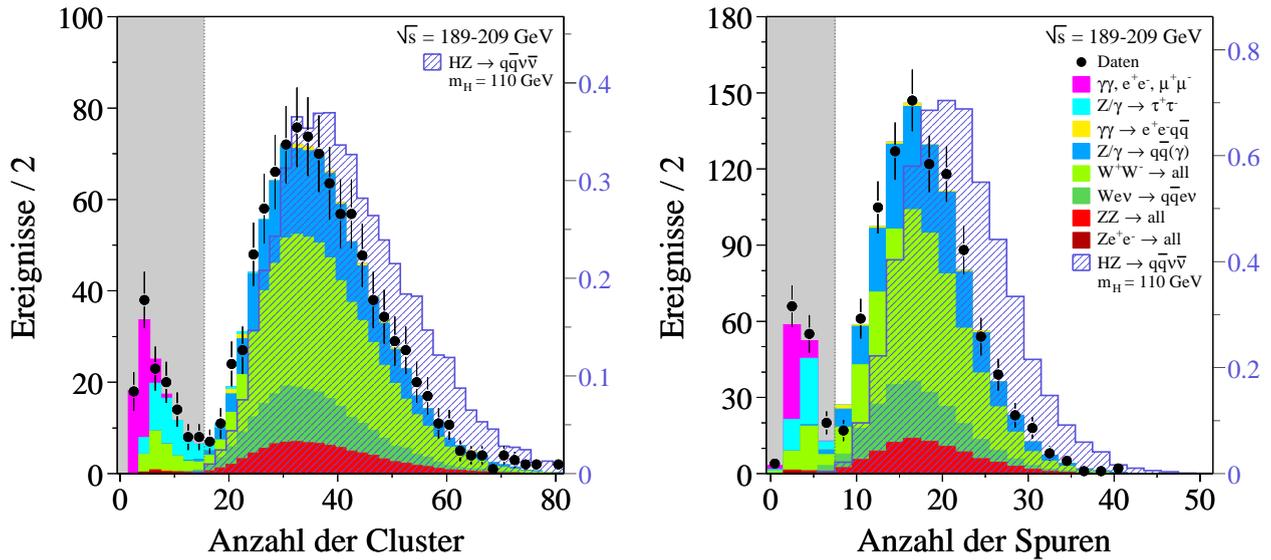


Abbildung 5.6: Die Abtrennung von Ereignissen mit niedriger Multiplizität im Endzustand. Die im Mittel höhere Anzahl an Energie-Clustern und Spuren bei den Signal-Vorhersagen deutet auf b-Quark-Produktion hin. Bei den dargestellten Histogrammen handelt es sich um $N - 2$ -Verteilungen: Alle Schnitte sind bereits angewendet worden, mit Ausnahme der beiden in den gezeigten Größen. Die grau unterlegten Bereiche werden aus der Datenmenge entfernt.

werden können. In Bezug auf die ursprünglich zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie \sqrt{s} wird die im Detektor sichtbare Energie E_{vis} ein Defizit aufweisen. Abhängig von der jeweils vorausgesetzten Higgs-Masse werden die Schwerpunkte der Signal-Verteilungen etwa bei m_H/\sqrt{s} liegen, für $\sqrt{s} = 189$ GeV demnach in einem Bereich von 0.31 bis 0.62, wenn Massen zwischen 60 GeV und 115 GeV getestet werden. Bei $\sqrt{s} = 207$ GeV ist dies das Intervall zwischen 0.29 und 0.56.

Im linken Teil der Abbildung 5.7 ist die auf \sqrt{s} normierte Verteilung der sichtbaren Energie gegen die in Abschnitt 4.3 eingeführte longitudinale Energie-Imbalance aufgetragen. Dort wurden lediglich die zuvor beschriebenen hohen Multiplizitäten verlangt. Es ist klar zu erkennen, dass durch die Wahl eines bestimmten Intervalls in E_{vis}/\sqrt{s} ein Großteil der Signal-Region erfasst und die dicht besiedelten Untergrund-Bereiche abgetrennt werden können. Die untere Schranke von 0.34 ist so gewählt, dass die Signal-Effizienz für Higgs-Massen unter 80 GeV gemittelt über die untersuchten Schwerpunktsenergien immer noch mindestens 60 % beträgt, gleichzeitig aber die Ereignisse aus Zwei-Photon-Wechselwirkungen auf ein Minimum reduziert werden. Mit der Wahl einer oberen Schranke von 0.70 ist garantiert, dass die Effizienzen für Massenhypothesen über 110 GeV bis zur kinematischen Grenze in den Schwerpunktsenergien oberhalb von 202 GeV mindestens 70 % erreichen. Dieser Schnitt beschränkt die Datenmenge auf Ereignisse mit fehlender Energie im Endzustand, das heißt, Vier-Jet-Endzustände aus Z- und W-Boson-Paarproduktionen oder Ereignisse mit zwei hochenergetischen Jets werden verworfen. Der rechte Teil in Abbildung 5.7 stellt die beschriebenen Einschränkungen graphisch dar.

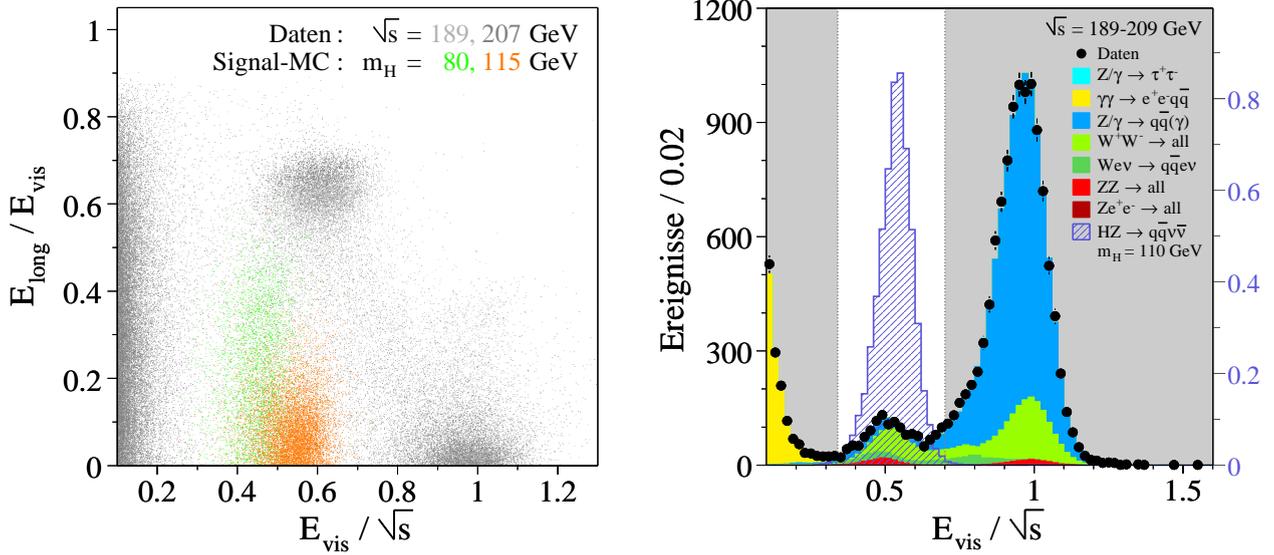


Abbildung 5.7: Die sichtbare Energie gegen die longitudinale Energie-Imbalance für Ereignisse mit hoher Multiplizität aus den Schwerpunktsenergien mit den höchsten Luminositäten. Nebenstehend die Einschränkungen auf die sichtbare Energie. Es handelt sich um eine $N-3$ -Verteilung: Die Schnitte auf E_{vis}/\sqrt{s} und den Zwischenwinkel der Jets (α_{Jets}) wurden noch nicht angewendet. Die grau unterlegten Bereiche werden aus der Datenmenge entfernt.

(II) Schnitte in den Akzeptanzbereichen von Energien und Winkeln

Die hohen Massen des Z - und des gesuchten Higgs-Bosons sind dafür verantwortlich, dass deren Zerfallsprodukte unter großen polaren Winkeln, das heißt im Bereich $20^\circ < \theta < 160^\circ$, nachzuweisen sind. Unerwünschte Untergrund-Prozesse können daher durch Einschränkungen des Akzeptanzbereichs eliminiert werden. Ebenso kann die Energiemenge beschränkt werden, die in der Nähe der Strahlachse deponiert wurde.

Eine dieser Untergrund-Reaktionen ist die Wechselwirkung zweier Photonen, die von den einlaufenden Elektronen und Positronen abgestrahlt werden. Der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse wächst zu hohen Energien logarithmisch an (siehe Abbildung 3.2). Der niedrige Impulsübertrag führt dazu, dass die produzierten Teilchen unter kleinen Winkeln abgestrahlt werden und somit ihre Energie nahe der Strahlröhre hinterlassen. Bezogen auf die gemessene Gesamtenergie E_{vis} soll die Energie in einem 30° -Konus um die Strahlachse nicht größer sein als 40%. Zusätzlich wird verlangt, dass der kleinste Winkel gemessener Jets zur polaren Achse einen Mindestwert von etwa 18° nicht unterschreitet, daher der maximale Betrag des Cosinus den Wert 0.95 nicht übersteigt. Dieses Mindestmaß besitzt den Vorteil, dass auch noch etwa 20° breite Jets vollständig durch das in Abschnitt 3.2.3 beschriebene elektromagnetische Kalorimeter erfasst werden können, da dessen sensitiver Bereich bei 11.5° zur Strahlröhre endet. Die Darstellungen in Abbildung 5.8 zeigen die entsprechenden Wirkungen dieser Schnitte.

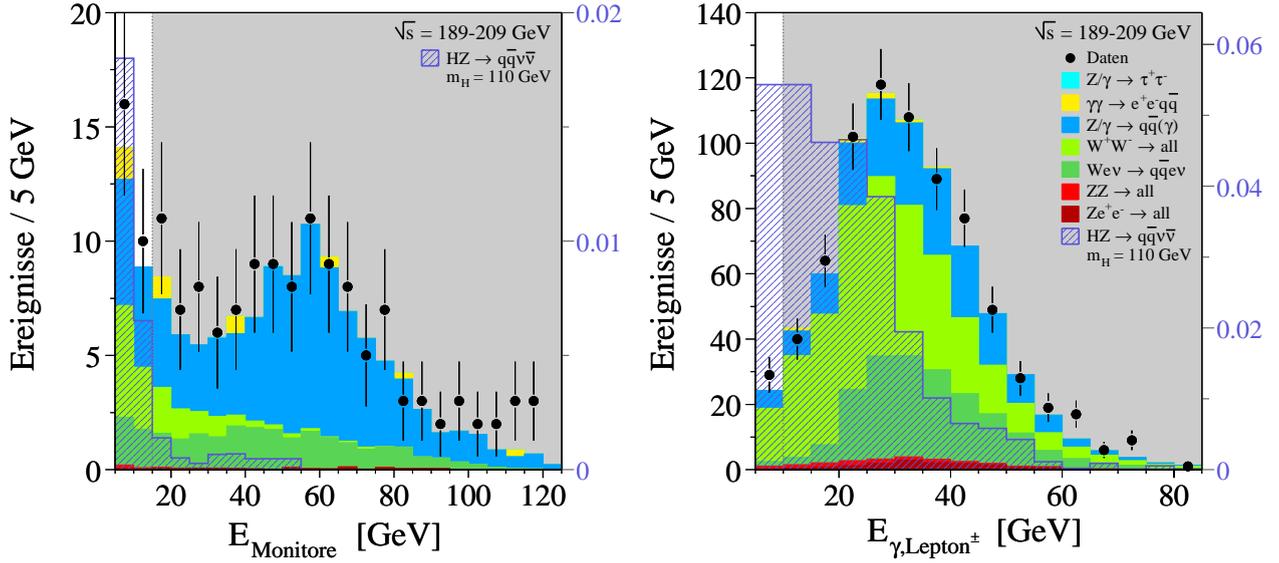


Abbildung 5.9: Die Energien in den strahlnahen Detektoren und der identifizierten Photonen und geladenen Leptonen. Es handelt sich um $N-1$ -Verteilungen. Die grau unterlegten Bereiche werden aus der Datenmenge entfernt. Man beachte, dass in den Verteilungen der Nullpunkt unterdrückt wurde, so dass Ereignisse, bei denen keine Energie in den Monitoren nachgewiesen oder kein zusätzliches Teilchen erkannt worden ist, nicht dargestellt sind.

aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ darauf hin, dass ein ISR-Photon den sensitiven Bereich des Detektors durchlaufen hat.

Die größte Untergrundrate in dem hier gewählten Intervall der sichtbaren Energie ist von einfach radiativer Z -Produktion zu erwarten. Ein Vorteil der hohen Schwerpunktsenergien ist der, dass bei einer Rückkehr zum Z das Photon sehr viel Energie davonträgt. Die beobachteten Jets weisen eine deutliche Akolarität aufgrund des fehlenden Impulses \vec{p}_{miss} auf. Dieser wurde bereits in Abbildung 4.9 illustriert. Mit den Erläuterungen aus Abschnitt 4.3 bezüglich der Kinematik radiativer Ereignisse kann der Zwischenwinkel α_{Jets} der Jetachsen im Fall $\sqrt{s'} \approx m_Z$ abgeschätzt werden: In einfachster Betrachtung ergibt sich die invariante Masse zweier Endzustandsteilchen aus deren Energien und Zwischenwinkel gemäß $M_{\text{inv.}}^2 = 2 E_1 E_2 (1 - \cos \alpha_{1,2})$. Für $M_{\text{inv.}} = m_Z$ erhält man mit Hilfe der Gleichung (4.8)

$$\alpha_{1,2} = \arccos \left(1 - \frac{2 m_Z^2}{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2} \right) \equiv \alpha_{\text{Jets}} \quad . \quad (5.7)$$

In einem Intervall von Schwerpunktsenergien von 160 GeV bis 210 GeV sind demzufolge Winkel zwischen koplanaren Jets — koplanar zur Strahlachse — von etwa 119° bis 94° zu erwarten. Allerdings ist ein Schnitt in dieser Größe ausgeschlossen, da die hier durchzuführende Analyse auch für Massen unterhalb von 80 GeV sensitiv sein sollte. In Abbildung 5.10 ist zu erkennen, dass man mit einer Beschränkung der Öffnungswinkel auch die Signale unterhalb der W -Boson-Masse verliere. Diese Studie der Jet-Öffnungswinkel für verschiedene Massen des Higgs-Bosons zeigt zudem, dass auch für Werte nahe der kinematischen Gren-

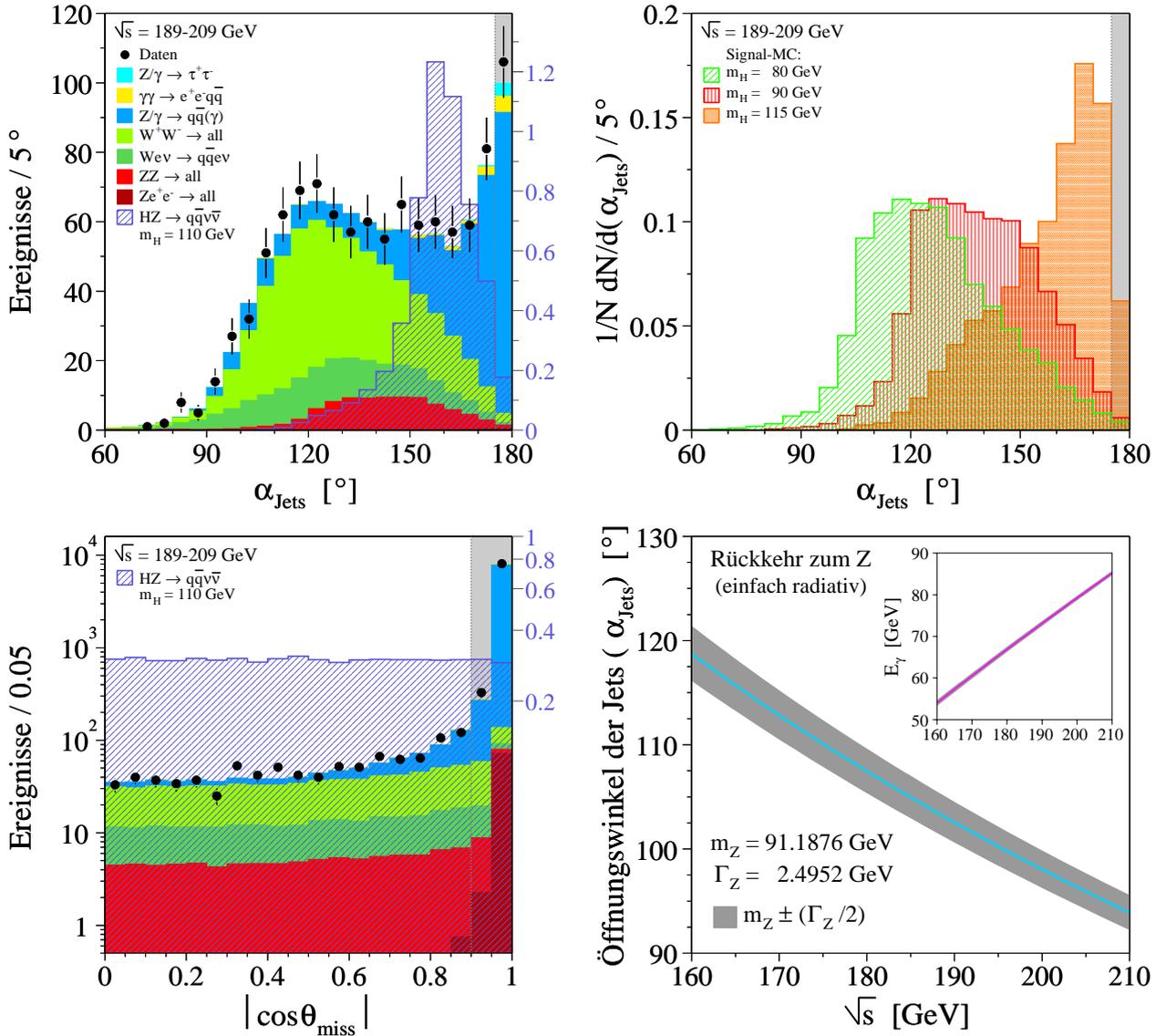


Abbildung 5.10: Links die $N-1$ -Histogramme bezüglich der Schnitte auf den Öffnungswinkel der Jets und die polare Verteilung des fehlenden Impulses. Rechts die Größe α_{Jets} für weitere Higgs-Massenhypothesen und darunter die Berechnung der Jet-Öffnungswinkel im Fall radiativer Z-Produktion nach Gleichung (5.7) unter Benutzung der Werte aus Tabelle 2.3 [10].

ze das Higgs noch genügend kinetische Energie erhält, so dass leichte Abweichungen zum diametralen Auseinanderstreben der Jets erzeugt werden. Ohne die Effizienzen auf hohe Massen zu verlieren, kann daher ein Schnitt am oberen Rand dieser Verteilung die bereits erwähnten doppelt radiativen Z-Boson-Produktionen stark reduzieren. Die entsprechende $N-1$ -Verteilung ist im linken Teil von Abbildung 5.10 zu betrachten.

Sehr selten ist das hochenergetische Photon im Detektor nachzuweisen, so dass die Ereignisse mit Hilfe der Lepton-Photon-Identifikation entfernt werden können. Da der fehlende Impuls durch das Entweichen des Photons entlang der Strahlröhre eben dessen Richtung besitzt,

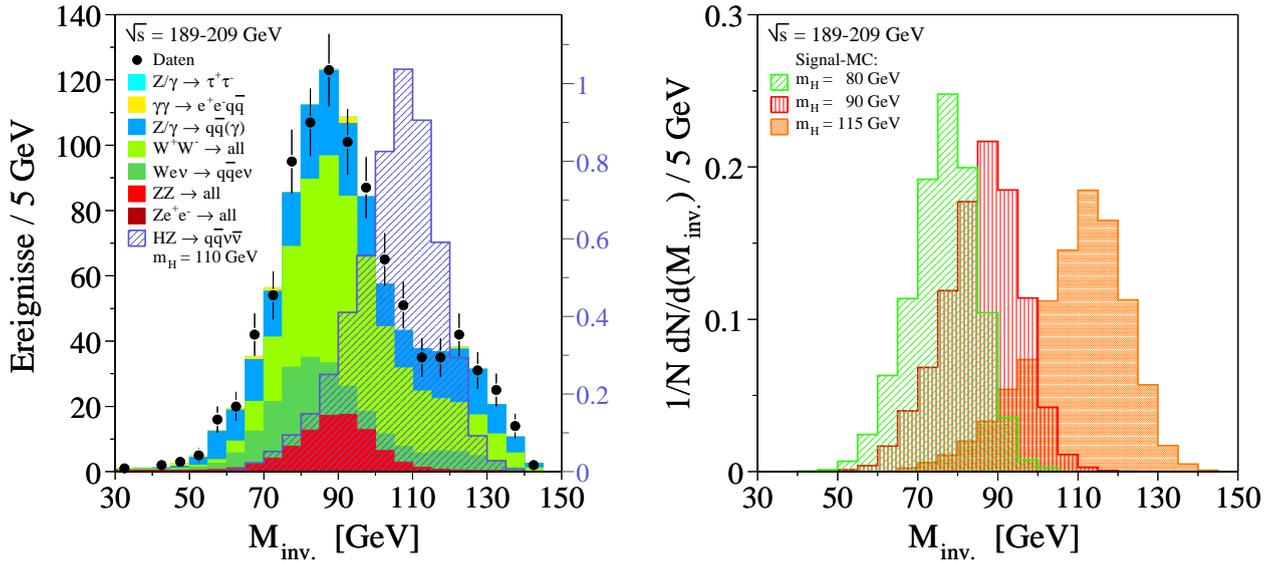


Abbildung 5.11: Die Verteilung der invarianten Masse nach Anwendung aller Selektions-Schnitte. Rechts für weitere Massenhypothesen des Higgs-Bosons.

kann dieser polare Winkel — θ_{miss} genannt — zur Erkennung der geschilderten Kinematik genutzt werden. Mit der im unteren Teil von Abbildung 5.10 dargestellten Einschränkung sind Winkel unterhalb von etwa 18° verboten. Im Zusammenhang mit den in Abbildung 5.8 beschriebenen Schnitten wird somit sichergestellt, dass fehlende Beiträge zur Kinematik eines Ereignisses lediglich durch die Anwesenheit von Neutrinos entstehen können.

Nachdem nun alle beschriebenen Einschränkungen Anwendung gefunden haben, ergibt sich die Verteilung der invarianten Masse aus Abbildung 5.11. Eine Aufstellung der selektierten Ereignisse für die Messungen und theoretischen Vorhersagen in den betrachteten Schwerpunktsenergien gibt Tabelle 5.4. Mit insgesamt 956 Daten-Ereignissen stimmt das Resultat der Selektion innerhalb einer Standardabweichung von 0.9σ mit der vorhergesagten Anzahl von 928.4 überein.

Während sich die Ereignisse aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^- \rightarrow q\bar{q}e^+e^-$ durch den Schnitt auf die Lage des fehlenden Impulses bis auf einen zu vernachlässigenden Bruchteil beseitigen ließen, gelten die verbliebenen Endzustände aus der Z-Paar-Produktion als irreduzibel, das heißt, ohne die Signal-Effizienzen zu stark herabzusetzen, können weitere Schnitte auf die Kinematik diese Ereignisse nicht mehr beseitigen. Ebenso wie die Ereignisse aus der W-Boson-Produktion, liegen die invarianten Massen der Jets allerdings zu einem großen Teil unterhalb von 100 GeV.

Obwohl in dem Kanal $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ nur etwa 15% möglicher Endzustände aus der Gesamtheit aller Higgs-Strahlungsprozesse enthalten sind (siehe Tabelle 5.1), sollten nach den Signal-Vorhersagen in Tabelle 5.4 auch nach der Selektion noch etwa 20 bis 38 Ereignisse in dieser Region zu erwarten sein. Diese Anzahl wird mit Hilfe einer später noch zu erläuternden statistischen Auswertung die Möglichkeit eröffnen, ein vorhandenes Signal zu erkennen oder im Falle einer Untergrundverträglichkeit, eine untere Schranke an die Masse

| \sqrt{s} [GeV] | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 |
|--|-------|------|-------|-------|------|-------|-------|
| \mathcal{L} [pb $^{-1}$] | 176.8 | 29.7 | 83.9 | 82.8 | 39.1 | 77.8 | 139.6 |
| Untergrund-MC | | | | | | | |
| $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ | 0.3 | 0.1 | 0.1 | 0 | 0.1 | 0.2 | 0.2 |
| $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ | 2.8 | 1.0 | 0 | 0.9 | 0.3 | 0.7 | 1.3 |
| $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ | 88.6 | 12.9 | 35.4 | 30.5 | 15.1 | 24.8 | 45.2 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ | 121.3 | 20.4 | 59.0 | 53.8 | 26.9 | 50.5 | 95.9 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+e^-\bar{\nu}_e, W^-e^+\nu_e$ | 34.9 | 6.4 | 19.7 | 18.9 | 10.0 | 19.8 | 38.2 |
| $e^+e^- \rightarrow ZZ$ | 19.3 | 3.8 | 12.2 | 12.4 | 6.4 | 12.9 | 23.1 |
| $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ | 0.7 | 0.2 | 0.3 | 0.3 | 0.1 | 0.2 | 0.4 |
| Untergrund-Erwartung | 267.9 | 44.8 | 126.7 | 116.8 | 58.8 | 109.1 | 204.3 |
| Abweichung [σ] | -0.7 | -0.1 | +1.4 | +1.2 | +1.0 | +0.2 | +0.3 |
| Daten | 257 | 44 | 143 | 130 | 67 | 107 | 208 |
| Signal-MC | | | | | | | |
| $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ | | | | | | | |
| $m_H = 90$ GeV | 8.8 | 1.7 | 5.2 | 5.0 | 2.6 | 5.1 | 9.5 |
| $m_H = 100$ GeV | 0.9 | 0.4 | 2.3 | 2.9 | 1.7 | 3.5 | 6.5 |
| $m_H = 110$ GeV | 0.1 | 0.03 | 0.1 | 0.3 | 0.3 | 1.4 | 3.2 |

Tabelle 5.4: Die Anzahl selektierter Ereignisse nach Anwendung aller Selektions-Schnitte für die verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die Erwartungen aus den Monte-Carlo-Simulationen für Untergrund und Signal nehmen Bezug auf die in den Daten zu Grunde liegenden Luminositäten. Wie in den bisher dargestellten Histogrammen üblich, wurde die Ereigniszahl der Monte-Carlo-Vorhersagen derart gewichtet, dass deren äquivalente Luminosität mit jener der Daten-Messungen übereinstimmt:

$$N_{MC}(\mathcal{L}_{\text{Daten}}) = \varepsilon_{MC} \cdot \sigma_{MC} \cdot \mathcal{L}_{\text{Daten}} \quad ,$$

mit der Selektions-Effizienz $\varepsilon_{MC} = N_{MC}^{\text{selektiert}}/N_{MC}^{\text{generiert}}$ und dem jeweils theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitt σ_{MC} .

des Higgs-Bosons zu liefern.

Den Formen und lokalen Integrale der Verteilungen aus Abbildung 5.11 entsprechend, sinkt die Signal-Erwartung auf etwa 5 Ereignisse bei $m_H = 110$ GeV ab. Diese im Promille-Bereich liegende Anzahl in Relation zur eben genannten Untergrund-Erwartung in der Summe über alle \sqrt{s} bedingt die Konstruktion einer finalen Variablen, welche unter Einfluss der jeweils zu testenden invarianten Masse eine detaillierte Beschreibung des Signal- zu Untergrund-Verhältnisses erlaubt. Das folgende Kapitel soll diese Vorgehensweise beleuchten.

Kapitel 6

Bestimmung einer Finalen Variablen

Im Mittel wurden pro LEP-Energie-Punkt etwa hundert Ereignisse selektiert. Da in dieser Art der Analyse ein Spektrum möglicher Higgs-Massen getestet werden soll, kann eine weitere Reduzierung der Datenmenge nicht mehr vorgenommen werden. Je nach Massenhypothese gleichen sich die Formen der verbliebenen Untergrund-Vorhersagen und der Signal-Erwartungen sehr. Univariate Methoden in Form eindimensionaler Schnitte — die Schnitte auf eine Variable — sind nun erschöpft und es müssen andere Strategien benutzt werden, um aus der immer noch großen Anzahl gemessener Ereignisse einige wenige Kandidaten zu filtrieren. Eine Möglichkeit bieten die multidimensionalen Muster-Erkennungen neuronaler Netze, wie sie in Anhang C beschrieben werden. Mit Hilfe des Programmpaketes »Stuttgart Neural Network Simulator« — kurz SNNS [112] — wird eine Higgs-Massen-unabhängige Größe erstellt, die eine prinzipielle Bewertung der Signalartigkeit der selektierten Daten-Ereignisse erlaubt. Die Faltung der Antwort des neuronalen Netzes mit der Verteilung der verschiedenen Higgs-Massen führt anschließend zur Konstruktion einer massenabhängigen Variablen für die zu testenden Massenhypothesen.

6.1 Training eines neuronalen Netzes

Neuronale Netze besitzen den Vorteil, anhand mehrerer Zustandsgrößen eine Signal-Wahrscheinlichkeit liefern zu können, ohne dabei den vieldimensionalen Raum der Eingangs-Verteilungen zu verlassen. Erst nach abgeschlossenem Training wird die komplexe Struktur der erlernten Muster auf eine niederdimensionale Funktion übertragen. Diese Strategie lässt einen schnellen Vergleich der erzielten Resultate zu, so dass durch fortlaufende Iterationen eine Optimierung der Ausgangsgewichte für alle Netz-Parameter erfolgen kann.

In dieser Analyse wurde ein dreilagiges Feed-Forward-Netz benutzt. Das Netzwerk bestand aus sieben Eingabe-, 13 versteckten und vier Ausgabeknoten. Deren Eigenschaften werden in den nachfolgenden Abschnitten besprochen. Im Gegensatz zu nur einem Ausgabeknoten wird die Antwort des Netzes bezüglich aller eingegebenen Topologien überprüft. Im einzelnen sind dies für das Signal

$$e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu} \quad (\mathcal{T}_0)$$

und für den Untergrund

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma) \quad , \quad (\mathcal{T}_1)$$

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^-, W^+e^-\bar{\nu}_e, W^-e^+\nu_e \quad , \quad (\mathcal{T}_2)$$

$$e^+e^- \rightarrow ZZ, Ze^+e^- \quad . \quad (\mathcal{T}_3) \quad (6.1)$$

Die Ereignismengen \mathcal{T}_0 bis \mathcal{T}_3 repräsentieren die dem neuronalen Netz zugeführten Typen von Reaktionen, welche es zu unterscheiden gilt. Ein Vergleich dieser einzelnen Antworten ermöglicht die Interpretation eines Ereignisses als »signal- und untergrundartig«, während im Fall von nur einem Ausgabeknoten lediglich die logische Verknüpfung »oder« zur Verfügung steht. Diese Art der Mehrfach-Deutung wird in der Konstruktion einer finalen Diskriminanten noch von Bedeutung sein.

Prinzipiell werden die Monte-Carlo-Ereignisse der verschiedenen Reaktionstypen aus \mathcal{T}_0 bis \mathcal{T}_3 in jeweils drei Untermengen geteilt. Während das erste Drittel zum eigentlichen Training genutzt wird, stellt das zweite Drittel das so genannte *Validierungs*-Muster dar, also jene Menge, mit der die Separationsfähigkeit in Intervallen der Trainingszyklen getestet wird. Mit dem verbliebenen Drittel kann der angestrebte Vergleich zwischen den Signal- und Untergrundvorhersagen mit den Messdaten erfolgen. Die Teilung der Ereignisse in die drei Bereiche wird per *Modulo*-Funktion bestimmt, so dass für spätere systematische Untersuchungen die Reihenfolge der Mengen beliebig vertauscht werden kann.

In jedem der beschriebenen Drittel ist die Anzahl der Signalereignisse gleich der Summe der Untergrunderwartungen, so dass

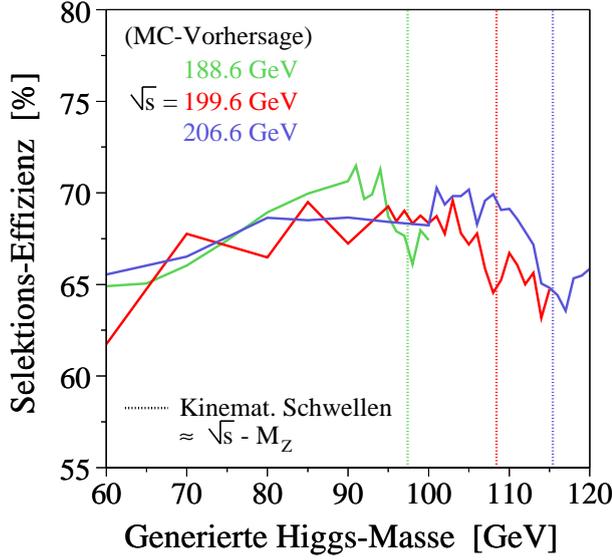
$$N(\mathcal{T}_0) = u_1 N(\mathcal{T}_1) + u_2 N(\mathcal{T}_2) + u_3 N(\mathcal{T}_3) \quad (6.2)$$

gilt. Die Gewichte u_1 bis u_3 entsprechen in jeder Schwerpunktsenergie den relativen Häufigkeiten der Ereignisse in Bezug auf die gesamte Untergrundrate nach der durchgeführten Selektion, so dass die Verhältnisse der Mengen \mathcal{T}_1 bis \mathcal{T}_3 denen aus Tabelle 5.4 gleichen. Ein Zufallsgenerator bestimmt, welche Ereignisse aus dem ersten Drittel der Untergrund-Mengen ausgewählt werden, um die Gewichte u_i ($i = 1, 2, 3$) zu realisieren.

In der Hälfte der Signalerwartungen $N(\mathcal{T}_0)$ aus Gleichung (6.2) wurden in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie drei verschiedene Higgs-Massen zusammengefasst. Auch wenn die noch zu besprechenden Eingangsgrößen des Netzwerks massenunabhängig sein sollten, wird mit den in Abbildung 6.1 tabellarisch aufgeführten Bereichen sichergestellt, dass leichte Abhängigkeiten von der Higgs-Masse die Gewichts- und Schwellenoptimierung des neuronalen Netzes nur sehr schwach beeinflussen.

An den ebenfalls in Abbildung 6.1 dargestellten Selektionseffizienzen der Signal-Monte-Carlos ist zu erkennen, dass die exklusive Wahl einer Higgs-Masse an der kinematischen Schwelle den Nachteil mit sich bringen könnte, eine Signalerkennung zu trainieren, welche lediglich einen nicht repräsentativen Teil der Gesamtheit aller zur Verfügung stehenden Higgs-Erwartungen beinhaltet. Die Effizienzen sinken zu höheren Massen deutlich ab. Daher wurden 50 % der Signalereignisse einem Monte-Carlo-Stamm entnommen, dessen vorhergesagte Higgs-Masse etwa 5 GeV unterhalb der jeweiligen kinematischen Grenze lag. Auch hier werden die Ereignisse, welche zur Bedingung (6.2) korrespondieren, von einem Zufallsgenerator ausgewählt.

Nachdem die Mustermengen zusammengestellt wurden, folgt der Ablauf des Trainings nach einem festgelegten Schema: Zunächst werden dem Netz die Muster der Trainingsmenge präsentiert, um Modifikationen der internen Parameter herbeizuführen. Dabei wird die Informa-



| \sqrt{s} [GeV] | m_H [GeV] |
|------------------|------------------|
| 189 | 90 , 95 , 98 |
| 192 | 95 , 100 , 105 |
| 196 | 90 , 100 , 105 |
| 200 | 100 , 105 , 108 |
| 202 | 100 , 105 , 110 |
| 205 | 105 , 110 , 114 |
| 207 | 105 , 110 , 114 |
| relativer Anteil | 1 : 2 : 1 |

Abbildung 6.1: Die Signal-Effizienzen nach der Selektion für repräsentative Schwerpunktsenergien. Rechts die Higgs-Massenhypothesen, die als Signal-Muster zum Trainieren der neuronalen Netze in den verschiedenen Schwerpunktsenergien benutzt wurden.

tion der Teilmengen-Zugehörigkeit zu jedem Ereignis mitgeliefert. Die Netzparameter können folglich derart modifiziert werden, dass eine stets effektiver werdende Trennung der Topologien aus \mathcal{T}_0 und \mathcal{T}_1 bis \mathcal{T}_3 gewährleistet ist. Der zu Grunde liegende Algorithmus wird in Anhang C beschrieben. Daraufhin werden dem Netz die Ereignisse der Beurteilungsmenge zur Verfügung gestellt. Die Abweichungen von den Sollwerten an den Ausgabeknoten werden in Form eines Ausgabefehlers für jedes Muster m gemäß

$$F_m = \sum_{j=1}^{N_{AK}} (s_j - a_j)^2 \quad (6.3)$$

berechnet. Dies geschieht sowohl für die Ereignisse des Trainingsmusters als auch für jene des Beurteilungsmusters. N_{AK} bezeichnet die Anzahl der Ausgabeknoten, während s_j für die Sollantwort und a_j für den Ausgabewert am Knoten j stehen. In äquidistanten Abständen der Trainingszyklen wird der in Abbildung 6.2 dargestellte Gesamtfehler

$$F_{\text{ges.}} = \frac{1}{N_m - N_G} \sum_{m=1}^{N_m} F_m \quad (6.4)$$

als Maß der Abweichung über alle in den Mustermengen vorhandenen Ereignisse N_m ausgewertet. Die Anzahl aller zu modifizierenden Gewichte N_G des neuronalen Netzes ist mit den Anzahlen der Ein- und Ausgabeknoten — N_{EK} und N_{AK} — über

$$N_G = N_{EK} \cdot N_{VK} + N_{VK} \cdot N_{AK} \quad (6.5)$$

mit der Zahl der versteckten Knoten N_{VK} verknüpft. In der hier verwendeten Netzwerk-Topologie waren 143 Gewichte zu optimieren.

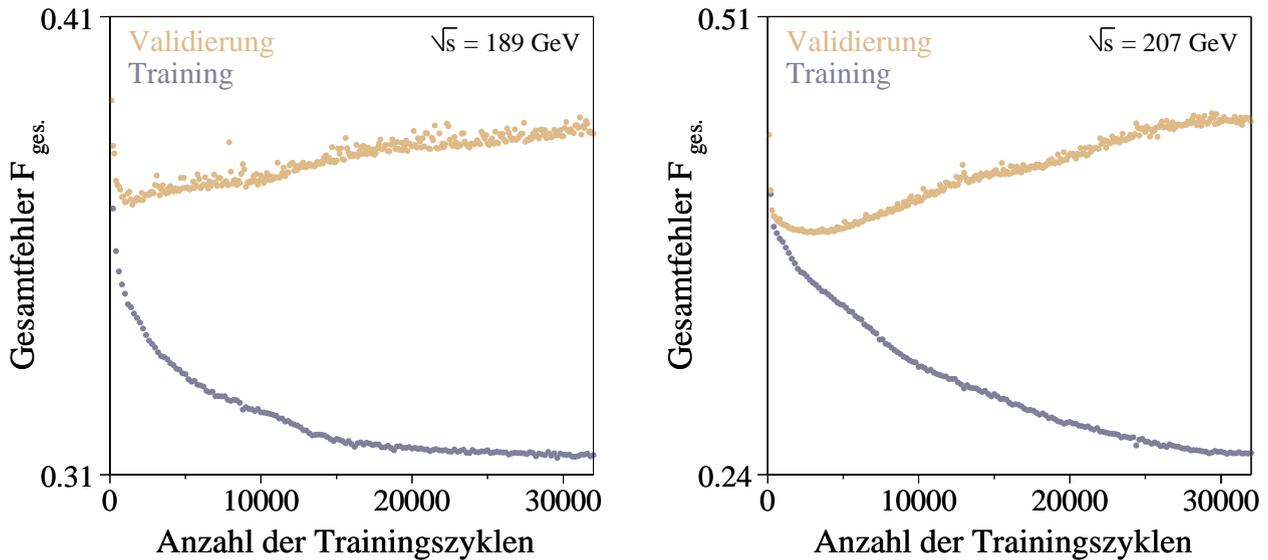


Abbildung 6.2: Der Ausgabefehler beim Trainieren und Beurteilen des neuronalen Netzes als Funktion der Trainingszyklen für die Schwerpunktsenergien mit der höchsten Statistik.

Innerhalb der ersten 2000 Zyklen des Trainings können die Gesamtfehler in der Ausgabe beider Mustermengen stetig reduziert werden. Während nach dieser Anzahl von Durchläufen die Größe $F_{\text{ges.}}$ für die Validierungsmenge wieder ansteigt, werden für die Trainingsmenge die Gewichte immer weiter verbessert, so dass deren Ausgabefehler weiterhin sinkt. Damit hat die Phase des so genannten »Übertrainierens« begonnen, das heißt, durch die Trainingsmuster werden nicht nur allgemeine Signalmerkmale erlernt, sondern auch spezielle Eigenschaften der zur Verfügung gestellten Signalereignisse. Der Beweis wird durch den entsprechenden Anstieg des Fehlers für die Beurteilungsmenge erbracht, in der sich ebenso viele Signalereignisse der gleichen Art befinden, allerdings aus dem statistisch unabhängigen Drittel.

Für die spätere Auswertung mit Hilfe des neuronalen Netzes wird jenes Netz herausgegriffen, welches den geringsten Wert von $F_{\text{ges.}}$ für das Beurteilungsmuster aufweist. Offensichtlich ist dies die Wahl einer Konfiguration von Gewichts- und Schwellen-Parametern, welche das Netz benötigt, um zuvor noch nicht präsentierte Eingangsmuster auf ihre Signalartigkeit mit dem geringst möglichen Fehler zu bewerten.

6.1.1 Eingangsgrößen

Dem neuronalen Netzwerk sollten Verteilungen zur Verfügung gestellt werden, die für den erwarteten Untergrund und das Signal unterschiedliche Formen aufweisen. Nach eingehenden Untersuchungen wurden die in Tabelle 6.1 gelisteten Größen ausgewählt, welche zu einem großen Teil die erwünschte Eigenschaft der Higgs-Massen-Unabhängigkeit besitzen. Auch diese lassen sich ähnlich den Selektionskriterien in Kategorien unterteilen: Die mit »(K)« bezeichneten Größen aus der Kinematik und den Jetformen der selektierten Ereignisse und die aus der b-Quark-Erkennung gewonnenen Verteilungen »(B)«.

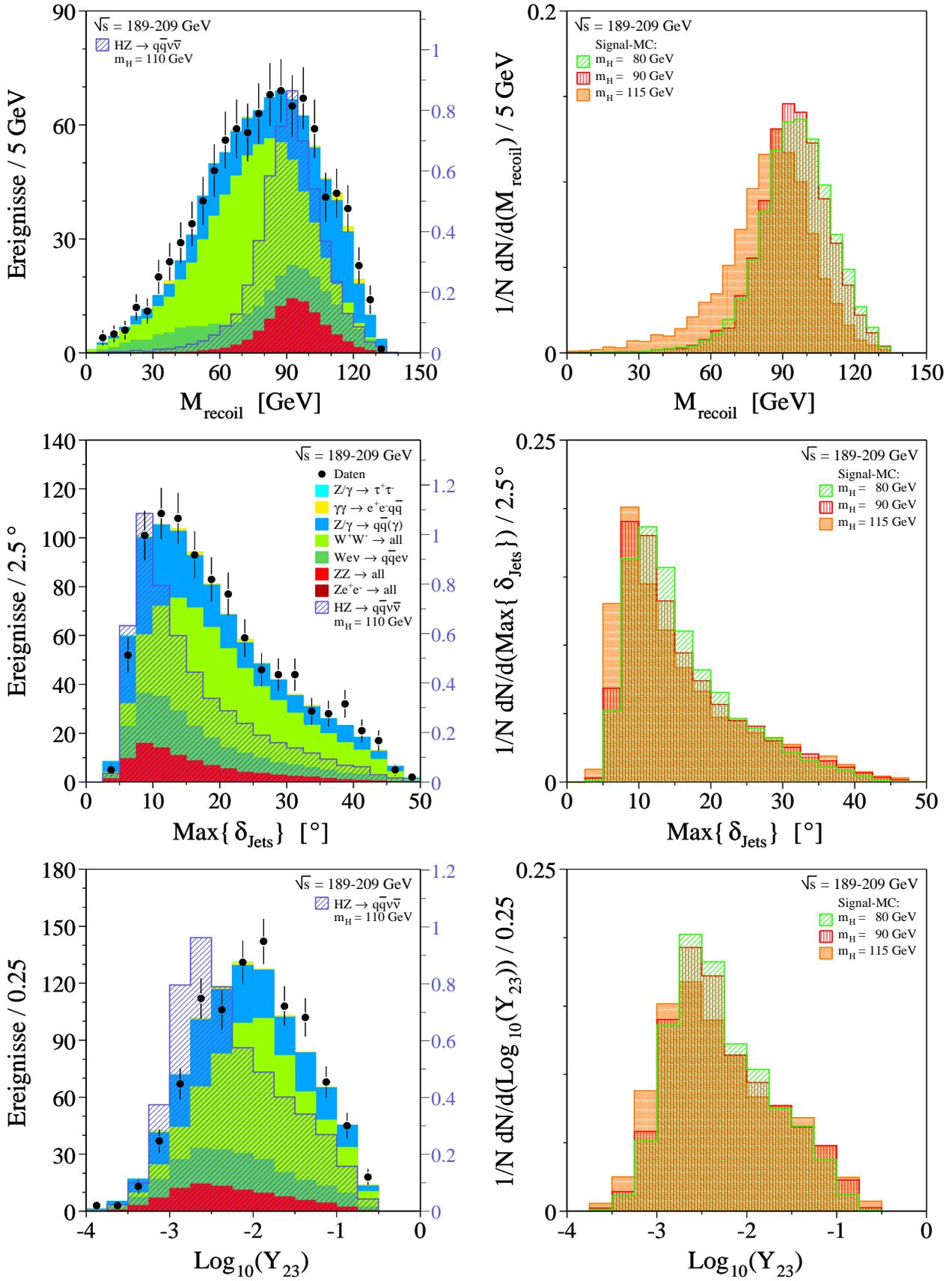


Abbildung 6.3: Kinematische Verteilungen, die als Eingangsgrößen für das Netz bestimmt wurden.

| Netz-Eingangs-Observablen | | |
|---------------------------|---|-------|
| | M_{recoil} | [GeV] |
| (K) | $\text{Max} \{ \delta_{\text{Jets}} \}$ | [°] |
| | $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ | |
| | $\theta_{\perp} \equiv \theta(\vec{j}_{\perp})$ | [°] |
| | $\text{Log}_{10}(\sigma_{\text{Spuren}})$ | |
| (B) | $\text{Max} \{ \text{b-Tag}_{\text{Jets}} \}$ | |
| | $\prod_{i=1,2} [1 - (\text{b-Tag})_i]$ | |

Tabelle 6.1: Die Observablen, welche als Eingabegrößen für das neuronale Netz dienen.

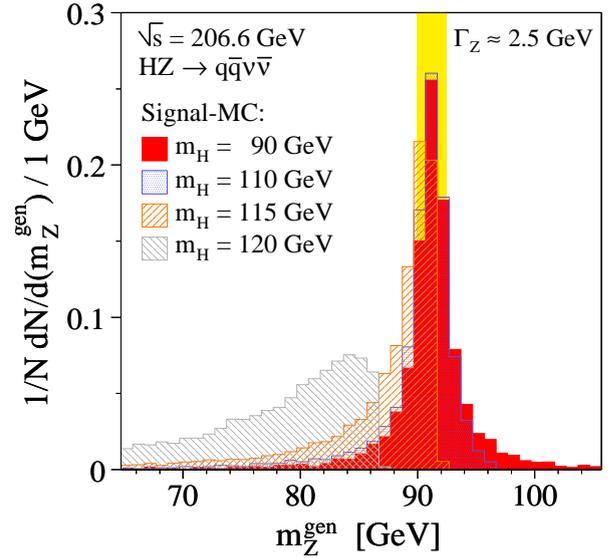


Abbildung 6.4: Die Masse des Z-Bosons, wie sie für verschiedene Higgs-Massenhypothesen generiert wurde.

Die bereits in Kapitel 4.2 eingeführte invariante Masse $M_{\text{inv.}}$, welche sich aus den nachgewiesenen Jets ergibt, lässt sich aus den Energien und Winkeln gemäß

$$M_{\text{inv.}}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (6.6)$$

berechnen, wobei E_i und \vec{p}_i die Energie und den Impulsvektor des i -ten Jets darstellen. Unter der Voraussetzung von Energie- und Impulserhaltung kann die Masse eines nicht beobachteten Systems mit

$$M_{\text{recoil}}^2 = (\sqrt{s} - E_1 - E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (6.7)$$

aus der so genannten »Rückstoß-Masse« ermittelt werden. In der Topologie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ führen die nicht nachzuweisenden Neutrinos zu einer Rückstoß-Masse, welche der des Z-Bosons entsprechen sollte, demnach etwa 91 GeV. Die oberen Verteilungen in Abbildung 6.3 belegen dies. Allerdings ist zu beachten, dass bei gegebener Schwerpunktsenergie und steigender Higgs-Masse das Z-Boson nicht mehr vollständig auf seiner Massenschale produziert wird. Dieses mit Hilfe einer Monte-Carlo-Studie in Abbildung 6.4 gezeigte Verhalten liegt in der sehr kleinen Breite des Higgs-Bosons begründet (siehe Abbildung 2.5). Bis zu Massen m_H von etwa 200 GeV wird eine Breite $\Gamma(H)$ unterhalb von einem GeV erwartet. Das Higgs-Boson kann demzufolge nur auf seiner Massenschale erzeugt werden. Dennoch ist diese Größe gut zur Diskriminierung des Untergrundes geeignet. Die Ereignisse aus der Z-Paar-Produktion weisen die gleichen Verteilungsschwerpunkte auf, während die Reaktionsprodukte aus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ erwartungsgemäß eine Rückstoß-Masse von etwa 80 GeV besitzen.

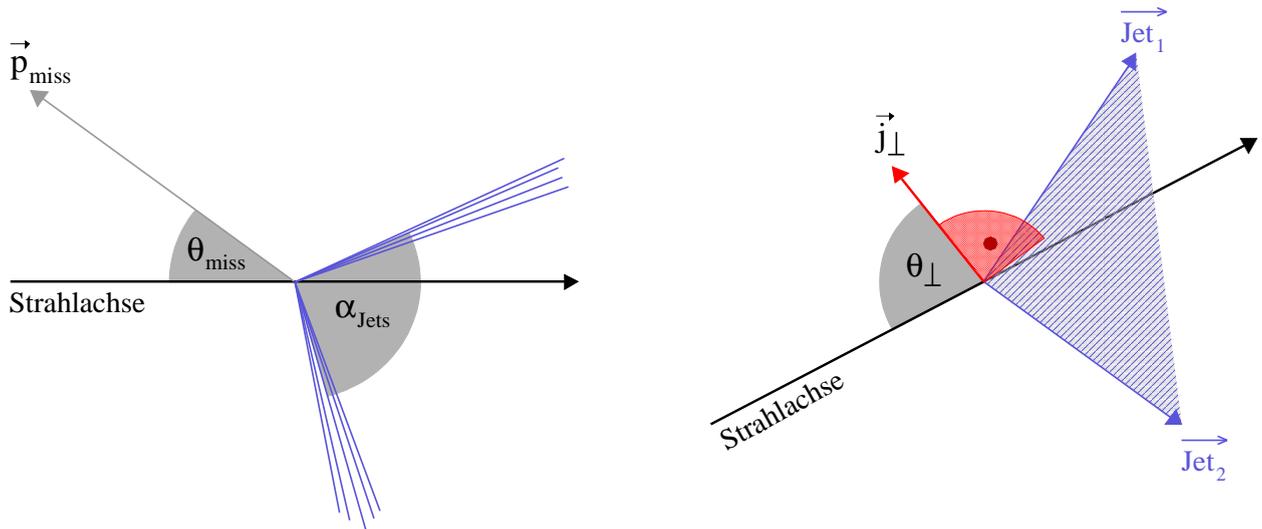


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung des fehlenden Impulses \vec{p}_{miss} und des Zwischenwinkels der beiden Jets. α_{Jets} ist hier lediglich als Projektion auf die polare Ebene zu verstehen. Rechts die Definition des Winkels θ_{\perp} .

Für höhere Massen des Higgs-Bosons ist zu beobachten, dass die Breite der Jets stetig abnimmt. Mit dem halben Öffnungswinkel δ_i des i -ten Jets geht die Größe

$$\text{Max} \{ \delta_{\text{Jets}} \} \equiv \text{Max} \{ \delta_1, \delta_2 \} \quad (6.8)$$

ebenfalls in das neuronale Netz ein. Zudem wird die in Abschnitt 4.1 eingeführte Übergangvariable $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ aus der Jet-Rekonstruktion berücksichtigt. Auch wenn durch die Abtrennung von Ereignissen mit zusätzlich erkannten Photonen oder geladenen Leptonen die Drei-Jet-Topologien zu einem großen Teil unterdrückt werden, ist die unterschiedliche Form der Signal- und Untergrund-Verteilungen im unteren Teil der Abbildung 6.3 so deutlich, dass diese Größe hinzugenommen wird.

Die in Abschnitt 4.3 ausführlich besprochene Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand (ISR) hat zur Folge, dass auf Grund der Impulserhaltung das Jet-System in die entgegengesetzte Richtung des ISR-Photons verläuft. In diesem Zusammenhang spricht man von einem »Boost« (engl.: Verstärkung) der Jets: Die Impulsvektoren \vec{p}_i ($i = 1, 2$) der Jets zeigen vornehmlich in eine ausgezeichnete Richtung im Laborsystem, hier bevorzugt in eine Hemisphäre des Detektors mit kleinen Winkeln zur Strahlachse. Der Polarwinkel θ_{\perp} des Normalenvektors

$$\vec{j}_{\perp} = \frac{1}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|} (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2) \quad (6.9)$$

zur Ebene, welche durch die beiden Jets aufgespannt wird, zeigt demzufolge eine deutliche Tendenz zu Winkeln von etwa 90° . Dieser in Abbildung 6.5 skizzierte Sachverhalt spiegelt sich in den Verteilungen aus Abbildung 6.6 wider. Auch diese topologische Eigenschaft des Untergrundes aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ wird dem neuronalen Netz zur Verfügung gestellt.

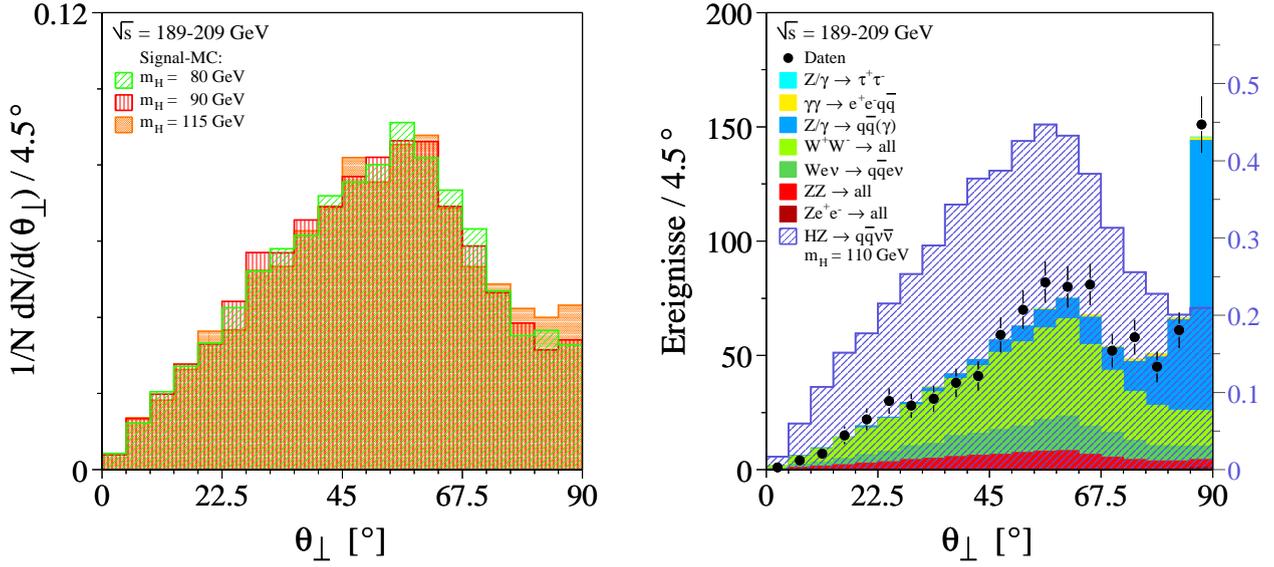


Abbildung 6.6: Die aus den Messungen bestimmte Verteilung des Winkels θ_{\perp} , links zusätzlich für weitere Higgs-Massenhypothesen.

Die Variablen aus der Kategorie **(B)** in Tabelle 6.1 leiten die Informationen aus der Erkennung von b-Quarks gemäß Abschnitt 5.2 an das Netzwerk weiter.

Zunächst wird die Sekundärvertexartigkeit σ_{Spuren} aus den gemessenen Spuren benutzt. Der dekadische Logarithmus aus dem oberen Teil der Abbildung 6.7 geht in das Netzwerk ein. Diese Größe steht in Korrelation zu der Zerfallslängen-Signifikanz aus Abbildung 5.5. Schließlich werden noch die Ausgabevariablen der gesamten »b-Tag«-Prozedur (engl.: b-Quark-Erkennung) ausgewertet. Diese so genannten *Jet-Tags* besitzen Werte in dem Intervall zwischen 0 und 1, wobei mit steigenden Werten eine höhere b-Wahrscheinlichkeit verknüpft ist. Das Maximum der einzelnen Jet-Tags

$$\text{Max}\{\text{b-Tag}_{\text{Jets}}\} \equiv \text{Max}\{(\text{b-Tag})_1, (\text{b-Tag})_2\} \quad (6.10)$$

wird ebenso wie die Größe

$$\prod_{i=1}^2 [1 - (\text{b-Tag})_i] \equiv [1 - (\text{b-Tag})_1] \cdot [1 - (\text{b-Tag})_2] \quad (6.11)$$

dem neuronalen Netz zugeführt. Mit der in (6.11) definierten Variablen sollen die b-Tags beider Jets in der Signalerkennung Berücksichtigung finden, während (6.10) lediglich den höheren Wert der berechneten b-Quark-Wahrscheinlichkeiten repräsentiert. In der analytischen Konstruktion von Gleichung (6.11) stellte sich heraus, dass diese eine bessere Unterdrückung des Untergrundes erlaubt, als die direkte Multiplikation der b-Wahrscheinlichkeiten. In einer anschaulichen Deutung ist dies die Wahrscheinlichkeit, dass keiner der beiden Jets ein b-Quark enthält.

Die entsprechenden Verteilungen sind ebenfalls in Abbildung 6.7 zu betrachten. Die zusätzlich dargestellten Studien weiterer Massenhypothesen zeigen keine signifikanten Abhängigkeiten von der zu testenden Higgs-Masse.

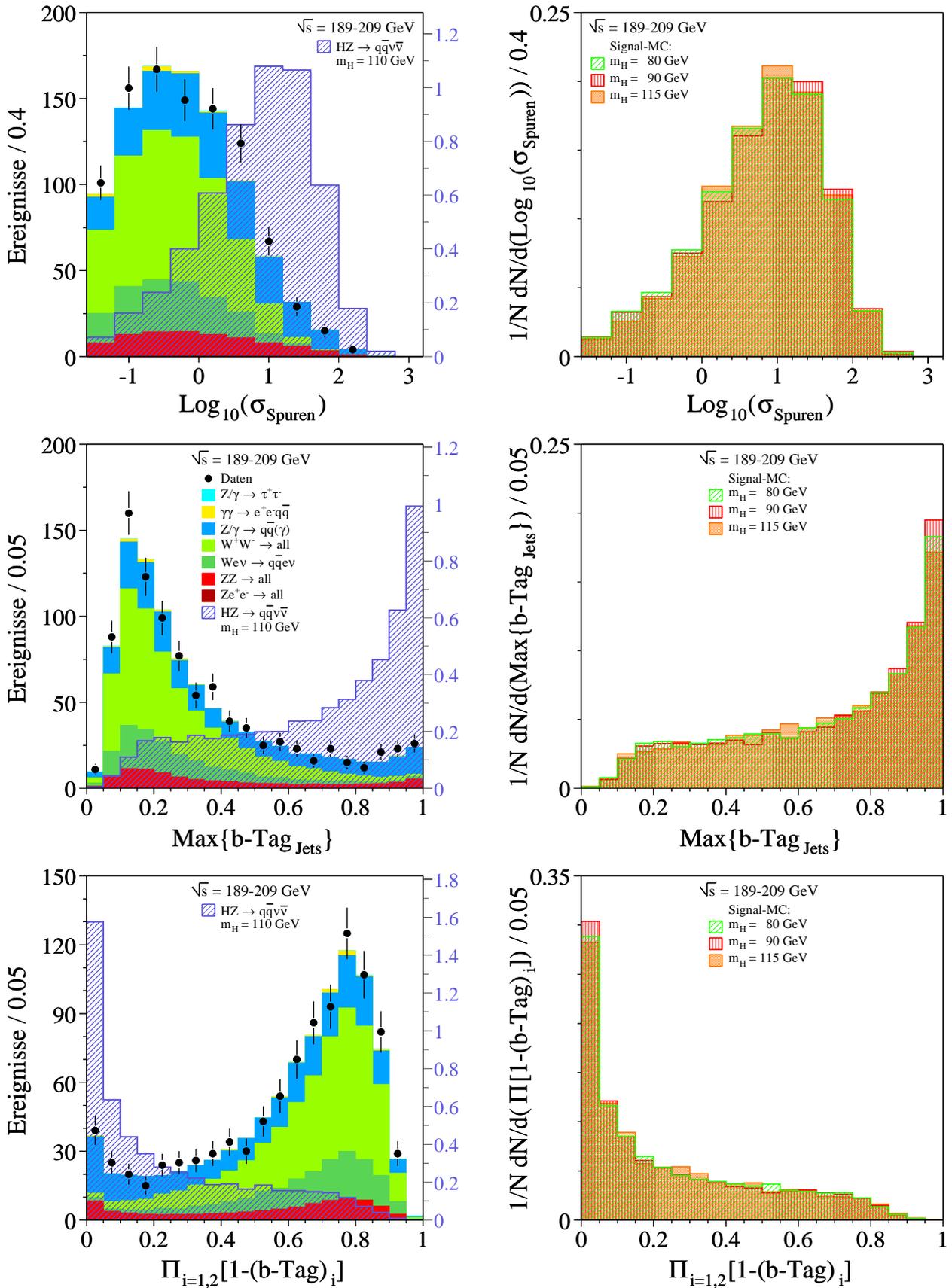


Abbildung 6.7: Die Variablen der b-Wahrscheinlichkeit, welche in das neuronale Netz eingehen.

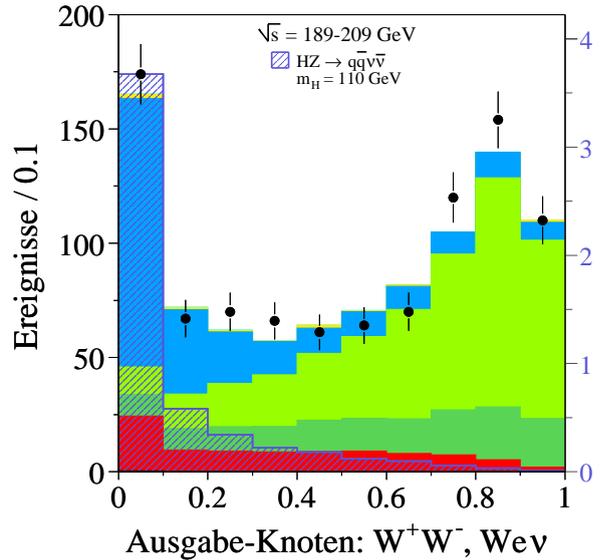
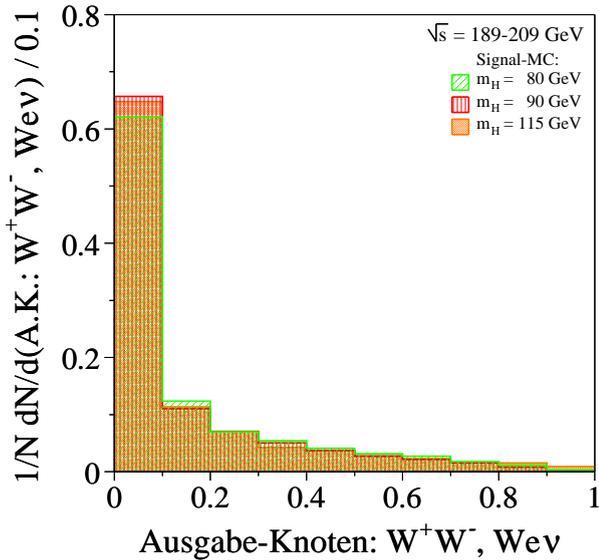
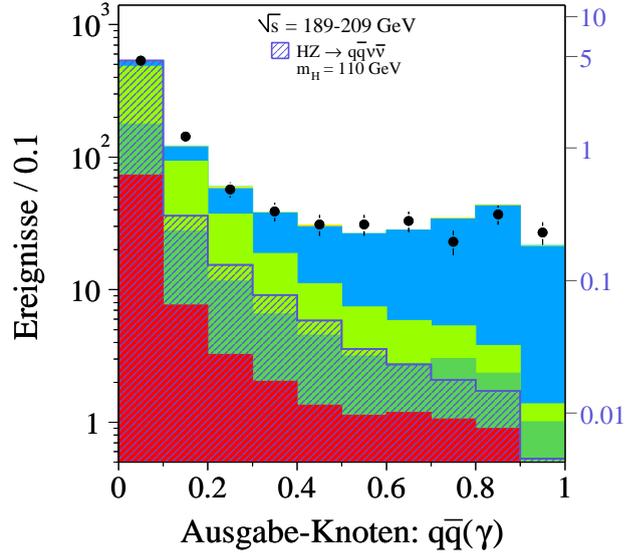
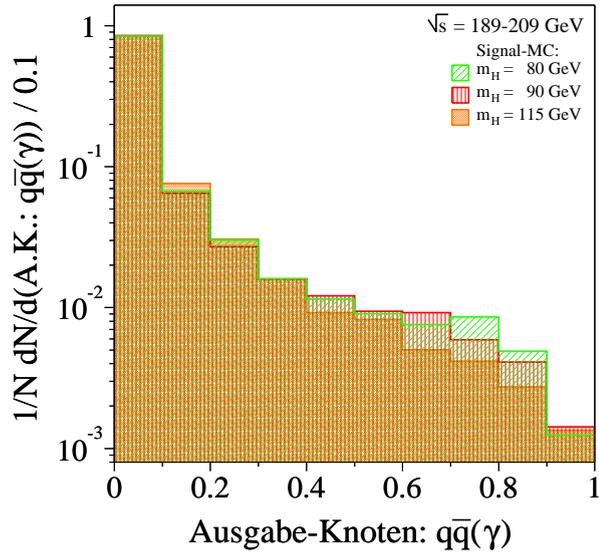
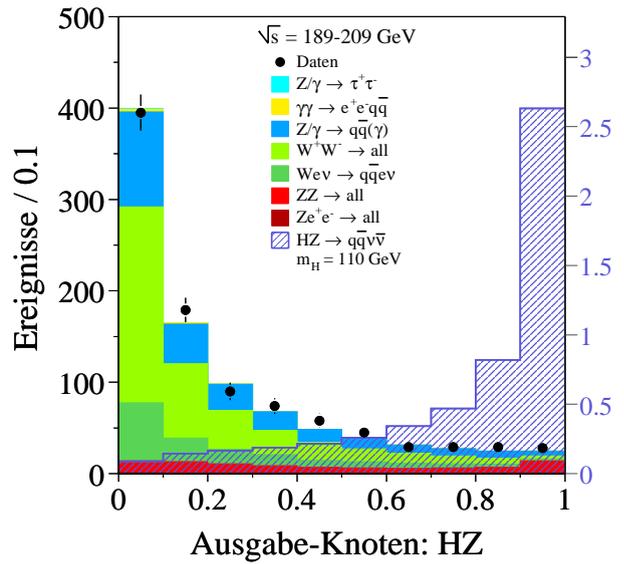
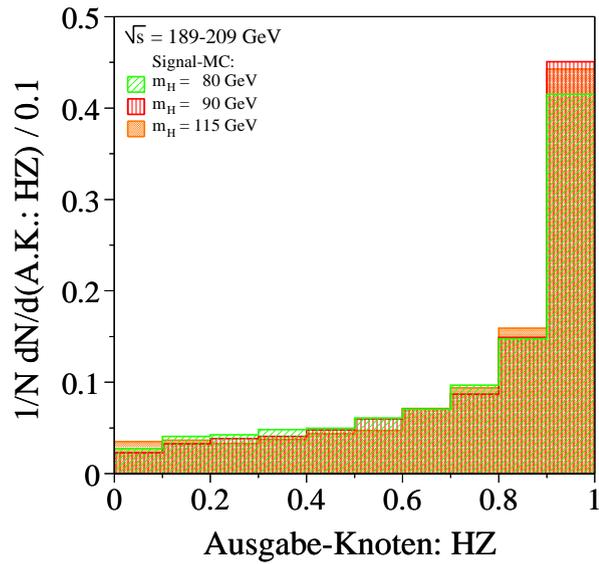


Abbildung 6.8: Die zu kombinierenden Ausgabe-Knoten des neuronalen Netzes.

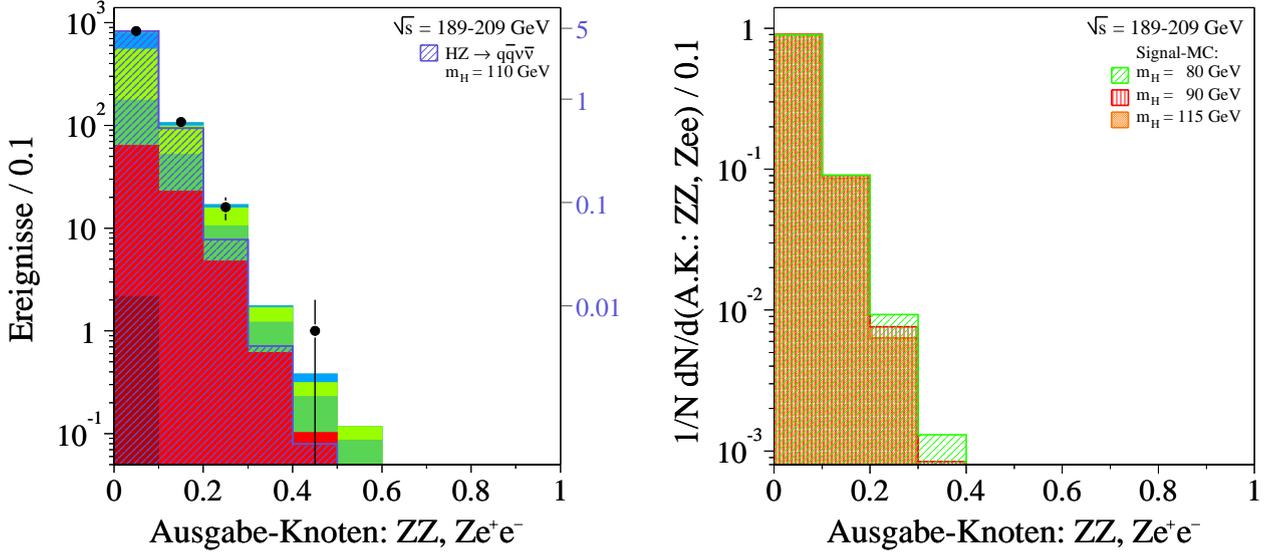


Abbildung 6.9: Der Ausgabe-Knoten bezüglich der Untergrundmuster aus \mathcal{T}_3 , welcher in der Kombination der Ausgangsgrößen nicht berücksichtigt wurde.

6.1.2 Ausgangsgrößen

Dem Netz wurden zur Ausgabe vier Knoten überlassen, die als Freiheitsgrade der möglichen Antworten dienen. Die einzelnen Antworten sind mit den Wahrscheinlichkeiten verknüpft, die Topologien aus den Mustermengen \mathcal{T}_0 bis \mathcal{T}_3 bezüglich Gleichung (6.1) erkannt zu haben. Die Werte liegen wieder im Intervall $[0,1]$, wobei mit steigenden Werten auch die Wahrscheinlichkeit höher ist, den jeweiligen Reaktionstyp korrekt identifizieren zu können.

Wie erwartet, zeigen die Antworten der Ausgabeknoten in den Abbildungen 6.8 und 6.9 keine ausgezeichnete Higgs-Massen-Abhängigkeit. Hier ist darauf hinzuweisen, dass dies zumindest für die dargestellte Summe über alle Schwerpunktsenergien gilt. Die Selektionseffizienzen aus Abbildung 6.1 deuten bereits an, dass die Higgs-Massen, bei der die Sensitivität maximal wird, in den verschiedenen Intervallen von \sqrt{s} unterschiedlich sind. Erst in der Summe aller Schwerpunktsenergien wird eine gleichmäßige Empfindlichkeit für alle Massenhypothesen erreicht. Bei dieser Betrachtung wurden natürlich nur die Effizienzen und nicht die Wirkungsquerschnitte bezüglich der einzelnen Higgs-Massen berücksichtigt.

Während die Ausgabe-Knoten des HZ-Signals und der Untergründe $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, W^+W^- , $W^+e^-\bar{\nu}_e$, $W^-e^+\nu_e$ eine gute Erkennung der zu Grunde liegenden Reaktion liefern (siehe Abbildung 6.8), ist eine Trennung im Ausgabewert des ZZ- und Ze^+e^- -Knotens im linken Teil von Abbildung 6.9 nicht zu erkennen. Daher wird dieser Knoten im Folgenden vernachlässigt. Um eine gemeinsame Antwort aller Ausgabewerte des neuronalen Netzes zu erhalten, werden diese gemäß

$$A_{\text{NN}} = \text{NN}_{\text{HZ}} \cdot (1 - \text{NN}_{q\bar{q}(\gamma)}) \cdot (1 - \text{NN}_{W^+W^-, W e \nu_e}) \quad (6.12)$$

kombiniert. Die indizierten NN-Werte stehen dabei für die angesprochenen Ausgabe-Knoten aus Abbildung 6.8. Die Größe A_{NN} wird allgemein als »NN-Antwort« bezeichnet und ist

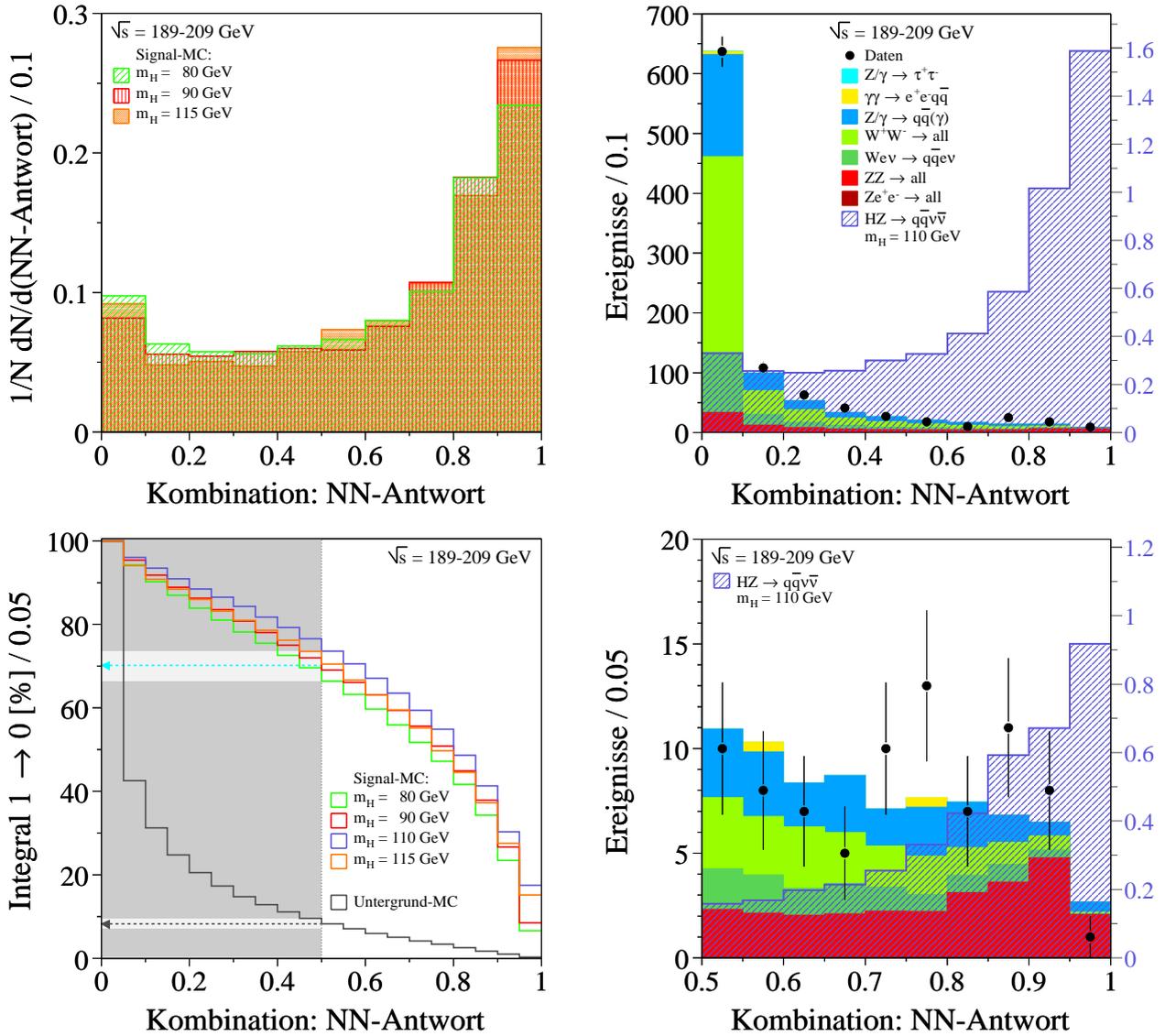


Abbildung 6.10: Die Antwort des neuronalen Netzes A_{NN} berechnet nach Gleichung (6.12). Im unteren rechten Teil ist diese noch einmal für Werte größer als 0.5 in halber Binbreite aufgetragen.

in Abbildung 6.10 dargestellt. Eine anschauliche Interpretation dieser noch vorläufigen Diskriminanten spiegelt die Bedingung wider, dass die Ereignisse bei höheren Werten von A_{NN} »signal- und nicht untergrundartig« sein müssen. Es tritt eine deutliche Anhäufung bei Werten in A_{NN} über 0.5 für Ereignisse auf, in denen die Erzeugung von Higgs-Teilchen simuliert wurde. Die simulierten Untergrund-Ereignisse liegen bevorzugt bei $A_{NN} < 0.1$. In diesem Bereich zeigt sich allerdings auch eine Ansammlung von etwa 10% der Higgs-Vorhersagen, welche nicht von Untergrund unterschieden werden können. Im Verlauf systematischer Studien zur Konstruktion einer gemeinsamen Antwort aller Knoten des neuronalen Netzes hat sich die Kombination aus Gleichung (6.12) dennoch als jene erwiesen, die das beste Signal-zu-Untergrundverhältnis bei Werten über 0.5 zeigt. Eine Abtrennung von Ereignissen unter

dieser Schwelle hätte zur Folge, dass immer noch etwa 70 % des Signals in der selektierten Menge der Ereignisse verblieben, während sich der Untergrund auf etwa 9 % reduzieren ließe. Dieser Sachverhalt ist im unteren linken Teil der Abbildung 6.10 dargestellt. Hier wurden die integral-normierten Histogramme der NN-Antwort in den verschiedenen Monte-Carlo-Vorhersagen von rechts aufsummiert. Allerdings wird in dieser Form der Analyse die Region $A_{NN} < 0.5$ nicht verworfen. Die nächsten Abschnitte werden erläutern, welchen Einfluss dieses Ergebnis in der Konstruktion einer Higgs-Massen-abhängigen Diskriminanten besitzt.

6.2 Konstruktion einer Diskriminanten

Ziel dieser Untersuchung ist es, die in der verbliebenen Datenmenge befindlichen Ereignisse auf ihre Signalartigkeit bezüglich einer bestimmten Higgs-Massenhypothese zu testen. Daher muss in eine finale Variable die jeweilige Masse eingebunden werden. Dies geschieht, wie bereits angekündigt, durch die Kombination einer allgemeinen Signal-Wahrscheinlichkeit — hier A_{NN} — und einer Observablen, welche in direkter Weise von der zu testenden Higgs-Masse abhängt. Da in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ das Z-Boson lediglich in Form einer Rückstoß-Masse nachzuweisen ist, wird hier die von den Quark-Jets gebildete invariante Masse $M_{inv.}$ benutzt, in der sich die Masse eines zerfallenden Higgs-Bosons widerspiegeln sollte.

6.2.1 Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen

Für diese Analyse wird eine Wahrscheinlichkeit definiert, deren allgemeine Form

$$P = \frac{P_S}{P_S + P_B} \quad (6.13)$$

ist. Dabei sind P_S und P_B die einzelnen Wahrscheinlichkeiten für die Signal- und Untergrundartigkeit eines Ereignisses. Die Behauptung, dass ein Higgs-Signal vorliegt, wird im Sinne der Bayesschen Statistik durch Gleichung (6.13) damit *a posteriori* aufgestellt [119]. P_S und P_B können sich wiederum aus einzelnen Wahrscheinlichkeiten bezüglich speziell bestimmter Größen zusammensetzen. Hier sind dies die Werte aus den Wahrscheinlichkeitsdichten in Bezug auf das Signal und den Untergrund in den Funktionen A_{NN} und $M_{inv.}$:

$$\begin{aligned} P_S &= n_s(A_{NN}, m_H) \cdot m_s(M_{inv.}, m_H) \\ P_B &= n_b(A_{NN}) \cdot m_b(M_{inv.}) \end{aligned} \quad (6.14)$$

Um stetige Funktionen n_s bis m_b zu erlangen, müssen zunächst so genannte *PDF*'s — »Probability-Density-Functions« (engl.: Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen) — aus den bisher erzeugten histogrammatischen Darstellungen gewonnen werden. Abbildung 6.11 veranschaulicht das vorliegende Problem: Es könnten auch die integral-normierten Histogramme der zuvor genannten Observablen zur Bestimmung einer relativen Wahrscheinlichkeit von Signal und Untergrund herangezogen werden. Diese sind jedoch vom gewählten Binning abhängig

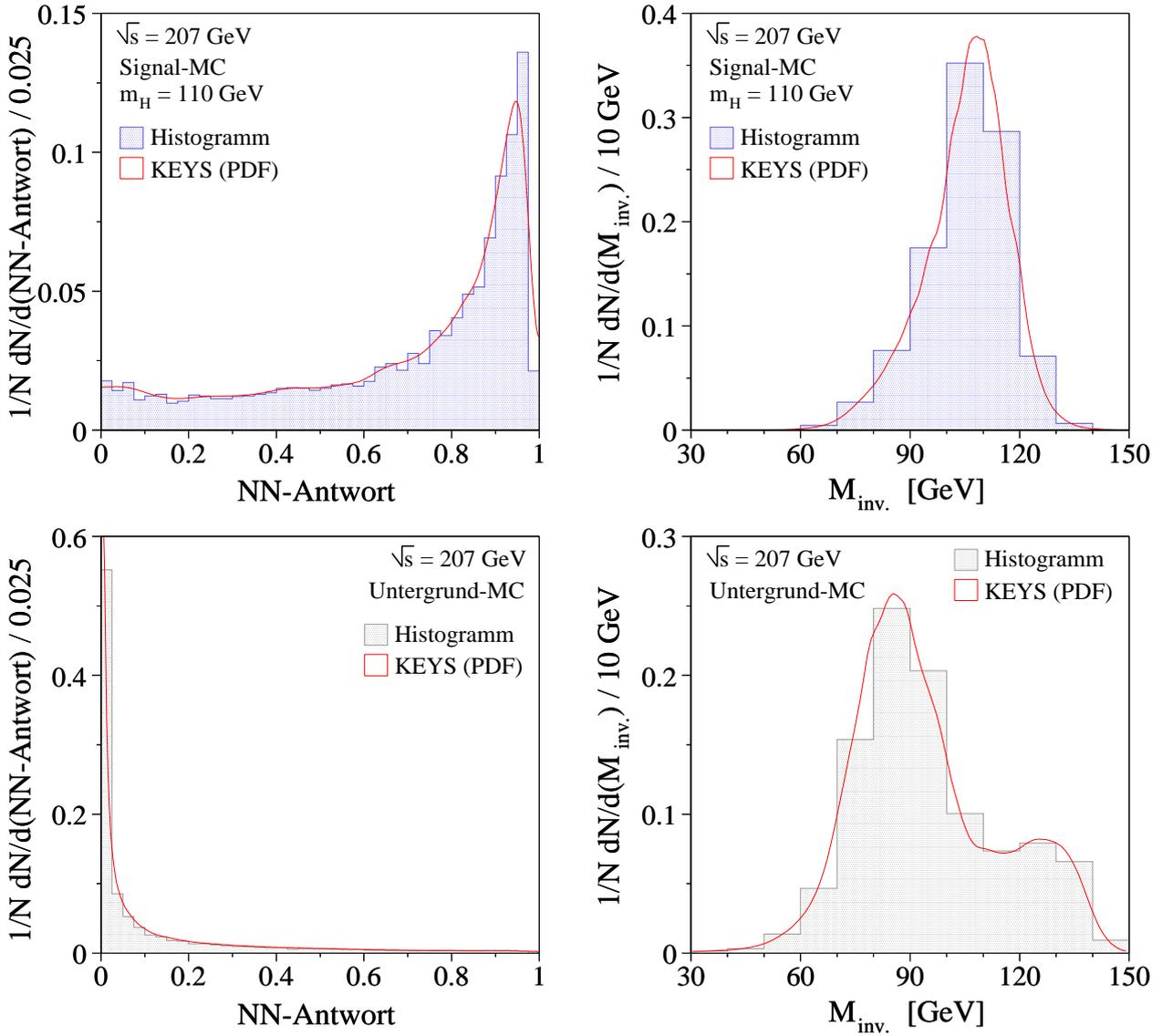


Abbildung 6.11: Die Verteilungen der Größen A_{NN} und $M_{inv.}$ im \sqrt{s} -Intervall von 207 GeV. Die mit den Inline-KEYS bestimmten Funktionen entsprechen im oberen Teil den Werten von $n_s(A_{NN}, m_H)$ und $m_s(M_{inv.}, m_H)$ mit $m_H = 110$ GeV, während die unteren Darstellungen die Verläufe von $n_b(A_{NN})$ und $m_b(M_{inv.})$ wiedergeben.

und zudem noch statistischen Fluktuationen unterworfen, da die benutzte Monte-Carlo-Statistik im betrachteten Phasenraum nicht sehr groß ist. Es muss ein Weg gefunden werden, aus den gemessenen Verteilungen glatte und stetige Funktionen gewinnen zu können. Diese Leistung wird von dem Programmpaket »Inline-KEYS« [117] erbracht. Es handelt sich hier um eine von J. Mans modifizierte Inline-Version der »KEYS«-Parametrisierung [118] von K. S. Cranmer, welche eine binningunabhängige und parameterlose Methode zur Erstellung der genannten Funktionen bietet. Dabei werden der lokalen Ereignis-Dichte eines Histogramms entsprechende Gauß-Kurven erzeugt, deren Breite umgekehrt proportional zu dieser Dichte ist. Nach Summation aller zu einer Verteilung korrespondierenden Gauß-Kurven er-

gibt sich schließlich eine glatte Funktion, welche die ursprüngliche Form des Histogramms beschreibt. Anschaulich betrachtet sollte diese Funktion einem unendlich fein gebinnnten Histogramm entsprechen, dem eine sehr hohe Statistik zu Grunde liegt.

6.2.2 Higgs-Wahrscheinlichkeit

Nachdem die einzelnen Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen gemäß Abschnitt 6.2.1 bestimmt wurden,

n_i : bezüglich der Antwort des neuronalen Netzes A_{NN} und
 m_i : bezüglich der invarianten Masse aus den Quark-Jets $M_{inv.}$,

$$\text{mit den Indizes } i = \begin{cases} s & \text{für das Signal und} \\ b & \text{für den Untergrund} \end{cases} , \quad (6.15)$$

kann jetzt eine Definition der hier benutzten Higgs-Wahrscheinlichkeit $P(H)$ erfolgen,

$$P(H) = \frac{N_S \cdot n_s(A_{NN}, m_H) \cdot m_s(M_{inv.}, m_H)}{N_S \cdot n_s(A_{NN}, m_H) \cdot m_s(M_{inv.}, m_H) + N_B \cdot n_b(A_{NN}) \cdot m_b(M_{inv.})} , \quad (6.16)$$

in der nun auch die Anzahlen der erwarteten Signal- und Untergrund-Ereignisse N_S und N_B nach der Selektion enthalten sind. Die Werte von N_B sowie einige Stellvertretende von N_S wurden bereits in Tabelle 5.4 aufgeführt. Eine Erweiterung des Terms aus (6.16) mit $\frac{1}{N_S+N_B}$ führt nach der Bayesschen Interpretation zu den *a-priori*-Wahrscheinlichkeiten $\frac{N_S}{N_S+N_B}$ für das Signal und $\frac{N_B}{N_S+N_B}$ für den Untergrund.

Während die Formen der Dichte-Funktionen zur Beschreibung des Untergrundes n_b und m_b nur in den verschiedenen Schwerpunktsenergien variieren, müssen die Wahrscheinlichkeits-Dichten n_s und m_s für jede Higgs-Massenhypothese in den betrachteten \sqrt{s} -Intervallen neu bestimmt werden. Somit könnte die nach Gleichung (6.16) berechnete Higgs-Wahrscheinlichkeit auch mit $P(\sqrt{s}, m_H)$ bezeichnet werden. In dieser Analyse wurden Higgs-Massen im Bereich von 60 GeV bis 120 GeV in 100 MeV Schritten getestet.

Zwei der nach dieser Methode bestimmten Wahrscheinlichkeits-Verteilungen sind in Abbildung 6.12 zu betrachten. Je höher die Werte von $P(H)$ sind, desto größer ist auch das Signal-zu-Untergrundverhältnis, das heißt, desto größer ist auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Higgs-Kandidat vorliegt. Im Verlauf der Messungen des Jahres 2000 wurde bei dem L3-Experiment ein sehr guter Kandidat für ein Higgs-Signal beobachtet. Dieses in den Higgs-Wahrscheinlichkeiten durch einen orangenen Punkt hervorgehobene Ereignis — hier »L3-Kandidat« genannt — zeichnete sich durch hohe b-Quark-Wahrscheinlichkeiten in beiden Jets aus und besaß eine invariante Masse von etwa 111 GeV. Mit Hilfe eines kinematischen Fits konnte unter Berücksichtigung der nominellen Rückstoß-Masse m_Z eines Higgs-Signals die invariante Masse mit 114.4 GeV angegeben werden [2]. Der Kandidat ist in Abbildung 6.14 dargestellt.

Der Einfluss dieses Ereignisses auf die noch zu besprechende statistische Interpretation wird

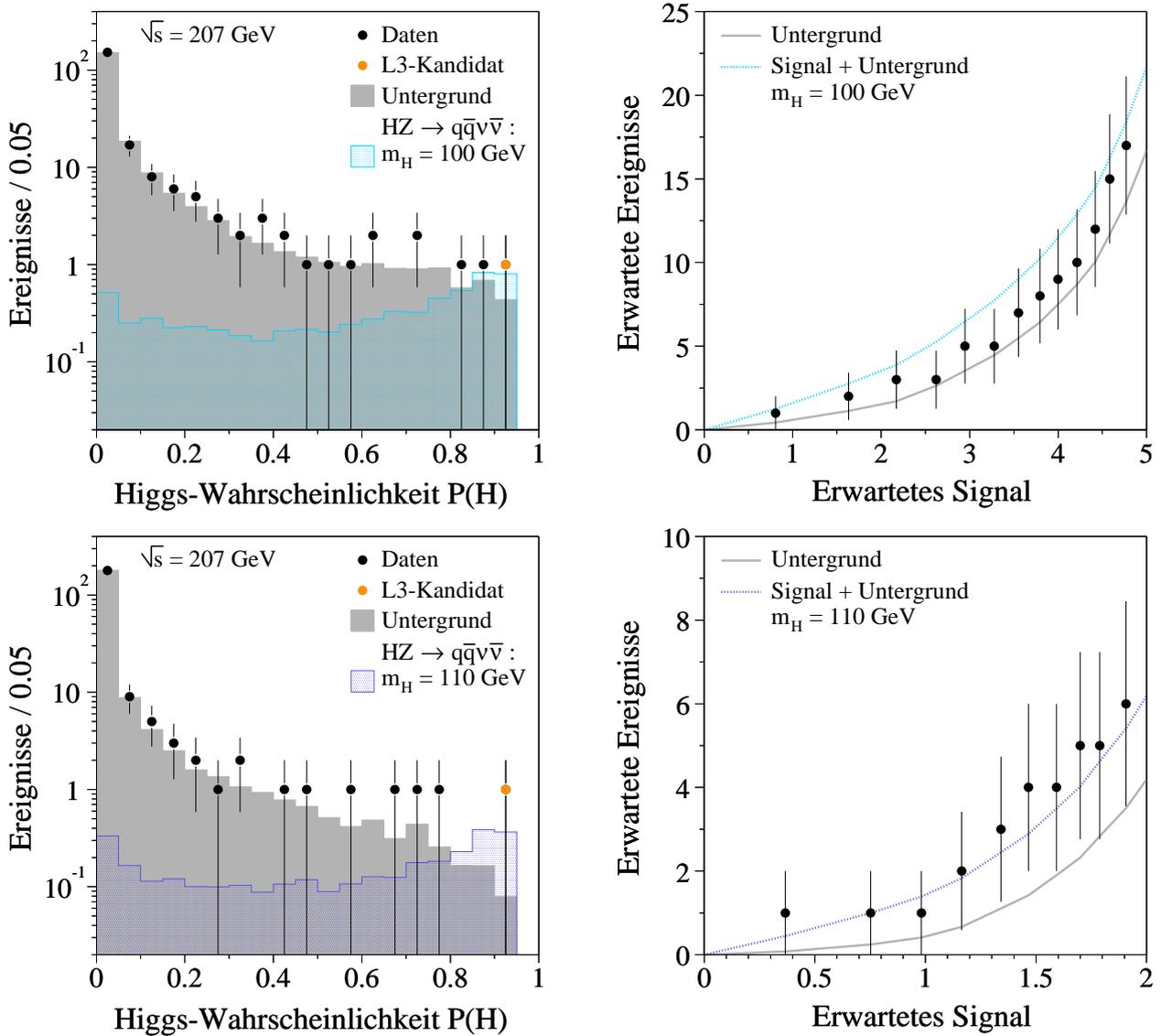


Abbildung 6.12: Die Higgs-Wahrscheinlichkeit für die Higgs-Massenhypothesen von 100 GeV und 110 GeV im \sqrt{s} -Intervall von 207 GeV. Die Darstellungen auf der rechten Seite ergeben sich durch Integration der $P(H)$ -Verteilungen von rechts.

in Kapitel 7 diskutiert. *Per definitionem* besitzt dieses Ereignis eine hohe Higgs-Wahrscheinlichkeit für Massenhypothesen ab etwa 100 GeV. Im Gegensatz zum Verhalten anderer Ereignisse verbleibt dieses jedoch auch in der Betrachtung höherer invarianter Massen bei dem jeweils maximalen Wert in $P(H)$ von über 0.90. Die Darstellungen im rechten Teil der Abbildung 6.12 zeigen die von rechts aufintegrierten Wahrscheinlichkeiten. Für die Test-Masse von 110 GeV folgt der Verlauf der Daten der Hypothese, ein Signal zuzüglich des Untergrundes gemessen zu haben. Allerdings ist dieses Verhalten innerhalb des statistischen Fehlers auch mit der Annahme verträglich, dass nur Untergrund beobachtet wurde.

Der Konstruktion der Diskriminanten $P(H)$ entsprechend, sollten sich die Signal- und Untergrund-Verteilungen bei dem Wert 0.5 kreuzen: Die Higgs-Wahrscheinlichkeit muss bei

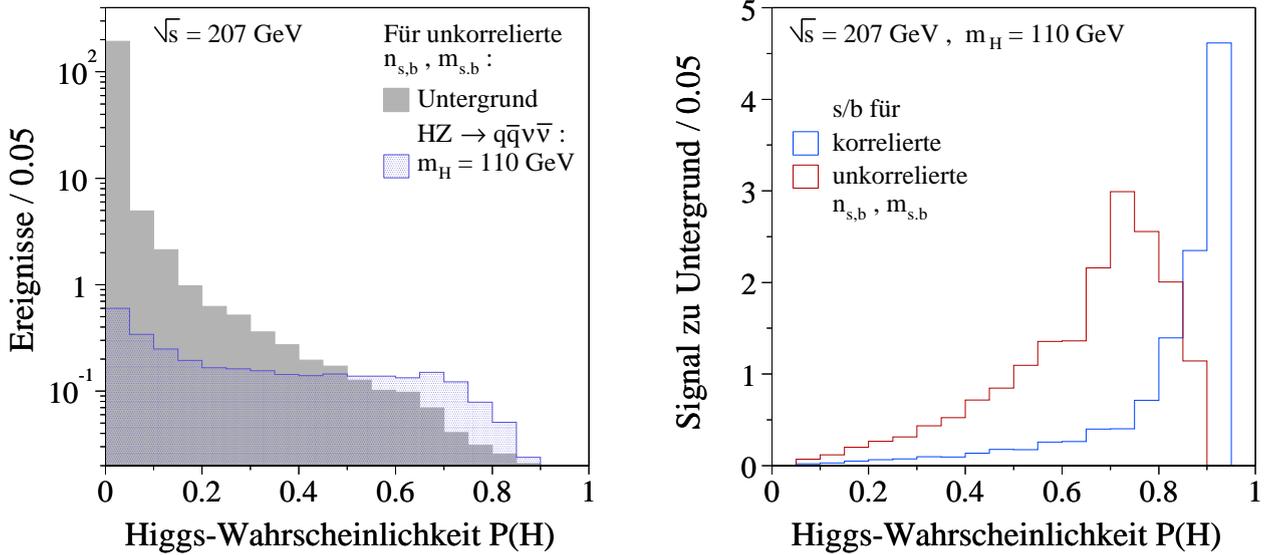
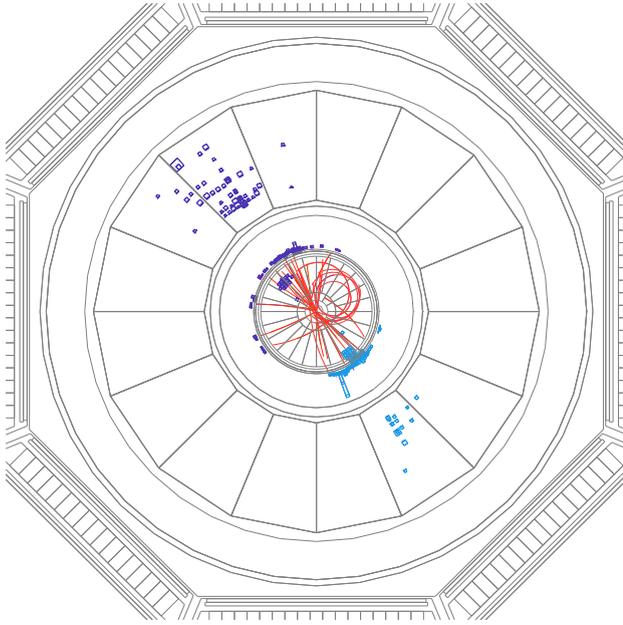


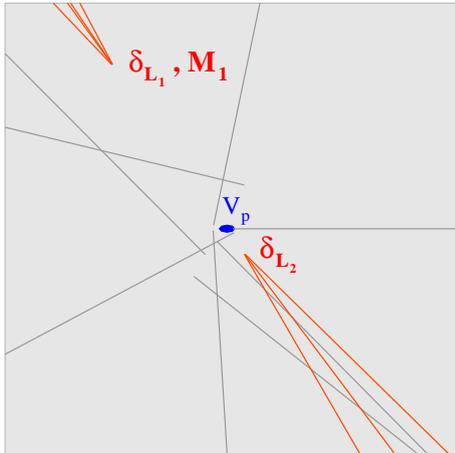
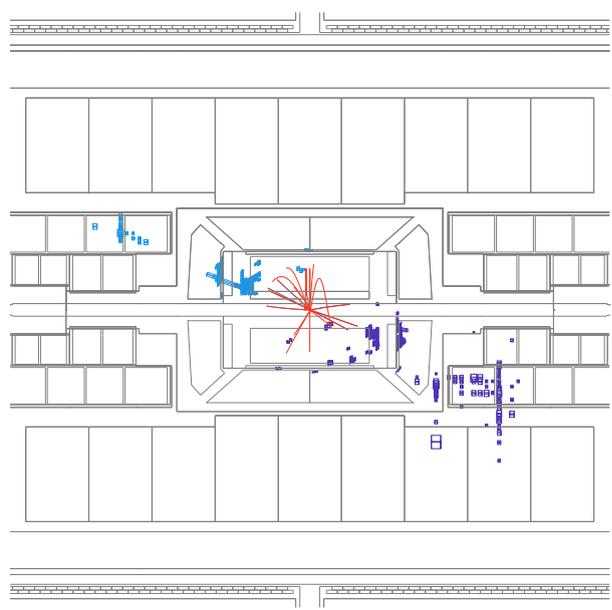
Abbildung 6.13: Die Higgs-Wahrscheinlichkeit für die Higgs-Massenhypothese von 110 GeV aus Abbildung 6.12 im Fall unkorrelierter Werte der NN-Antwort und der eingehenden invarianten Masse. Rechts ist ein Vergleich der Signal- zu Untergrund-Verhältnisse in den Bins von $P(H)$ dargestellt, wenn diese Werte korreliert sind oder nicht.

50 % des maximalen Ausgabewertes größer sein als die Untergrundwahrscheinlichkeit. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.12 nicht zu beobachten, da die Antwort des neuronalen Netzes und die invariante Masse der Jets leicht korreliert sind. Ein Grund dafür ist die dem neuronalen Netz zugeführte Rückstoß-Masse des beobachteten Jet-Systems aus Gleichung (6.7), welche starke Korrelationen zu der hier ebenfalls benutzten Masse $M_{\text{inv.}}$ aufweist. Um solche Korrelationen zu berücksichtigen, werden zweidimensionale Wahrscheinlichkeits-Dichten empfohlen, wie in diesem Fall zum Beispiel $\overline{nm}_s(A_{\text{NN}}, M_{\text{inv.}}; m_H)$ und $\overline{nm}_b(A_{\text{NN}}, M_{\text{inv.}})$. Diese müssten aus zweidimensionalen Verteilungen gewonnen werden, denen eine hohe Statistik der theoretischen Vorhersagen zu Grunde liegt. Die mittels zweier eindimensionaler Wahrscheinlichkeits-Dichten aus Gleichung (6.15) durchgeführte Faktorisierung in (6.16) ist nur für verschwindende Korrelationen erlaubt. Allerdings erfordert die Bestimmung der zweidimensionalen Dichte-Funktionen eine wesentlich höhere Monte-Carlo-Statistik als sie hier zur Verfügung stand. Daher wurden hier nur die eindimensionalen Verteilungen verwendet. Die Auswirkung dieser Vorgehensweise wird deutlich, wenn man die untere $P(H)$ -Verteilung aus Abbildung 6.12 mit jener aus Abbildung 6.13 vergleicht. Dort wurde die Higgs-Wahrscheinlichkeit zur Test-Masse 110 GeV noch einmal für künstlich erzeugte Ereignisse berechnet, in denen die Größen A_{NN} und $M_{\text{inv.}}$ mit einem Zufallsgenerator gemäß der Dichtefunktionen n_s , n_b , m_s sowie m_b unabhängig voneinander neu bestimmt worden sind. Die Werte in A_{NN} und $M_{\text{inv.}}$ sollten folglich in jedem Ereignis unkorreliert sein. Tatsächlich zeigen die Verteilungen das erwartete Verhalten ihres Schnittpunktes bei 0.5, die maximal erreichten Werte sind jedoch niedriger als im Fall korrelierter Eingangswerte. Die in Abbildung 6.13 ebenfalls dargestellten Signal- zu Untergrund-Verhältnisse in den einzelnen Bins

Projektion der x-y-Ebene:



Projektion der y-z-Ebene:



Vergrößerung der x-y-Ebene (SMD-Niveau):

V_p : rekonstruierter Primärvertex

Zerfallslängen:

$$\delta_{L_1} \quad 7.3 \text{ mm}$$

$$\delta_{L_2} \quad 1.4 \text{ mm}$$

rekonstruierte Masse aus den Spuren:

$$M_1 \quad 5.5 \text{ GeV}$$

Abbildung 6.14: Die Ereignis-Illustration eines Kandidaten aus dem Kanal $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ bei L3. Die rekonstruierte Masse aus den Jets beträgt 114.4 GeV. Aus den Spuren des Sekundärvertex mit der Zerfallslänge δ_{L_1} wurde die Masse M_1 zu 5.5 GeV berechnet. Diese stimmt gut mit der Masse eines B^0 -, B^\pm - oder B_s^0 -Mesons überein (siehe Tabelle 5.2). In den Abbildungen der Higgs-Wahrscheinlichkeit $P(H)$ wird dieses Ereignis als *L3-Kandidat* bezeichnet.

der $P(H)$ -Verteilungen zeigen zudem, dass die maximal erreichte Empfindlichkeit aus den korrelierten Größen mit etwa 4.6 in s/b zwar größer ist, der Durchschnittswert in s/b für die Wahrscheinlichkeit aus den unkorrelierten Größen allerdings weitaus höher ausfällt. Bei der hier betrachteten Test-Masse betragen diese Durchschnittswerte gemittelt über $P(H)$ etwa 0.91 (unkorrelierter Fall) und 0.57 (korrelierter Fall).

Kapitel 7

Statistische Interpretation

In den bisherigen Untersuchungen wurde eine gute Trennung zwischen den Vorhersagen der möglichen Higgs-Signale und dem Untergrund angestrebt. Das auf diese Weise gewonnene Ergebnis der verschiedenen Higgs-Wahrscheinlichkeiten $P(H)$ aus Kapitel 6 soll nun dahingehend interpretiert werden, ob ein Signal in den Messungen vorhanden ist oder nicht. Üblicher Weise wird diese Frage nicht mit »Ja« oder »Nein« beantwortet, sondern mit der Angabe einer Signifikanz für die Entdeckung oder eines Ausschlusses. Zunächst soll hier das benutzte statistische Verfahren erläutert werden, bevor es zur Angabe der eigentlichen Ergebnisse kommt. Abschließend werden die bei dieser Analyse zu berücksichtigenden systematischen Unsicherheiten besprochen.

7.1 Statistisches Verfahren

Die Auswertung einer Teilchensuche, wie sie hier beschrieben wird, stellt im Prinzip einen Hypothesentest dar. Ziel ist es nun, eine Testgröße zu definieren, mit deren Verteilung die Existenz oder Nicht-Existenz in einem zuvor gewählten Signifikanz-Intervall bestätigt werden kann. Dabei gilt es die so genannte *Null-Hypothese* (»Es existiert kein Signal«) von der so genannten *Alternativ-Hypothese* (»Es wurde ein Signal gemessen«) zu unterscheiden. Gleichzeitig muss auch dafür Sorge getragen werden, dass die Wahrscheinlichkeit eines Irrtums in der Aussage des Ergebnisses so gering wie möglich ist. Die fälschliche Entdeckung eines nicht existierenden Higgs-Bosons — man spricht dann von einem *Fehler erster Art* — ist ebenso unerwünscht wie der Ausschluss eines tatsächlich vorhandenen Signals, ein *Fehler zweiter Art*.

Interpretiert man nun die Verteilungen aus $P(H)$ bezüglich einer bestimmten Higgs-Masse m_H in allen untersuchten \sqrt{s} -Intervallen als einen Hypothesentest, so stellen die einzelnen Bins dieser Verteilungen einfache Zählexperimente dar. Die zu Grunde liegenden Wahrscheinlichkeiten werden durch die Poisson-Verteilung

$$\mathcal{L}(\mu; n) = \frac{\mu^n}{n!} \exp(-\mu) \quad (7.1)$$

gegeben: \mathcal{L} ist die Wahrscheinlichkeit, in einem Experiment n Ereignisse zu messen, wenn μ Ereignisse erwartet werden. Jedem Zählexperiment können jetzt zwei Hypothesen zugeordnet werden, nämlich *Signal und Untergrund* ($\mu = s + b$) oder *Nur Untergrund* ($\mu = b$) zu erwarten. Durch die Verwendung des Likelihood-Quotienten

$$Q(m_H) = \frac{\mathcal{L}(\mu = s(m_H) + b; n)}{\mathcal{L}(\mu = b; n)} \quad (7.2)$$

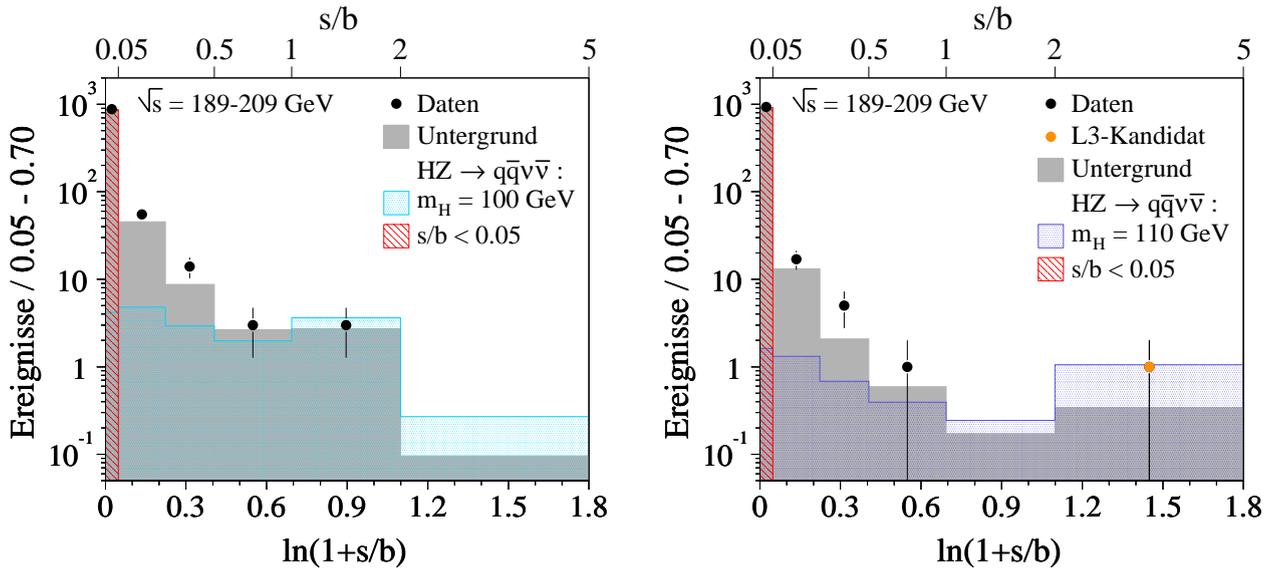


Abbildung 7.1: Das effektive Gewicht in der Likelihood-Methode aus den Higgs-Wahrscheinlichkeiten in Abbildung 6.12 für $m_H = 100$ GeV (links) und $m_H = 110$ GeV (rechts), hier summiert über alle untersuchten Schwerpunktsenergien.

werden dann nach dem Neyman-Pearson-Theorem [119, 120] die oben angesprochenen Fehler erster und zweiter Art minimiert. Die jeweils betrachtete Higgs-Masse ist ein Parameter dieser Funktion, da von ihr die erwartete Anzahl von Signal-Ereignissen abhängt. Eine Kombination der einzelnen Zählexperimente, hier der einzelnen Bins aus den $P(H)$ -Verteilungen, erfolgt einfach über das Produkt der Resultate aus (7.2):

$$Q(m_H) = \prod_k^{\sqrt{s_k}} \prod_l^{\text{Bins}} Q_{kl}(m_H) \equiv \prod_j Q_j(m_H) \quad , \quad (7.3)$$

wobei j folglich über alle Bins in allen Schwerpunktsenergien läuft. Diese Schreibweise ist für die weiteren Betrachtungen einfacher in der Handhabung. Damit besitzt diese Methode den Vorteil, auch Ergebnisse anderer Experimente, wie zum Beispiel die Suchen in anderen Zerfallskanälen des Higgs-Bosons, mit einbeziehen zu können. Die letztendlich in der Auswertung verwendete Größe ist proportional zu $\ln Q^2$. Nach einigen Umformungen ergibt sich damit aus (7.2) und (7.3)

$$-2 \ln Q = -2 \sum_j \left[n_j \ln \left(1 + \frac{s_j}{b_j} \right) - s_j \right] = 2 s_{\text{tot}} - 2 \sum_j n_j \ln \left(1 + \frac{s_j}{b_j} \right) \quad . \quad (7.4)$$

Dieser Ausdruck ist insofern von Bedeutung, da ihm im Grenzfall hoher Statistik, in dem die Poisson-Verteilung in die Normalverteilung übergeht, ein $\Delta\chi^2$ -Charakter

$$-2 \ln Q = -2 \ln \mathcal{L}(s + b) + 2 \ln \mathcal{L}(b) \approx \chi^2(s + b) - \chi^2(b) \quad (7.5)$$

zukommt, was bedeutet, dass der $-2 \ln Q$ gegen die χ^2 -Differenz der Fits konvergiert, welche jeweils die Null- und die Alternativ-Hypothese repräsentieren.

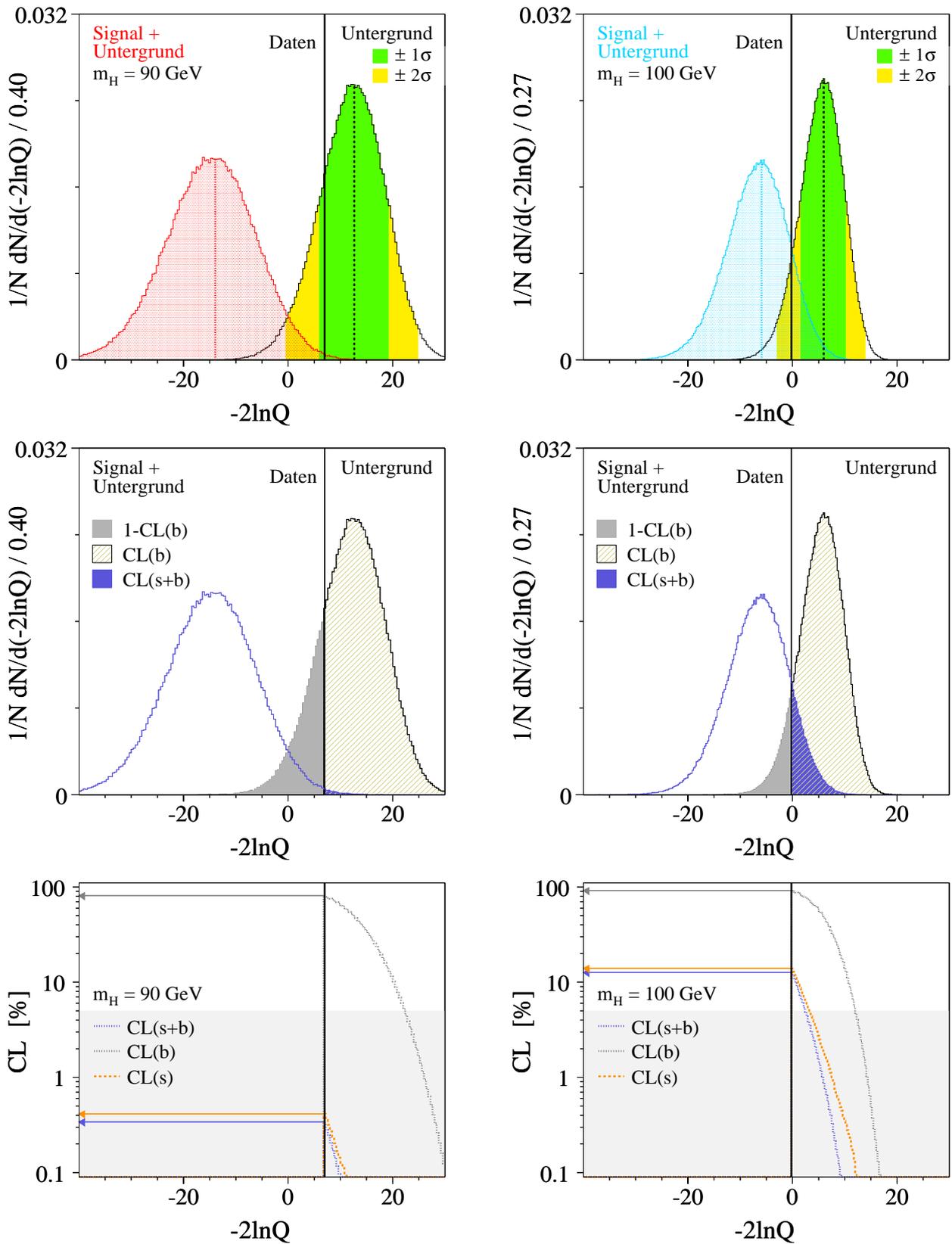


Abbildung 7.2: Die $-2\ln Q$ -Verteilungen zu den Test-Massen 90 GeV und 100 GeV, sowie eine Illustration der sich daraus ergebenden Vertrauens-Niveaus, berechnet nach den Gleichungen (7.6), (7.7) und (7.10).

Die Anwendung des Likelihood-Quotienten bedeutet die Addition gemessener Ereignisse n_j , welche jeweils mit dem in Abbildung 7.1 dargestellten Gewicht $\ln(1 + s_j/b_j)$ in das Resultat eingehen. Wie sich im Verlauf dieser Analyse herausstellte, war das mit dem höchsten Gewicht versehene Ereignis der bereits benannte L3-Kandidat (siehe Abbildung 6.14) bei Test-Massen im Bereich von 110 GeV.

Den Konventionen der LEP Higgs Working Group entsprechend gehen nur jene Bins in die Berechnung der $-2 \ln Q$ -Verteilungen ein, die ein Signal- zu Untergrundverhältnis von über 5 % aufweisen, das heißt, die in Abbildung 7.1 rot schraffierten Bereiche bleiben unberücksichtigt. Auch wenn auf theoretischer Basis durch Hinzufügen weiterer Bins mit schlechtem s/b-Verhältnis die Sensitivität stets erhöht werden könnte [120], führen später einfließende systematische Fehler zu einem gegenteiligen Effekt. Eine Erläuterung dieses Sachverhalts findet sich in [121], wo vor allem systematische Unsicherheiten bezüglich des Untergrunds beleuchtet werden.

Für die Test-Massen 90 GeV und 100 GeV findet sich der auf diese Weise berechnete Wert des Likelihood-Quotienten in Abbildung 7.2. Die senkrechten Linien kennzeichnen jeweils den Wert der Test-Statistiken für $n = n_{s+b}$, $n = n_{\text{Daten}}$ und $n = n_b$. Die Wahrscheinlichkeits-Verteilungen in den »Signal+Untergrund«- und »Untergrund«-Szenarien ergeben sich aus vielfachem Poisson-verteiltm Würfeln der Werte n_j um die Erwartungswerte $\mu = s_j + b_j$ bzw. $\mu = b_j$ und anschließender Berechnung von $-2 \ln Q$ für den so erhaltenen neuen Datensatz. Auf diese Weise können die statistischen Schwankungen in den Werten der Test-Statistiken sofort bestimmt werden, wie in Abbildung 7.2 die $\pm 1\sigma$ - und $\pm 2\sigma$ -Bänder für die »Nur Untergrund«-Hypothese.

Anschaulich betrachtet, liefert das Poisson-Würfeln der Bin-Einträge die Ergebnisse vieler so genannter *Pseudo-Experimente* mit der prinzipiell gleichen Statistik des untersuchten Datensatzes. Der Definition aus Gleichung (7.4) folgend, häufen sich die Werte der gewürfelten Null-Hypothesen bei positiven Werten und jene der Alternativ-Hypothesen bei negativen Werten in der Größe $-2 \ln Q$. Die Separation dieser Verteilungen gilt als Maß der Sensitivität eines Experiments: Je weiter die Wahrscheinlichkeiten der beiden Hypothesen voneinander getrennt werden, desto besser kann experimentell zwischen ihnen unterschieden werden.

Mit Hilfe der gewonnenen *Pseudo-Statistik* lassen sich nun die verschiedenen Vertrauens-Niveaus CL_i (»Confidence Level«, engl.: Vertrauens-Niveau) für die Hypothesen bestimmen. Ab nun werden die integral-normierten Wahrscheinlichkeits-Verteilungen mit $\mathcal{P}_{s+b}(X)$ und $\mathcal{P}_b(X)$ bezeichnet, wobei $X \equiv -2 \ln Q$ ist. Das Vertrauen in die Hypothese, nur Untergrund gemessen zu haben, ergibt sich hier aus der Wahrscheinlichkeit, dass X größere Werte als den experimentell beobachteten Wert X_{Daten} annimmt:

$$CL_b = \int_{X_{\text{Daten}}}^{\infty} \mathcal{P}_b(X) dX \quad . \quad (7.6)$$

Dabei ist zu beachten, dass sich nach der Definition in Gleichung (7.4) die »Signal+Untergrund«-Hypothesen bei negativen Werten $\mathcal{P}_{s+b}(X)$ häufen und somit die Integrationsgrenzen in (7.6) derart gewählt werden müssen. Der im Intervall $[0, 1]$ liegende Wert für CL_b sollte bei

exakter Übereinstimmung der Daten mit der Erwartung des Untergrunds ($X_{\text{Daten}} = X_{\text{Untergr.}}$) 0.5 betragen. Höhere Werte deuten eine Unterfluktuation, kleinere Werte eine Überfluktuation in den Daten in Bezug auf die Untergrunderwartung an. In analoger Weise gilt für das Vertrauen in die »Signal+Untergrund«-Hypothese

$$CL_{s+b} = \int_{X_{\text{Daten}}}^{\infty} \mathcal{P}_{s+b}(X) dX \quad . \quad (7.7)$$

Beide Vertrauens-Niveaus werden in den unteren Teilen von Abbildung 7.2 für die oben liegenden Verteilungen zu den Higgs-Massen von 90 GeV und 100 GeV aus den vorliegenden Untersuchungen veranschaulicht. Mit ihnen ist es jetzt möglich, die Regeln für eine Entdeckung oder einen Ausschluss festzulegen.

Es wird nun angenommen, dass die Form der Wahrscheinlichkeits-Verteilungen aus Abbildung 7.2 gaußschen Charakter besitzen. Per Konvention liegt eine Entdeckung vor, wenn die Daten einer Überfluktuation von mindestens fünf Standardabweichungen entsprechen. Dann muss gelten

$$1 - CL_b \leq 5.7 \cdot 10^{-7} \quad , \quad (7.8)$$

wobei davon ausgegangen wird, dass die Wahrscheinlichkeit einer Abweichung im einseitigen Fall identisch ist mit jener des beidseitigen Falls. Der Wert in (7.8) rührt vom Integral der Ausläufer einer Gaußkurve her, die durch die 5σ Abweichungen vom Zentralwert abgetrennt werden: Das Integral in diesen Ausläufern entspricht $5.7 \cdot 10^{-5} \%$ der Gesamtfläche.

Wurde keine signifikante Abweichung der Daten von der Untergrunderwartung beobachtet, so ist es üblich, eine Ausschluss-Grenze anzugeben. Diese Grenze sollte per Konvention ein 95 %-iges Vertrauensniveau beinhalten, sodass die Wahrscheinlichkeit, ein tatsächlich vorhandenes Higgs-Signal irrtümlich auszuschließen, nur 5 % beträgt. Im frequentistischen Sinne entspricht dies der Bedingung

$$CL_{s+b} < 0.05 \quad . \quad (7.9)$$

Allerdings besitzt diese Vorgehensweise eine Schwäche, nämlich dann, wenn wie im hier vorliegenden Fall eine Untergrunderwartung abzuschätzen ist, deren Herkunft hinlänglich bekannt ist, sodass davon auszugehen ist, dass mindestens die von den Monte-Carlo-Vorhersagen gegebene Anzahl an Ereignissen in den Messungen vorhanden ist. Leichte Unterfluktuationen in den Daten könnten dazu führen, dass negative Wirkungsquerschnitte des gesuchten Signals die beobachtete Ereigniszahl mit der Erwartung in Einklang bringen. Im schlimmsten Fall treten diese Unterfluktuationen derart stark zu Tage, dass selbst verschwindende Signal-Erwartungen mit mehr als 95 % ausgeschlossen werden können. Um diese unphysikalischen Grenzen zu vermeiden, wird hier der in [122] und [123] erläuterte Quotient

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (7.10)$$

benutzt, für den dann ebenfalls

$$CL_s < 0.05 \quad (7.11)$$

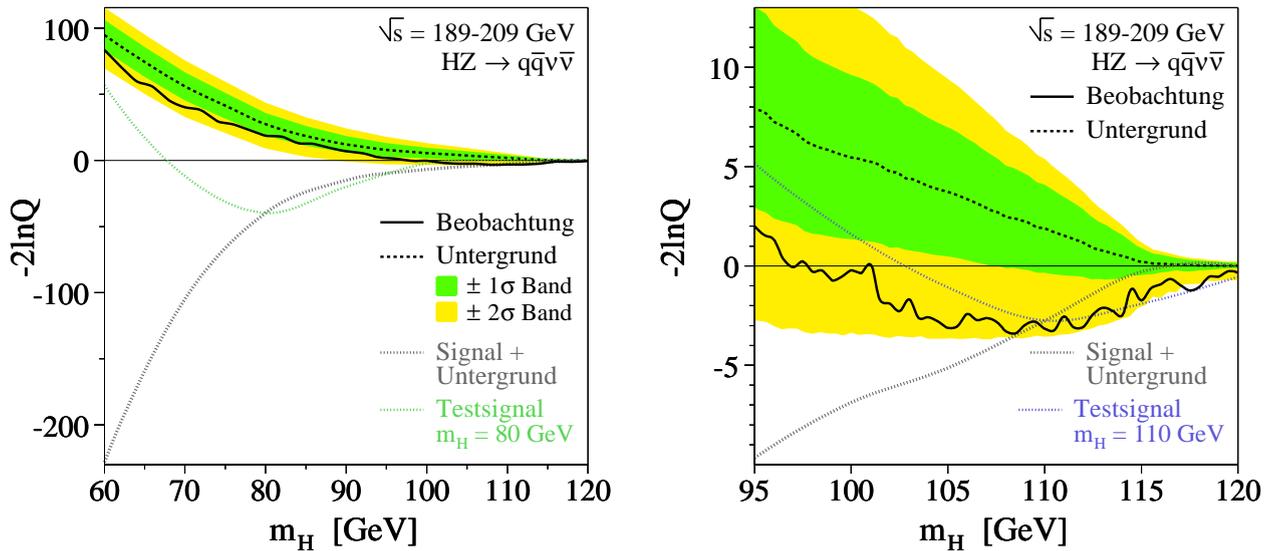


Abbildung 7.3: Der kombinierte Likelihood-Quotient für die Daten aus allen untersuchten \sqrt{s} -Intervallen der Jahre 1998 bis 2000. Rechts noch einmal für einen enger gefassten Bereich, um das Verhalten bei höheren Massen zu verdeutlichen. Die Daten zeigen bei etwa 110 GeV den gleichen Verlauf wie das entsprechende Test-Signal. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt (siehe Abschnitt 7.3).

gelten muss. Die Angabe einer Grenze gemäß (7.10) und (7.11) folgt als Näherung an Konfidenzen vollkommen untergrundfreier Experimente, ist allerdings weder im rein frequentistischen noch im rein Bayesschen Sinn zu interpretieren. Wichtig ist in diesem Zusammenhang nur, dass die zuvor festgelegte Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% durch die Normierung der frequentistischen Grenze CL_{s+b} auf CL_b unterschritten wird und die somit abgeleitete Ausschluss-Grenze als konservativ angesehen werden kann.

In der vorliegenden Suche muss demnach jene Higgs-Masse gesucht werden, bis zu der die Bedingung (7.11) gilt. Im unteren Teil der Abbildung 7.2 ist das Verhalten der Vertrauensniveaus skizziert, wie es sich für die Higgs-Massenhypothesen von 90 GeV und 100 GeV ergibt. Der Wert von CL_s überschreitet bei $m_H = 100$ GeV den grau unterlegten Bereich von 5%. Das beobachtete Limit wird demzufolge zwischen 90 GeV und 100 GeV liegen.

7.2 Likelihood-Quotient und Higgs-Massengrenze

Es stehen nun alle Mittel zur Verfügung, aus den in Abschnitt 6.2.2 erzeugten Verteilungen der Higgs-Wahrscheinlichkeit $P(H)$ die Werte des Likelihood-Quotienten gemäß Gleichung (7.4) zu berechnen. In allen gezeigten Ergebnissen wurden bereits die in Abschnitt 7.3 noch zu erläuternden systematischen Unsicherheiten (siehe Tabelle 7.5) mit einbezogen. Auf welche Weise dies geschehen ist, wird dort gezeigt.

Abbildung 7.3 gibt das Resultat dieser Berechnungen für unterschiedliche Intervalle hypothetischer Higgs-Massen wieder. Im linken Teil ist zu erkennen, wie sehr sich die Hypothesen

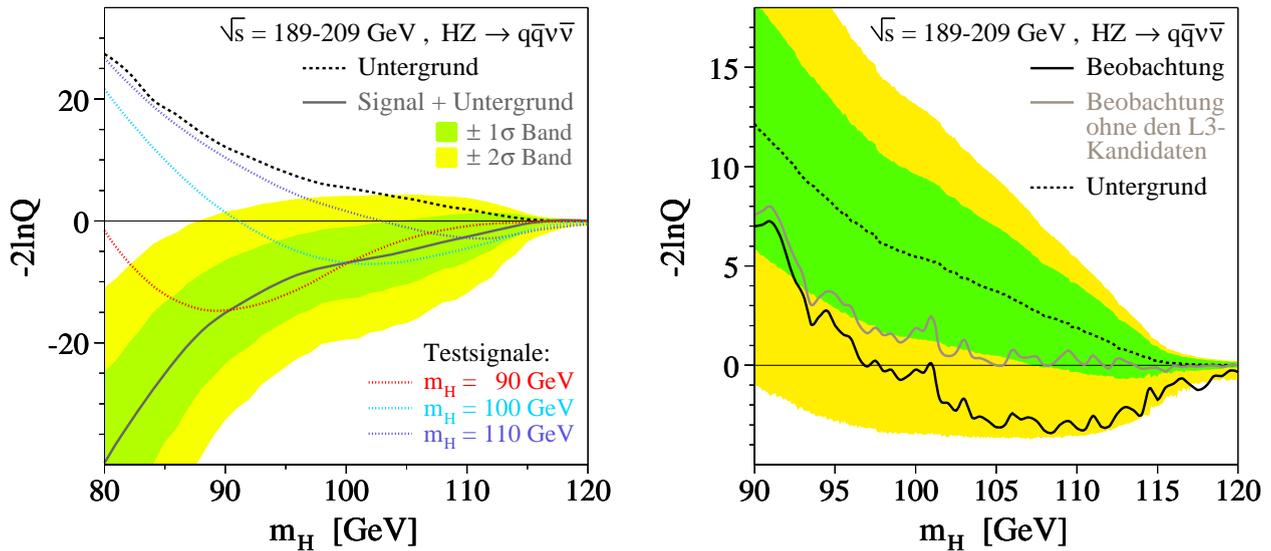


Abbildung 7.4: Der Likelihood-Quotient aus Abbildung 7.3 für weitere Intervalle der Higgs-Masse. Links sind die $\pm 1\sigma$ - und $\pm 2\sigma$ -Bänder der »Signal+Untergrund«-Erwartung und weitere Test-Signale eingetragen. Rechts der Verlauf des beobachteten $-2\ln Q$ -Wertes in Abwesenheit des L3-Kandidaten. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt (siehe Abschnitt 7.3).

»Untergrund« und »Signal+Untergrund« bei kleinen Massen unterscheiden. Zudem ist die stetige Überfluktuation an Daten von etwa einer Standardabweichung gegenüber der Untergrunderwartung zu beobachten, deren 1σ - und 2σ -Band durch die gelben und grünen Bereiche gekennzeichnet ist. Die gepunktete schwarze Kurve (»Signal+Untergrund«) zeigt den Verlauf minimaler Werte in $-2\ln Q$ für die verschiedenen Higgs-Massen. Die Kurven der Test-Signale verifizieren diese Form: Dem ursprünglichen Datensatz der Untergrunderwartung wurde ein Higgs-Signal bekannter Masse beigemischt. Die Anwendung der Prozeduren aus den letzten Abschnitten ergaben die Form des jeweils eingezeichneten $-2\ln Q$. Wie erwartet, treffen sich die Verläufe der Test-Signale mit der Schar der Signal-Minima bei der entsprechenden Higgs-Masse (links 80 GeV, rechts 110 GeV). Dieses Verhalten ist auch im linken Teil der Abbildung 7.4 für weitere Test-Signale erkennbar. Mit den Kurven der Test-Signale können im Allgemeinen sehr schnell Fehler oder Unstimmigkeiten in der Kalkulation der Likelihood-Quotienten und davon abgeleiteter Konfidenzen ermittelt werden.

Wie der beobachtete Verlauf der $-2\ln Q$ -Werte ohne die Anwesenheit des L3-Kandidaten gemessen worden wäre, ist im rechten Teil von Abbildung 7.4 zu betrachten. In dessen Abwesenheit hätte die Überfluktuation weiterhin etwa 1σ betragen. Diese steigt allerdings im Hinblick auf den tatsächlichen Verlauf im Bereich hoher Higgs-Massenhypthesen auf etwa 2σ an. Der hier beobachtete Überschuss ist im Rahmen der vorliegenden Statistik nicht als signifikant anzusehen. Auch bei niedrigen Massenhypothesen treten, wie im linken Teil von Abbildung 7.3 sichtbar, Fluktuationen über die 1σ -Grenze hinaus auf. Dennoch ist das äquivalente Verhalten der Beobachtung und des Test-Signals zu 110 GeV auffällig und war im Jahr 2000 Grund genug, den dafür verantwortlichen Kandidaten näher zu beleuchten.

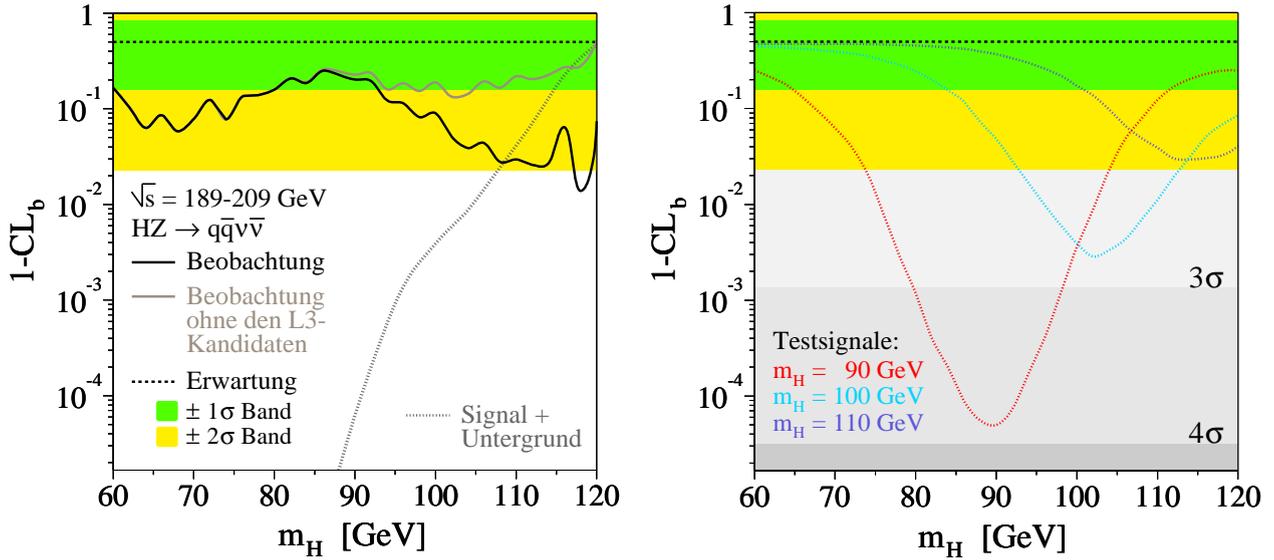


Abbildung 7.5: Das Vertrauensniveau in die »Untergrund«-Hypothese $1 - \text{CL}_b$. Die gepunktete Linie kennzeichnet den Verlauf minimaler Werte in Abhängigkeit der Higgs-Masse. Rechts die Kurvenverläufe einiger Test-Signale. Zudem sind weitere Sigma-Grenzen im Fall beidseitiger Abweichungen eingetragen. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt (siehe Abschnitt 7.3).

Aus den Berechnungen der Likelihood-Quotienten kann nun das in Abschnitt 7.1 beschriebene Vertrauensniveau in die »Untergrund«-Hypothese CL_b bestimmt werden. Es drückt die Wahrscheinlichkeit aus, in der Anzahl simulierter Experimente, die *nur Untergrund* enthalten, einen $-2 \ln Q$ -Wert zu finden, welcher größer ist als der aus den Daten gewonnene. *Per definitionem* liegt der vom Untergrund erwartete Verlauf in CL_b (oder auch $1 - \text{CL}_b$) bei 0.5. Abbildung 7.5 bestätigt dies, und der zuvor angesprochene Überschuss in den Beobachtungen ist dort gut zu erkennen. Die gepunktete schwarze Kurve beschreibt wieder den erwarteten Verlauf minimaler Werte für die »Signal+Untergrund«-Hypothese.

Die eingezeichneten 1σ - und 2σ -Bereiche bezüglich der Untergrunderwartung repräsentieren in Anlehnung an die Darstellungen des Likelihood-Quotienten die Abweichungen im beidseitigen Fall der gaußschen Näherung. Das heißt, die aus Gleichung (7.8) bekannte Bedingung für die einseitige 5σ -Abweichung müsste hier als Beispiel in $\text{CL}_b < 2.85 \cdot 10^{-7}$ übersetzt werden. Im rechten Teil der Abbildung sind einige Test-Signale zu betrachten. In der Anwesenheit eines Signals könnte eine maximale Signifikanz von 3.9σ bei $m_H = 90 \text{ GeV}$ erreicht werden, bei Higgs-Massen über 110 GeV fällt diese auf unter 2σ ab. Eine Entdeckung im frequentistischen Sinne auf dem Niveau von fünf Standardabweichungen hätte man demnach in diesem Kanal mit der hier durchgeführten Analyse nur für Higgs-Massen unterhalb von 90 GeV machen können.

Da in den Daten keine signifikante Abweichung beobachtet wurde, ist es üblich, diese zu nutzen, um eine untere Schranke auf die Masse des Higgs-Bosons zu geben. Mit Hilfe der CL_s -Methode gemäß Gleichung (7.10) konnten die in Abbildung 7.6 dargestellten Verteilungen extrahiert werden.

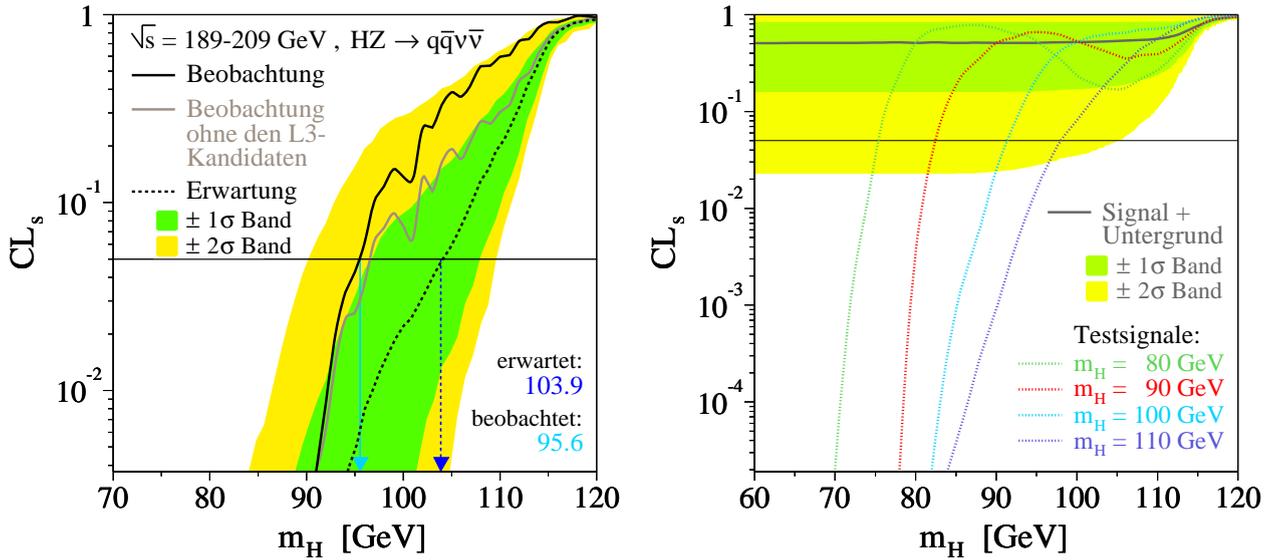


Abbildung 7.6: Das Ausschluss-Kriterium CL_s als Funktion der Higgs-Masse. Die Pfeile markieren jeweils den Wert der Schnittpunkte mit der 5 %-Linie. Rechts der Verlauf für die »Signal+Untergrund«-Erwartung und einige Test-Signale. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt (siehe Abschnitt 7.3).

Das so genannte »Higgs-Massen-Limit« ergibt sich auf dem Vertrauensniveau von 95 % aus der Masse, bei der die Funktionen die 5 %-Grenze überschreiten. Aus dem beobachteten Verlauf der CL_s -Kurve ergibt sich damit eine Grenze von

$$m_H > 95.6 \text{ GeV} \quad \text{mit } 95 \% \text{ CL} \quad ,$$

während die erwartete Schranke aus der »Untergrund«-Hypothese bei $m_H > 103.9$ GeV liegt. Die Untergrund-Verträglichkeit dieses Ergebnisses wird durch den Wert von $1 - CL_b$ bei der beobachteten Grenze wiedergegeben. Bei einer hypothetischen Higgs-Masse von 95.6 GeV ist die Beobachtung mit einer Wahrscheinlichkeit von 11.3 % mit der Untergrunderwartung kompatibel. Ohne Anwesenheit des L3-Kandidaten hätte die Schranke $m_H > 96.7$ GeV betragen. Die Messung wäre dann mit etwa 15 % Wahrscheinlichkeit mit der Hypothese verträglich, nur Untergrund beobachtet zu haben.

Die Studien der Test-Signale im rechten Teil von Abbildung 7.6 geben Aufschluss darüber, welche untere Schranke erzielt worden wäre, hätte man das Signal einer bestimmten Higgs-Masse zuzüglich des Untergrundes gemessen. In diesem Fall wäre fälschlich eine Ausschluss-Grenze mittels der CL_s -Methode berechnet worden. Der Verlauf der Test-Signale beinhaltet teilweise ein lokales Minimum oberhalb der ihnen zu Grunde liegenden Massenhypothese — am deutlichsten zu erkennen für das Test-Signal zu $m_H = 80$ GeV (grüne Kurve), welches dieses Minimum bei $m_H \approx 105$ GeV besitzt. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass bei dem hier durchgeführten Hypothesentest, ein dem Untergrund beigemischt Signal niederer Masse im Interpretations-Schema bezüglich höherer Massenhypothesen einen mehr untergrundartigen Charakter besitzt und sich der entsprechende Verlauf, wie erwartet, wieder der Kurve aus der Untergrund-Erwartung (siehe linker Teil in Abbildung 7.6) nähert.

Die Schranken für die Test-Signal-Massen 100 GeV und 110 GeV betragen 91.3 GeV bzw. 97.9 GeV. Auf das hier beobachtete Limit von 95.6 GeV bezogen heißt dies, dass ein im Datensatz vorhandenes Signal mit einer Higgs-Masse zwischen 100 GeV und 110 GeV zur gleichen unteren Massenschranke für das Higgs-Boson geführt hätte. Eine rein frequentistische Interpretation des erzielten Ergebnisses lautet hingegen: Im betrachteten Datensatz wurde stets eine Überfluktuation von durchschnittlich 1.4 Standardabweichungen beobachtet, so dass das beobachtete Massen-Limit 95.6 GeV statt 103.9 GeV beträgt.

Die Ergebnisse aus den offiziellen Untersuchungen des L3-Experiments hinsichtlich der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson sowie die Kombination mit den anderen Experimenten bei LEP können Kapitel 12.1 entnommen werden.

7.3 Abschätzung systematischer Unsicherheiten

Messungen dieser Art beinhalten meist Variablen, deren Entstehung durch vielschichtige Analyse-Mechanismen geprägt ist. Natürlich kann in der Darstellung der Ergebnisse direkt ein statistischer Fehler — wenn auch durch das Konstrukt der »Pseudo-Experimente« aus Abschnitt 7.1 — angegeben werden. Allerdings könnten Änderungen im Verlauf der Analyse oder in vorgegebenen Parametern, wie im Fall der Luminosität, einen eher subtilen Einfluss auf die Resultate haben. Auch diese bereits vor der Analyse bekannten Größen sind mit Fehlern behaftet, die sowohl theoretischer als auch experimenteller Natur sein können. Daher ist es notwendig, diese systematischen Gegebenheiten zu studieren und daraus eine weitere, von der betrachteten Statistik unabhängige Unsicherheit abzuschätzen. Auf diese Weise versucht man, die erhaltenen Resultate von dem eher subjektiven Charakter der eigentlichen Messung zu entkoppeln.

Zunächst soll jedoch erklärt werden, auf welche Weise diese systematischen Fehler in der Extraktion der Ergebnisse mittels der CL_s -Methode Berücksichtigung finden. Danach werden die Beiträge zur systematischen Unsicherheit aus den hier durchgeführten Untersuchungen vorgestellt.

Im einfachsten Fall könnte man die in der finalen Variable zu erwartende Anzahl an Untergrund-Ereignissen um den prozentualen Wert einer abgeschätzten systematischen Unsicherheit erhöhen. Damit wäre die Sensitivität auf ein vorhandenes Signal geschwächt, was sich wiederum in der Bestimmung der unteren Massengrenzen niederschläge. Es kann allerdings gezeigt werden, dass diese Art des Vorgehens Ergebnisse nach sich zöge, deren Aussagekraft in einem zu großen Maße künstlich vermindert wurde [124], was bedeutet, dass die so erhaltenen Resultate eine zu pessimistische Interpretation der gegebenen Sensitivität darstellen. Innerhalb der LEP Higgs Working Group hat sich mit dem Wissen um diese Problematik ein anderes Verfahren durchgesetzt: In der Berechnung der $-2 \ln Q$ -Werte aus den Bin-Einträgen der verschiedenen Hypothesen — »Untergrund« und »Signal+Untergrund« — werden die entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersagen im Rahmen der zuvor abgeschätzten systematischen Unsicherheit zufällig variiert. Mit diesen gaußförmig aufgeweichten Bin-Einträgen werden folgend die bereits benannten Gedanken-Experimente zur Bestimmung

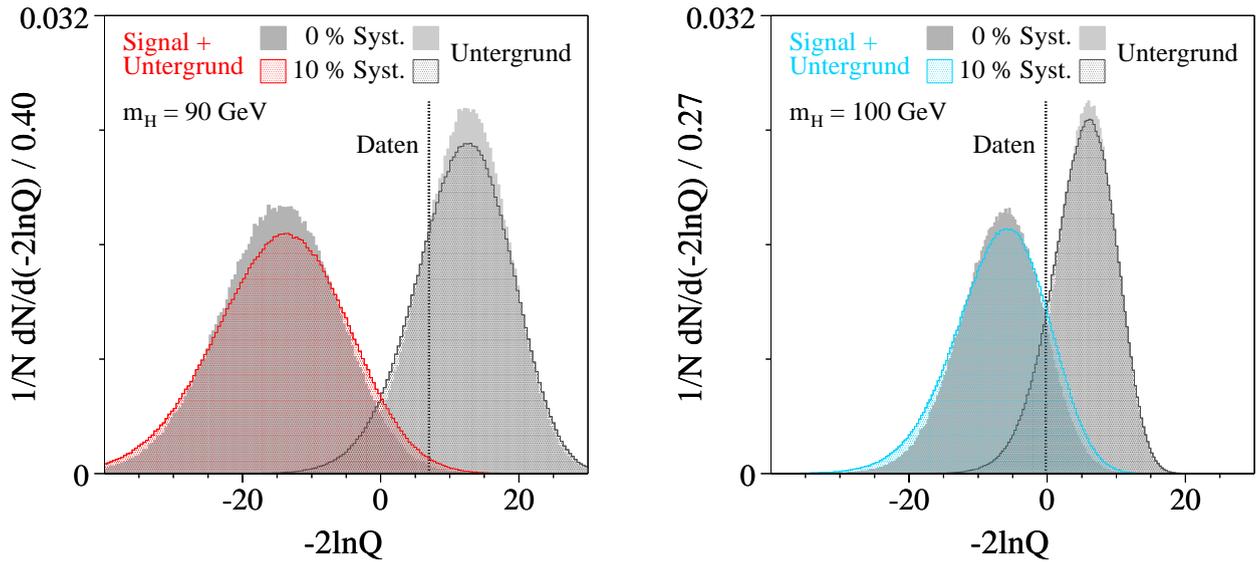


Abbildung 7.7: Die Verteilung der Testgröße $-2\ln Q$ unter dem Einfluss systematischer Unsicherheiten in Anlehnung an die Darstellungen aus Abbildung 7.2; die dort dargestellten Histogramme sind hier grau unterlegt. Zur Veranschaulichung der Effekte wurde hier eine 10 %-ige Unsicherheit für die Signal- und die Untergrund-Hypothese eingebracht.

der Pseudo-Statistik gewürfelt. Anschließend müssen aus den so erhaltenen neuen Verteilungen des Likelihood-Quotienten die Konfidenzen bestimmt werden. Als Folge dieser Methode erhält man die in Abbildung 7.7 zu betrachtenden Verteilungen der Hypothesen, welche jetzt, im Gegensatz zur Darstellung in Abbildung 7.2, durch den Einfluss der systematischen Fehler und der damit verbundenen Verbreiterung, einen größeren Überlapp besitzen. Die zuvor gewonnene Trennung der Verteilungen erfährt eine Verminderung, was sich in einem Sensitivitätsverlust niederschlägt.

Hier ist zu beachten, dass weder die systematischen Unsicherheiten in den Vorhersagen der Signal- und Untergrund-Verteilungen noch deren Wert in allen Schwerpunktsenergien gleich sein müssen. Im Anschauungsbeispiel in Abbildung 7.7 wurde für beide Hypothesen ein Fehler von 10 % angenommen, um die Auswirkungen systematischer Unsicherheiten zu verdeutlichen. Im Folgenden werden die Ergebnisse aus den Studien zur Abschätzung systematischer Einflüsse diskutiert.

Luminosität und Schwerpunktsenergie

Die der analysierten Datenmenge zu Grunde liegende Luminosität \mathcal{L} bestimmt die Anzahl theoretisch erwarteter Ereignisse in den Monte-Carlo-Vorhersagen des Signals (N_S) und der Untergrundprozesse (N_B) gemäß

$$N_S = \varepsilon_s \sigma_s \mathcal{L} \quad , \quad N_B = \left(\sum_u^{\text{Untergr.}} \varepsilon_u \sigma_u \right) \mathcal{L} \quad . \quad (7.12)$$

| \sqrt{s} [GeV] | Unsicherheit [%] | | | | | | |
|---------------------------------|------------------|------|------|------|------|------|------|
| | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 |
| $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$ | 0.19 | 0.25 | 0.21 | 0.22 | 0.24 | 0.24 | 0.23 |

Tabelle 7.1: Der relative Fehler in der Luminositätsbestimmung für die in den Analysen betrachteten Schwerpunktsenergien.

Dabei sind ε_s und σ_s die Selektions-Effizienz und der Wirkungsquerschnitt der Signal-Vorhersage und die mit u indizierten Größen die Analoga für den Untergrund. Die in Tabelle 7.1 angegebenen relativen Fehler der Luminositätsbestimmung ergeben sich zu etwa gleichen Teilen aus experimentellen und theoretischen Unsicherheiten. In der Berechnung zu erwartender Ereignisse in der finalen Variable wurde die Luminosität innerhalb der angegebenen Fehler variiert. Die Abweichung der Massengrenzen lag unterhalb von 50 MeV, so dass dieser Effekt vernachlässigt werden kann.

Innerhalb der Analyse kommt der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} eine besondere Bedeutung zu, da diese oft in die Berechnung der kinematischen Variablen miteinbezogen wird. Ebenso wurden manche Größen, wie beispielsweise die sichtbare Energie E_{vis} , auf \sqrt{s} normiert. Daher wurde die nominelle Schwerpunktsenergie innerhalb der in Tabelle 3.1 angegebenen Fehler neu festgesetzt und die gesamte Analyse, bis hin zur Bestimmung der Massenschranken, wiederholt. Auch hier lag die Abweichung sowohl in der beobachteten als auch in der erwarteten Massengrenze unterhalb von 50 MeV und ist somit vernachlässigbar gering.

Neuronales Netz und Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen

Die Benutzung eines neuronalen Netzes war damit verbunden, den gegebenen Monte-Carlo-Stamm zu dritteln. Zudem wurde eine bestimmte Netzwerk-Topologie gewählt. Daher wurden die verschiedenen Teile des Trainings-, Validierungs- und Analyse-Musters zyklisch vertauscht und die Anzahl der versteckten Knoten innerhalb eines Intervalls von ± 2 in Bezug zur benutzten Anzahl variiert. Zusätzlich wurde das Drittel des Analyse-Musters zur Ableitung der Higgs-Wahrscheinlichkeit $P(H)$ — respektive der Dichte-Funktionen — durch das Trainings- oder Validierungs-Set ersetzt, so dass ein Muster jeweils zweifache Anwendung fand. Keine dieser Variationen zeigte nach erneuter Bestimmung der Massenschranken eine Abweichung von über 70 MeV im Hinblick auf die ursprünglich gewonnenen Grenzen.

Jede dieser Analysen bedingte die erneute Glättung der Verteilungen durch Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen, so dass deren Einfluss unmittelbar mitberücksichtigt werden konnte. Außerdem wurden in einer gesonderten Studie bei der Erzeugung der Dichte-Funktionen jene Bin-Einträge vernachlässigt, deren Anteil an der ursprünglich zur Verfügung stehenden Statistik weniger als 1 % betrug. Die Differenzen zwischen alten und neuen unteren Massenschranken waren kleiner als 85 MeV.

Unter der Annahme, die oben besprochenen Einflüsse seien unkorreliert, wurde hier davon ausgegangen, dass die systematischen Unsicherheiten durch den Aufbau der benutzten

| $\Delta\text{CL}_s^{(0.05)}$ | Zyklische Vertauschung der NN-Sets | Variation der Anzahl verst. Knoten (± 2) | Zweifache Benutzung von NN-Sets | Vernachlässigung von Bins mit Inhalt $< 1\%$ |
|------------------------------|--|--|---------------------------------------|--|
| Beobachtung | +39 MeV | -29 MeV | +52 MeV | -76 MeV |
| Erwartung | -26 MeV | +22 MeV | +55 MeV | -82 MeV |

Tabelle 7.2: Die maximalen Abweichungen in den unteren Massenschranken gemäß Gleichung (7.13) nach systematischen Modifikationen der Netzwerk-Topologie und der Erzeugung der Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen (PDFs).

Analyse-Strategie nicht das Niveau der Schrittweite in den Higgs-Massenhypothesen von 100 MeV überschreitet. Auch wenn dies nur näherungsweise im Fall einer unendlich hohen Statistik in den Monte-Carlo-Vorhersagen gelten sollte, muss dann auf den Fehler verwiesen werden, der sich durch die begrenzte Anzahl zur Verfügung stehender Monte-Carlo-Ereignisse ergibt. Die einzelnen Ergebnisse der Studien sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Aufgeführt sind dort die maximalen Differenzen

$$\Delta\text{CL}_s^{(0.05)} = \left(\text{CL}_s^{(0.05)}\right)_{\text{neu}} - \left(\text{CL}_s^{(0.05)}\right)_{\text{ursprünglich}}, \quad (7.13)$$

welche sich bei Variation der einzelnen Beiträge für die unteren Massenschranken aus der Beobachtung und der Erwartung ergeben, wenn ein 95 %-iges Vertrauensniveau verlangt wird und somit die Werte bei $\text{CL}_s = 0.05$ benutzt werden.

Monte-Carlo-Statistik

Um den systematischen Fehler durch eine begrenzte Monte-Carlo-Statistik möglichst gering zu halten, werden üblicherweise weitaus mehr Ereignisse simuliert, als in den Daten hinsichtlich zu messender Reaktionen erwartet werden. Die entsprechenden Faktoren liegen zwischen 10 und 100, so dass der statistische Fehler der Messungen stets jenen der Vorhersage überwiegt. Dennoch ist es notwendig, systematische Einflüsse dieser Unsicherheiten zu berücksichtigen. Aus Gleichung (7.12) ist ersichtlich, dass die Selektions-Effizienz ε Einfluss auf die zu erwartende Anzahl von Ereignissen nimmt. Sie ist gegeben durch

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{sel}}}{N_{\text{gen}}} \quad \text{und ihrem Fehler} \quad \Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N_{\text{gen}}}}. \quad (7.14)$$

Die Anzahlen selektierter und generierter Ereignisse in den Monte-Carlo-Vorhersagen wurde hier mit N_{sel} und N_{gen} bezeichnet. In Tabelle 7.3 sind die relativen Fehler eingetragen, die sich durch diese Berechnung in den verschiedenen Schwerpunktsenergien ergeben. Dabei wurde angenommen, dass der Fehler in allen Signal-Monte-Carlos für die verschiedenen Massenhypothesen gleich sein muss, so dass die Zusammenfassung in der letzten Spalte das arithmetische Mittel beinhaltet.

| \sqrt{s} [GeV] | Unsicherheit [%] | | | | | | | |
|------------------|------------------|------|------|------|------|------|------|---------|
| | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 | 189–209 |
| Signal | 1.35 | 1.41 | 1.37 | 1.44 | 1.72 | 1.39 | 1.31 | 1.43 |
| Untergrund | 1.53 | 2.41 | 2.49 | 2.50 | 2.55 | 2.48 | 2.09 | 6.13 |

Tabelle 7.3: Der relative Fehler durch die endliche Statistik zur Verfügung stehender Monte-Carlo-Ereignisse.

Wirkungsquerschnitt der Monte-Carlo-Vorhersagen

Die letzten, noch nicht besprochenen Faktoren aus Gleichung (7.12) sind die zu Grunde gelegten Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo-Vorhersagen. Ihr Fehler basiert auf einer geringen Unsicherheit in der Schwerpunktsenergie — etwa 0.01 % [64] — zuzüglich einem theoretischen Fehler. Im Fall der Signal-Monte-Carlos ist dies der Fehler in den Quarkmassen und der QCD-Kopplungskonstanten, welcher mit etwa 1 % [21] ebenfalls sehr gering ist. Die theoretischen Unsicherheiten bezüglich der Untergrund-Monte-Carlos wurden zu den Werten in Tabelle 7.4 abgeschätzt. Die dort aufgeführten relativen Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten entsprechen nicht in jedem Fall den Literatur-Angaben, sondern werden allgemein in den L3-Analysen als konservative Abschätzungen benutzt [125].

Um die Auswirkungen der oben genannten Fehler zu untersuchen, wurden die Wirkungsquerschnitte der Signal-Hypothese in den Higgs-Wahrscheinlichkeiten $P(H)$ innerhalb eines Intervalls von ± 1.01 % variiert. Die Änderung der neu berechneten Massenschranken lag unter 30 MeV und kann damit vernachlässigt werden. Im Fall der Untergrund-Vorhersagen wurde die Anzahl erwarteter Ereignisse ebenfalls neu bestimmt. Eine Variation der Wirkungsquerschnitte innerhalb der relativen Fehler aus Tabelle 7.4 ergab eine systematische Unsicherheit von 5.2 %. Diese resultiert aus einer Übersetzung der sich ergebenden Differenzen der Massengrenzen in einen systematischen Fehler: Nach Reskalierung der Wirkungsquerschnitte im Hinblick auf die Anzahl zu erwartender Ereignisse in den $P(H)$ -Verteilungen ergeben sich neue untere Massenschranken bezüglich des beobachteten und erwarteten Verlaufs der CL_s -Funktion. Mit dem am Anfang dieses Abschnittes vorgestellten Schema zur Berücksichtigung systematischer Unsicherheiten wird jener Wert gesucht, den man als systematischen Fehler des Untergrunds annehmen muss, um die entsprechende Differenz in den Massengrenzen zu erzeugen. Diese Methode wird auch im weiteren Verlauf der systematischen Studien Anwendung finden.

Energie-Kalibration hadronischer Jets

Wie bereits in Kapitel 3.2.5 angedeutet, wurde die Energie-Kalibration des hadronischen Kalorimeters mit hadronischen Ereignissen bei bekannter Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = m_Z$ realisiert. Um einen daraus entstehenden systematischen Fehler abzuschätzen, wurden die Energien hadronischer Jets innerhalb eines relativen Fehlers von ± 5 % variiert und die gesam-

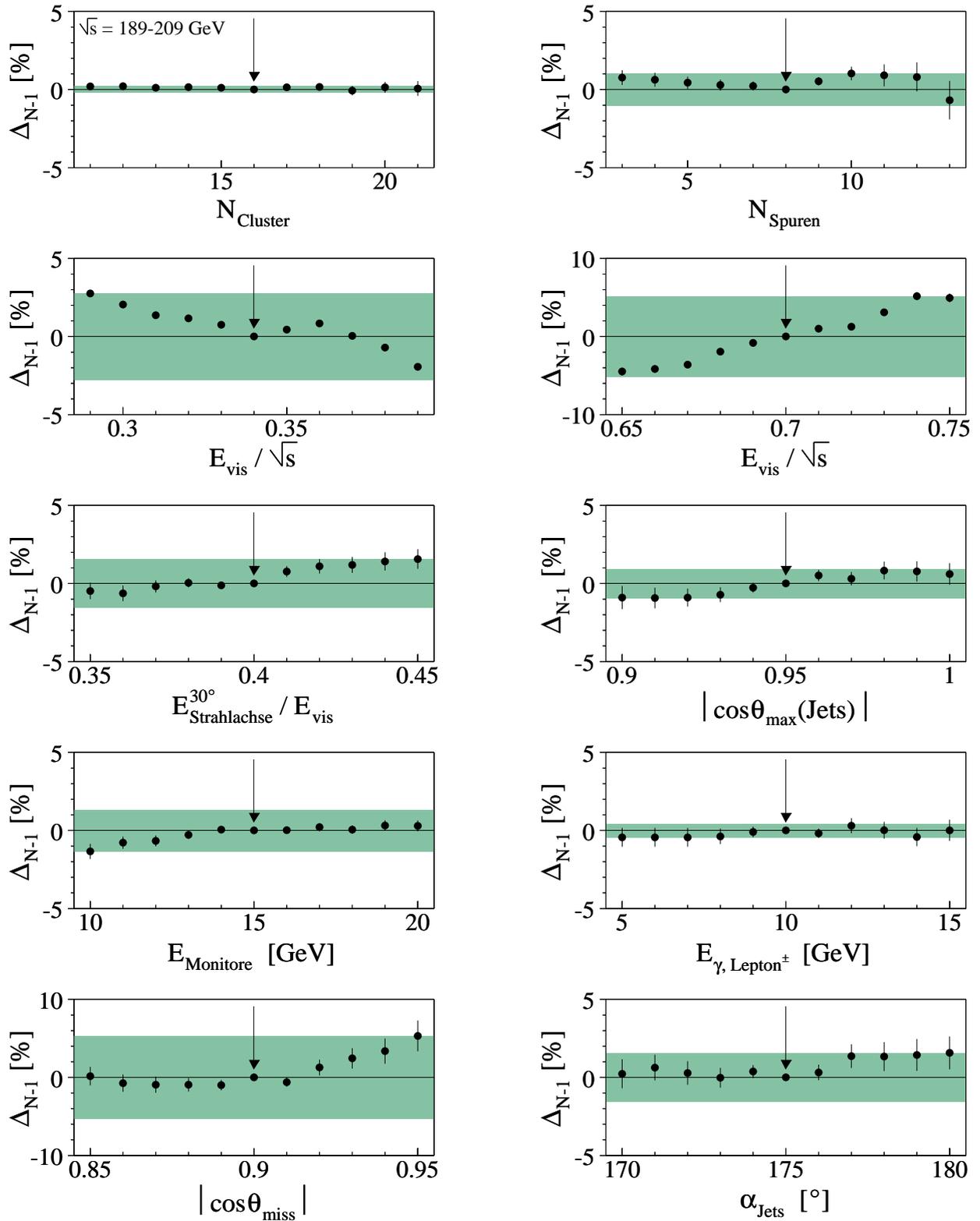


Abbildung 7.8: Das Ergebnis der Schnitt-Variationen über die Summe der $N-1$ -Verteilungen aus den Jahren 1998 bis 2000. Berechnet wurde die normierte Differenz Δ_{N-1} nach Gleichung (7.15).

| Unsicherheit in den Untergrund-Vorhersagen | | | | | | | |
|--|----------------|------------------|------------|----------|-------------|------|-----------|
| $e^+e^- \rightarrow$ | $\tau^+\tau^-$ | $e^+e^-q\bar{q}$ | $q\bar{q}$ | W^+W^- | $W e \nu_e$ | ZZ | Ze^+e^- |
| $\Delta\sigma/\sigma$ | 2 % | 50 % | 5 % | 1 % | 10 % | 2 % | 10 % |

Tabelle 7.4: Der abgeschätzte relative Fehler in den Wirkungsquerschnitten der Untergrundprozesse ([93], [96]–[100] und [125]).

te Analyse erneut durchgeführt. Mit dem oben beschriebenen Schema der Zurückrechnung von Differenzen in den erhaltenen Massengrenzen in prozentuale systematische Unsicherheiten konnten relative Anteile von 1.4 % für das Signal und 2.5 % für den Untergrund abgeleitet werden. Diese Werte werden später mit den Unsicherheiten bezüglich der Selektions-Schnitte kombiniert (siehe »Detektor-Effekte« in Tabelle 7.5).

Selektions-Schnitte

Die nicht immer gute Übereinstimmung der Messungen und den theoretischen Vorhersagen durch die Monte-Carlo-Simulationen hat zur Folge, dass eine Verschiebung der Schnittpositionen unweigerlich zu anderen Selektionsergebnissen hinsichtlich des Verhältnisses gemessener und erwarteter Ereignisse führt.

In einem ersten Schritt kann daher anhand einer so genannten »N – 1-Schnitt-Variation« überprüft werden, wie stabil die gewählten Selektionskriterien sind. Dazu wird in den eindimensionalen Histogrammen der Schnittgrößen ein Intervall um die eigentliche Schnittposition festgesetzt, in welchem die Lage des Schnittes variiert werden soll. Während den Variationen in einer Größe werden alle anderen Schnitte belassen — daher die Bezeichnung »N – 1« — und die Differenz zwischen der Änderung der selektierten Ereigniszahl in den Daten und der Monte-Carlo-Vorhersage gemäß

$$\Delta_{N-1} = \frac{\Delta N_{\text{Daten}} - \Delta N_{\text{MC}}}{N_{\text{MC}}^0} \quad (7.15)$$

berechnet. Mit den ursprünglich selektierten Ereigniszahlen N_{Daten}^0 und N_{MC}^0 — siehe Tabelle 5.4 — ergeben sich die Änderungen folglich aus den Differenzen

$$\Delta N_{\text{Daten}} = N_{\text{Daten}}^\delta - N_{\text{Daten}}^0 \quad \text{und} \quad \Delta N_{\text{MC}} = N_{\text{MC}}^\delta - N_{\text{MC}}^0 \quad , \quad (7.16)$$

wobei die neu errechneten Anzahlen von Ereignissen nach Verschiebung der Schnittposition jeweils mit einem » δ « indiziert wurden. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.8 für eine Variation über die Summe aller N – 1-Verteilungen aus allen untersuchten Schwerpunktsenergien dargestellt. Die grün unterlegten Bänder kennzeichnen dort die maximale prozentuale Abweichung im gewählten Intervall möglicher Schnittpositionen. Unter der Voraussetzung, die Verteilungen der Schnittgrößen seien unkorreliert, ließe sich hier eine relative systematische Unsicherheit bezüglich realisierter Selektionskriterien von 8.5 % angeben. Die Resultate in den einzelnen Schwerpunktsenergien können Anhang D.1 (Tabelle D.1) entnommen werden.

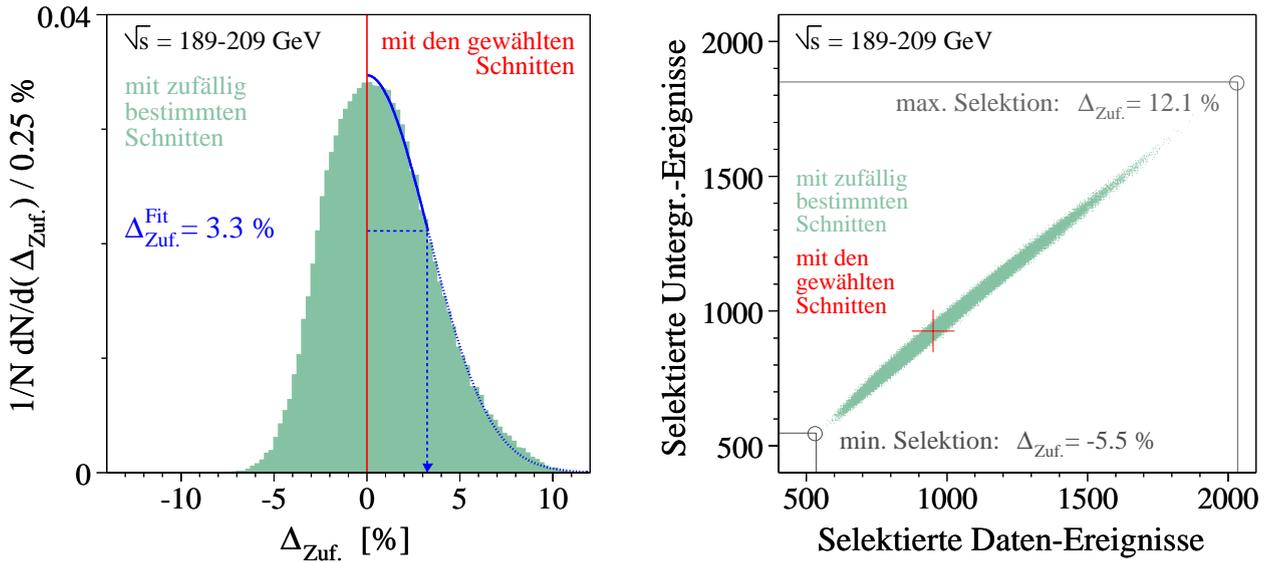


Abbildung 7.9: Das Ergebnis der Schnitt-Variationen mit zufällig bestimmten Positionen. Ein halbseitiger Gauß-Fit ergibt eine maximale Standardabweichung von 3.3 % in $\Delta_{\text{Zuf.}}$. Rechts sind die Anzahlen selektierter Ereignisse für Daten und erwarteten Untergrund gegeneinander aufgetragen, wie sie sich aus den zufälligen Schnitt-Variationen ergeben.

Die Korrelation mancher Variablen, in denen ein Selektions-Schnitt angewendet wurde, lässt jedoch vermuten, dass der eigentliche Fehler kleiner ist, zumal die Intervalle möglicher Schnittpositionen Werte beinhalten, die auch aus konservativer Sicht für eine Selektion nicht benutzt werden sollten. Daher wurde zusätzlich die Methode zufällig bestimmter Schnitte innerhalb dieser Intervalle angewendet, in der mehrere Schnittpositionen gleichzeitig verändert werden können: Ein Zufallsgenerator bestimmt, an welcher Stelle in den jeweiligen Größen der Schnitt gesetzt wird. Zur Verfügung standen dabei die in Abbildung 7.8 erkennbaren Positionen, demnach 11 in jeder Verteilung. Mit einer Wiederholrate von 100000 wurde dann die Änderung $\Delta_{\text{Zuf.}}$ in Anlehnung an die Berechnung von Δ_{N-1} gemäß

$$\Delta_{\text{Zuf.}} = \frac{\Delta N_{\text{Daten}} - \Delta N_{\text{MC}}}{\sqrt{N_{\text{MC}}^{\delta} \cdot N_{\text{MC}}^0}} \quad (7.17)$$

bestimmt. Die nun modifizierte Normierung auf die Anzahl erwarteter Ereignisse aus den Monte-Carlo-Simulationen versucht der Tatsache Rechnung zu tragen, dass bei extrem veränderten Schnittpositionen die Gesamtzahl selektierter Ereignisse sowohl in den Daten als auch in den Vorhersagen teilweise um Faktoren zwischen 0.5 und 2.1 bezüglich der Anzahl ursprünglich selektierter Ereignisse variiert [126]. Dies bestätigt sich in Abbildung 7.9. Dort sind neben dem histogrammatisch dargestellten Resultat dieser Methode auch die Selektionsergebnisse in den Daten gegen jene der Vorhersagen aufgetragen. Die Werte in $\Delta_{\text{Zuf.}}$ sind nicht symmetrisch um Null, was durch die nicht flache Gestalt der Schnittverteilungen begründet ist. Ein Gauß-Fit an die Flanken dieser Abweichungs-Muster ergibt eine abzuschätzende systematische Unsicherheit von 3.3 %.

| | Systematische Unsicherheiten | | | Gesamt |
|------------|------------------------------|------------------------------|----------------------|--------|
| | MC-Statistik | MC-Wirkungs- querschnitte | Detektor- Effekte | |
| Signal | 1.4 % | — | 2.3 % | 2.7 % |
| Untergrund | 6.1 % | 5.2 % | 5.5 % | 9.7 % |

Tabelle 7.5: Die Beiträge zur systematischen Unsicherheit, welche in die Berechnung der unteren Massenschranken mit eingeflossen sind. Die Fehler durch die hadronische Energie-Kalibration und der Selektions-Schnitte wurden bereits in der Spalte »Detektor-Effekte« zusammengefasst.

Die bisher geschilderte Vorgehensweise zeigt, dass der systematische Fehler durch die Wahl der Schnittpositionen klein ist [127, 128]. Eine bessere Abschätzung systematischer Unsicherheiten der Selektionskriterien gewinnt man, indem die CL_s -Methode, von deren Resultat die unteren Massenschranken abhängen, in die Studien miteinbezogen wird. Daher wurden die zuvor gewählten Intervalle auf die inneren fünf Schnittpositionen in den jeweiligen Verteilungen beschränkt und 50 mal die gesamte Analyse mit zufällig bestimmten Schnitten wiederholt. Um dem teilweise nicht flachen Verlauf in den Schnittgrößen gerecht zu werden, fanden nur jene Analysen Berücksichtigung, deren Resultate in den Anzahlen selektierter Ereignisse nicht mehr als eine Standardabweichung von den ursprünglichen Ergebnissen abwichen. Folgend wurden wiederum mit Hilfe der rekursiven Bestimmung systematischer Abweichungen die prozentualen Unsicherheiten gesucht, deren Auswirkungen zu gleichen Differenzen in den unteren Massengrenzen führen würden. Diese ergaben für das Signal 1.8 % und für den Untergrund 4.9 %.

Binning in der finalen Variable

Zur Bestimmung der Testgröße $-2 \ln Q$ wurde die Higgs-Wahrscheinlichkeit $P(H)$ in 20 Bins unterteilt. Um den Einfluss dieses Binnings zu untersuchen, wurden die Verteilungen zusätzlich in 16, 24 und 25 Bins geteilt. Die anschließende Berechnung von $-2 \ln Q$ und der sich daraus ergebenden Ausschluss-Grenzen mittels der CL_s -Methode hatte maximale Abweichungen von 80 MeV zur Folge. Da dies deutlich unter der Schrittweite von 100 MeV in den getesteten Higgs-Massenhypothesen liegt, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

In Tabelle 7.5 sind die in der CL_s -Methode eingeflossenen systematischen Unsicherheiten noch einmal aufgeführt. Deren Gesamtheit ergibt sich mit der Bedingung, dass die Werte aus den Studien unkorreliert sind.

Unter dem Einfluss der abgeschätzten Systematik verringerten sich die unteren Massengrenzen aus der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson um etwa 200 MeV auf die in Abschnitt 7.2 angegebenen Werte. Dabei wurden in allen Schwerpunktsenergien die gleichen systematischen Fehler angenommen, wie sie in Tabelle 7.5 unter »Gesamt« aufgeführt sind.

Teil II

Suche nach einem unsichtbar
zerfallenden Higgs-Boson in der
Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0q\bar{q}$

Kapitel 8

Auswahl der Kandidaten

Die in den letzten Kapiteln vorgestellte Suche ist repräsentativ für Analysen, welche das Standardmodell und darin enthaltene Kopplungen und Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons zur Grundlage nehmen. Als Konsequenz dieser Annahmen ergeben sich in jedem möglichen Zerfallskanal des Higgs sichtbare — das heißt detektierbare — Endzustände, da eine Kopplung an die lediglich schwach wechselwirkenden Neutrinos weder direkt noch indirekt — über Schleifen höherer Ordnungen — möglich ist.

In Erweiterungen des Standardmodells werden jedoch Kopplungen an Teilchen vorhergesagt, die stabil sind und ebenfalls nur schwach wechselwirken. In Abschnitt 2.6.2 wurde dies am Zerfall in leichte Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ aus dem MSSM erläutert, welche in R-Paritäts-erhaltenden Szenarien als gute Kandidaten für den leichtesten supersymmetrischen Zustand (LSP) gelten. Je nach betrachtetem Parameterbereich des supersymmetrischen Modells sind Zerfälle der Art $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ bevorzugt und führen unweigerlich dazu, dass sich die Zerfallsprodukte des leichten Higgs-Bosons h der direkten Beobachtung entziehen.

Um diesem Verhalten Rechnung zu tragen, kann mit den gemessenen Daten des L3-Experiments zusätzlich die Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson angestrebt werden. Auch, wenn diese Art des Zerfalls in Modellen mit Neutrinos der vierten Generation [129], Modellen mit zusätzlichen Raum-Dimensionen [130] und einigen anderen Theorien vorhergesagt wird, bezieht sich die nun zu beschreibende Analyse auf die oben angesprochene Erweiterung des Standardmodells in Form supersymmetrischer Zustände. Vorausgesetzt wird dabei die Produktion durch den Higgs-Strahlungsprozess $e^+e^- \rightarrow hZ$.

Allerdings besteht das Problem, dass im Hinblick auf eine spätere statistische Interpretation der Messungen bezüglich vorhandener Signale die erwartete Anzahl von Higgs-Ereignissen unbekannt ist, da sowohl der Wirkungsquerschnitt — siehe Gleichung (2.101) — als auch das Verzweigungsverhältnis in nicht detektierbare Teilchen — siehe Gleichungen (2.106) und (2.111) — vom betrachteten Parameterbereich supersymmetrischer Erweiterungen abhängen. Um dennoch eine Gewichtung der erwarteten Signale vornehmen zu können, wird in Anlehnung an das in Gleichung (2.105) eingeführte Verhältnis $R(h)$ (siehe auch Abbildung 2.13) der Parameter

$$R_{\text{inv}} = \text{Br}(h \rightarrow \text{unsichtbare Teilchen}) \times \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{\text{SM}}} \quad (8.1)$$

eingeführt, in dem der bekannte Standardmodell-Wirkungsquerschnitt für Higgs-Strahlungsprozesse $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)$ enthalten ist. Im Folgenden werden sämtliche Signal-Erwartungen gemäß des Wertes $R_{\text{inv}} = 1$ skaliert. Damit wird zunächst angenommen, dass das Verzweigungsverhältnis $\text{Br}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$ unabhängig von der Higgs-Masse identisch Eins ist und der

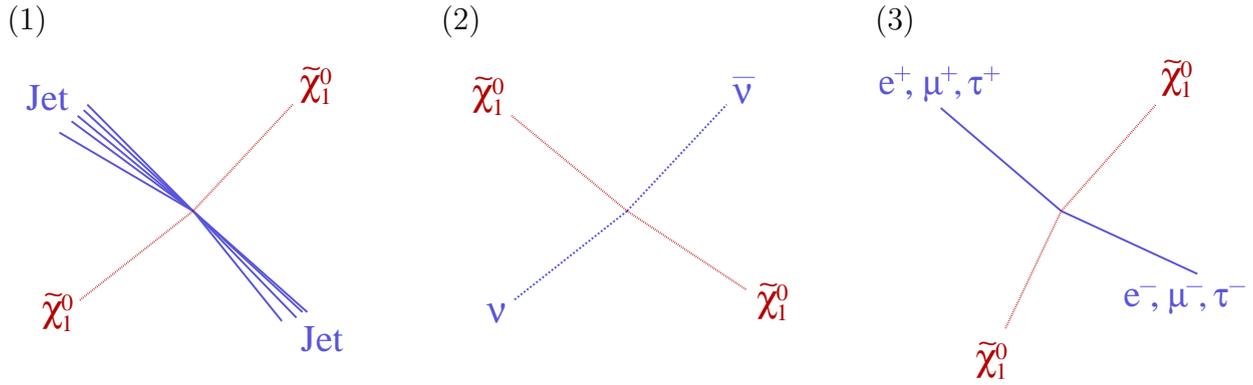


Abbildung 8.1: Die Ereignis-Klassen in der Produktion eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons h in Folge des Higgs-Strahlungsprozesses. Die Verzweigungsverhältnisse entsprechen denen des Z -Bosons, wie sie in Tabelle 5.1 angegeben sind, das heißt in Hadronen (1: $\cong 70\%$), in Neutrinos (2: $\cong 20\%$) und in geladene Leptonen (3: $\cong 10\%$).

Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ)$ dem des Standardmodells gleicht. Eine Variation der Gewichtung R_{inv} im Intervall $[0, 1]$ kann anschließend benutzt werden, verschiedenen Szenarien supersymmetrischer Modelle gerecht zu werden, da sich in diesen der Erzeugungsquerschnitt und/oder das Verzweigungsverhältnis in Abhängigkeit zu wählender Parameter — wie zum Beispiel $\tan\beta$, m_A oder M_{SUSY} — verringert.

Nach einer Einführung in die zu erwartenden Ereignis-Topologien werden nun die Kriterien besprochen, welche angewendet wurden, um Kandidaten für den Prozess $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ zu selektieren.

8.1 Topologien

Ein in Neutralinos zerfallendes Higgs-Boson ist »unsichtbar«, das heißt, im Vergleich zum Z -Zerfall in Neutrinos besteht insofern ein Unterschied, als dass Neutrino-Endzustände als »nicht detektierbar« gelten, da deren Wechselwirkungsrate mit Materie sehr gering ist. In dem hier zu Grunde gelegten R -Paritäts-erhaltenden Modell sind die Neutralinos als LSP's stabil und Wechselwirkungen mit Detektormaterial ausgeschlossen.

Die Topologie der Ereignisse aus der Higgs-Strahlung wird demzufolge durch die Zerfallsprodukte des Z -Bosons geprägt. Jeweilige Verzweigungsverhältnisse folgen direkt jenen des Z . Abbildung 8.1 zeigt die sich daraus ergebenden Ereignis-Merkmale. Zerfälle der Art $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ sind möglich, allerdings nicht beobachtbar. Infolgedessen beschränken sich die Suchen nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen auf den so genannten »hadronischen« und »leptonischen« Kanal, den Zerfallskanälen des Z -Bosons entsprechend.

Hier wird die Suche nach hadronischen Endzuständen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ vorgestellt. In den Legenden der folgenden Abschnitte sind diese Endzustände meist mit » $hZ \rightarrow \text{inv.} + q\bar{q}$ « oder » $hZ \rightarrow \text{inv.} + \text{had}$ « typisiert (*inv.* \sim *invisible*, engl.: unsichtbar). Dies ist der dominierende Kanal, da das Verzweigungsverhältnis des Z -Bosons in Hadronen um einen Faktor 7 größer ist als jenes in leptonische Endzustände.

| Observable | Schnittposition | | Observable | Schnittposition | |
|--|--------------------|-------|---|---------------------|--|
| N_{Cluster} | ≥ 16 | (I) | E_{vis}/\sqrt{s} | > 0.30 | |
| N_{Spuren} | ≥ 8 | | E_{vis}/\sqrt{s} | < 0.65 | |
| | | (I') | $M_{\text{inv.}}(\text{Jets})$ | $> 60 \text{ GeV}$ | |
| | | | $M_{\text{inv.}}(\text{Jets})$ | $< 115 \text{ GeV}$ | |
| $E_{\text{Strahlachse}}^{30^\circ}/E_{\text{vis}}$ | < 0.40 | (II) | $ \cos \theta_{\text{max}}(\text{Jets}) $ | < 0.90 | |
| E_{Monitore} | $< 15 \text{ GeV}$ | | | | |
| $E_{\gamma, \text{Lepton}^\pm}$ | $< 10 \text{ GeV}$ | (III) | $\theta_\perp \equiv \theta(\vec{j}_\perp)$ | $< 80^\circ$ | |
| α_{Jets} | $< 175^\circ$ | | | | |
| $ \cos \theta_{\text{miss}} $ | < 0.90 | | | | |

Tabelle 8.1: Die Selektions-Schnitte für die Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$.

8.2 Vorselektion der Ereignisse

Die gesuchten Zwei-Jet-Endzustände müssen kompatibel mit der Hypothese sein, dass ein schweres unsichtbares Teilchen neben einem hadronisch zerfallenden Z-Boson produziert wurde. Daher können in einem ersten Schritt jene Ereignis-Klassen abgetrennt werden, die bereits in »Teil I« als untergrundartig eingestuft worden sind. Die Ähnlichkeit der Prozesse $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ und $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ lässt vermuten, dass somit auch die in Kapitel 5.3 aufgeführten Selektions-Größen Anwendung finden. Hier sollen lediglich jene kommentiert werden, die im Vergleich der Tabellen 5.3 und 8.1 hinzukommen oder deren Schnittpositionen auf Grund zusätzlicher kinematischer Randbedingungen verändert wurden. Die folgenden Ausführungen beziehen sich demnach hauptsächlich auf den rechten Teil der Tabelle 8.1. Eine ausführliche Erläuterung der Selektionskriterien aus dem linken Teil dieser Tabelle wurde bereits in Abschnitt 5.3 gegeben. Die dort eingeführte Einteilung in Kategorien wird nun wieder aufgegriffen.

(I/I') Schnitte zur Selektion hadronischer Endzustände mit fehlender Energie

Ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson macht sich in der Energie-Bilanz der Ereignisse dadurch bemerkbar, dass die sichtbare Energie E_{vis} im Vergleich zur Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ein Defizit aufweist: Nachzuweisende hadronische Energiedepositionen stammen aus dem Zerfall des Z-Bosons. Neben hohen Multiplizitäten in den Ereignissen (siehe Abbildung 8.2) wird daher verlangt, dass E_{vis} im Intervall zwischen 30 % und 65 % von \sqrt{s} liegt und die aus den Jets berechnete invariante Masse $M_{\text{inv.}}$ mindestens 60 GeV und maximal 115 GeV beträgt. Die Anwendung beider Selektions-Schritte ist in Abbildung 8.3 zu betrachten. Das leicht asymmetrische Massenfenster um $m_Z \approx 91 \text{ GeV}$ berücksichtigt die Tatsache, dass mit steigender Higgs-Masse das Z-Boson teilweise außerhalb seiner Massen-Schale erzeugt wird

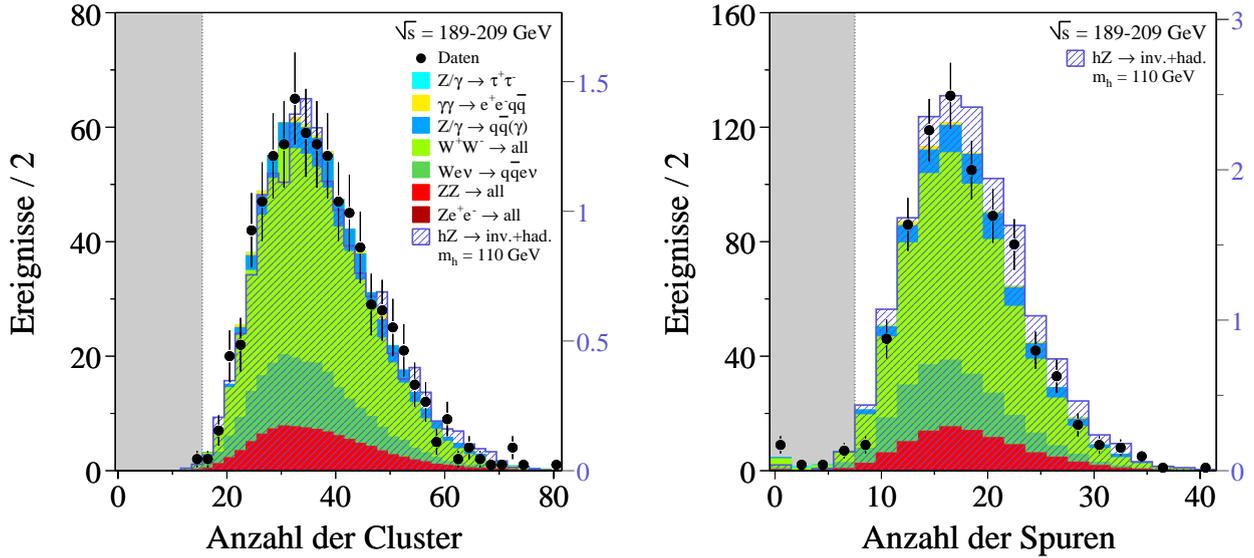


Abbildung 8.2: Die Unterdrückung von Ereignissen mit niedriger Multiplizität im Endzustand. Die Histogramme sind $N-1$ -Verteilungen: Alle Schnitte sind bereits angewendet worden, bis auf jenen in der dargestellten Größe. Die grau unterlegten Bereiche werden aus der Datenmenge entfernt.

und die Masse deutlich unterhalb von 91 GeV liegen kann. Durch die Kombination beider Schnitte ist es möglich, bei maximal möglicher Unterdrückung des Untergrundes Selektions-Effizienzen oberhalb von 55 % im Bereich hypothetischer Higgs-Massen zwischen 50 GeV und 120 GeV zu erreichen.

(II) Schnitte in den Akzeptanzbereichen von Energien und Winkeln

In der Selektion der Kandidaten muss darauf geachtet werden, dass die Ereignisse im Ganzen zu erfassen sind, das heißt, auch breite Jets mit Öffnungswinkeln bis zu 30° sollten durch die Kalorimeter energetisch vollständig vermessen werden. Daher wird verlangt, dass der Minimalwinkel gemessener Jets zur Strahlachse 26° nicht unterschreitet. Die in Abbildung 8.4 dargestellte Bedingung $|\cos \theta_{\max}(\text{Jets})| < 0.90$ spiegelt dieses Selektionskriterium wider. Dies sichert die Qualität der selektierten Ereignisse, da die gesuchten Signale ein Z-Boson beinhalten, dessen Eigenschaften gut bekannt sind. Mit der oben gewählten Einschränkung des Akzeptanzbereichs der Jets ist sichergestellt, dass Kandidaten aus Detektor-Regionen genommen werden, in denen die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulationen sehr gut sein sollte.

(III) Schnitte zur Reduktion spezieller Untergrund-Reaktionen

Wie bereits im ersten Analyse-Teil I besprochen wurde, stammt der Großteil möglicher Untergrund-Reaktionen von der einfach oder doppelt radiativen Z-Produktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma(\gamma)$.

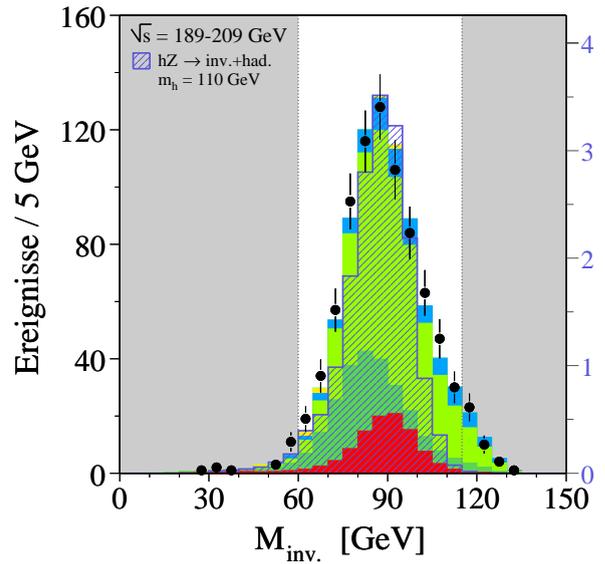
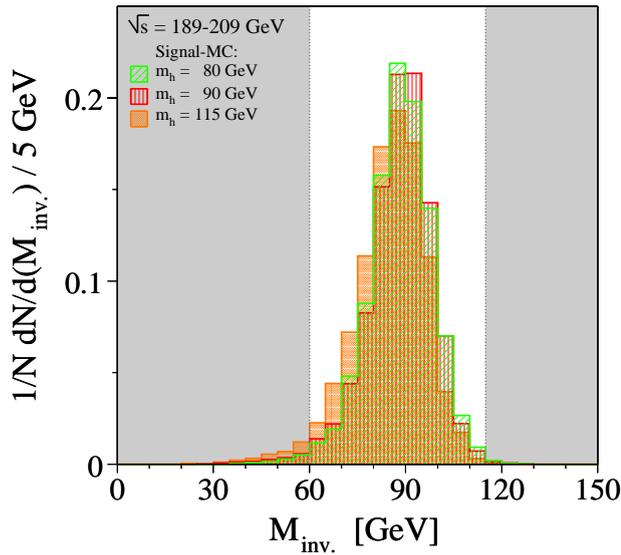
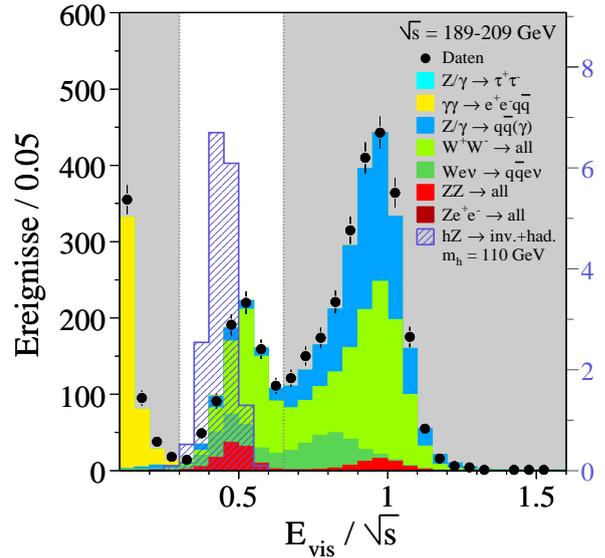
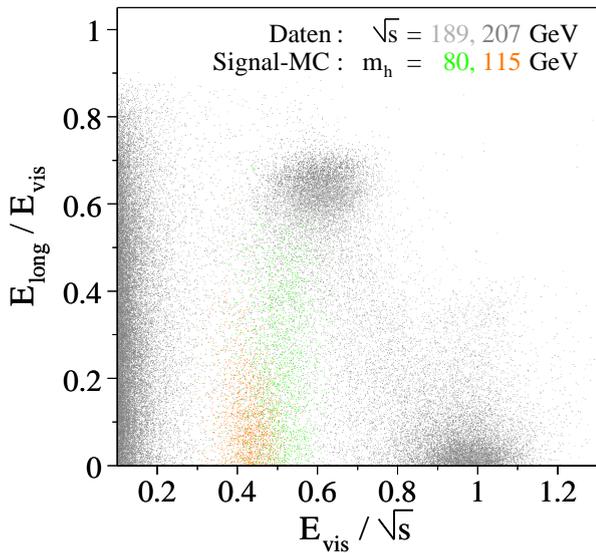


Abbildung 8.3: Oben links ist die sichtbare Energie gegen die longitudinale Energie-Imbalance für Ereignisse mit hoher Multiplizität aufgetragen. Nebenstehend die Einschränkungen auf die sichtbare Energie. Es handelt sich um eine $N-4$ -Verteilung: Die Schnitte auf E_{vis}/\sqrt{s} und $M_{\text{inv.}}$ wurden noch nicht angewendet. Unten die $N-2$ -Verteilungen der invarianten Masse. Unabhängig von der jeweiligen Higgs-Masse liegen die Schwerpunkte der Signal-Histogramme bei $m_Z \approx 91$ GeV.

Zur Erhaltung der Signal-Effizienzen wurden in der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson lediglich die Selektionskriterien bezüglich der Größen E_{Monitore} und $E_{\gamma, \text{Lepton}^\pm}$, sowie α_{Jets} und $\cos \theta_{\text{miss}}$ angewendet (siehe hier Abbildung 8.5). Dort waren diese Einschränkungen ausreichend, da der Erzeugungsquerschnitt eines Higgs-Bosons der Masse $m_H \approx m_Z$ im Kanal $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ groß genug ist, um ein vorhandenes Signal mit Hilfe der entwickelten Methodik erkennen zu können. Mit steigenden Higgs-Massen verließen die Signal-Verteilungen bezüglich der invarianten Masse die Regionen, in denen Endzustände aus der

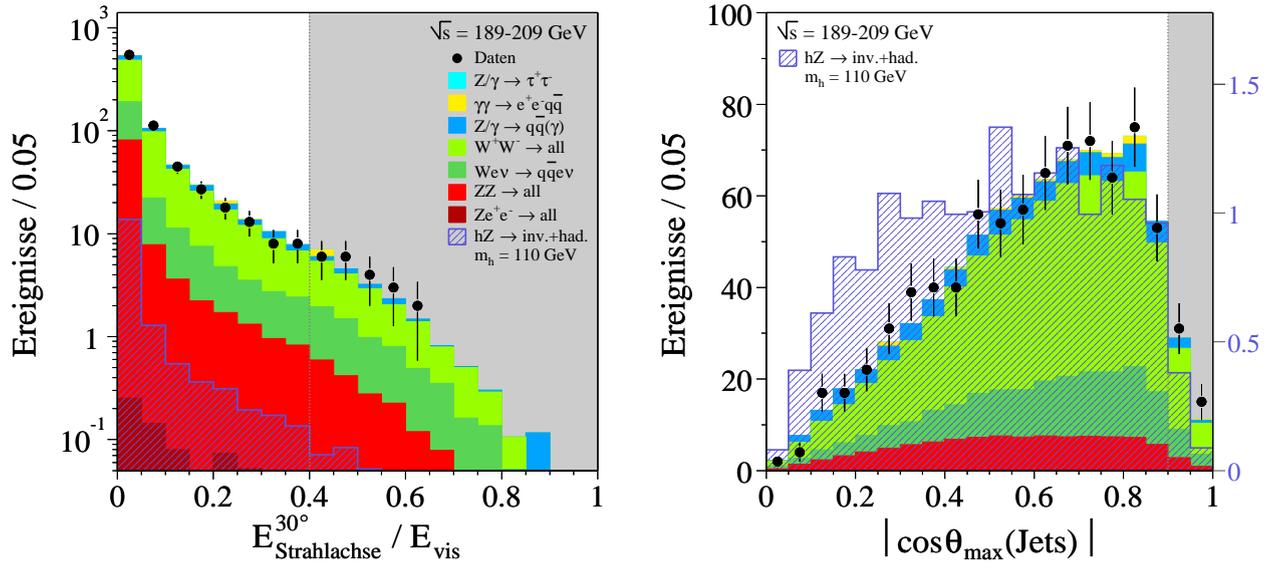


Abbildung 8.4: Die Beschränkung der Energiemenge, welche in der Nähe der Strahlachse deponiert wurde, sowie die Forderung eines minimalen Winkels der Jets zur Strahlröhre. Die Histogramme stellen $N-1$ -Verteilungen dar: Es sind bereits alle Schnitte angewendet worden, mit Ausnahme desjenigen auf die dargestellte Größe. Die grau unterlegten Bereiche werden durch die Schnitte aus der Datenmenge entfernt.

einfachen »Rückkehr zum Z « zu finden sind.

In der nun vorliegenden Situation wird die invariante Masse der Jets im Fall der Signal-Erwartungen stets bei m_Z verbleiben, so dass dafür Sorge zu tragen ist, dass möglichst viele Ereignisse aus der einfach radiativen Z -Produktion eliminiert werden. Im Hinblick auf die später durchzuführende statistische Interpretation (siehe Kapitel 10) in Bezug auf ein eventuell vorhandenes Signal haben eingehende Untersuchungen gezeigt, dass diese Untergrund-Reaktion den größten Einfluss auf das zu erwartende Signal- zu Untergrund-Verhältnis besitzt. Im späteren Verlauf dieser Analyse wird jedoch der Wirkungsquerschnitt gemäß der in Gleichung (8.1) eingeführten Skalierung R_{inv} verringert, so dass nun sichergestellt werden muss, dass dieser Untergrund nicht zu einem Sensitivitätsverlust führt.

In Abschnitt 6.1.1 wurde bereits eine spezielle Eigenschaft der einfach radiativen Rückkehr genutzt, um mit Hilfe eines neuronalen Netzes die meist in Richtung der Strahlachse gerichteten Jets aus dem Z -Zerfall zu unterdrücken: Der in Abbildung 6.5 illustrierte Polarwinkel θ_{\perp} des Normalenvektors zur Jet-Ebene $\vec{j}_{\perp} = (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2) / (|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|)$, wie er bereits in Gleichung (6.9) definiert wurde. Da das ISR-Photon einen erheblichen Impuls entlang des Strahls davonträgt, wird das Jet-System verstärkt in entgegengesetzte Richtung verlaufen, so dass der Winkel θ_{\perp} meist zu Werten bei etwa 90° tendiert. Demzufolge lassen sich diese Ereignisse mit einem Schnitt bei 80° aus dem Datensatz entfernen, was in Abbildung 8.6 gut zu erkennen ist. Dort ist auch die Verteilung der Rückstoß-Masse M_{recoil} (siehe Gleichung (6.7)) für die selektierten Ereignisse dargestellt. Diese repräsentiert im Zusammenhang mit der Hypothese eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons dessen Masse. An den in Abbildung 8.6 ebenfalls eingezeichneten Signal-Verteilungen hinsichtlich der Größe M_{recoil} wird dieser

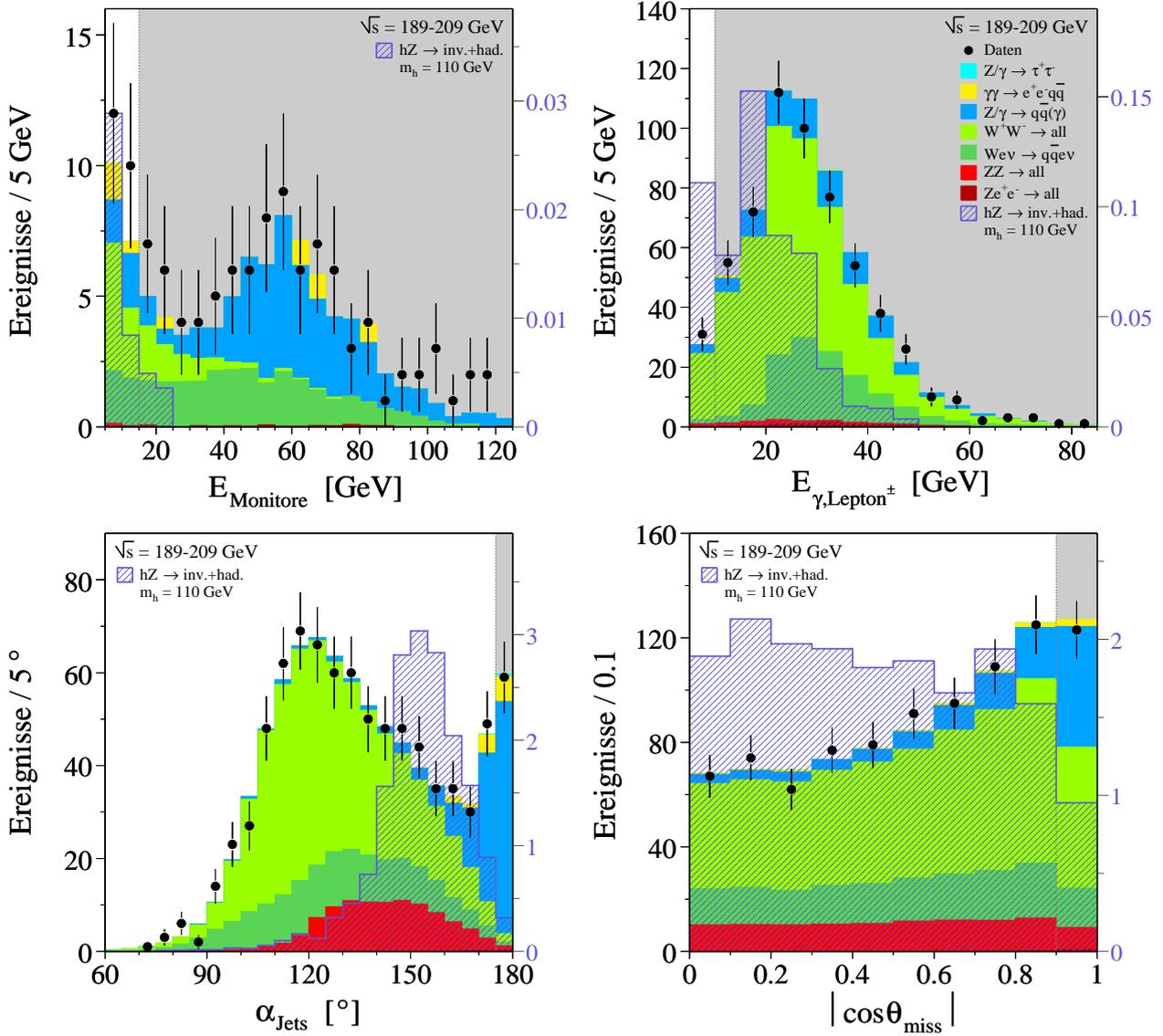


Abbildung 8.5: Oben die $N - 1$ -Verteilungen der Energien in den strahl-nahen Detektoren und der identifizierten Photonen und geladenen Leptonen. Man beachte, dass in den Verteilungen der Nullpunkt unterdrückt wurde, so dass Ereignisse, bei denen keine Energie in den Monitoren nachgewiesen oder kein zusätzliches Teilchen erkannt worden ist, nicht dargestellt sind. Unten die $N - 1$ -Histogramme bezüglich der Schnitte auf den Öffnungswinkel der Jets und die polare Verteilung des fehlenden Impulses. Die grau unterlegten Bereiche werden jeweils aus der Datenmenge entfernt.

Sachverhalt verdeutlicht. Mit steigender Massenhypothese eines Higgs-Bosons h verringert sich der Impuls des produzierten Z -Bosons und der Winkel zwischen den Jets vergrößert sich. Die wiederum daraus errechnete Rückstoß-Masse wächst, bis schließlich in der Nähe des kinematischen Limits $m_h \approx \sqrt{s} - m_Z$ das Z -Boson annähernd in Ruhe erzeugt wird und die Zerfallsprodukte kollinear auseinanderlaufen.

Allerdings wird die Kinematik der Ereignisse durch die zur Verfügung stehende Gesamt-

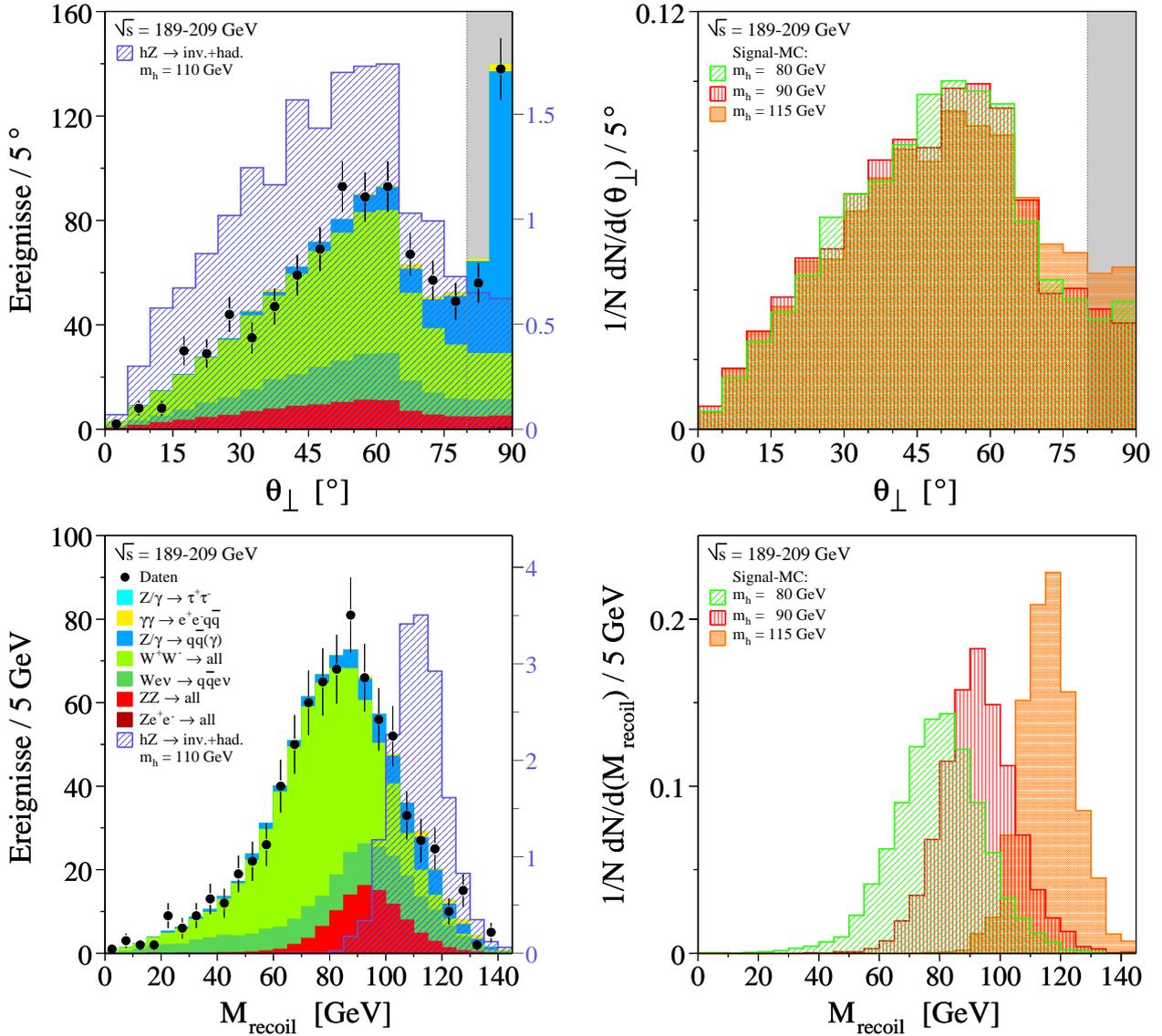


Abbildung 8.6: Oben die $N-1$ -Verteilung des Polarwinkels $\theta(\vec{j}_{\perp})$. Im unteren Teil die Darstellung der Rückstoß-Masse für die selektierten Ereignisse aus allen untersuchten Schwerpunktsenergien. Die Darstellungen auf der rechten Seite zeigen die jeweilige Variable für weitere Higgs-Massenhypothesen.

energie — die Schwerpunktsenergie — begrenzt. Die Breite der Verteilungen in der invarianten Masse (siehe Abbildung 8.3) ist in der Summe über alle Schwerpunktsenergien als konstant zu betrachten. Ähnlich dem Standardmodell Higgs-Boson besitzt auch ein supersymmetrischer Higgs-Zustand eine sehr geringe Zerfallsbreite $\Gamma(h)$ deutlich unter 1 GeV (siehe Abbildung 2.14). Diese Eigenschaft — zusammen mit einem immer kleiner werdenden Phasenraum — führt dazu, dass sich die Breiten in den berechneten Rückstoß-Massen M_{recoil} mit steigender Massenhypothese verschmälern. Dieser Effekt wirkt sich positiv auf die später noch in Kapitel 9 zu erläuternde »Konstruktion einer Diskriminanten« aus, da die Größe M_{recoil} ebenso wie die in Abbildung 8.7 dargestellten Observablen des Übergangs-

| \sqrt{s} [GeV] | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 |
|--|----------------------|------|-------|------|------|------|-------|
| \mathcal{L} [pb^{-1}] | 176.8 | 29.7 | 83.9 | 82.8 | 39.1 | 77.8 | 139.6 |
| | Untergrund-MC | | | | | | |
| $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ | 0 | 0 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0 | 0 |
| $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ | 3.2 | 0.3 | 0 | 0.9 | 0 | 0.7 | 1.3 |
| $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ | 23.9 | 3.5 | 10.3 | 8.7 | 4.3 | 7.0 | 11.9 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ | 131.4 | 21.9 | 63.5 | 54.9 | 28.2 | 53.5 | 95.9 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+e^-\bar{\nu}_e, W^-e^+\nu_e$ | 34.6 | 6.5 | 19.7 | 18.9 | 9.9 | 19.1 | 37.3 |
| $e^+e^- \rightarrow ZZ$ | 20.9 | 4.1 | 13.4 | 13.9 | 7.1 | 14.3 | 25.8 |
| $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ | 0.3 | 0 | 0.1 | 0.1 | 0 | 0.1 | 0.1 |
| Untergrund-Erwartung | 214.3 | 36.3 | 107.1 | 97.5 | 49.6 | 94.7 | 172.3 |
| Abweichung [σ] | -0.4 | -0.1 | +0.2 | -0.7 | +0.8 | -0.1 | +1.0 |
| Daten | 209 | 36 | 109 | 91 | 55 | 94 | 185 |
| $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0q\bar{q}$ | Signal-Effizienz [%] | | | | | | |
| $m_h = 70 \text{ GeV}$ | 61.2 | — | 60.3 | 61.5 | 62.1 | 60.1 | 61.0 |
| $m_h = 90 \text{ GeV}$ | 62.1 | — | 62.5 | 61.5 | 63.2 | 59.6 | 63.8 |
| $m_h = 110 \text{ GeV}$ | — | — | 50.1 | 53.9 | 56.5 | 63.2 | 64.8 |

Tabelle 8.2: Die Anzahl selektierter Ereignisse nach Anwendung aller Schnitte der Vorselektion. Die Erwartungen aus den Monte-Carlo-Simulationen für den Untergrund nehmen Bezug auf die in den Daten zu Grunde liegenden Luminositäten.

Parameters $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ (Gleichung (4.1)) aus der Jet-Rekonstruktion und der maximalen Jet-Breite $\text{Max}\{\delta_{\text{Jets}}\}$ (Gleichung (6.8)) in die Bestimmung einer finalen Variablen eingeht und der Erzeugungsquerschnitt mit steigender Higgs-Masse sinkt.

In Tabelle 8.2 sind die Selektionsergebnisse in den untersuchten Schwerpunktsenergien aufgeführt. Die Anzahl beobachteter Ereignisse stimmt mit 779 gut mit der Untergrund-Erwartung von 771.8 überein. Die Standardabweichung beträgt $+0.3\sigma$. Der Untergrund beinhaltet zu etwa 77 % Ereignisse aus der W-Paar-Erzeugung und der Produktion einzelner W-Bosonen. Die Anteile der Reaktionen mit Fermion-Paar- und Z-Produktion ergeben sich jeweils zu etwa 9 % und 13 %. Die Selektions-Effizienzen für die Signal-Erwartungen liegen zwischen 50 % und 65 %.

In einem nächsten Schritt wird durch die Trennung des Datensatzes versucht, spezielle Eigenschaften leichter und schwerer Higgs-Bosonen aufzugreifen und somit das Signal- zu Untergrund-Verhältnis weiter zu verbessern. Die zur Separation benutzte Größe ist die relativistische Geschwindigkeit des Jet-Systems β_{Jets} , deren Verteilung im unteren Teil von Abbildung 8.7 dargestellt ist. Die Eigenschaften dieser Observablen werden im folgenden Abschnitt erläutert.

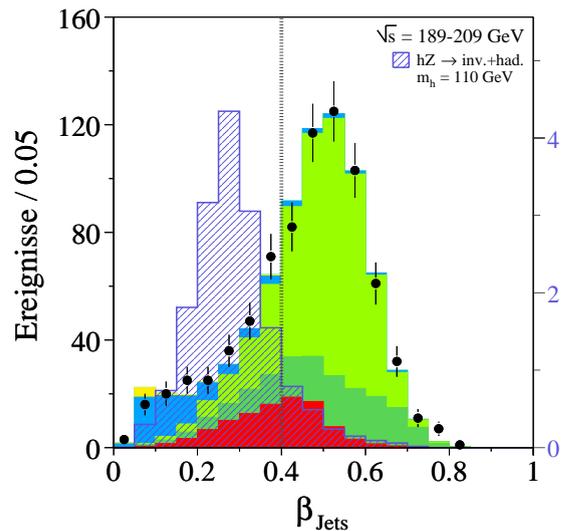
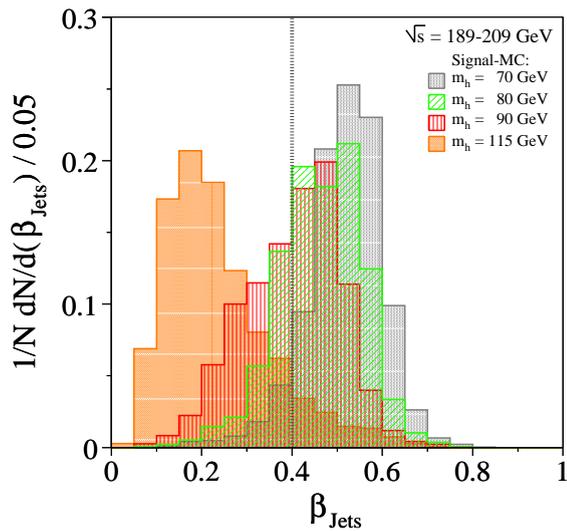
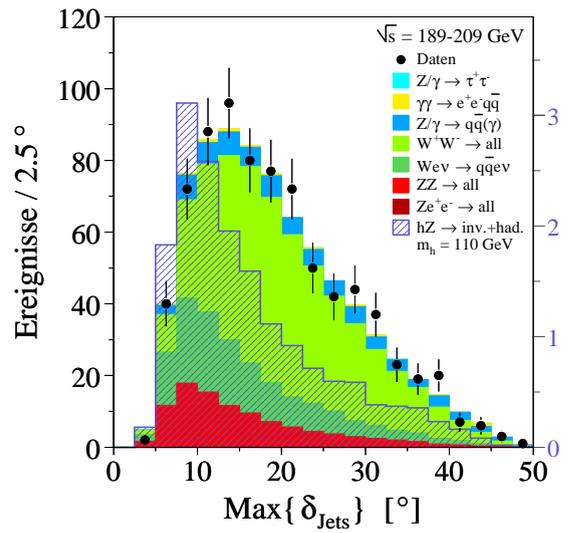
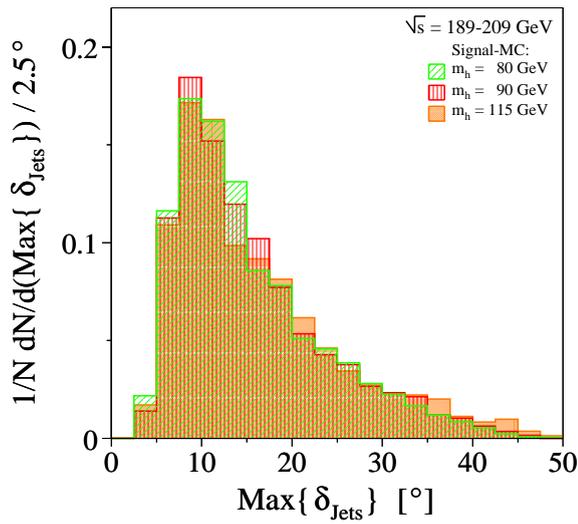
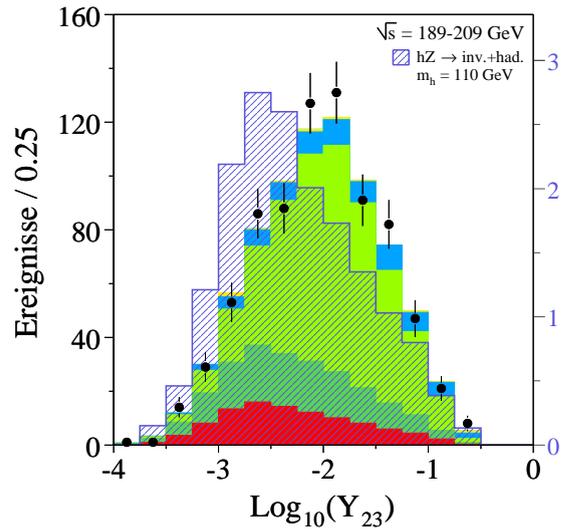
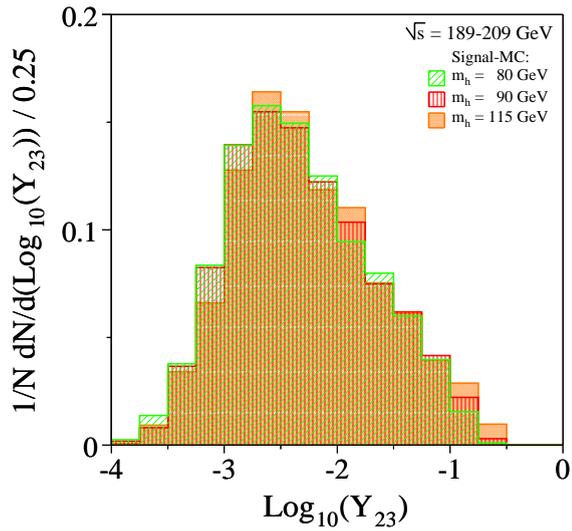


Abbildung 8.7: Kinematische Verteilungen für die selektierten Ereignisse. Unten ist in der relativistischen Geschwindigkeit die später folgende Trennung der Datenmenge zur Selektion leichter und schwerer Higgs-Bosonen h gemäß eines Schnittes bei 0.40 angedeutet.

8.3 Selektionen für leichte und schwere Higgs-Bosonen

Das Ziel jeder Selektion ist es, bei maximal möglicher Unterdrückung des Untergrundes eine hohe Signal-Effizienz zu erhalten. Dies ist mit der soeben beschriebenen »Vorselektion der Ereignisse« bis zu diesem Status der Analyse gelungen.

Ein großes Intervall zu untersuchender Massenhypothesen eines Higgs-Signals hat jedoch zur Folge, dass nach den angewendeten Selektionskriterien des letzten Abschnitts keine weiteren Einschränkungen vorgenommen werden können, ohne die Selektions-Effizienzen bezüglich niedriger und hoher Higgs-Massen ungleich zu verringern. Um diese Problematik zu umgehen, ist es nützlich, den vorhandenen Datenstamm mit Blick auf zwei unterschiedliche Higgs-Massenregionen zu teilen. Die beiden Bereiche können folgend verschiedenen Selektionen unterzogen werden, welche die Eigenschaften leichter und schwerer Higgs-Bosonen h aufgreifen oder spezielle Untergrund-Merkmale im jeweiligen Massenbereich berücksichtigen. Hier wird die Trennung des Datensatzes mit Hilfe der relativistischen Geschwindigkeit $\beta = v/c$ verwirklicht, deren Berechnung für das Jet-System mit

$$\beta_{\text{Jets}} = \frac{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}{E_1 + E_2} = \frac{|\vec{p}_Z|}{E_Z} \quad (8.2)$$

erfolgte, worin \vec{p}_i und E_i der Impuls und die Energie des i -ten Jets sind. Somit nutzt man den Effekt, dass bei immer kleiner werdenden Higgs-Massen das Z-Boson mit einem größeren Impuls \vec{p}_Z produziert wird, da nur ein geringer Anteil der Gesamtenergie zu dessen Massen-erzeugung verwendet werden muss. Der in Abbildung 8.8 dargestellte Impuls des Z fällt mit steigender Higgs-Massenhypothese gemäß

$$p_Z = |\vec{p}_Z| = \frac{1}{2} \sqrt{s - 2(m_h^2 + m_Z^2) + \frac{(m_h^2 - m_Z^2)^2}{s}}, \quad (8.3)$$

was aus der Viererimpuls-Erhaltung $s = (p_h + p_Z)^2$ folgt, wenn s das Quadrat der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist. Eine Trennung des Datensatzes durch den Schnitt bei $\beta_{\text{Jets}} = 0.40$ hat zur Folge, dass unabhängig von der betrachteten Schwerpunktsenergie jene Ereignisse zur Suche nach leichten Higgs-Bosonen dienen, in denen das Jet-System einen Impuls $p_Z \gtrsim 39.8$ GeV besitzt. Für das in dieser Analyse untersuchte \sqrt{s} -Intervall erfolgt die Separation demzufolge bei Higgs-Massen zwischen etwa 80 GeV und 100 GeV, was in Abbildung 8.8 Bestätigung findet.

Ein Schnitt in β_{Jets} entspricht einer Trennung im Impulsspektrum der Jets und dementsprechend auch in der Verteilung der Öffnungswinkel α_{Jets} zwischen diesen: Je größer der Impuls des Jet-Systems ist, desto kleiner ist der Winkel zwischen den Jets. Für die Näherung, dass die Hadronen in den Jets masselos sind — diese ist im betrachteten Energiebereich anwendbar — ist der Zusammenhang zwischen dem Zerfallswinkel und dem relativistischen Geschwindigkeits-Anteil durch

$$\alpha_{\text{Jets}} \cong 2 \arccos \beta_{\text{Jets}} \quad (8.4)$$

gegeben. Am Beispiel der Higgs-Massenhypothese von $m_H = 110$ GeV lässt sich diese Relation leicht verifizieren: In den Abbildungen 8.5 und 8.7 — auch später in Abbildung 8.9 —

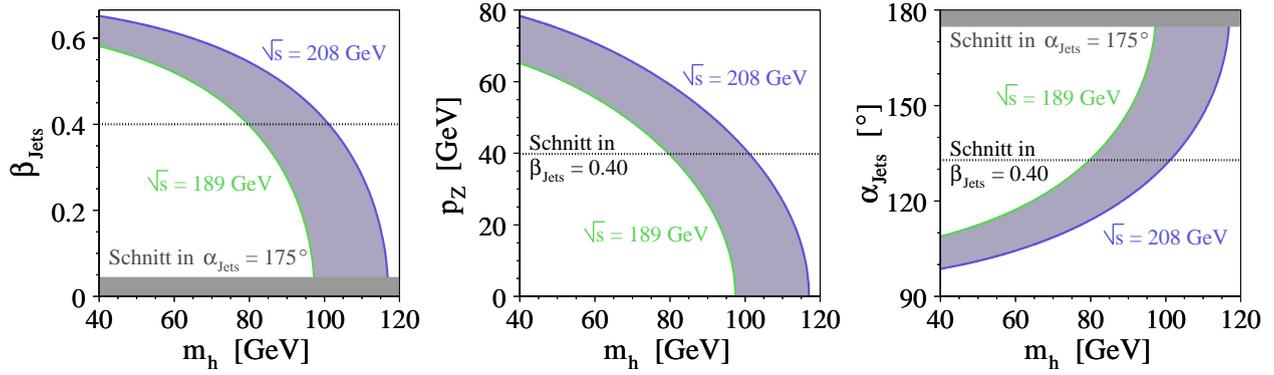


Abbildung 8.8: Der relativistische Geschwindigkeits-Anteil, der Impuls und der Öffnungswinkel des Jet-Systems aus dem Zerfall des Z-Bosons nach dem Higgs-Strahlungsprozess in Abhängigkeit von der Higgs-Masse berechnet nach den Gleichungen (8.2) bis (8.4). Die Bänder deuten den Bereich der Schwerpunktsenergien an, welche in der Analyse untersucht wurden.

liegen die Schwerpunkte der Signal-Verteilungen bei $\alpha_{\text{Jets}} \approx 150^\circ$ bzw. bei $\beta_{\text{Jets}} \approx 0.26$. Die Korrelation dieser Werte wird durch Gleichung (8.4) erfasst.

Im Mittel erfolgt die Teilung bei Higgs-Massen von etwa 90 GeV. Es ist jedoch zu beachten, dass beide Anteile der Signal-Hypothesen aus den getrennt durchgeführten Selektionen später in die »Statistische Interpretation« in Kapitel 10 eingehen, sodass kein Effizienzverlust entsteht. Je nach untersuchter Schwerpunktsenergie ist zum Beispiel ein Higgs-Signal bezüglich $m_h = 90$ GeV als leicht oder schwer einzuordnen. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass keine Doppel-Zählungen von Ereignissen vorgenommen werden.

Nachdem die Separation gemäß dem eben beschriebenen Schema geschehen ist, werden die Teilmengen unterschiedlichen Kriterien unterworfen. Tabelle 8.3 enthält die Selektionsbedingungen der verschiedenen Analysen.

Der dominante Untergrund in der Selektion für leichte Massenhypothesen ist die Erzeugung einzelner W-Bosonen oder der semileptonische Zerfall erzeugter W^\pm -Paare aus den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow We\nu_e, W^+W^-$. Zwei zusätzliche Schnitte werden hier angewendet, um diese Endzustände zu reduzieren: Der Winkel ζ_{Jets} der Jets in der Ebene senkrecht zur Strahlachse — die so genannte »Koplanarität« — soll kleiner sein als 100° , da durch den hohen Impuls leichter Higgs-Bosonen dieser Winkel zu kleineren Werten tendiert. Zudem wird verlangt, dass die Summe $\Theta_{3,\text{Jets}}$, welche sich ergibt, wenn man die Ereignisse mit Hilfe des DURHAM-Algorithmus in eine Drei-Jet-Topologie rekonstruiert und die Winkel zwischen den Jets addiert, unterhalb von 330° liegt. Damit werden größtenteils Ereignisse der Form $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^-$ unterdrückt, bei denen mindestens ein Tau-Lepton hadronisch zerfällt und dem Nachweis der in Abschnitt 4.2 beschriebenen »Identifikation von Leptonen« entgangen ist. Diese Ereignisse entsprechen generischen Drei-Jet-Topologien. Hinzu kommen die Endzustände aus der Reaktion $We\nu_e \rightarrow q\bar{q}e\nu_e$, bei denen das Elektron oder Positron nicht durch die eben genannte Leptonen-Erkennung nachgewiesen werden konnte. Im linken Teil von Abbildung 8.9 sind die Auswirkungen dieser Selektionskriterien dargestellt.

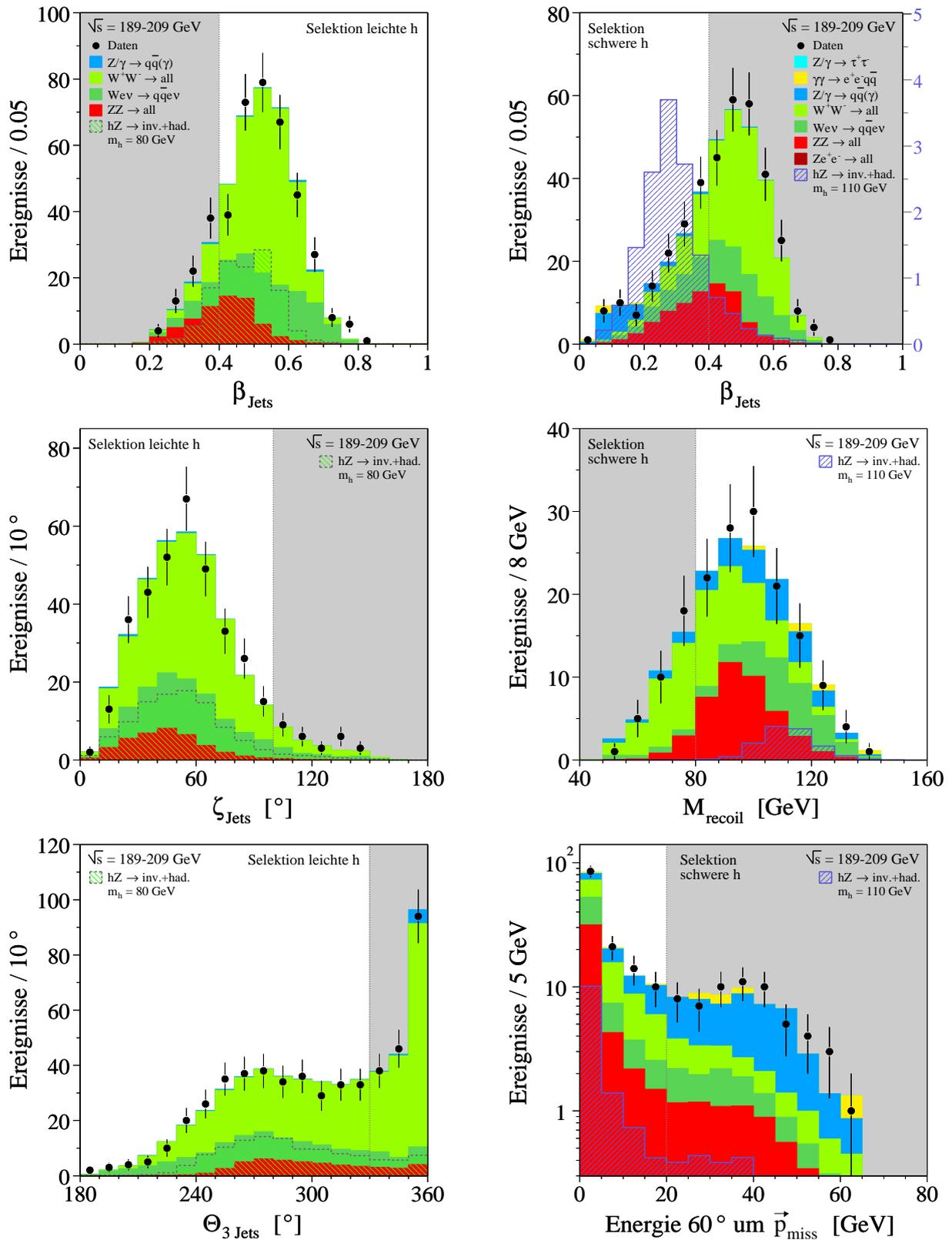


Abbildung 8.9: Die $N-1$ -Verteilungen aus der Suche nach leichten (links) und schweren (rechts) Higgs-Bosonen h . Die grau unterlegten Bereiche werden aus der Datenmenge entfernt.

| Selektion leichte h | | | Selektion schwere h | | |
|---------------------------|-----------------|-------------|--|-----------------|--------|
| Observable | Schnittposition | | Observable | Schnittposition | |
| β_{Jets} | $>$ | 0.40 | β_{Jets} | \leq | 0.40 |
| ζ_{Jets} | $<$ | 100° | M_{recoil} | $>$ | 80 GeV |
| $\Theta_{3 \text{ Jets}}$ | $<$ | 330° | $E_{\vec{p}_{\text{miss}}}^{60^\circ}$ | $<$ | 20 GeV |

Tabelle 8.3: Die Selektions-Schnitte in der Suche nach leichten und schweren unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen. Die Trennung des Datensatzes erfolgte über den Schnitt in der relativistischen Geschwindigkeit β_{Jets} .

Die Bedingungen zur Selektion schwerer Higgs-Bosonen verlangen Ereignisse, in denen ein schweres unsichtbar zerfallendes Teilchen die Signatur prägt. Daher soll die Rückstoß-Masse, die durch ein schweres Higgs-Boson erzeugt würde, größer als 80 GeV sein. Aus der Signal-Studie bezüglich M_{recoil} in Abbildung 8.6 ist ersichtlich, dass somit die Sensitivität dieses Teils der Selektionen nur für Higgs-Massen oberhalb von 90 GeV ausgelegt ist.

Durch die Auswahlkriterien der Vorselektion wurden bereits die Akzeptanzbereiche für die Jet-Achsen und des fehlenden Impulses festgelegt. Allerdings ist es möglich, dass ein nicht erkanntes Photon oder Elektron aus der radiativen Fermion-Paarproduktion oder den Zwei-Photon-Wechselwirkungen in etwa die gleiche Richtung von \vec{p}_{miss} verlaufen. Diese Ereignisse können durch einen Schnitt auf den Energiegehalt eines Konus mit 60° Öffnungswinkel um die Richtung des fehlenden Impulses ausselektiert werden: Die Energie $E_{\vec{p}_{\text{miss}}}^{60^\circ}$ soll weniger als 20 GeV betragen. Im rechten Teil von Abbildung 8.9 sind die eben genannten Bedingungen jenen aus der Selektion für leichte Higgs-Bosonen gegenübergestellt.

Tabelle 8.4 enthält die Ergebnisse der Selektionen aller untersuchter Schwerpunktsenergien. Die Tabelle 8.5 fasst diese Ergebnisse zusammen. Dort ist auch die Anzahl erwarteter Signal-Ereignisse für einige Higgs-Massen im Fall $R_{\text{inv}} = 1$ (siehe Gleichung (8.1)) angegeben, um ein Gefühl dafür zu vermitteln, wie stark ein vorhandenes Signal die Selektions-Ergebnisse beeinflusst hätte. Die Nomenklatur bezüglich des Untergrundes entspricht der allgemein üblichen, nach der nun einige zuvor einzeln betrachtete Reaktionen zusammengefasst werden:

$$\begin{aligned}
\text{»Zwei-Photon-Prozesse«} &\hat{=} e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q} \quad , \\
\text{»Zwei-Fermion-Endzustände«} &\hat{=} e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-, q\bar{q} \quad , \\
\text{»Vier-Fermion-Endzustände«} &\hat{=} e^+e^- \rightarrow W^+W^-, W e \nu_e, ZZ, Z e^+e^- \quad . \quad (8.5)
\end{aligned}$$

Mit 475 beobachteten zu 474.3 erwarteten Ereignissen steht das Ergebnis der finalen Selektionen in sehr guter Übereinstimmung mit der Standardmodell-Erwartung. Nach der Analyse für leichte Higgs-Bosonen wird die Untergrund-Vorhersage von Vier-Fermion-Endzuständen dominiert. Im Ergebnis der Selektion für schwere Higgs-Bosonen hingegen beträgt der Anteil der Prozesse mit zwei Fermionen im Endzustand etwa 17%. Der Gesamtbeitrag der Zwei-Photon-Wechselwirkungen kann allgemein als vernachlässigbar gering eingestuft werden, zumal deren Integral nach der Selektion für leichte h mit Null vorhergesagt wird.

| | | | | | | | |
|------------------------------------|-------|------|------|------|------|------|-------|
| \sqrt{s} [GeV] | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 |
| \mathcal{L} [pb^{-1}] | 176.8 | 29.7 | 83.9 | 82.8 | 39.1 | 77.8 | 139.6 |

Selektion für leichte Higgs-Bosonen

| | Untergrund-MC | | | | | | |
|--|----------------------|------|------|------|------|------|------|
| $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ | 0.8 | 0.1 | 0.3 | 0.4 | 0.3 | 0.3 | 0.4 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ | 57.3 | 10.2 | 30.9 | 27.8 | 14.4 | 27.5 | 49.1 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+e^-\bar{\nu}_e, W^-e^+\nu_e$ | 21.0 | 3.7 | 11.7 | 11.6 | 6.1 | 11.7 | 23.0 |
| $e^+e^- \rightarrow ZZ$ | 1.9 | 0.5 | 2.9 | 5.4 | 3.4 | 8.5 | 16.0 |
| Untergrund-Erwartung | 81.0 | 14.5 | 45.8 | 45.2 | 24.2 | 48.0 | 88.5 |
| Abweichung [σ] | -0.2 | +0.1 | -1.0 | -0.2 | +0.6 | +0.1 | +0.4 |
| Daten | 79 | 15 | 39 | 44 | 27 | 49 | 92 |
| $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0q\bar{q}$ | Signal-Effizienz [%] | | | | | | |
| $m_h = 70 \text{ GeV}$ | 43.4 | — | 45.6 | 48.7 | 48.9 | 48.6 | 49.1 |
| $m_h = 90 \text{ GeV}$ | 4.4 | — | 16.9 | 31.1 | 40.2 | 41.2 | 48.9 |
| $m_h = 110 \text{ GeV}$ | — | — | 12.2 | 9.4 | 4.2 | 3.2 | 4.6 |

Selektion für schwere Higgs-Bosonen

| | Untergrund-MC | | | | | | |
|--|----------------------|------|---------|------|------|------|------|
| $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ | 7.3 | 1.2 | 2.6 | 3.2 | 1.1 | 2.2 | 3.8 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ | 14.7 | 2.0 | 5.2 | 3.8 | 1.9 | 3.3 | 5.5 |
| $e^+e^- \rightarrow W^+e^-\bar{\nu}_e, W^-e^+\nu_e$ | 6.2 | 1.3 | 3.7 | 3.6 | 1.8 | 3.5 | 7.0 |
| $e^+e^- \rightarrow ZZ$ | 13.5 | 2.6 | 7.3 | 5.5 | 2.3 | 3.2 | 4.9 |
| $e^+e^- \rightarrow \text{Rest}$ | 1.4 | 0.3 | 0.1 | 0 | 0 | 0.4 | 0.7 |
| Untergrund-Erwartung | 43.1 | 7.4 | 18.9 | 16.1 | 7.1 | 12.6 | 21.9 |
| Abweichung [σ] | +0.1 | -0.5 | ± 0 | -0.3 | +0.7 | +0.4 | +0.2 |
| Daten | 44 | 6 | 19 | 15 | 9 | 14 | 23 |
| $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0q\bar{q}$ | Signal-Effizienz [%] | | | | | | |
| $m_h = 70 \text{ GeV}$ | 4.4 | — | 3.7 | 2.4 | 2.2 | 1.3 | 1.4 |
| $m_h = 90 \text{ GeV}$ | 42.3 | — | 31.0 | 19.1 | 12.1 | 7.9 | 5.9 |
| $m_h = 110 \text{ GeV}$ | — | — | 29.5 | 34.6 | 41.8 | 49.5 | 49.1 |

Tabelle 8.4: Die Anzahl selektierter Ereignisse nach Anwendung aller Schnitte in den Analysen. Die Erwartungen aus den Monte-Carlo-Simulationen für den Untergrund nehmen Bezug auf die in den Daten zu Grunde liegenden Luminositäten.

| $\sqrt{s} = 189\text{--}209 \text{ GeV}$ $\mathcal{L} = 629.7 \text{ pb}^{-1}$ | Präselektion | Selektion für leichte Higgs-Bosonen | Selektion für schwere Higgs-Bosonen |
|---|---------------|---|---|
| | Untergrund-MC | | |
| Zwei-Photon-Prozesse | 6.4 | — | 2.7 |
| Zwei-Fermion-Endzustände | 69.9 | 2.6 | 21.4 |
| Vier-Fermion-Endzustände | 695.5 | 344.6 | 103.0 |
| Untergrund-Erwartung | 771.8 | 347.2 | 127.1 |
| Abweichung [σ] | +0.3 | -0.1 | +0.3 |
| Daten | 779 | 345 | 130 |
| für $R_{\text{inv}} = 1$ | Signal-MC | | |
| $m_h = 70 \text{ GeV}$ | 200.7 | 152.9 | 9.5 |
| $m_h = 90 \text{ GeV}$ | 111.4 | 50.7 | 39.2 |
| $m_h = 110 \text{ GeV}$ | 16.8 | 1.3 | 12.6 |

Tabelle 8.5: Eine Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Tabellen 8.2 und 8.4. Die Standardmodell-Prozesse werden gemäß der Notation aus Gleichung (8.5) angegeben. Die maximale Differenz in der Anzahl beobachteter Ereignisse von der Erwartung der Untergrund-Vorhersagen ($(N_{\text{Daten}} - N_{\text{Untergr.}}) / \sqrt{N_{\text{Untergr.}}}$) beträgt 0.3 Standardabweichungen.

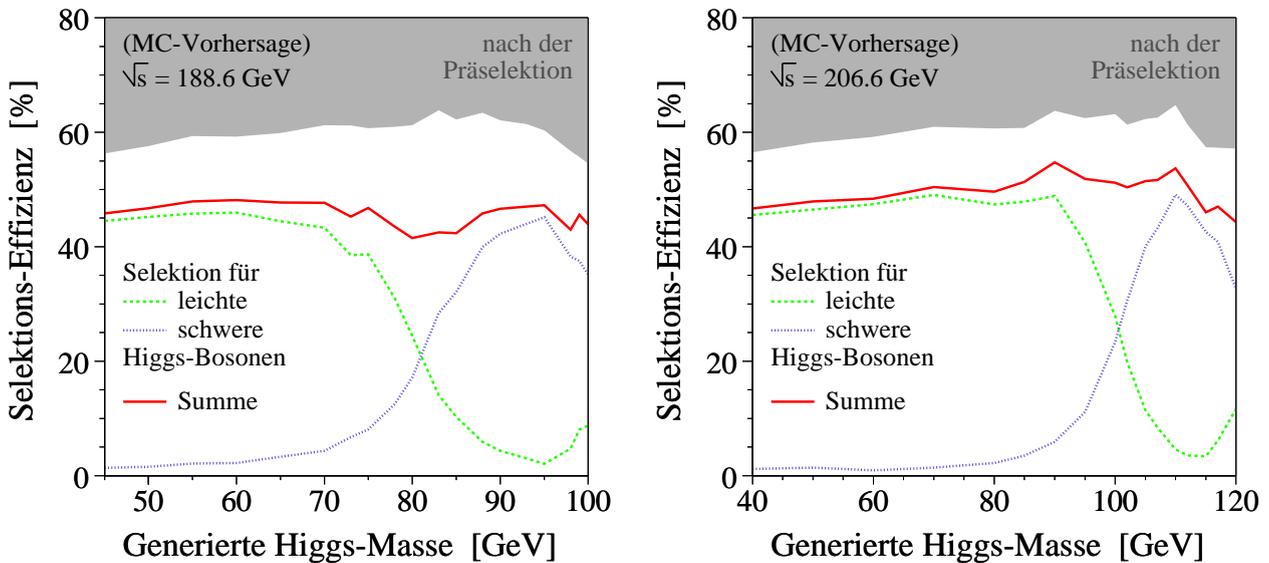


Abbildung 8.10: Die Signal-Effizienzen in den Selektionen veranschaulicht für die beiden Schwerpunktsenergien mit der höchsten Statistik. Eine Luminositäts-gewichtete Mittelung über alle untersuchten \sqrt{s} -Intervalle ergibt eine durchschnittliche Summe der Selektions-Effizienzen von 45.9 % für die betrachteten Higgs-Massenhypthesen.

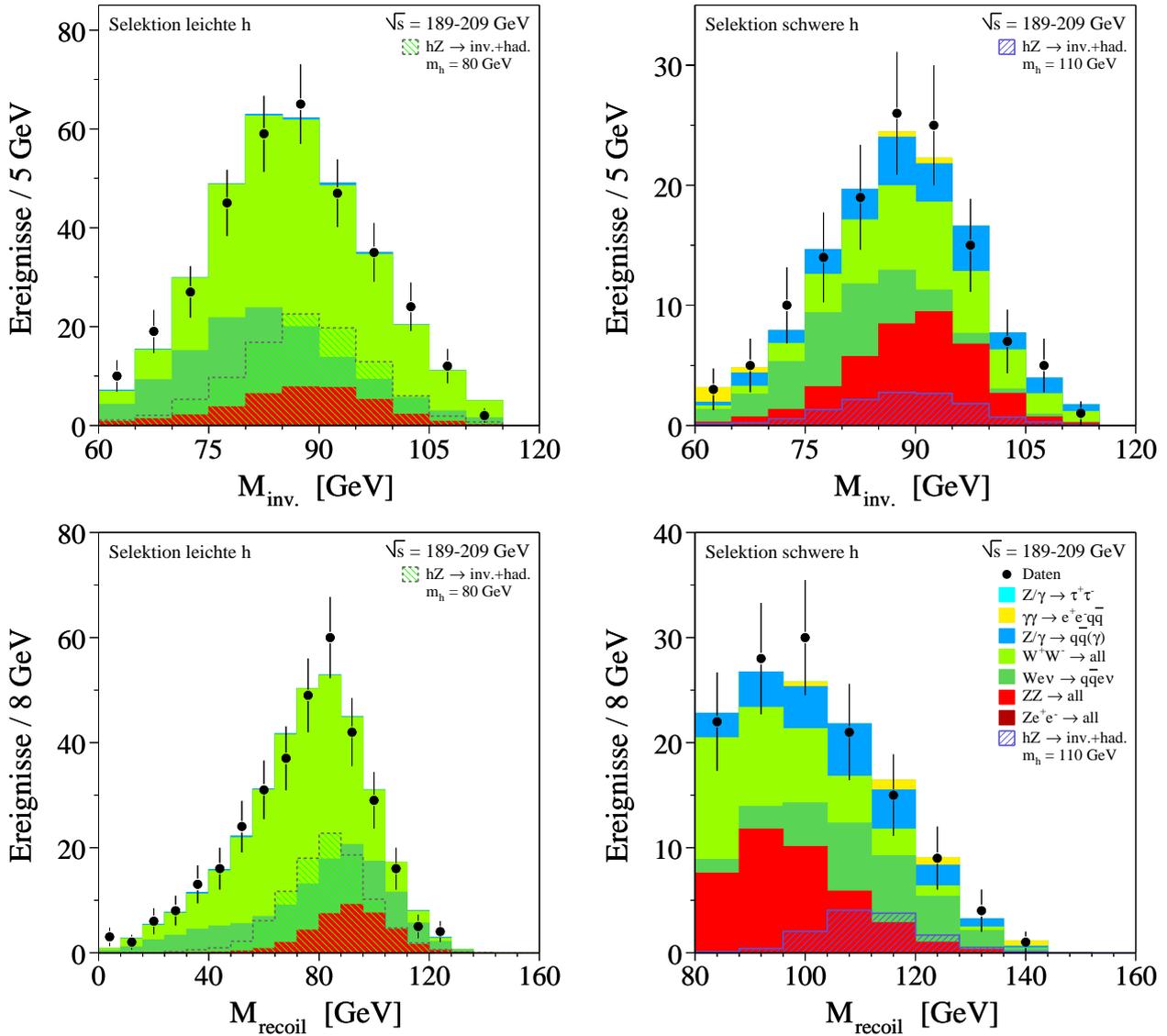


Abbildung 8.11: Die Verteilungen der invarianten Masse und der Rückstoß-Masse nach Anwendung aller Selektions-Schritte in der Suche nach leichten (links) und schweren (rechts) Higgs-Bosonen h .

Im Vergleich mit der Präselektion wird deutlich, wie sehr sich das Signal- zu Untergrund-Verhältnis durch die getrennten Analysen verbessert hat. Die in Abbildung 8.10 dargestellten Effizienzen untermauern die bereits angesprochene gegenseitige Kompensation von Effizienzverlusten in den beiden Selektionen. In Abhängigkeit der Higgs-Masse sind gut die Übergangsbereiche zwischen 80 GeV und 100 GeV zu erkennen, wenn die Schwerpunktsenergie zwischen 189 GeV und 207 GeV variiert. Abbildung 8.11 zeigt die resultierenden Verteilungen der invarianten und der Rückstoß-Masse. Auch hier spiegelt sich die gute Übereinstimmung der Beobachtung mit der Simulation der Standardmodell-Erwartung wider. Die Anzahl erwarteter Signal-Ereignisse reicht nun wie bereits in Abbildung 8.9 aus, um die Histogramme bezüglich der linken Ordinate skalieren zu können.

Kapitel 9

Konstruktion einer Diskriminanten

Intensive Studien haben gezeigt, dass weitere Einschränkungen des Phasenraums zu Sensitivitätsverlusten führen, da der Reduzierung von Untergrund-Ereignissen ein mindestens ebenso großer Effizienzverlust der Signal-Erwartungen gegenübersteht. Daher wird auf die bereits aus dem Analyse-Teil I bekannte Technik zurückgegriffen, aus den bekannten Eigenschaften der Signal- und Untergrund-Vorhersagen eine finale Variable zu konstruieren. Diese kann im weiteren Verlauf der Auswertungen dazu benutzt werden, die in der Datenmenge verbliebenen Ereignisse auf ihre Signalartigkeit bezüglich einer bestimmten Higgs-Massenhypothese zu testen.

Es ist anzumerken, dass hier nicht das Verfahren mittels eines neuronalen Netzes Anwendung finden kann, da die Anzahl an zur Verfügung stehenden Signal-Ereignissen zu gering ist: Die mit der Nutzung eines neuronalen Netzwerkes verbundene Drittelung der Monte-Carlo-Statistik (siehe Kapitel 6.1 und Anhang C) hätte zur Folge, dass der statistische Fehler der Vorhersagen inadäquat wüchse. Dennoch ist die hier zu beschreibende »Konstruktion einer Diskriminanten« mit jener aus der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson verwandt. Infolgedessen sind in den nächsten Abschnitten die ausführlichen Erläuterungen aus Kapitel 6.2 als Grundlage voranzusetzen.

9.1 Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen

Sowohl die Daten- als auch die Monte-Carlo-Ereignisse sollen gemäß ausgesuchter kinematischer Verteilungen dahingehend untersucht werden, ob ihnen eine Signal- oder eher Untergrundartige Struktur zu Grunde liegt. Ziel ist wieder die Angabe einer Gesamtwahrscheinlichkeit der Form aus Gleichung (6.13) — zur Erinnerung: $P = P_S / (P_S + P_B)$ — um diese Tests durchführen zu können. P_S und P_B sind ihrerseits wieder Produkte aus Teilwahrscheinlichkeiten aus den oben angedeuteten kinematischen Eigenschaften.

Dazu ist es notwendig, der mangelnden Monte-Carlo-Statistik insofern Rechnung zu tragen, als dass die histogrammierten Verteilungen durch stetige glatte Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktionen ersetzt werden. Hier wurde dies wieder mit dem Programmpaket »Inline-KEYS« [117] von J. Mans realisiert. Als Resultat dieser Methode ergaben sich die in den Abbildungen 9.1 und 9.2 dargestellten Verteilungsmuster. Dort wird vorweggenommen, um welche Observablen es sich handelt. Diese sind später noch einmal in Tabelle 9.1 aufgelistet.

Der folgende Abschnitt wird die eben angesprochene Zusammenführung der Teilwahrscheinlichkeiten zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit — dann »Higgs-Wahrscheinlichkeit« genannt — erläutern.

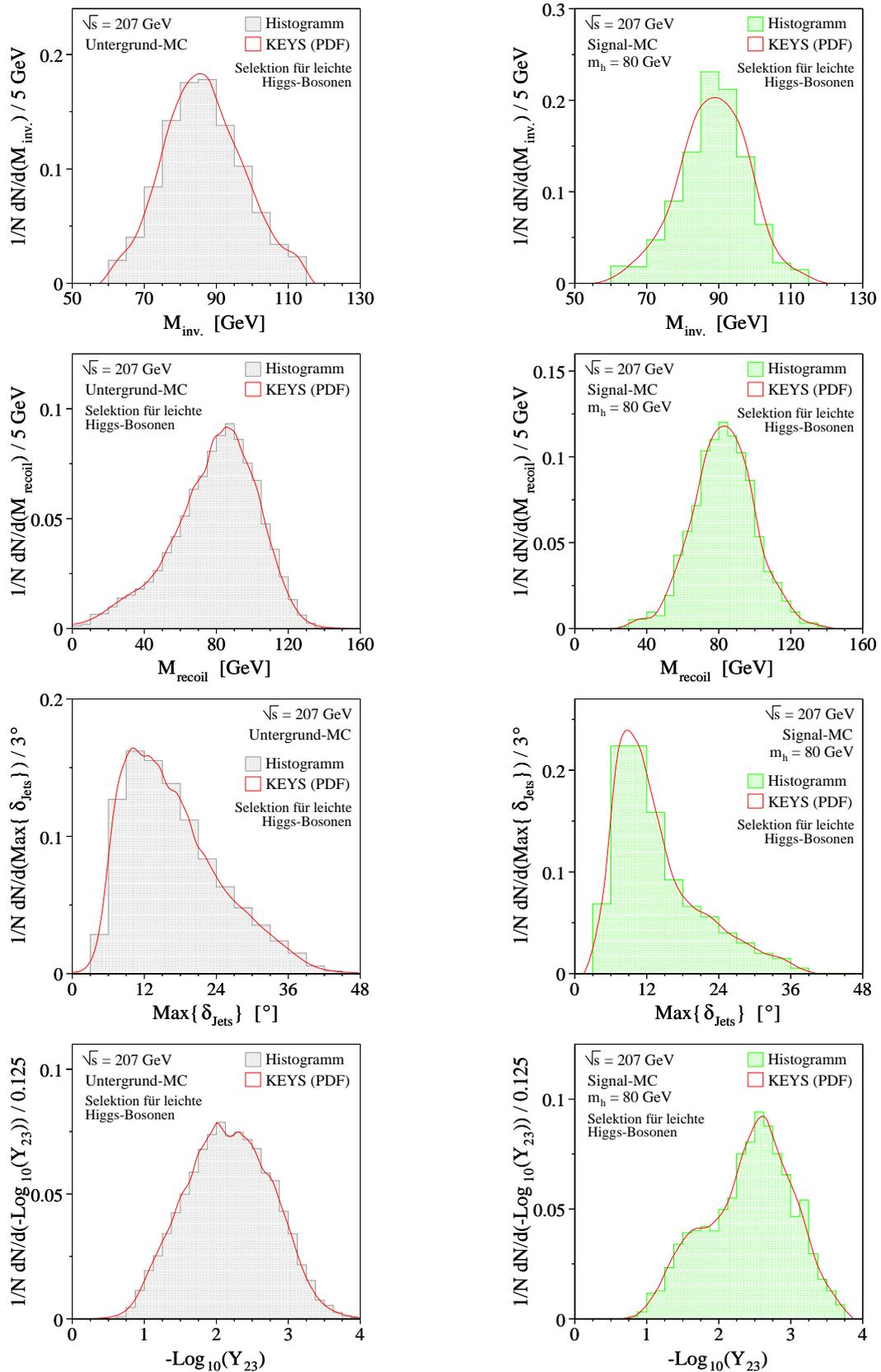


Abbildung 9.1: Die Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen aus der Selektion zur Suche nach leichten Higgs-Bosonen am Beispiel der Higgs-Massenhypothese von $m_h = 80$ GeV.

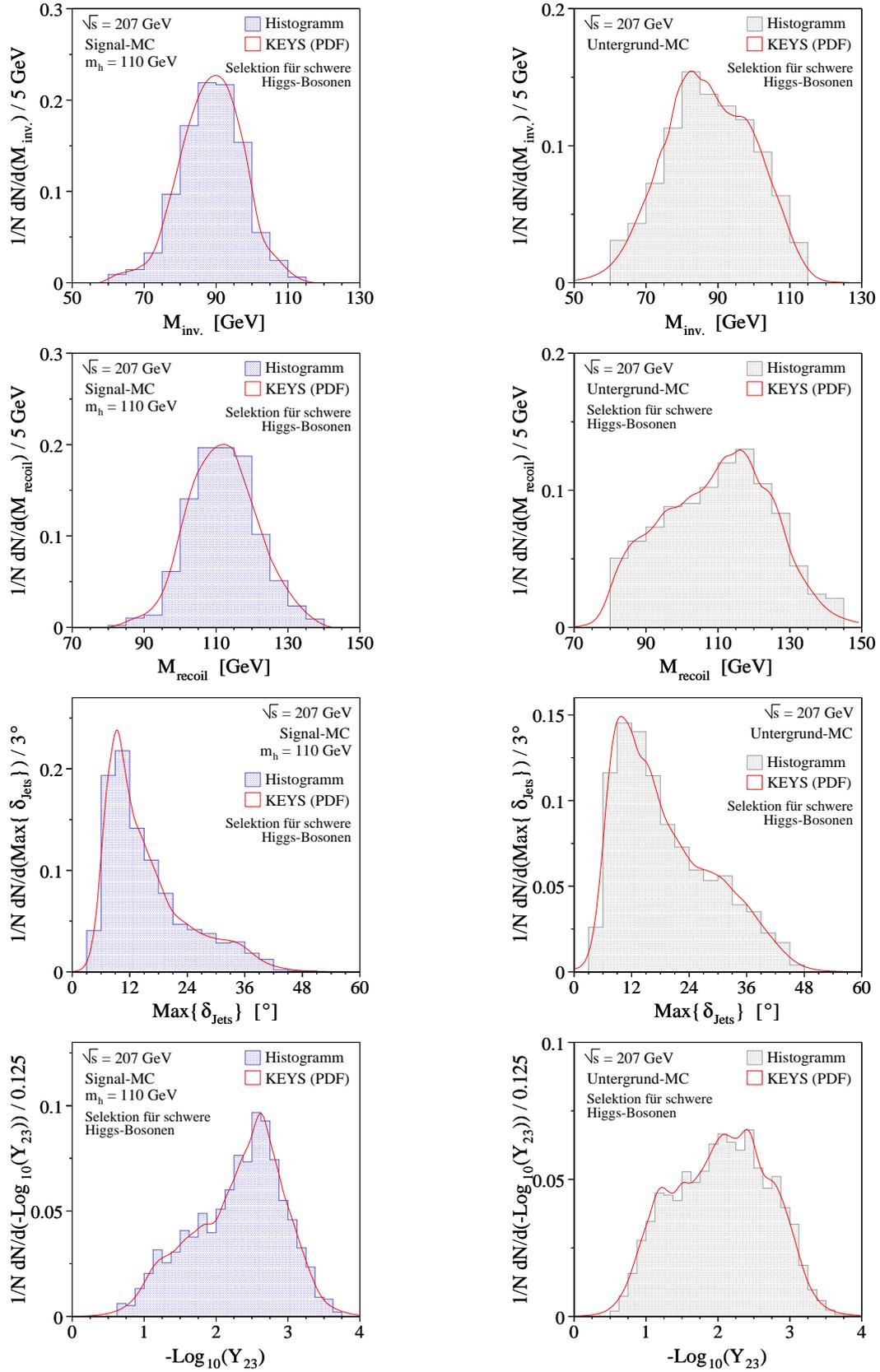


Abbildung 9.2: Die Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen aus der Selektion zur Suche nach schweren Higgs-Bosonen am Beispiel der Higgs-Massenhypothese von $m_h = 110 \text{ GeV}$.

| Eingangsobservablen der Higgs-Wahrscheinlichkeit | | PDF-Bezeichnung |
|--|---|-----------------|
| $M_{\text{inv.}}$ | : Invariante Masse des Jet-Systems [GeV] | m_i |
| M_{recoil} | : Rückstoß-Masse bezügl. des Jet-Systems [GeV] | r_i |
| $\text{Max}\{\delta_{\text{Jets}}\}$ | : Maximum der halben Öffnungswinkel beider Jets [°] | w_i |
| $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ | : Dekadischer Logarithmus des Übergangs-Parameters aus der (DURHAM-) Jet-Rekonstruktion | l_i |

Tabelle 9.1: Die Eingangsgrößen der Higgs-Wahrscheinlichkeit und die sie repräsentierenden Dichte-Funktionen mit den Indizes $i \in \{s, b\}$ gemäß Gleichung (9.1).

9.2 Higgs-Wahrscheinlichkeit

Nach der Erzeugung der Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen stehen nun die Mittel zur Verfügung, um eine Higgs-Wahrscheinlichkeit $P(h)$ ähnlich jener aus Abschnitt 6.2.2/Gleichung (6.16) zu definieren. Die zur Konstruktion verwendeten Observablen sind noch einmal in Tabelle 9.1 aufgeführt.

Mit der Wahl der Massenverteilungen werden nur jene Ereignisse eine hohe Signal-Wahrscheinlichkeit beziffern können, in denen die sichtbare Masse $M_{\text{inv.}}$ des Jet-Systems der Z-Boson-Masse und die Rückstoß-Masse M_{recoil} der jeweils zu testenden Higgs-Massen-Hypothese entspricht. Durch $\text{Max}\{\delta_{\text{Jets}}\}$ und $\text{Log}_{10}(Y_{23})$ fließen zudem allgemeine Signal-Eigenschaften in Form schmaler Jets und einer prinzipiellen Zwei-Jet-Artigkeit in die finale Variable ein. Für ein Ereignis ergeben sich folglich die Teilwahrscheinlichkeiten bezüglich dessen Signal- und/oder Untergrundartigkeit aus

$$\begin{aligned}
P_S &= m_s(M_{\text{inv.}}, m_h) \cdot r_s(M_{\text{recoil}}, m_h) \cdot w_s(\text{Max}\{\delta_{\text{Jets}}\}, m_h) \cdot l_s(\text{Log}_{10}(Y_{23}), m_h) \\
P_B &= m_b(M_{\text{inv.}}) \cdot r_b(M_{\text{recoil}}) \cdot w_b(\text{Max}\{\delta_{\text{Jets}}\}) \cdot l_b(\text{Log}_{10}(Y_{23})) \quad . \quad (9.1)
\end{aligned}$$

P_S ist *per definitionem* von der Higgs-Masse m_h abhängig, sodass die Dichte-Funktionen für jede Massenhypothese in den untersuchten Schwerpunktsenergien neu bestimmt werden müssen. In 100 MeV Schritten wurden in dieser Analyse Higgs-Massen zwischen 50 GeV und 120 GeV getestet. Zusammen mit den nach der Selektion erwarteten Signal- und Untergrund-Ereignissen N_S und N_B — siehe zum Beispiel Tabellen 8.4 und 8.5 — wird die Higgs-Wahrscheinlichkeit gemäß

$$P(h) = \frac{N_S \cdot P_S}{N_S \cdot P_S + N_B \cdot P_B} \quad (9.2)$$

berechnet. Zwei der nach dieser Methode bestimmten Wahrscheinlichkeits-Verteilungen befinden sich in Abbildung 9.3. Die Histogramme bezüglich $m_h = 80$ GeV wurden für die selektierten Ereignisse aus der Analyse für leichte Higgs-Bosonen erstellt, jene für $m_h = 110$ GeV aus der Selektion für schwere h . Höhere Werte in $P(h)$ entsprechen einer zunehmenden Higgs-Wahrscheinlichkeit der Ereignisse. Eine Integration der Verteilungen von höheren zu niedrigen Werten — hier von 1 bis 0 — erlaubt eine Aussage darüber, ob bei steigendem Signal- zu

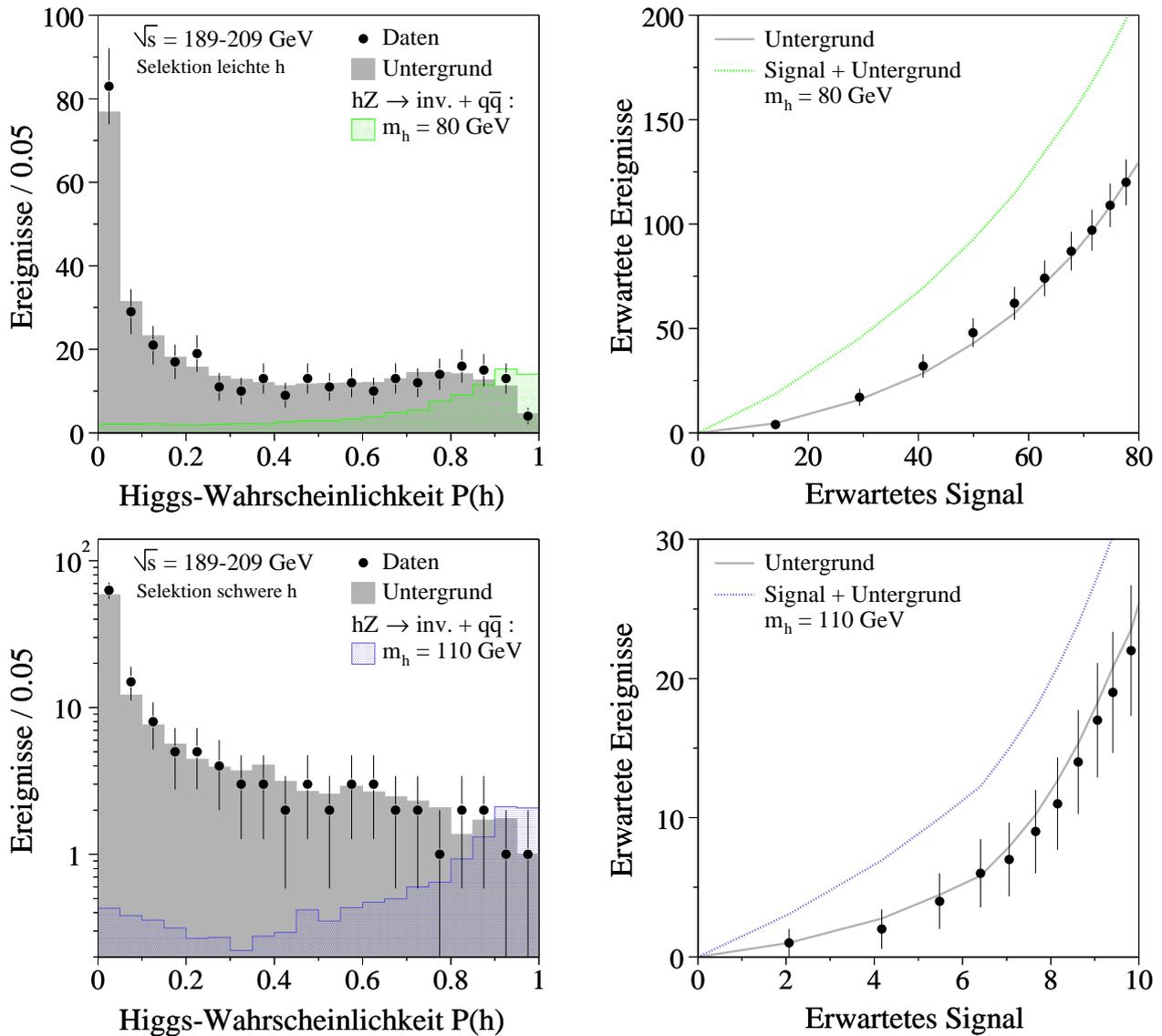


Abbildung 9.3: Die Higgs-Wahrscheinlichkeit für die Massenhypothesen von 80 GeV und 110 GeV summiert über alle Schwerpunktsenergien für selektierte Ereignisse aus den getrennten Analysen. Die Darstellungen auf der rechten Seite ergeben sich durch Integration der $P(h)$ -Verteilungen von rechts.

Untergrund-Verhältnis die Anzahl beobachteter Ereignisse mit der Signal-Hypothese übereinstimmt. An diesem Punkt der Auswertungen ist diese Frage für die in Abbildung 9.3 gezeigten Verteilungen zu verneinen: Die Darstellungen im rechten Teil belegen, dass die Beobachtung sehr gut mit der Standardmodell-Erwartung ohne Anwesenheit eines Higgs-Signals verträglich ist, demnach »nur Untergrund« gemessen wurde.

Dennoch sind die Higgs-Wahrscheinlichkeiten einer detaillierteren Auswertung zu unterziehen, da hier mit der Wahl $R_{\text{inv}} = 1$ ein vergleichsweise hoher Erzeugungsquerschnitt zur Produktion unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen zu Grunde gelegt wurde. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen folgen im nächsten Kapitel.

Kapitel 10

Statistische Interpretation

Mit den in Abschnitt 9.2 gewonnenen Higgs-Wahrscheinlichkeiten $P(h)$ können nun die Beobachtungen hinsichtlich eines eventuell vorhandenen Signal-Überschusses untersucht werden. Dazu werden sämtliche Methoden aus Abschnitt 7.1 zum Einsatz kommen, um die dort ausführlich beschriebene Trennung zwischen Null- und Alternativ-Hypothese auch hier zu erreichen. Dementsprechend sind die in Kapitel 7 bereits besprochenen Vorgehensweisen nun als Grundlage vorzusetzen.

Nach der Bestimmung des Likelihood-Quotienten und der abgeleiteten Higgs-Massengrenze wird der durch diese Analyse ausgeschlossene Bereich im Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines Higgs-Bosons h aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0q\bar{q}$ erläutert. Die »Abschätzung systematischer Unsicherheiten« wird dieses Kapitel abschließen.

10.1 Likelihood-Quotient und Higgs-Massengrenze

Durch die Verwendung des Likelihood-Quotienten aus Gleichung (7.2) wird eine Testgröße eingeführt, welche die Wahrscheinlichkeit, einen *Fehler erster* und *zweiter Art* zu begehen, minimiert. Der Vorteil der anschließenden Konstruktion der Größe $-2 \ln Q$ gemäß Gleichung (7.4) liegt darin, dass sich die Quotienten aus verschiedenen Analysen durch einfache Addition kombinieren lassen. Damit können hier die verschiedenen Ergebnisse aus den Wahrscheinlichkeiten $P(h)$ bezüglich der Selektionen leichter und schwerer Higgs-Bosonen auf triviale Weise wieder zusammengeführt werden.

Die in der Berechnung von $-2 \ln Q$ eingehenden Gewichte $\ln(1 + s/b)$ sind anhand der in Abbildung 9.3 dargestellten Wahrscheinlichkeiten in Abbildung 10.1 zu betrachten. Ein Daten-Ereignis aus der Selektion schwerer Higgs-Bosonen geht mit einem sehr hohen Gewicht in die Berechnung ein. Dies ist der bereits im unteren Teil von Abbildung 4.16 dargestellte Kandidat, in dem zwei annähernd kollinear auseinanderlaufende Jets mit einer invarianten Masse von etwa 91 GeV beobachtet wurden. Es ist anzunehmen, dass es sich bei den Jets um die hadronisierten Endzustände eines Z -Zerfalls handelt, was bedeutet, dass das Z -Boson annähernd in Ruhe zerfallen ist, obgleich der Winkelschnitt $\alpha_{\text{Jets}} < 175^\circ$ aus der Vorselektion die Anzahl in Ruhe zerfallender Z -Bosonen stark einschränkte. Dieses Ereignis ist kompatibel mit dem Zerfall eines Higgs-Bosons der Masse 112 GeV, hier der Rückstoß-Masse bezüglich des Jet-Systems. Allerdings ist zu beachten, dass mit diesem Ereignis die Anzahl aus dem erwarteten Untergrund reproduziert wurde, was ebenfalls in Abbildung 10.1 erkennbar ist. Dabei handelt es sich wahrscheinlich um ein doppelt radiatives Ereignis mit der »Rückkehr zum Z «.

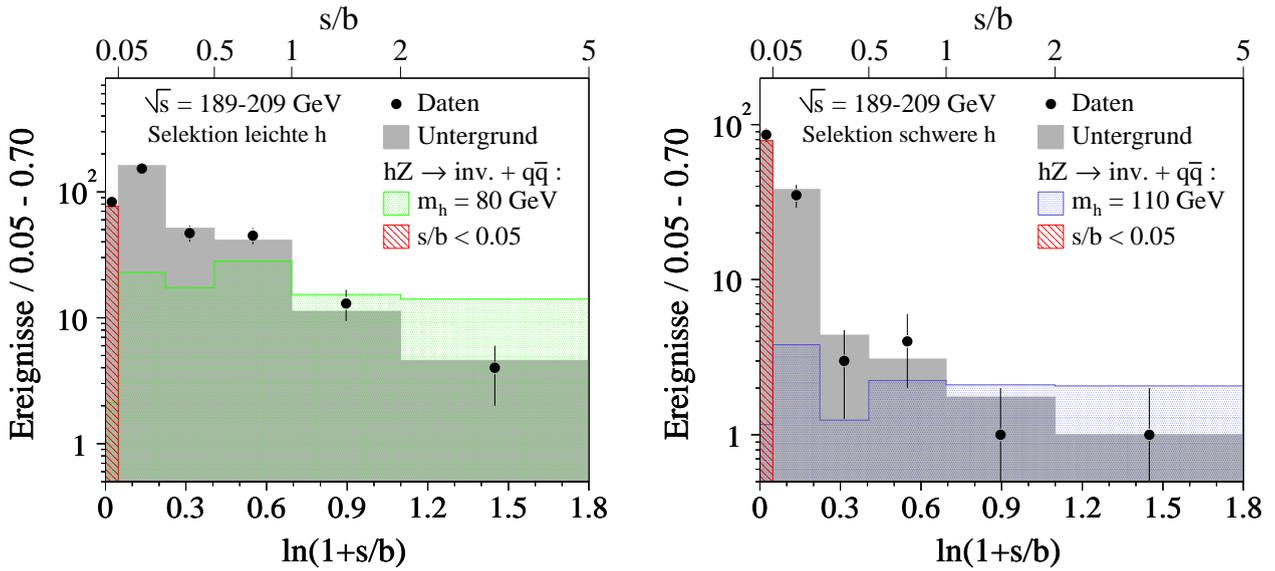


Abbildung 10.1: Das effektive Gewicht in der Likelihood-Methode aus den Higgs-Wahrscheinlichkeiten in Abbildung 9.3. Per Konvention gehen nur jene Bins der $P(h)$ -Verteilung in die Berechnung des Likelihood-Quotienten ein, deren Signal- zu Untergrundverhältnis größer als 5 % ist: Die rot schraffierten Bereiche bleiben unberücksichtigt.

Nach dem in Gleichung (7.4) gegebenen Schema wurde aus den Verteilungen der Higgs-Wahrscheinlichkeiten $P(h)$ der Likelihood-Quotient bestimmt. Abbildung 10.2 gibt das Resultat dieser Berechnungen für unterschiedliche Intervalle hypothetischer Higgs-Massen wieder. Die grünen und gelben Bereiche kennzeichnen die ein- und zweifache Standardabweichung vom erwarteten Verlauf der Funktion $-2 \ln Q$ hinsichtlich der »Untergrund«-Hypothese. Die Funktion aus der beobachteten Datenmenge folgt innerhalb des 1σ -Bandes dem erwarteten Verlauf aus den Standardmodell-Prozessen ohne Anwesenheit eines Signals.

Durch Beimischungen von Higgs-Signalen bekannter Masse wurden zusätzlich Test-Signale erzeugt, deren Verhalten im erwarteten Maße von jenem der »Untergrund«-Hypothese abweicht. Die Schar der Minima solcher Test-Signale wird durch die gepunktete Linie repräsentiert. Durch sie ist die Grenze maximaler Abweichungen der »Signal+Untergrund«-Hypothesen festgelegt.

Der Methodik aus Abschnitt 7.1 folgend, können nun aus den Berechnungen der Likelihood-Quotienten die Vertrauensniveaus CL_b und $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ nach den Vorgaben aus den Gleichungen (7.6) und (7.7) bestimmt werden, zur Erinnerung

$$CL_b = \int_{X_{\text{Daten}}}^{\infty} \mathcal{P}_b(X) dX \quad \text{und} \quad CL_{s+b} = \int_{X_{\text{Daten}}}^{\infty} \mathcal{P}_{s+b}(X) dX \quad .$$

Der experimentell beobachtete Wert des Likelihood-Quotienten $X \equiv -2 \ln Q$ bestimmt dabei die untere Grenze der Integrationen und wird mit X_{Daten} bezeichnet. Die Erzeugung der Poisson-Verteilungen $\mathcal{P}_b(X)$ und $\mathcal{P}_{s+b}(X)$ wurde in Abschnitt 7.1 erläutert (siehe Abbildung 7.2).

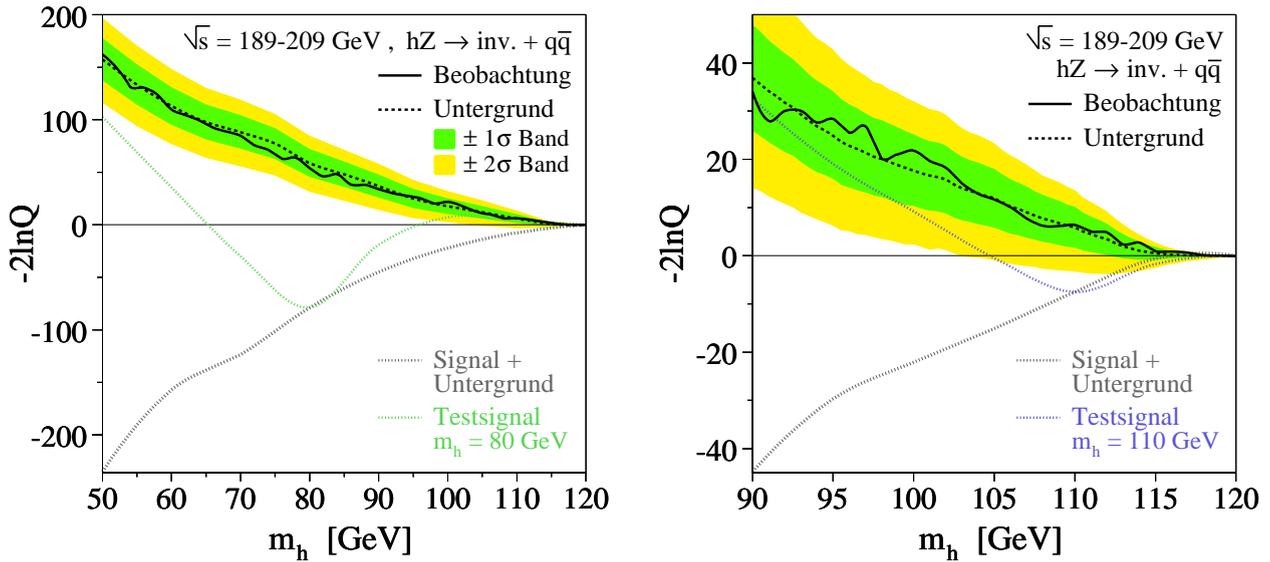


Abbildung 10.2: Der kombinierte Likelihood-Quotient für die Daten aus allen untersuchten \sqrt{s} -Intervallen der Jahre 1998 bis 2000. Rechts noch einmal für einen enger gefassten Bereich, um das Verhalten bei höheren Massen zu verdeutlichen. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt (siehe Abschnitt 10.3).

Das Vertrauen in die Hypothese, »nur Untergrund« beobachtet zu haben, wird durch die Funktion $1 - \text{CL}_b$ gegeben. Im oberen Teil von Abbildung 10.3 ist deren Verlauf in Abhängigkeit der Higgs-Masse m_h zu betrachten. Hier bestätigt sich die Tendenz hinsichtlich der Testgröße $-2 \ln Q$, dass die Beobachtung innerhalb einer Standardabweichung um die Erwartung für Untergrundprozesse variiert. Die Empfindlichkeit des Verfahrens ist am Verhalten der Test-Signale abzulesen: Bei einer Masse von $m_h = 100$ GeV beträgt die Signifikanz in der Betrachtung beidseitiger Abweichungen etwa 4.2σ .

Da keine signalartigen Überfluktuationen beobachtet wurden, kann mit Hilfe der CL_s -Methode [122, 123] eine untere Massengrenze für das Higgs-Boson h abgeleitet werden. Die Ergebnisse aus der Berechnung des Vertrauensniveaus CL_s finden ihre graphische Darstellung im unteren Teil von Abbildung 10.3. Um ein 95 %-iges Vertrauensniveau für den Ausschluss zu erhalten, wird in den Verläufen jener Wert bestimmt, bei dem 95 % der erreichten Konfidenzen oberhalb des anzugebenden Limits liegen. In der hier gewählten Auftragung ist dies der Schnittpunkt mit der 5 % Linie. Aus dem beobachteten Verlauf der CL_s -Kurve ergibt sich damit eine Grenze von

$$m_h > 112.1 \text{ GeV} \quad \text{mit } 95 \% \text{ CL} \quad ,$$

in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Schranke aus der »Untergrund«-Hypothese mit $m_h > 111.4$ GeV. Bei dem Wert der beobachteten Grenze beträgt das Vertrauensniveau $1 - \text{CL}_b$ etwa 64.8 %.

Es ist zu beachten, dass alle hier diskutierten Bestimmungen mit einer Signal-Gewichtung gemäß $R_{\text{inv}} = 1$ unter Einbeziehung der in Kapitel 10.3 noch zu erläuternden systematischen Unsicherheiten durchgeführt wurden. Dies sollte keinen Einfluss auf die Lage der Minima

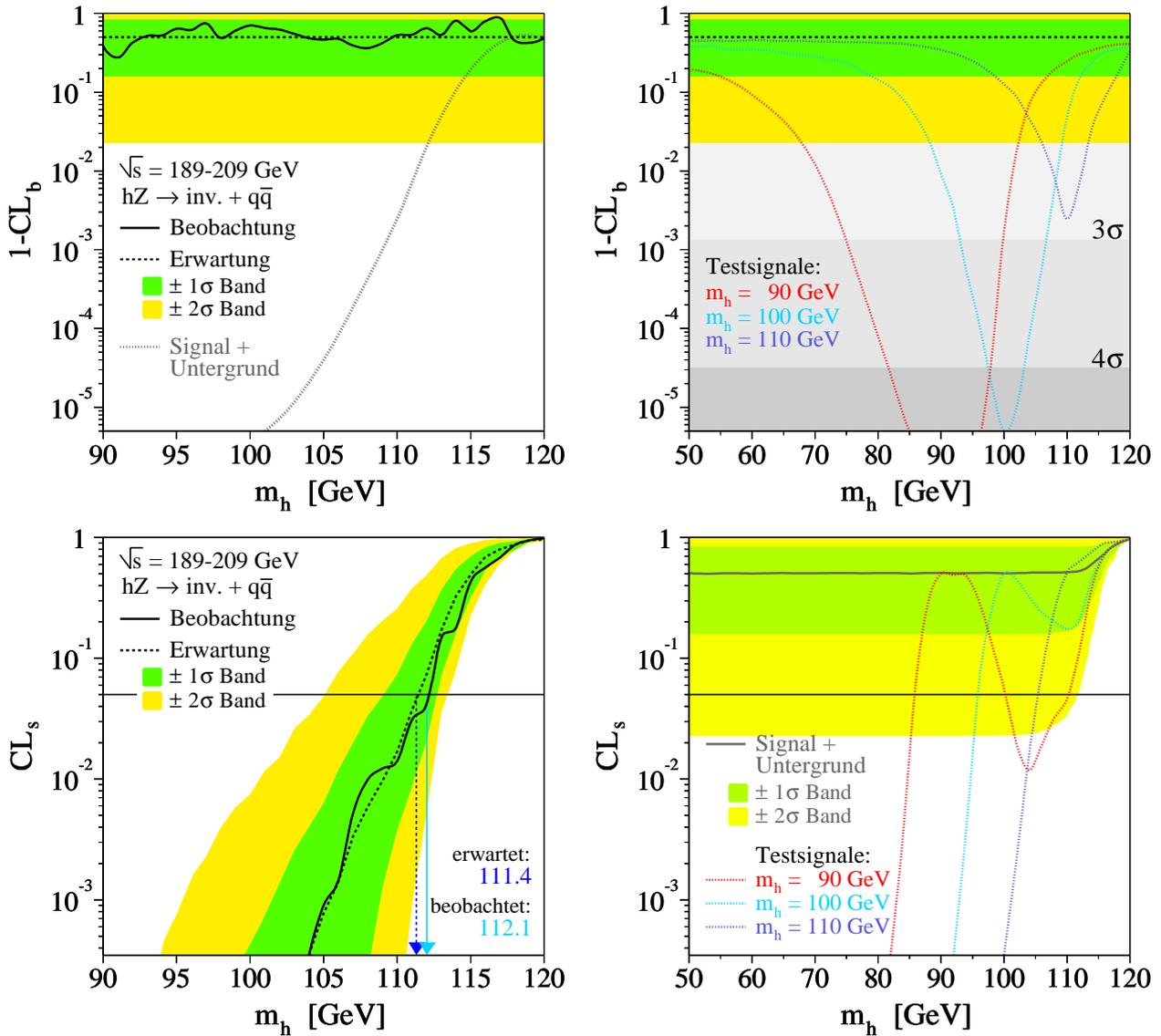


Abbildung 10.3: Oben das Vertrauensniveau in die »Untergrund«-Hypothese $1 - \text{CL}_b$. Die gepunktete Linie kennzeichnet den Verlauf minimaler Werte in Abhängigkeit der Higgs-Masse. Rechts die Kurvenverläufe einiger Test-Signale. Zudem sind höhere Grenzen für den Fall beidseitiger Abweichungen eingetragen. Unten das Vertrauensniveau in die »Signal+Untergrund«-Hypothese CL_s als Funktion der Higgs-Masse. Die Pfeile markieren jeweils den Wert der Schnittpunkte mit der 5%-Linie. Im rechten Teil der entsprechende Verlauf für die Test-Signale. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt (siehe Abschnitt 10.3).

und Maxima in den Test-Signalen bezüglich der Funktionen CL_b und CL_s besitzen. Anhand der Verläufe aus Abbildung 10.3 bestätigt sich diese Prognose, sodass die statistische Interpretation insgesamt als stabil zu bezeichnen ist. Die Aufweichung des lokalen Maximums im Test-Signal zu $m_h = 90 \text{ GeV}$ in CL_s ist auf die Trennung der Analysen in Abschnitt 8.3 zurückzuführen.

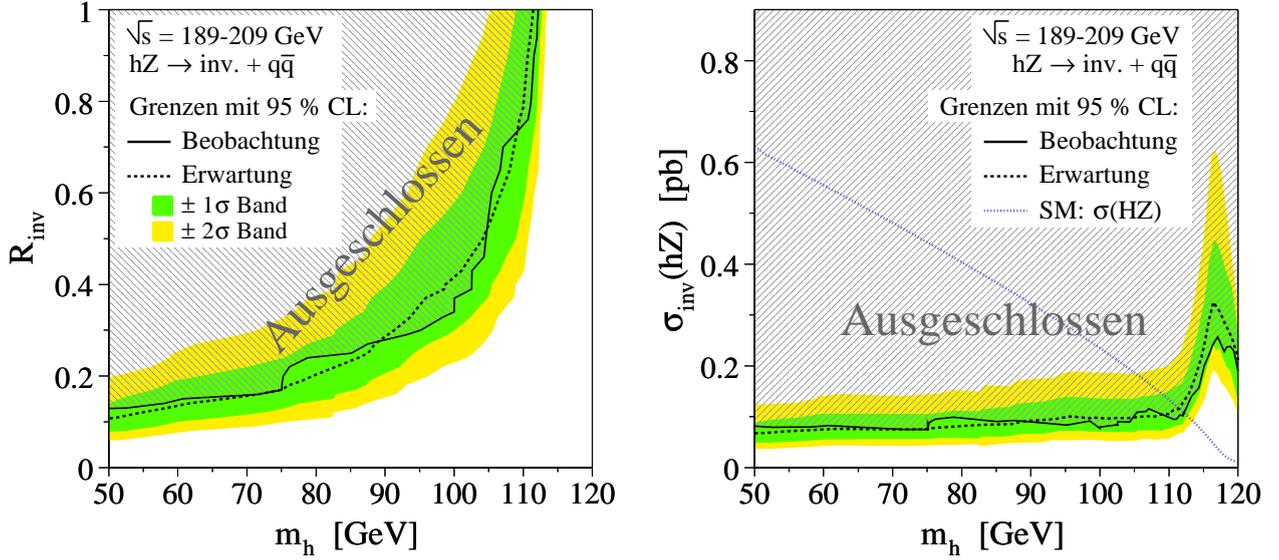


Abbildung 10.4: Der Ausschlussbereich von Higgs-Massen bei Variation des Gewichtungsparemters R_{inv} gemäß Gleichung (10.1). Rechts die sich daraus ergebenden Grenzen an den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt (siehe Abschnitt 10.3).

10.2 Ausgeschlossener Bereich

Bisher wurde aus Anschauungsgründen — auch allgemeiner Konvention folgend — mit der Wahl von $R_{inv} = 1$ vorausgesetzt, dass das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis in unsichtbare Teilchen

$$\sigma_{inv}(hZ) \equiv \text{Br}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) \times \sigma(e^+e^- \rightarrow hZ) = R_{inv} \times \sigma'(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{SM} \quad (10.1)$$

identisch dem Betrag des Erzeugungsquerschnitts bezüglich des Standardmodell Higgs-Bosons aus dem Higgs-Strahlungsprozess ist. Im Fall hadronischer Endzustände fließt zudem das Verzweigungsverhältnis des Z-Bosons in Hadronen ein, demnach

$$\sigma'(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{SM} = \text{Br}(Z \rightarrow q\bar{q}) \times \sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{SM} \quad . \quad (10.2)$$

Mit der Variation von R_{inv} kann diese Randbedingung insofern entkräftet werden, als dass sich in supersymmetrischen Modellen — je nach Wahl der Parameter — das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis in Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ anders gestalten könnte. Man erreicht damit, zumindest teilweise, eine modellunabhängige Aussage in der Form der Resultate. Um dies zu erreichen, wurden die Gewichtungen der Signal-Vorhersagen schrittweise verringert und die Verteilungen der Higgs-Wahrscheinlichkeiten gemäß Gleichung (9.2) neu bestimmt. Die darauf folgende Berechnung der unteren Massengrenze mit Hilfe des Likelihood-Quotienten — respektive der CL_s -Methode — führte zu dem in Abbildung 10.4 beobachteten Ausschlussbereich in der m_h - R_{inv} -Ebene. Mit abnehmender Anzahl zu erwartender Signal-Ereignisse sinkt das untere Massen-Limit in der dort eingezeichneten Weise. Die

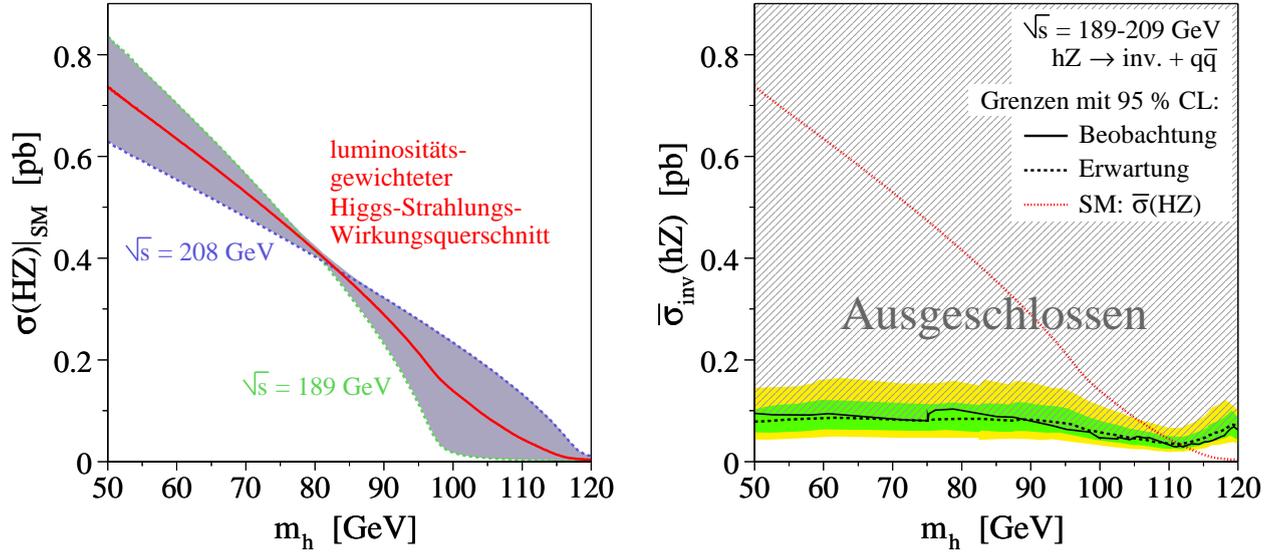


Abbildung 10.5: Die Änderung des Higgs-Strahlungs-Wirkungsquerschnitts bei Variation der Schwerpunktsenergie und die Mittelung gemäß Gleichung (10.3). Rechts der sich daraus errechnete Ausschlussbereich im Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{\text{inv}}(\text{hZ})$.

beobachteten Massengrenzen fluktuieren nur leicht um jene aus den erwarteten Untergrund-Reaktionen, sodass keine Anzeichen für ein Signal vorhanden sind.

Unter Zuhilfenahme der aus Gleichung (10.2) bekannten Größen können auch obere Grenzen an den Erzeugungsquerschnitt gegeben werden: Die in R_{inv} bekannten Massengrenzen werden mit Gleichung (10.1) in jene für $\sigma_{\text{inv}}(\text{hZ})$ übersetzt. Der rechte Teil von Abbildung 10.4 zeigt das Resultat dieser Vorgehensweise. Mit der gepunkteten blauen Kurve ist dort auch der Standardmodell-Wirkungsquerschnitt gemäß Gleichung (10.2) eingezeichnet. Bis zur unteren Higgs-Massenschranke von 112.1 GeV bezüglich der Gewichtung $R_{\text{inv}} = 1$ sind Wirkungsquerschnitte oberhalb von etwa 0.09 pb für den betrachteten Massenbereich ausgeschlossen. Der Verlauf der erwarteten Grenze bestätigt dieses Verhalten.

Hier ist anzumerken, dass sich der zur Berechnung von $\sigma_{\text{inv}}(\text{hZ})$ benutzte Standardmodell-Wirkungsquerschnitt auf eine bestimmte Schwerpunktsenergie bezog. Der Wirkungsquerschnitt der Higgs-Strahlungsprozesse ist jedoch von \sqrt{s} abhängig — siehe Gleichung (2.37). Ebenso kann ein über die untersuchten Schwerpunktsenergien $N_{\sqrt{s}}$ luminositätsgewichteter Erzeugungsquerschnitt

$$\bar{\sigma}(\text{HZ}) = \sum_i^{N_{\sqrt{s}}} \sigma_{i,\sqrt{s}} \mathcal{L}_{i,\sqrt{s}} / \mathcal{L}_{\text{Gesamt}} \quad (10.3)$$

benutzt werden, um den verschiedenen Sensitivitätsbereichen der \sqrt{s} -Intervalle gerecht zu werden. Abbildung 10.5 zeigt den dann entstehenden Ausschlussbereich. Allerdings liegt die Differenz zur ursprünglich bestimmten oberen Grenze in $\sigma_{\text{inv}}(\text{hZ})$ innerhalb einer Standardabweichung bezüglich der Erwartung aus den Untergrund-Reaktionen. Für Werte oberhalb des Standardmodell-Wirkungsquerschnitts — für $R_{\text{inv}} > 1$ — ist die Abweichung höher, allerdings nicht signifikant.

10.3 Abschätzung systematischer Unsicherheiten

Leichte Änderungen der Analyse-Parameter oder Verschiebungen in den gewählten Schnittpositionen können zu unerwartet hohen Differenzen in gewonnenen Ergebnissen führen. Diese Differenzen besitzen keine statistische Komponente im Sinne der eigentlichen Messungen, sie entstehen aus der Systematik der Analyse-Strategie und zuvor festgelegten Werten, wie zum Beispiel Luminosität, Schwerpunktsenergien, etc.. Daher sind auch hier, in Anlehnung an die Analyse aus »Teil I«, Studien zur Abschätzung dieser systematischen Unsicherheiten erforderlich.

Die Integration der abgeschätzten Fehler in den Ablauf der CL_s -Methode wurde bereits in Kapitel 7.3 beleuchtet. Dort sind ebenso ausführliche Erläuterungen der jeweiligen Studien gegeben, so dass hier lediglich in einer gekürzten Fassung die Resultate der systematischen Untersuchungen vorgestellt werden sollen. Da die Ableitung der unteren Massenschranken aus der Beobachtung und der Erwartung des Untergrundes bei der Gewichtung $R_{\text{inv}} = 1$ — siehe Gleichung (8.1) — stattfand, sind die im Folgenden beschriebenen Studien ebenfalls bei diesem Wert durchgeführt worden, falls eine Gewichtung der Signal-Vorhersage auf reelle Ereigniszahlen notwendig war.

Luminosität und Schwerpunktsenergie

Die den Daten zu Grunde liegende Luminosität wurde bei der Berechnung der erwarteten Monte-Carlo-Ereignisse in den finalen Variablen $P(h)$ innerhalb der in Tabelle 7.1 angegebenen Fehler variiert. Die Abweichungen im Vergleich ursprünglich und neu bestimmter Massengrenzen waren stets kleiner als 50 MeV. Damit wurde dieser Effekt vernachlässigt. Eine Änderung der Schwerpunktsenergien mit Bezug auf die in Tabelle 3.1 angegebenen Fehler der Strahlenergie von LEP ergab ebenfalls keine Abweichungen in den Massenschranken oberhalb von 50 MeV, so dass auch diese Effekte vernachlässigt werden konnten.

Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen

In der Analyse wurden aus den kinematischen Verteilungen die Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen gewonnen, welche folgend in der Likelihood-Methode zur Bestimmung einer Diskriminanten Anwendung fanden. Um eventuell vorhandene systematische Unsicherheiten aufdecken zu können, wurde zunächst der gesamte Monte-Carlo-Stamm der Signal- und Untergrund-Vorhersagen halbiert, wobei die Einteilung von einem Zufallsgenerator vorgenommen wurde. Nach Glättung der Verteilungen wurde die gesamte Analyse für beide Hälften getrennt wiederholt. Die Abweichungen zu den zuvor bestimmten Massengrenzen lagen unterhalb von 60 MeV, so dass die Methodik der Glättung als stabil anzusehen ist. Bei der Erzeugung der Dichte-Funktionen wurden danach zusätzlich jene Bin-Einträge vernachlässigt, deren Anteil an der zur Verfügung stehenden Statistik geringer war als 1 ‰. Die dann neu bestimmten unteren Massengrenzen wichen maximal um 70 MeV von den ursprünglich bestimmten Schranken ab. Auch diese Effekte müssen somit nicht berücksichtigt werden.

| \sqrt{s} [GeV] | Unsicherheit [%] | | | | | | | |
|------------------|------------------|------|------|------|------|------|------|---------|
| | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 | 189–209 |
| Signal | 1.31 | 1.24 | 1.33 | 1.43 | 1.97 | 1.41 | 1.40 | 1.44 |
| Untergrund | 1.14 | 2.16 | 2.29 | 2.41 | 2.43 | 2.38 | 1.95 | 5.69 |

Tabelle 10.1: Der relative Fehler durch die endliche Statistik zur Verfügung stehender Monte-Carlo-Ereignisse.

Monte-Carlo-Statistik

In Tabelle 10.1 sind die relativen Unsicherheiten in den einzelnen Schwerpunktsenergien eingetragen, wie sie sich aus der Berechnung des Fehlers in der Selektions-Effizienz gemäß Gleichung (7.14) ergeben. In der Kombination aller betrachteten Schwerpunktsenergien von 189 GeV bis 209 GeV wurde bei den Signal-Monte-Carlos angenommen, dass die Unsicherheit hinsichtlich aller zur Verfügung stehenden Massenhypothesen gleich ist. Dann gibt das arithmetische Mittel über alle \sqrt{s} den relativen Fehler wieder.

Wirkungsquerschnitt der Monte-Carlo-Vorhersagen

In der Berechnung von Ereigniszahlen erwarteter Higgs-Signale und Untergrund-Erwartungen wurden die Wirkungsquerschnitte innerhalb ihrer angenommenen Fehler variiert und erneut die unteren Massengrenzen bestimmt. Im Fall der Signal-Monte-Carlos war dies eine relative Unsicherheit von 1.01 %, bei den Wirkungsquerschnitten der Untergrund-Monte-Carlos die in Tabelle 7.4 angegebenen Werte. Eine unterhalb von 50 MeV liegende Abweichung hinsichtlich alter und neu bestimmter Massenschranken in der Variation der Signal-Wirkungsquerschnitte machte diesen Effekt vernachlässigbar klein. Die Variation im Fall der Untergrund-Vorhersagen hingegen ergab eine Abweichung von 3.8 %. Diese wurde mit der bereits in Abschnitt 7.3 beschriebenen Technik bestimmt, Abweichungen in den Massengrenzen sukzessiv in prozentuale systematische Fehler zu übersetzen, welche in die CL_s -Methode einfließen müssen, um die gleiche Diskrepanz zu erhalten.

Energie-Kalibration hadronischer Jets

In wiederholten Analysen wurden die Energien der Jets innerhalb eines relativen Anteils von $\pm 5\%$ variiert. Mit dem oben beschriebenen Schema der Zurückrechnung von Differenzen in den erhaltenen Massengrenzen in prozentuale systematische Unsicherheiten konnten relative Anteile von 1.6 % für das Signal und 2.6 % für den Untergrund abgeleitet werden. Diese Werte werden später mit den Unsicherheiten bezüglich der Selektions-Schnitte kombiniert (siehe »Detektor-Effekte« in Tabelle 10.2).

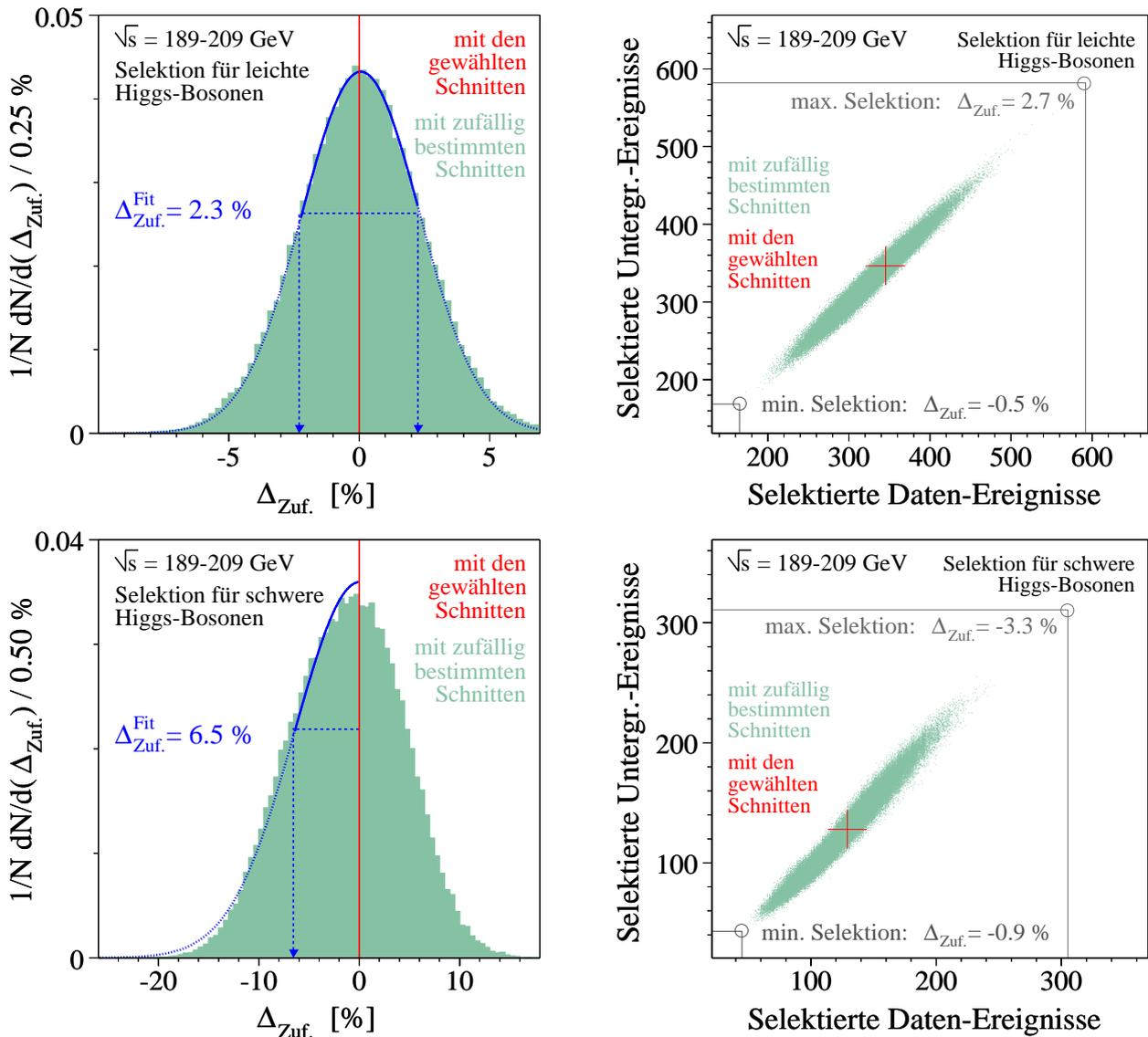


Abbildung 10.6: Das Ergebnis der Variationen mit zufällig bestimmten Schnittpositionen veranschaulicht in $\Delta_{\text{Zuf.}}$. Rechts sind die Anzahlen selektierter Ereignisse für Daten und erwarteten Untergrund gegeneinander aufgetragen, wie sie sich aus den zufälligen Schnitt-Variationen ergeben.

Selektions-Schnitte

Zudem wurden die Differenzen in den Änderungen der selektierten Ereigniszahl in den Daten und der Monte-Carlo-Vorhersagen bei Variation der Schnittpositionen studiert. Die Ergebnisse der »N – 1-Schnitt-Variationen« in den untersuchten Schwerpunktsenergien sind in Anhang D.2 (Tabelle D.2) aufgeführt. An dieser Stelle sollen nur die Resultate aus den Variationen mit zufällig bestimmten Schnitten betrachtet werden. Das Maß der systematischen Abweichung ist wieder durch die normierte Differenz $\Delta_{\text{Zuf.}}$ gegeben, wie sie in Gleichung (7.17) bereits definiert wurde. Abbildung 10.6 zeigt die Verteilungen in $\Delta_{\text{Zuf.}}$ nach den Va-

aus CL_s mit 95 % CL, $\sqrt{s} = 189\text{-}209$ GeV
bei $R_{inv} = 1$

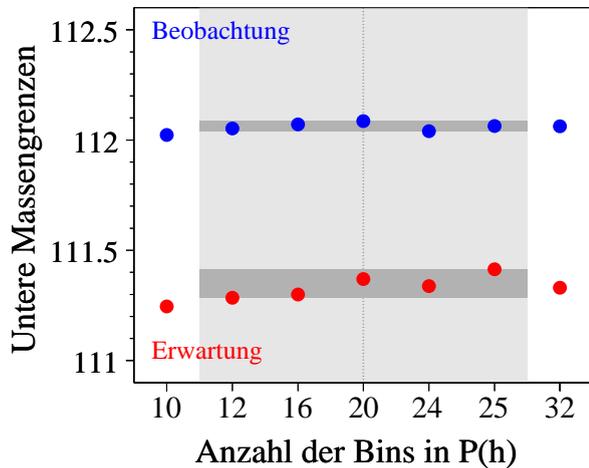


Abbildung 10.7: Abhängigkeit der unteren Massen-Grenzen von dem benutzten Binning in der finalen Variable $P(h)$. Die dunkel unterlegten Bereiche entsprechen maximalen Differenzen der Ergebnisse, 30 MeV für die Beobachtung und 70 MeV für die Erwartung.

riationen in den Selektionen zur Suche nach leichten und schweren Higgs-Bosonen. Die Histogramme entsprechen 100000 verschiedenen Schnitt-Konstellationen. Im obigen Fall sind die Fehler in etwa symmetrisch gauß-verteilt um Null, so dass die maximale Standardabweichung auf beiden Seiten gleich ist (2.3 %). In der Selektion für schwere Higgs-Bosonen ist die Verteilung unsymmetrisch, was auf nicht flache Topologien in den Schnittverteilungen hindeutet. Ein anderer Grund solcher Asymmetrien ist die ungleiche Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Vorhersage links- und rechtsseitig der Schnittpositionen. Dort war die maximale, durch einen einseitigen Gauß-Fit bestimmte Abweichung 6.5 %.

Eine letztendliche Antwort auf die Frage nach dem Verhalten der Ergebnisse — hier der unteren Massenschranken — bei Variation der Schnitte gibt jedoch nur die Vorgehensweise, mehrere Analysen mit unterschiedlichen Schnittpositionen bis hin zur Bestimmung der Massengrenzen durchzuführen. Dies wurde 50 mal realisiert, wobei nur jene Analysen Berücksichtigung fanden, deren Selektionsergebnisse nicht mehr als eine Standardabweichung von den ursprünglichen Anzahlen selektierter Daten- und Untergrund-Ereignisse abwichen. Anschließend konnten systematische Unsicherheiten in der Signal- und Untergrund-Vorhersage bestimmt werden, hier 1.2 % und 4.2 %.

Binning in der finalen Variable

Zur Bestimmung der Testgröße $-2 \ln Q$ wurde die Higgs-Wahrscheinlichkeit $P(H)$ in 20 Bins unterteilt. Um den Einfluss dieses Binnings zu untersuchen, wurden die Verteilungen zusätzlich in 16, 24 und 25 Bins geteilt. Abbildung 10.3 zeigt diese und weitere Variationen des Binnings. Die anschließende Berechnung von $-2 \ln Q$ und der sich daraus ergebenden Ausschluss-Grenzen mittels der CL_s -Methode hatte maximale Abweichungen von 70 MeV zur Folge. Da dies deutlich unter der Schrittweite von 100 MeV in den getesteten Higgs-Massenhypothesen liegt, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

| bzgl. $R_{\text{inv}} = 1$ | Systematische Unsicherheiten | | | |
|----------------------------|------------------------------|------------------------------|----------------------|--------|
| | MC-Statistik | MC-Wirkungs- querschnitte | Detektor- Effekte | Gesamt |
| Signal | 1.4 % | — | 2.0 % | 2.4 % |
| Untergrund | 5.7 % | 3.8 % | 4.9 % | 8.4 % |

Tabelle 10.2: Die Beiträge zur systematischen Unsicherheit, welche in die Berechnung der unteren Massen-Schranken miteingeflossen sind. Die Fehler durch die hadronische Energie-Kalibration und der Selektions-Schnitte wurden bereits in der Spalte »Detektor-Effekte« zusammengefasst.

In Tabelle 10.2 sind die in der CL_s -Methode eingeflossenen systematischen Unsicherheiten noch einmal aufgeführt. Deren Gesamtheit ergibt sich mit der Bedingung, dass die Werte aus den Studien unkorreliert sind.

Unter dem Einfluss der abgeschätzten Systematik verringerten sich die unteren Massengrenzen aus der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson um etwa 200 MeV auf die in Abschnitt 10.1 angegebenen Werte. Dabei wurden in allen Schwerpunktsenergien die gleichen systematischen Fehler angenommen, wie sie in Tabelle 10.2 unter »Gesamt« angegeben sind.

Kapitel 11

Kombination mit dem leptonischen

Kanal $e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\ell^+\ell^-$

Parallel zur Analyse aus den Kapiteln 8 bis 10 wurde ein Teil der verbliebenen Ereignis-Topologien untersucht, welcher zusammenfassend als »leptonischer Kanal« bezeichnet wird. In Abschnitt 8.1 wurden bereits die möglichen Ereignisklassen erläutert.

Um die Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson im hadronischen Kanal zu ergänzen, wurden hier die Kanäle untersucht, in denen das Z-Boson in Elektronen oder Myonen zerfällt. Im folgenden Abschnitt sollen kurz die Ergebnisse aus der Selektion bezüglich der Reaktionen

$$e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 e^+e^- \quad \text{und} \quad e^+e^- \rightarrow hZ \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 \mu^+\mu^- \quad (11.1)$$

sowie deren statistische Interpretation vorgestellt werden. Anschließend werden die Resultate der Kombination beider Suchen erörtert.

11.1 Ergebnisse aus der Suche im leptonischen Kanal

Das Verzweigungsverhältnis des Z-Bosons in Leptonen (siehe Tabelle 5.1, Seite 76) ist relativ zu jenem in Hadronen gering. Dies erschwert die Suche nach den oben genannten Ereignisklassen insofern, als dass bei der durchzuführenden Selektion von Kandidaten mit einer hohen Untergrundrate aus der Fermion-Paarproduktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ und den leptonischen Zerfällen produzierter Eichboson-Paare aus den Reaktionen $W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell\ell^-\bar{\nu}_\ell$ bzw. $ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ zu rechnen ist, welche in ihrer Gesamtheit die Anzahl erwarteter Signal-Ereignisse — auch im Fall der Gewichtung von $R_{\text{inv}} = 1$ — bei weitem übersteigt.

Aus diesem Grund wurde bei L3 auf die bereits bewährte Selektion rein leptonisch zerfallender W-Boson-Paare zurückgegriffen und diese durch Erweiterungen dem hier vorliegenden Problem angepasst. Nähere Informationen zur Strategie dieser Selektionen können [4] und [131] entnommen werden. In Tabelle 11.1 sind die Ergebnisse der Suche zusammengefasst. Die Anzahl selektierter Ereignisse stimmt jeweils gut mit der vom Standardmodell vorhergesagten überein. Abbildung 11.1 zeigt die Beschränkung der invarianten Masse $M_{\text{inv.}}$ aus den leptonischen Endzuständen, welche dem Zerfall eines Z-Bosons entsprechend um 91 GeV liegen sollte. Die im unteren Teil dargestellte Rückstoß-Masse M_{recoil} — wiederum die Masse eines eventuell produzierten und unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons h — diente als finale Variable und wurde mit Hilfe des Likelihood-Quotienten auf signalartige Strukturen untersucht.

Tabelle 11.1: Die Selektionsergebnisse aus der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson h im leptonicen Kanal [4]. Der Untergrund wird von Vier-Fermion-Endzuständen aus dem Zerfall einzeln oder paarweise produzierter W^\pm - und Z -Bosonen dominiert.

| $\sqrt{s} = 189\text{--}209 \text{ GeV}$ $\mathcal{L} = 629.7 \text{ pb}^{-1}$ | Selektion | | m_h | Signal-Effizienz [%] | |
|---|------------------------|----------------------------|---------|------------------------|----------------------------|
| | $Z \rightarrow e^+e^-$ | $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ | | $Z \rightarrow e^+e^-$ | $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ |
| Untergrund-Erwartung | 9.7 | 11.1 | 70 GeV | 38.0 | 26.6 |
| Abweichung [σ] | -1.2 | -0.6 | 90 GeV | 49.9 | 31.2 |
| Daten | 6 | 9 | 110 GeV | 23.3 | 14.8 |

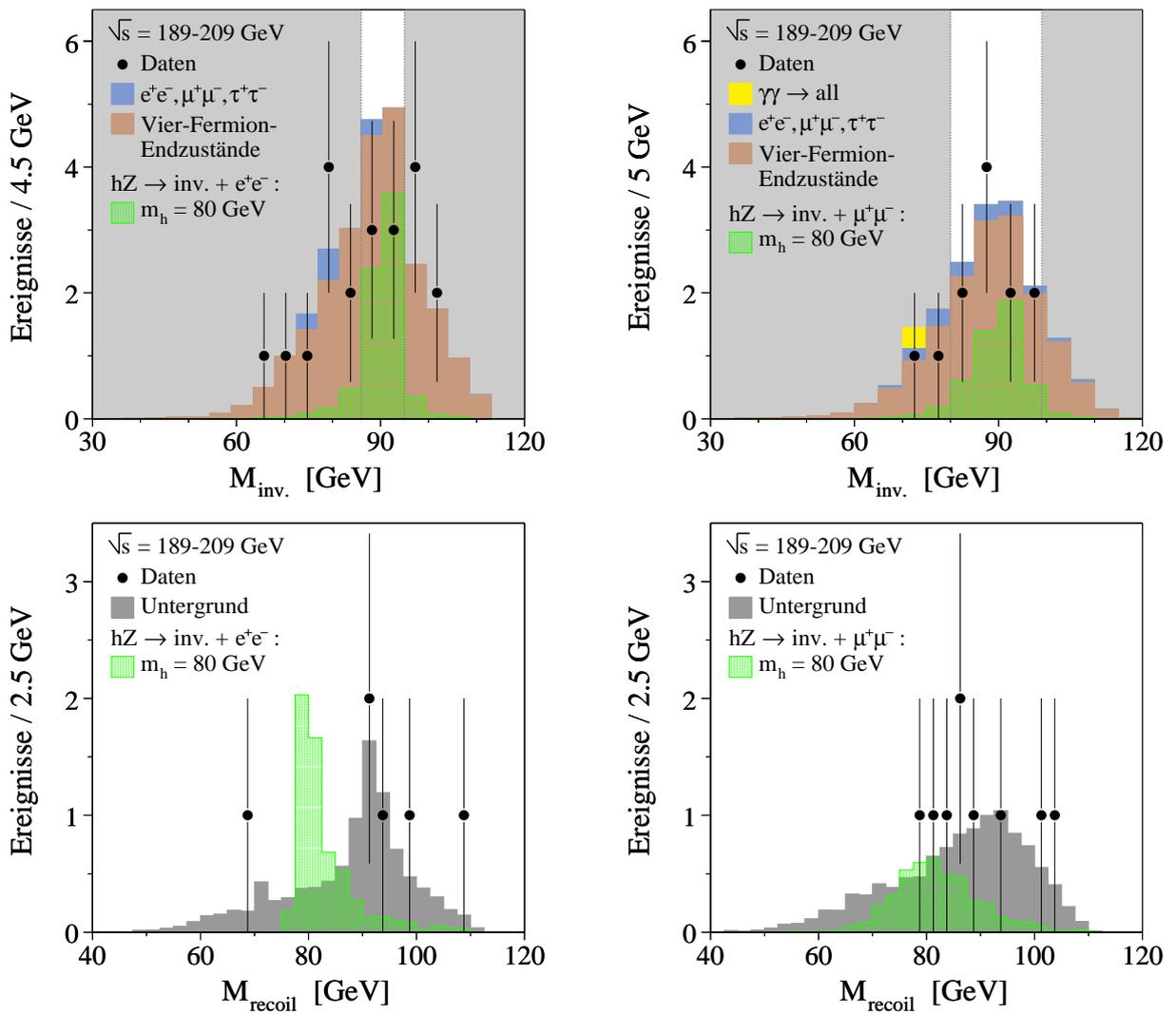


Abbildung 11.1: Oben die $N-1$ -Verteilungen bezüglich des Schnittes auf die invariante Masse. Darunter die sich nach den Selektionen ergebenden Verteilungen der Rückstoß-Masse, welche in direkter Weise als Diskriminanten in die statistische Interpretation einfließen.

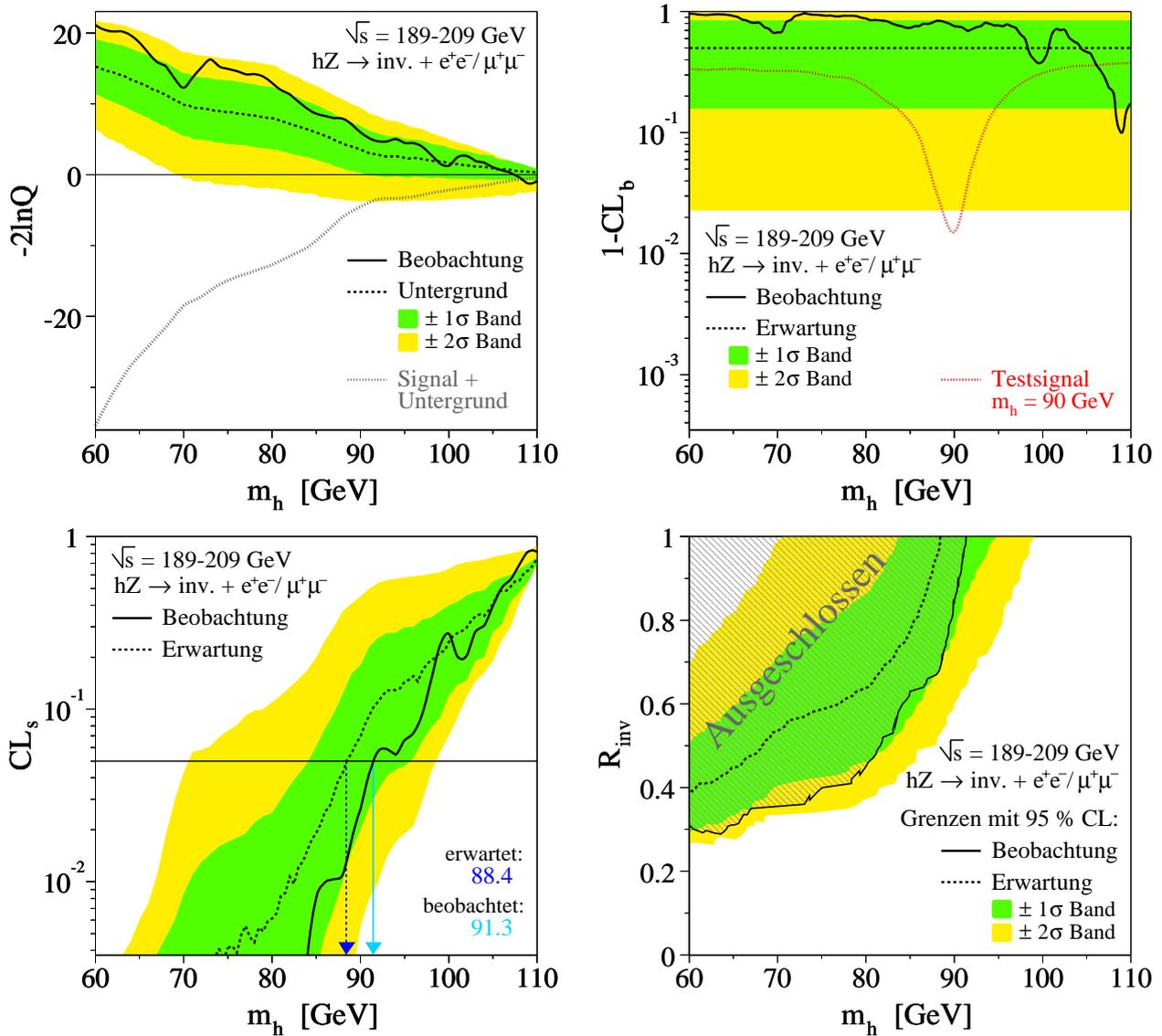


Abbildung 11.2: Der Likelihood-Quotient und daraus abgeleitete Konfidenzen kombiniert aus den Suchen im leptonischen Kanal für die Daten der Jahre 1998 bis 2000. Mit der Variation des Gewichtungsparameters R_{inv} aus Gleichung (11.2) konnte der unten eingezeichnete Ausschlussbereich bestimmt werden. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt [4].

Da keine Hinweise auf ein Signal beobachtet wurden, konnte mittels der CL_s -Methode eine untere Massenschranke abgeleitet werden. Diese beträgt auf dem Vertrauensniveau von 95 % $m_h > 91.3$ GeV in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Grenze von $m_h > 88.4$ GeV. Die Resultate dieser Auswertungen spiegeln sich in den Darstellungen von Abbildung 11.2 wider. Größtenteils wurde eine Unterfluktuation im Bereich einer Standardabweichung vom erwarteten Verlauf bezüglich der Untergrund-Vorhersagen beobachtet, welche das Defizit in den Anzahlen selektierter Ereignisse reproduziert.

Der Gewichtungsparameter besitzt in Anlehnung an die Erläuterungen aus Gleichung (10.1)

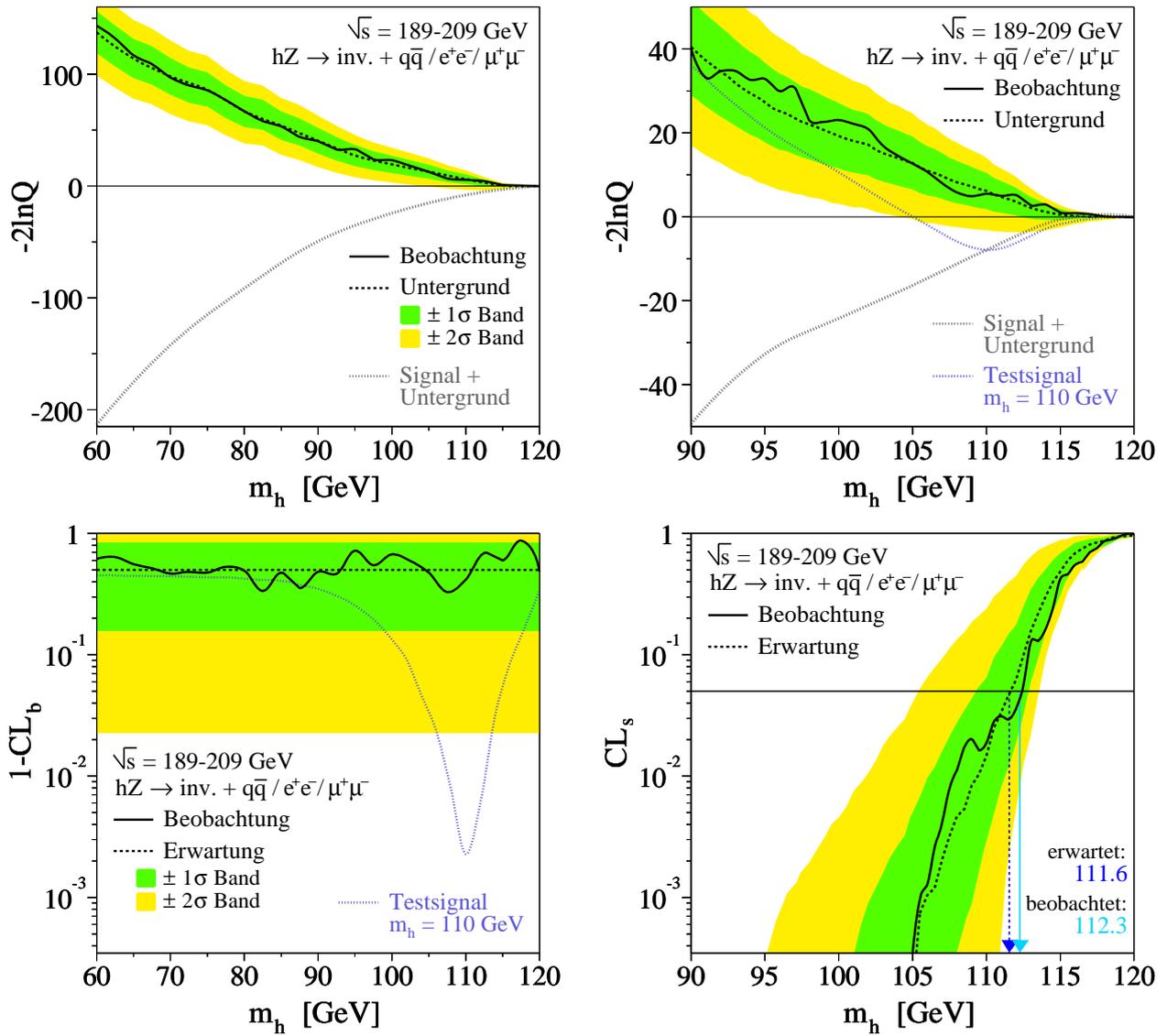


Abbildung 11.3: Der Likelihood-Quotient und davon abgeleitete Konfidenzen aus der Kombination der Suchen nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson im hadronischen und leptonicen Kanal für die Daten der Jahre 1998 bis 2000. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt [4].

die Form

$$R_{\text{inv}} = \frac{\text{Br}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)}{\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-) + \text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)} \times \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{\text{SM}}} \quad (11.2)$$

Durch die Variation von R_{inv} ergab sich der in Abbildung 11.2 ebenfalls zu betrachtende Ausschlussbereich hypothetischer Higgs-Massen. Dieser erschließt im Vergleich zu jenem aus dem hadronischen Kanal (siehe Abbildung 10.4) ein kleineres Intervall in der m_h - R_{inv} -Ebene, bedingt durch das bereits erwähnte niedrige Verzweungsverhältnis des Z-Bosons in geladene Leptonen und der damit einhergehenden geringeren Anzahl erwarteter Signal-Ereignisse.

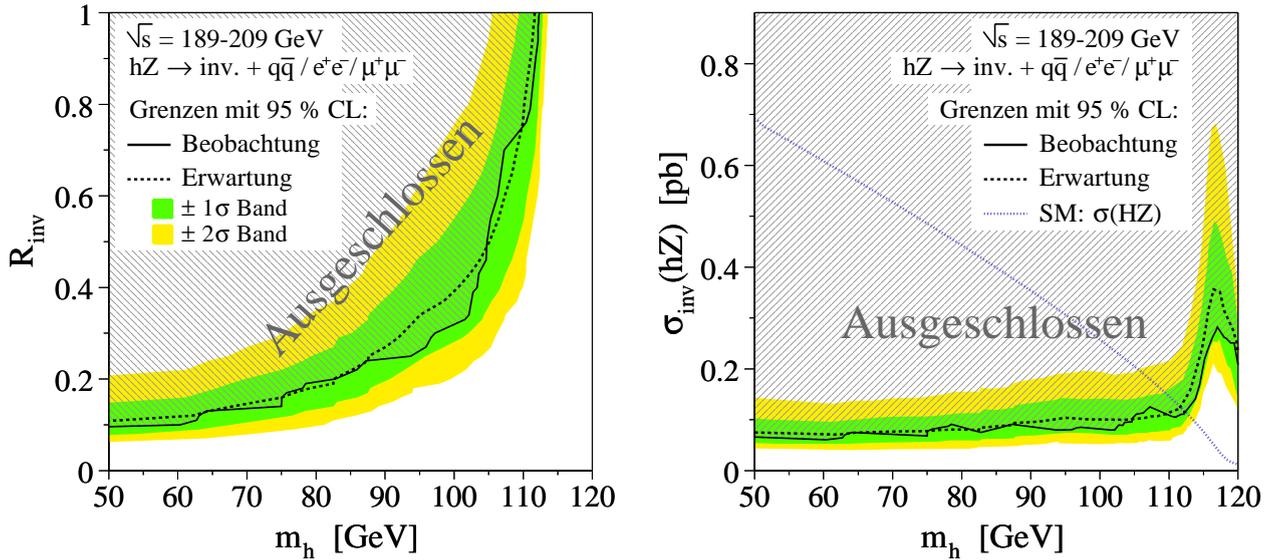


Abbildung 11.4: Der ausgeschlossene Bereich hypothetischer Higgs-Massen bei Variation der Gewichtung R_{inv} gemäß den Gleichungen (10.1) und (11.3) für die Kombination der Analysen aus dem leptonischen und hadronischen Kanal. Rechts die sich daraus ergebenden Grenzen an den Wirkungsquerschnitt. Systematische Unsicherheiten wurden bereits berücksichtigt [4].

11.2 Ergebnisse der Kombination

Die geringe Signal-Statistik im leptonischen Kanal lässt vermuten, dass dieser in der Kombination der Analysen einen nicht allzu großen Einfluss haben wird. In den graphischen Darstellungen aus Abbildung 11.3 findet dies Bestätigung. Dort sind die aus der Methode des Likelihood-Quotienten entstehenden Ergebnisse der Kombination zu betrachten. Auch wenn eine leichte Sensitivitätsvergrößerung hinsichtlich der Trennung von »Signal+Untergrund«- und »Nur Untergrund«-Hypothese zu beobachten ist, zeigt ein Vergleich mit den Resultaten aus dem hadronischen Kanal — siehe Abbildungen 10.2 und 10.3 — keine signifikanten Veränderungen im Verlauf der beobachteten und erwarteten Kurve der Funktion $-2 \ln Q$ oder den Konfidenzen $1 - \text{CL}_b$ und CL_s . Auch hier ergibt sich eine Übereinstimmung innerhalb einer Standardabweichung im gesamten Intervall getesteter Higgs-Massen.

Es wurden keine Anzeichen für ein Signal entdeckt. Mit Hilfe der CL_s -Funktion konnte somit aus den Beobachtungen bei der Gewichtung $R_{\text{inv}} = 1$ die untere Massengrenze

$$m_h > 112.3 \text{ GeV} \quad \text{mit 95 \% CL}$$

festgesetzt werden, während die erwartete Schranke aus den Standardmodell-Prozessen zu $m_h > 111.6 \text{ GeV}$ bestimmt wurde. Beide Grenzen erfuhren im Vergleich zu jenen aus dem hadronischen Kanal eine Erhöhung um 200 MeV. Die gute Übereinstimmung von Beobachtung und Erwartung ist am Vertrauensniveau in die »Untergrund«-Hypothese $1 - \text{CL}_b$ am Wert der beobachteten Massenschranke zu erkennen, welches 65.9 % beträgt.

Abbildung 11.4 zeigt den Bereich ausgeschlossener Higgs-Massen bei Variation der Gewich-

| Wahl der MSSM-Parameter: m_h -max Szenario | | | |
|---|-------------|----------------------------------|-----------------|
| $\tan\beta = 3$, $\mu = 150$ GeV , $M_2 = 150$ GeV , $M_{\text{SUSY}} = 1$ TeV | | | |
| Eigenzustand | Masse [GeV] | Eigenzustand | Masse [GeV] |
| $\tilde{\chi}_1^0$ | 48.7 | $\tilde{\nu}_L$ | 998.4 |
| $\tilde{\chi}_2^0$ | 100.2 | \tilde{e}_L, \tilde{e}_R | 1000.9 , 1000.7 |
| $\tilde{\chi}_3^0$ | 156.3 | $\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2$ | 999.1 , 1002.6 |
| $\tilde{\chi}_4^0$ | 228.9 | \tilde{u}_L, \tilde{u}_R | 998.8 , 999.5 |
| | | \tilde{d}_L, \tilde{d}_R | 1001.4 , 1000.3 |
| $\tilde{\chi}_1^\pm$ | 82.3 | \tilde{t}_1, \tilde{t}_2 | 789.5 , 1195.8 |
| $\tilde{\chi}_2^\pm$ | 226.2 | \tilde{b}_1, \tilde{b}_2 | 998.2 , 1003.5 |

Tabelle 11.2: Die Beträge der Teilchenmassen im modifizierten m_h -max Szenario berechnet mit dem Programm HDECAY [24] für $\tan\beta = 3.0$. Der Wert der trilinearen Kopplung X_t wurde zu $\sqrt{6}$ TeV gewählt.

tion R_{inv} in den Analysen. Die davon abgeleitete Grenze an den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons — siehe Gleichung (10.1) — ist im rechten Teil zu betrachten. Eine Variation der Gewichtung entspricht dort einer Veränderung des Quotienten

$$R_{\text{inv}} = \frac{\text{Br}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)}{\text{Br}(Z \rightarrow q\bar{q}) + \text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-) + \text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)} \times \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{\text{SM}}} . \quad (11.3)$$

In dem Bereich ausgeschlossener Massenhypothesen beträgt die obere Grenze für den Erzeugungsquerschnitt etwa 0.07 pb. Alle hier genannten Resultate beinhalten bereits abgeschätzte systematische Unsicherheiten — siehe Abschnitt 10.3 und [4]. Diese wurden nach dem in Abschnitt 7.3 erläuterten Schema berücksichtigt und vermindern die unteren Massenschranken aus der Beobachtung und Erwartung um etwa 200 MeV.

Es ist möglich, die so gewonnenen Ergebnisse in einen erweiterten Kontext von Suchen nach »Neuer Physik«, das heißt Physik jenseits des Standardmodells, einzubinden. Durch den soeben ausgeschlossenen Bereich im Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{inv}}(hZ)$ sind auch Modelle, nach deren Vorhersagen ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson h mit höherer Rate produziert werden müsste, ausgeschlossen. »Unsichtbar« bedeutet in diesem Zusammenhang wieder, dass ein Higgs-Boson existiert, welches in leichte Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ zerfällt, die als LSP's nicht nachgewiesen werden können.

Beginnend mit der Wahl eines bestimmten Parameterbereichs, werden hier die in Tabelle 11.2 aufgeführten Werte für die Higgs-Selbstkopplung μ , die Gaugino-Masse M_2 und die Brechungsskala M_{SUSY} vorausgesetzt. Der Mischungsparameter im skalaren Top-Sektor wird hier so justiert, dass möglichst ein großer Bereich zur Verfügung stehender Parameter-Sets abgedeckt ist, sodass abzuleitende Ausschluss-Grenzen einer konservativen Abschätzung genügen, demnach $X_t = \sqrt{6} M_{\text{SUSY}}$ [53]. Dieses so genannte » m_h -max Szenario« ist — wie bereits in

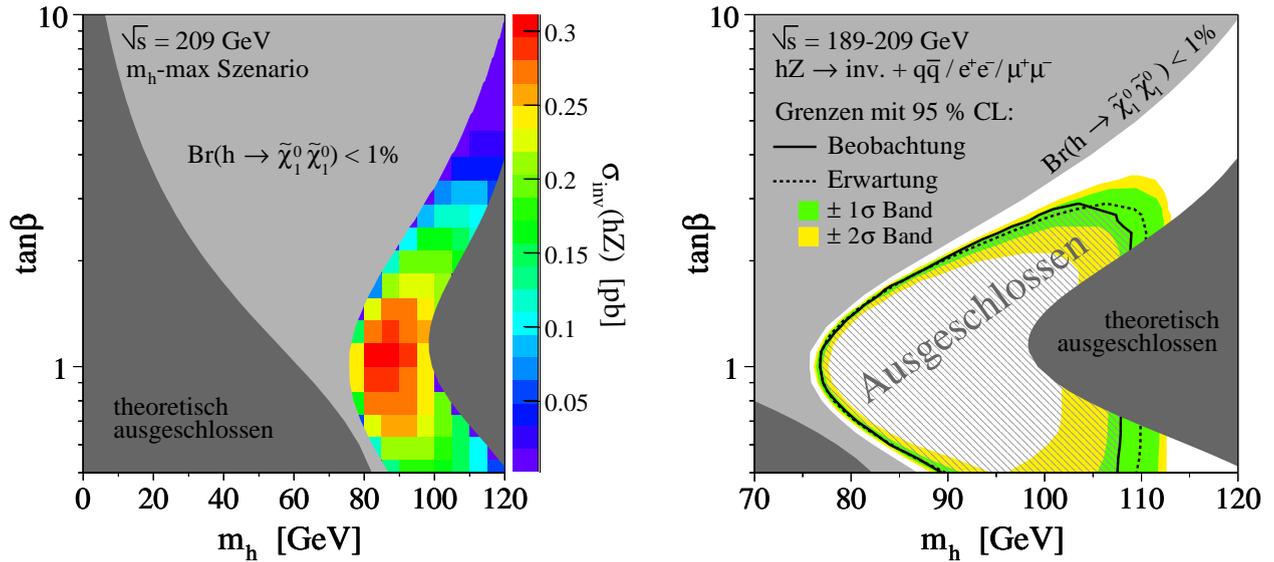


Abbildung 11.5: Der Wirkungsquerschnitt gemäß Gleichung (11.3) in Abhängigkeit der Higgs-Masse m_h und $\tan\beta$. Rechts der darin ausgeschlossene Bereich durch die in Abbildung 11.4 aufgezeigten oberen Grenzen an den Erzeugungsquerschnitt $\sigma_{\text{inv}}(hZ)$.

Abschnitt 2.6.2 erläutert — so konzipiert, dass das Intervall theoretisch erlaubter Higgs-Massen größtmöglich ist. Dabei wurden gegenüber der Parameterwahl in [53] die Werte für μ und M_2 derart angepasst, dass mit der Masse des leichtesten Neutralinos der Zerfall $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ bei den von LEP zur Verfügung gestellten Schwerpunktsenergien kinematisch erlaubt ist. Unter Voraussetzung des Higgs-Strahlungsprozesses $e^+e^- \rightarrow hZ$ entspricht dies der Bedingung $2m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_Z \leq \sqrt{s}$, welche für das in diesen Analysen untersuchte Intervall von 189 GeV bis 209 GeV mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 48.7$ GeV erfüllt ist.

Mit der Variation der verbliebenen MSSM-Parameter $\tan\beta$ und m_A kann nun unter Benutzung von Gleichung (2.101) für jeden Punkt der von m_h und $\tan\beta$ aufgespannten Ebene der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{inv}}(hZ)$ bestimmt werden. Die Berechnung des jeweiligen Verzweigungsverhältnisses $\text{Br}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$ erfolgte mit dem Programm HDECAY [24]. Abbildung 11.5 zeigt die entstehende Kontur maximaler Wirkungsquerschnitte, wobei Bereiche mit $\text{Br}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) < 1\%$ keine Berücksichtigung fanden.

Die in Abbildung 11.4 dargestellten oberen Grenzen an den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons können folgend leicht in die m_h - $\tan\beta$ -Ebene übersetzt werden und umschließen den Bereich ausgeschlossener Parameter-Kombinationen im rechten Teil von Abbildung 11.5. Durch eine höhere Sensitivität, das heißt durch eine größere zu Grunde liegenden Luminosität in der Vereinigung aller vier LEP-Experimente, können die oberen Grenzen an den Erzeugungsquerschnitt weiter gesenkt werden. In Verbindung mit anderen Suchen nach neutralen Higgs-Bosonen aus supersymmetrischen Modellen ließen sich somit ausgeschlossene Parameter-Bereiche erweitern. Beispiele dafür sind bereits in Abbildung 2.15 gegeben worden. Ergebnisse der Kombination mit den anderen LEP-Experimenten können Kapitel 12.2 entnommen werden.

Kapitel 12

Resultate und Kombinationen bei LEP

Die Untersuchungen aus den Teilen I und II behandeln jeweils einen möglichen Zerfallskanal des Higgs-Bosons bezüglich eines bestimmten Modells. Die Sensitivität dieser Analysen kann erhöht werden, indem weitere Zerfallskanäle hinzu genommen werden. Diese Kombinationen lassen sich auf einfache Weise mit dem in Abschnitt 7.1 vorgestellten Schema des Likelihood-Quotienten realisieren. Folglich kann das Verfahren dazu benutzt werden, die Ergebnisse verschiedener Experimente — wie hier der vier LEP-Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL — zu vereinigen. Die daraus entstandenen Resultate bei LEP sollen hier Beachtung finden. Detaillierte Beschreibungen der Analyse-Strategien und Kombinationsverfahren können [1, 3] und [4, 5] entnommen werden.

12.1 In der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson

Die bereits in Kapitel 5.1 aufgeführten Topologien wurden von den Experimenten am LEP-Beschleuniger auf ein vorhandenes Signal untersucht. In Abbildung 12.1 sind die Ergebnisse der Suchen bei L3 hinsichtlich der Testgröße $-2 \ln Q$ in Abhängigkeit der untersuchten Higgs-Massenhypothesen dargestellt. Der Verlauf in Teil-Abbildung »(b)« ist das Resultat einer Likelihood-Analyse über Daten, die bei Schwerpunktsenergien oberhalb 200 GeV aufgenommen wurden. Im Vergleich zur Analyse aus Teil I wurde auch dort eine Überfluktuation von durchschnittlich einer Standard-Abweichung gemittelt über das dargestellte Higgs-Massen-Intervall beobachtet. Verantwortlich dafür ist das bereits in Abbildung 6.14 dargestellte Ereignis aus der Suche im Kanal $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$.

Die Kombination der Größen aus »(a)« bis »(d)« findet sich in Abbildung »(e)«. Diese zeigt keine signifikanten Abweichungen im Vergleich zur Untergrund-Erwartung, so dass mit Hilfe der Konfidenz CL_s eine untere Schranke für die Masse des Higgs-Bosons abgeleitet werden kann. Abbildung 12.1 »(f)« stellt den Verlauf der Größe CL_s als Funktion der Higgs-Masse dar. Aus den Beobachtungen resultiert das Massen-Limit

$$m_H > 112.0 \text{ GeV} \quad \text{mit } 95\% \text{ CL} \quad ,$$

in guter Übereinstimmung mit der Schranke aus der Untergrund-Erwartung von $m_H > 112.4 \text{ GeV}$.

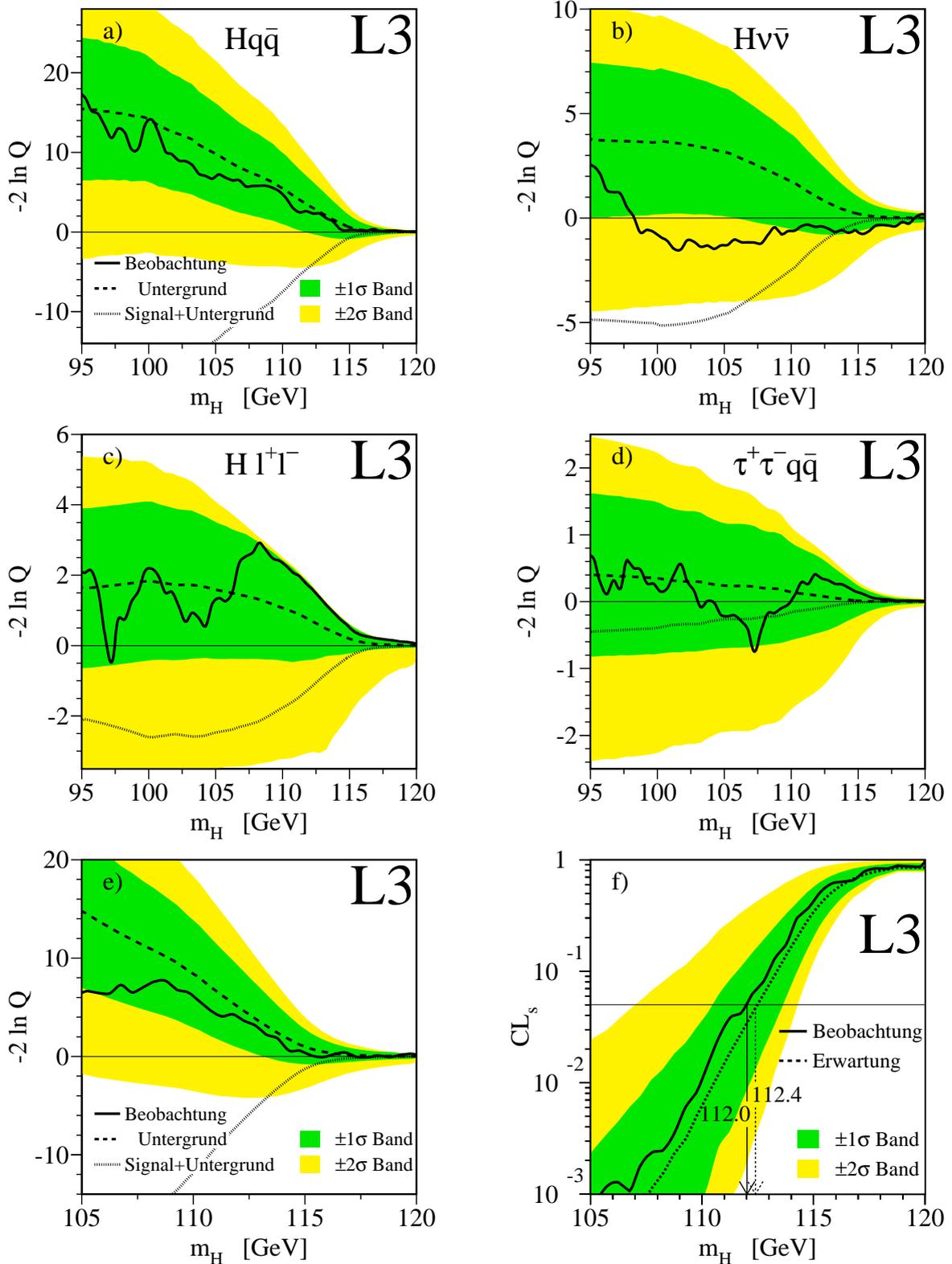


Abbildung 12.1: Die Likelihood-Quotienten in den untersuchten Kanälen bei L3 für Schwerpunktsenergien ab 200 GeV (a–d), deren Kombination (e) und die CL_s -Konfidenz (f) als Funktion der Higgs-Masse [1].

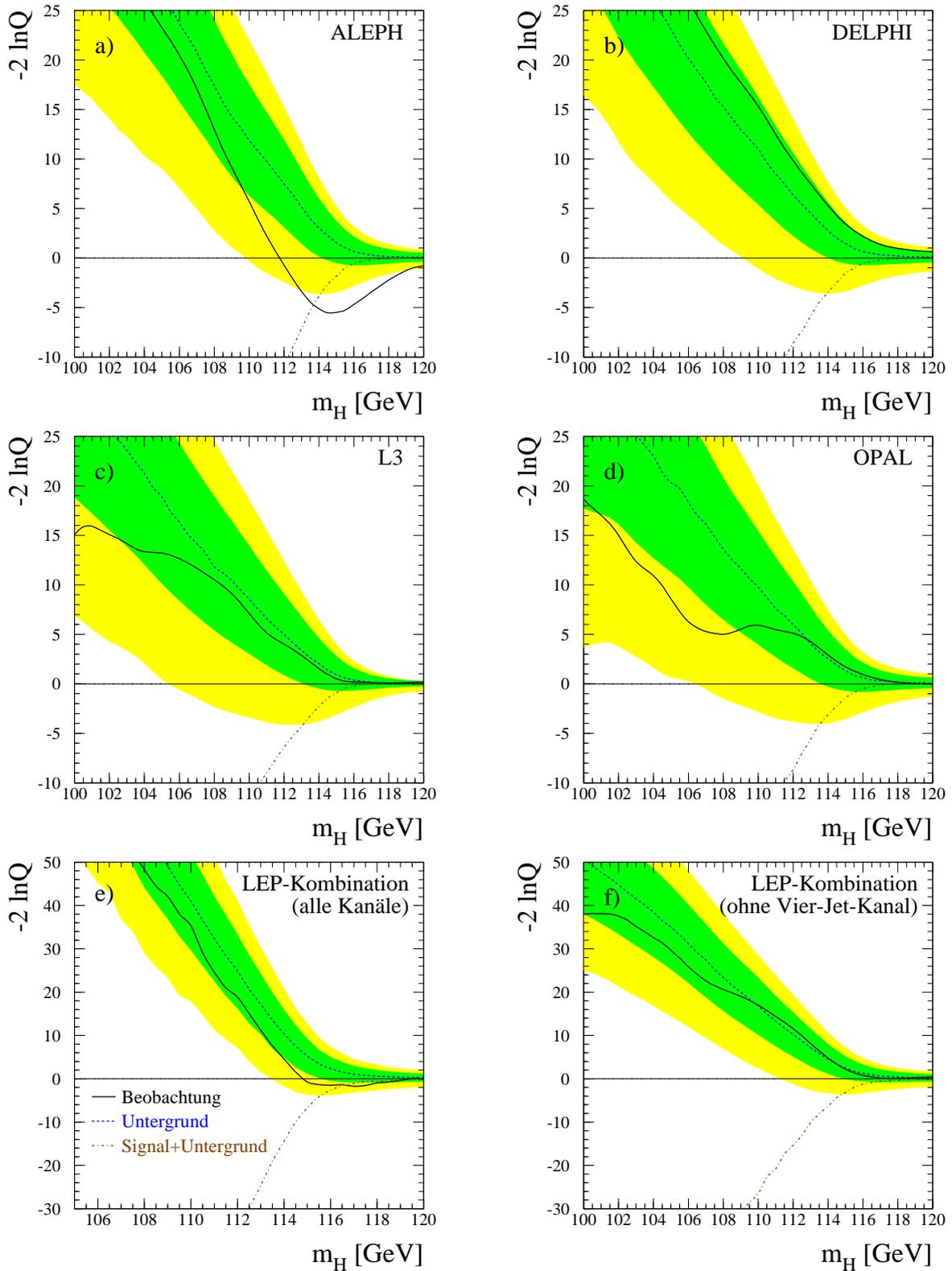


Abbildung 12.2: Die Likelihood-Quotienten kombiniert über die untersuchten Kanäle bei den einzelnen LEP-Experimenten für Schwerpunktsenergien von 189 GeV bis 209 GeV (a–d). Darunter die Kombination dieser Ergebnisse, getrennt nach Vier-Jet-Kanal (e) und den restlichen Zerfällen (f) [3].

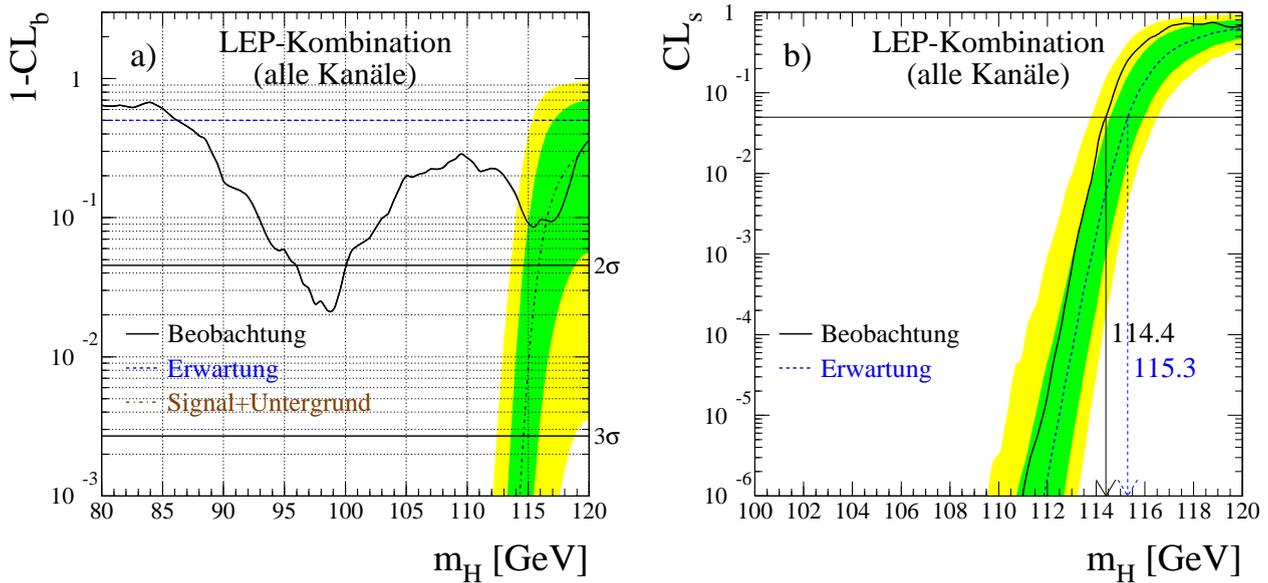


Abbildung 12.3: Die Vertrauensniveaus $1-CL_b$ und CL_s als Funktion der Higgs-Masse aus der Kombination aller Ergebnisse der LEP-Kollaborationen bezüglich der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson [3]. Die links eingezeichneten horizontalen Linien entsprechen den einseitigen Standard-Abweichungen von der Untergrund-Erwartung.

Jedes der vier LEP-Experimente hat eine Datenmenge von über 600 pb^{-1} bei Schwerpunktsenergien ab 189 GeV aufgezeichnet. Einer Kombination der Suchergebnisse liegt somit die Statistik von über 2.4 fb^{-1} zu Grunde. Diese Tatsache entspricht dem Wunsch nach maximaler Sensitivität bei der Suche nach dem Higgs-Boson. Die Verteilungen des $-2 \ln Q$ -Wertes für die einzelnen Experimente und deren Kombination sind in Abbildung 12.2 zu betrachten. Auffällig ist der starke Überschuss im Kurvenverlauf der ausgewerteten ALEPH-Daten bei einer Higgs-Masse von etwa 115 GeV (siehe Teil-Abb. »(a)«). Dieser ist auf die Beobachtung dreier signifikanter Ereignisse im Vier-Jet-Kanal zurückzuführen. Ein Vergleich der Teil-Abbildungen »(e)« und »(f)« bestätigt dieses Verhalten: Eine Kombination der Daten ohne Berücksichtigung des Vier-Jet-Kanals weist ebenso wie die finalen Auswertungen der DELPHI-, L3- und OPAL-Daten keine Überfluktuationen auf.

Das Vertrauensniveau in die »Untergrund«-Hypothese $1-CL_b$ für Messungen in Abwesenheit eines Higgs-Bosons ist in Abbildung 12.3 »(a)« aufgetragen. Das Minimum bei $m_H = 115 \text{ GeV}$ spiegelt den eben genannten Überschuss im Vier-Jet-Kanal wider und korrespondiert zu einer Standard-Abweichung von 1.7σ . Die Überfluktuation bei etwa 98 GeV entspricht 2.3σ , ist allerdings nicht als signalartig zu bezeichnen, da der Verlauf der Vorhersage für »Signal+Untergrund« weitaus kleinere Werte annimmt: Die Anzahl erwarteter Signal-Ereignisse zu $m_H = 98 \text{ GeV}$ übersteigt um eine Größenordnung die Menge an Untergrund-Ereignissen, die solch eine Abweichung hervorrufen [3].

Auch hier wird mit Berechnung der Größe CL_s ein Ausschluss-Limit in Form einer unteren Massenschranke für das Higgs-Boson bestimmt. Abbildung 12.3 »(b)« zeigt das Verhalten

| Untere Massengrenzen mit 95 % CL [GeV] | ALEPH [132] | DELPHI [133] | L3 [1] | OPAL [134] | LEP- Kombination [3] |
|---|----------------|-----------------|-----------|---------------|----------------------------|
| Beobachtung | 111.5 / 110.4 | 114.1 | 112.0 | 112.7 | 114.4 |
| Erwartung | 114.2 / 113.6 | 113.3 | 112.4 | 112.7 | 115.3 |

Tabelle 12.1: Die finalen Ergebnisse der einzelnen Experimente bei LEP in Form unterer Massenschranken bezüglich des Standardmodell Higgs-Bosons. Die ALEPH-Kollaboration gibt jeweils zwei Werte aus unterschiedlichen Such-Strategien an.

der Konfidenz in Abhängigkeit der Higgs-Masse. Das Limit beträgt

$$m_H > 114.4 \text{ GeV} \quad \text{mit 95 \% CL}$$

aus der beobachteten Datenmenge, während die erwartete Grenze bei Nicht-Existenz eines Higgs-Bosons mit $m_H > 115.3 \text{ GeV}$ deutlich höher ist. Die Ergebnisse der einzelnen Analysen, welche in dieses Resultat eingeflossen sind, zeigt Tabelle 12.1. Bedingt durch den Überschuss an Ereignissen aus der Vier-Jet-Topologie liegt die beobachtete Massengrenze bei ALEPH deutlich unter der Erwartung aus den Monte-Carlo-Vorhersagen des Untergrundes. Die sehr gute Übereinstimmung der beobachteten und erwarteten Massengrenzen bei den anderen LEP-Experimenten deuten hingegen nicht auf ein Higgs-Signal hin.

12.2 In der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson

Die in den Kapiteln 10 und 11 vorgestellten Ergebnisse stellen die neuen Eingangs-Resultate der LEP-Kombination seitens der L3-Kollaboration dar. Tabelle 12.2 gibt Aufschluss darüber, welche Ergebnisse der LEP-Experimente in die Kombination des Jahres 2001 [5] eingeflossen sind und wie sich diese bis zu ihrem jeweiligen finalen Status verändert haben. Die Kombination der vorläufigen Untersuchungen führte zu den in Abbildung 12.4 dargestellten Ausschluss-Bereichen bezüglich des Gewichtungsparmeters R_{inv} und des Erzeugungsquerschnitts unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen. Bis Juli 2005 hatte die OPAL-Kollaboration noch keine endgültigen Resultate veröffentlicht. Mit diesen wird es möglich sein, eine finale untere Massengrenze aus der Kombination der vier LEP-Experimente zu bestimmen.

Es ist üblich, abgeleitete Massengrenzen hinsichtlich der Gewichtung $R_{\text{inv}} = 1$ gemäß Gleichung (8.1) anzugeben. Zur Erinnerung

$$R_{\text{inv}} = \text{Br}(h \rightarrow \text{unsichtbare Teilchen}) \times \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)|_{\text{SM}}} \quad (12.1)$$

Abbildung 12.5 stellt die bei den Experimenten bestimmten Ausschluss-Bereiche bei Variation des Wertes R_{inv} im Intervall $[0, 1]$ dar. Diese Vorgehensweise berücksichtigt wie bereits

| Untere Massengrenzen mit 95 % CL [GeV] | ALEPH | DELPHI | L3 | OPAL | LEP- Kombination |
|---|-------|--------|-------|-------|---------------------|
| vorläufige Ergebnisse: | [135] | [136] | [137] | [138] | [5] |
| Beobachtung | 114.1 | 113.0 | 107.7 | 107.0 | 114.4 |
| Erwartung | 112.6 | 110.7 | 110.3 | 107.4 | 113.6 |
| finale Ergebnisse: | [132] | [139] | [4] | — | — |
| Beobachtung | 114.1 | 112.1 | 112.3 | — | — |
| Erwartung | 112.6 | 110.5 | 111.6 | — | — |

Tabelle 12.2: Die Ergebnisse der einzelnen Experimente bei LEP in Form unterer Massenschranken bezüglich eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons bei $R_{\text{inv}} = 1$. Die OPAL-Kollaboration hatte bei Beendigung dieser Arbeit noch keine finalen Ergebnisse veröffentlicht.

in Abbildung 12.4 »(a)« die Tatsache, dass sich je nach betrachtetem theoretischen Modell das Verzweigungsverhältnis und/oder der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (12.1) anders gestaltet und entsprechend kleiner ist als der Referenzwert des Standardmodells.

Keines der LEP-Experimente beobachtete starke Fluktuationen im Vergleich zur erwarteten Massengrenze in Abwesenheit eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons. Es ist davon auszugehen, dass eine Kombination der endgültigen Resultate aus den einzelnen Experimenten ebenfalls keine signalartigen Überschüsse aufdeckt und die untere Massengrenze wiederum im Bereich von etwa 115 GeV — dem kinematischen Limit bei LEP für Higgs-Strahlungsprozesse entsprechend — liegen wird. Ebenso werden Wirkungsquerschnitte oberhalb von etwa $5 \cdot 10^{-2}$ pb bis zur eben genannten Massengrenze ausgeschlossen sein, was bereits aus der

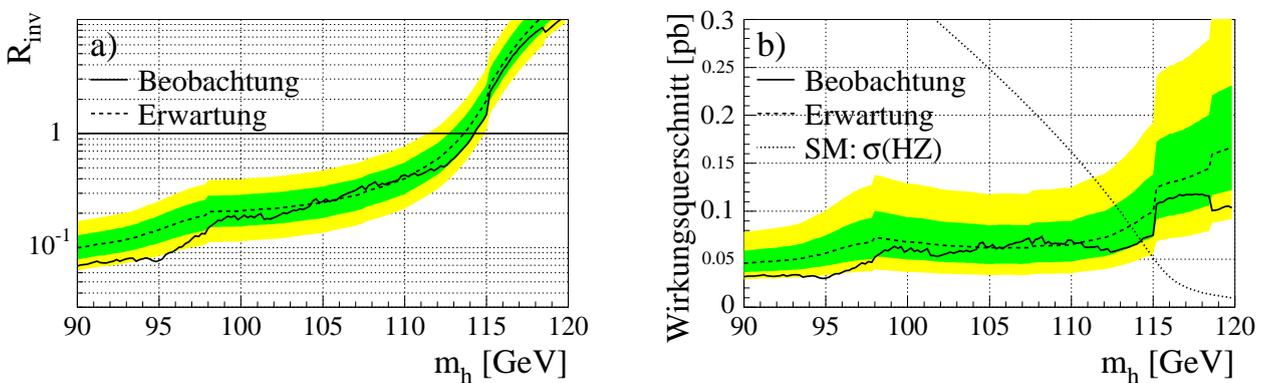


Abbildung 12.4: Der Wert von R_{inv} in Abhängigkeit hypothetischer Higgs-Massen (a) und sich daraus ergebende Grenzen an den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen (b) als Ergebnis der LEP-Kombination aus dem Jahr 2001 [5]. Bereiche oberhalb der Kurven sind jeweils ausgeschlossen.

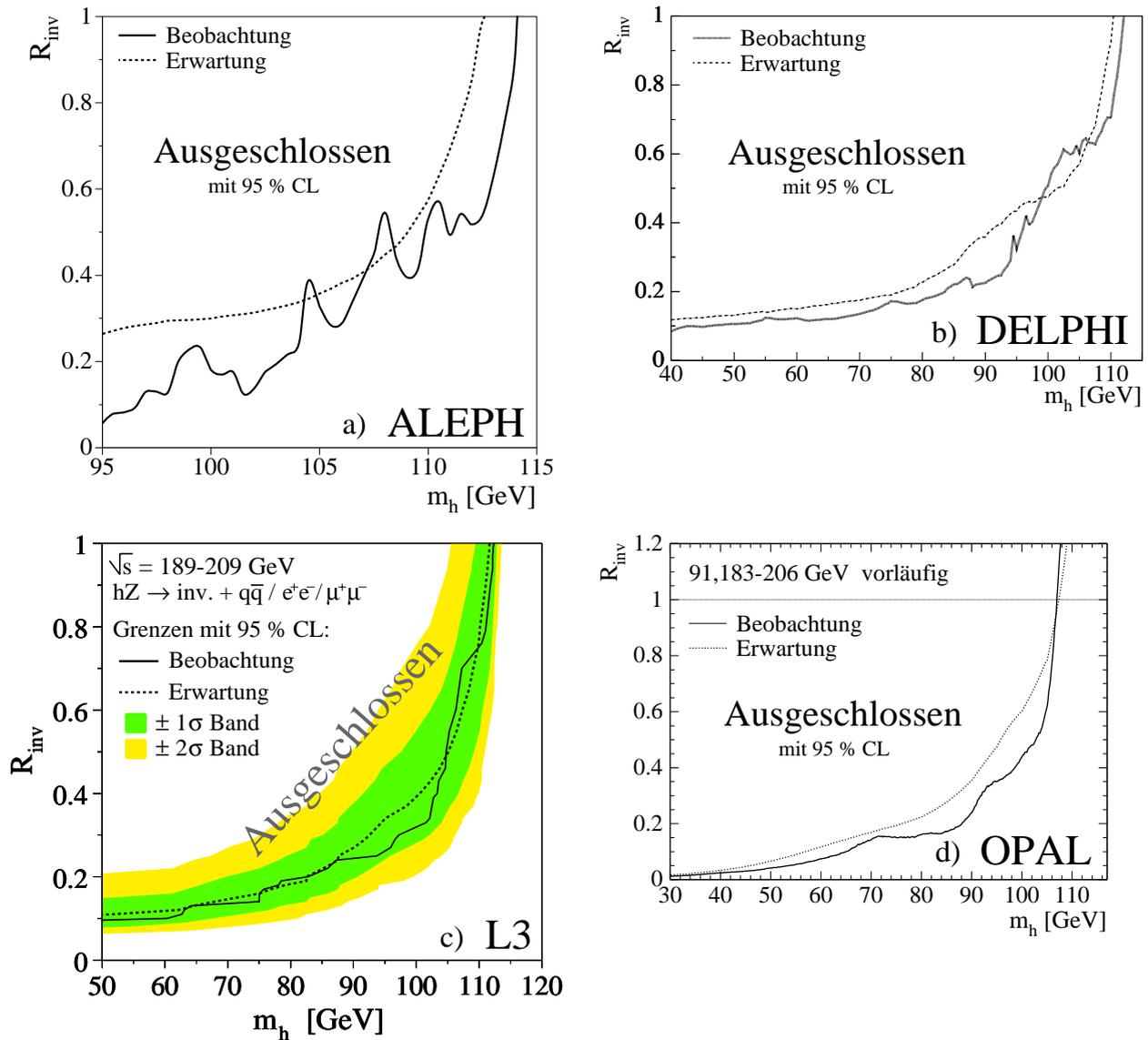


Abbildung 12.5: Die von den LEP-Kollaborationen ausgeschlossenen Bereiche bei Variation der Gewichtung R_{inv} in Abhängigkeit der Higgs-Masse. Die Ergebnisse in (a) [132], (b) [139] und (c) [4] gelten als final, jenes in (d) [138] als vorläufig. Es ist zu beachten, dass die jeweils dargestellten Intervalle in der Higgs-Masse unterschiedlich sind. Dies gilt auch für die Anzahl an Schwerpunktsenergien, respektive die Höhe der Luminosität, welche den hier dargestellten Ergebnissen zu Grunde liegt.

vorläufigen Kombination gefolgert werden konnte und in Abbildung 12.4 »(b)« Bestätigung findet. Dieser Sachverhalt hat Konsequenzen, wenn zukünftig supersymmetrische Modelle, ähnlich dem » m_h -max«-Szenario aus Tabelle 11.2, untersucht werden. In Kapitel 11.2 wurde gezeigt, dass bei bestimmter Wahl der MSSM-Parameter damit auch kleine Werte in $\tan\beta$ nicht mehr zur Verfügung stehen (siehe Abbildung 11.5), da für $\tan\beta \leq 3.5$ der Wirkungsquerschnitt zur Produktion leichter Higgs-Bosonen h , die bevorzugt in Neutralinos zerfallen, maximal wird und somit deren Produktion ausgeschlossen werden kann.

Kapitel 13

Ausblick

Im November 2000 stellte CERN den Betrieb des LEP-Beschleunigers ein. Der beobachtete Datenüberschuss in den Resultaten der LEP-Kollaborationen war nicht signifikant genug, um mehr als einen Hinweis auf ein Standardmodell Higgs-Signal zu geben. Die Frage nach der Existenz eines oder mehrerer Higgs-Bosonen wird daher von anderen Experimenten beantwortet werden müssen.

Das zunächst wichtige Massenfenster $110 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$ kann von den Experimenten CDF und DØ am Proton-Antiproton-Beschleuniger TEVATRON erschlossen werden [140]. Dieser befindet sich am FERMILAB nahe Chicago und liefert in seiner zweiten Phase eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Neuere Studien beider Experimente haben gezeigt, dass in dem oben genannten Massenbereich mit etwa 1.5 bis 4.0 fb^{-1} integrierter Luminosität pro Experiment eine untere Ausschluss-Grenze auf 95 %-igem Vertrauensniveau möglich ist, wenn keine Hinweise auf ein Signal beobachtet werden [141]. Für eine Entdeckung mit der Signifikanz von 5σ sind dagegen etwa 7.5 bis 25 fb^{-1} pro Experiment erforderlich [141]. Als Grundlage dienen die für Massen unterhalb von 130 GeV wichtigen Kanäle zur Produktion des Higgs-Bosons $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell b\bar{b}$ und $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$.

Mit dem Beginn der Datennahme bei LHC am CERN durch die Detektoren ATLAS und CMS [142], welcher für das Jahr 2007 vorgesehen ist, sollte die letzte Phase von Higgs-Suchen Einleitung finden, wenn bis zu diesem Zeitpunkt noch kein Signal beobachtet wurde. Dort wird in Proton-Proton-Kollisionen eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ und eine Luminosität von etwa 10 fb^{-1} pro Jahr und Experiment erwartet.

Sollten diese Vorgaben eingehalten werden, so wird etwa ein Jahr der Datennahme genügen, um eine Entdeckung auf dem 5σ -Niveau zu erreichen, wenn die Masse des Higgs-Bosons im Intervall $110 \text{ GeV} < m_H < 600 \text{ GeV}$ liegt [143]. Für Massen unterhalb von 130 GeV sind dann die Zerfallsmodi $H \rightarrow b\bar{b}$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$ relevant, während oberhalb dieser Region Higgs-Zerfälle in W- oder Z-Paare zur Signifikanz beitragen, wenn die Ereignisklassen $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu_\ell \ell^-\bar{\nu}_\ell$, $\ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}$ und $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$, $\nu\bar{\nu} \ell^+\ell^-$ ausgewertet werden können.

Eine präzise Vermessung der Higgs-Eigenschaften — wie etwa der Selbstkopplung oder der Kopplung an die Fermionen und Eichbosonen — wird jedoch in e^+e^- -Kollisionen vorgenommen werden müssen. Diese Aufgabe bleibt zukünftigen Linear-Beschleunigern vorbehalten, zum Beispiel dem »International Linear Collider« (ILC)-Projekt [144].

Auch die Suche nach unsichtbaren Zerfällen eines Higgs-Bosons wird von den oben genannten Hadron-Beschleunigern angestrebt. Dort werden den Endzuständen aus der Fusion schwacher Eichbosonen — so genannte »WBF« für *Weak Boson Fusion* — und der Topologie

$Z + h_{\text{inv}}$ eine bedeutende Rolle zukommen. Am TEVATRON ist die Beobachtung für eine Higgs-Masse von $m_h = 120 \text{ GeV}$ mit einer Signifikanz von 3σ möglich, wenn insgesamt eine Luminosität von 7 fb^{-1} erreicht wird [130, 145]. Beim LHC-Projekt ist mit 10 fb^{-1} eine Entdeckung auf dem 5σ -Niveau zu erwarten. Mit einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} ist diese bis zu Higgs-Massen von etwa 160 GeV möglich [145].

Studien bezüglich der Beobachtung an einem zukünftigen e^+e^- -Linear-Beschleuniger ergaben, dass für Massenhypothesen im Bereich $120 \text{ GeV} < m_h < 160 \text{ GeV}$ eine 5σ -Entdeckung im Kanal $hZ \rightarrow \text{inv.} + q\bar{q}$ zu erreichen ist. Voraussetzung dafür ist eine integrierte Luminosität von 500 fb^{-1} bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ [146]. Diese Signifikanz kann auch dann erreicht werden, wenn das Verzweungsverhältnis des Higgs-Bosons in unsichtbare Teilchen lediglich $1.5\text{--}2.0\%$ beträgt.

Anhang

Anhang A

Analysen-Überblick

Teil I

Teil II

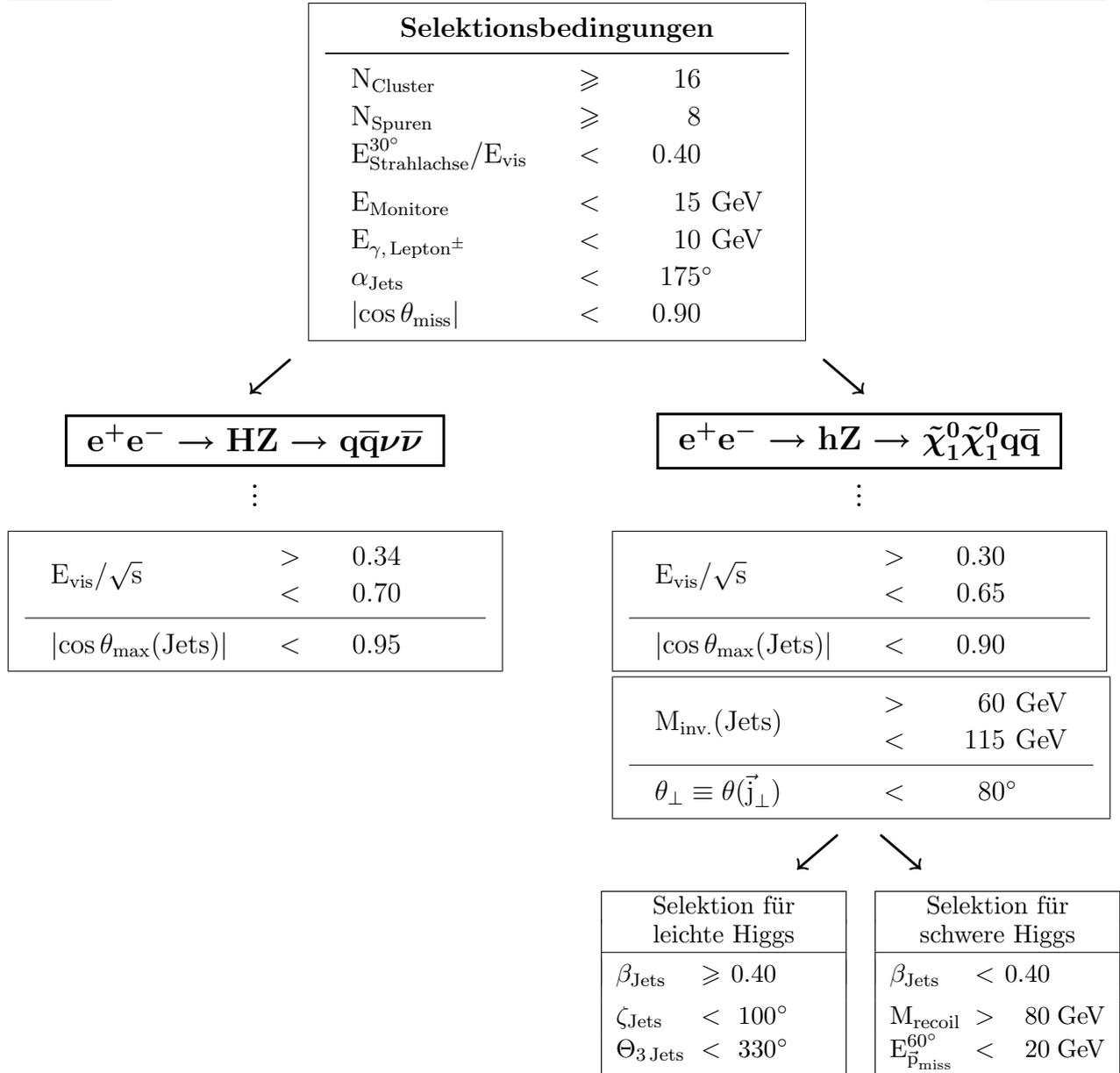


Abbildung A.1: Fluss-Diagramm der Selektionen aus Teil I und Teil II nach der Rekonstruktion von Jets und zusätzlich durchgeführter Identifikation von Photonen bzw. geladener Leptonen (siehe Kapitel 4.1 und 4.2).

Anhang B

Eigenschaften des Higgs-Bosons

B.1 Totale Zerfalls-Breite

Die Wirkungsquerschnitte $\sigma(H)$, Verzweigungsverhältnisse $\text{Br}(H)$ und Zerfalls-Breiten $\Gamma(H)$ können mit dem HZHA-Generator [19] und dem Programmpaket HDECAY [24] berechnet werden. In Tabelle B.1 sind exemplarisch einige Werte von $\Gamma(H)$ aufgelistet, wobei sich die Berechnungen auf das Standardmodell Higgs-Boson H bezogen, das heißt, es wurden nur Zerfälle in die Teilchen des Standardmodells berücksichtigt. Die Masse des Top-Quarks wurde zu $m_t = 178.0$ GeV gesetzt. Weitere — in die Rechnungen einfließende — Massen-Parameter sind den Tabellen 2.1 und 2.3 entnommen. Die totale Breite ist in Abbildung B.1 noch einmal in einem anderen Maßstab dargestellt.

| m_H [GeV] | $\Gamma(H)$ [GeV] | m_H [GeV] | $\Gamma(H)$ [GeV] |
|-------------|-----------------------|-------------|-------------------|
| 0.7 | $1.172 \cdot 10^{-7}$ | 300 | 8.504 |
| 1 | $2.063 \cdot 10^{-7}$ | 350 | 15.390 |
| 5 | $1.350 \cdot 10^{-5}$ | 400 | 29.041 |
| 10 | $8.812 \cdot 10^{-5}$ | 450 | 46.523 |
| 50 | $1.262 \cdot 10^{-3}$ | 500 | 67.534 |
| 80 | $1.890 \cdot 10^{-3}$ | 550 | 92.610 |
| 90 | $2.108 \cdot 10^{-3}$ | 600 | 122.407 |
| 100 | $2.350 \cdot 10^{-3}$ | 650 | 157.814 |
| 115 | $2.952 \cdot 10^{-3}$ | 700 | 199.909 |
| 120 | $3.321 \cdot 10^{-3}$ | 750 | 249.433 |
| 130 | $4.665 \cdot 10^{-3}$ | 800 | 307.991 |
| 150 | 0.017 | 850 | 376.846 |
| 175 | 0.501 | 900 | 457.709 |
| 200 | 1.425 | 950 | 552.692 |
| 250 | 4.045 | 1000 | 664.417 |

Tabelle B.1: Einige Werte der totalen Breite $\Gamma(H)$ des Standardmodell Higgs-Bosons. Bei Higgs-Massen im Bereich von 1 TeV wächst die Breite derart an, dass eine Suche in resonanzartigen Effekten nicht mehr möglich ist.

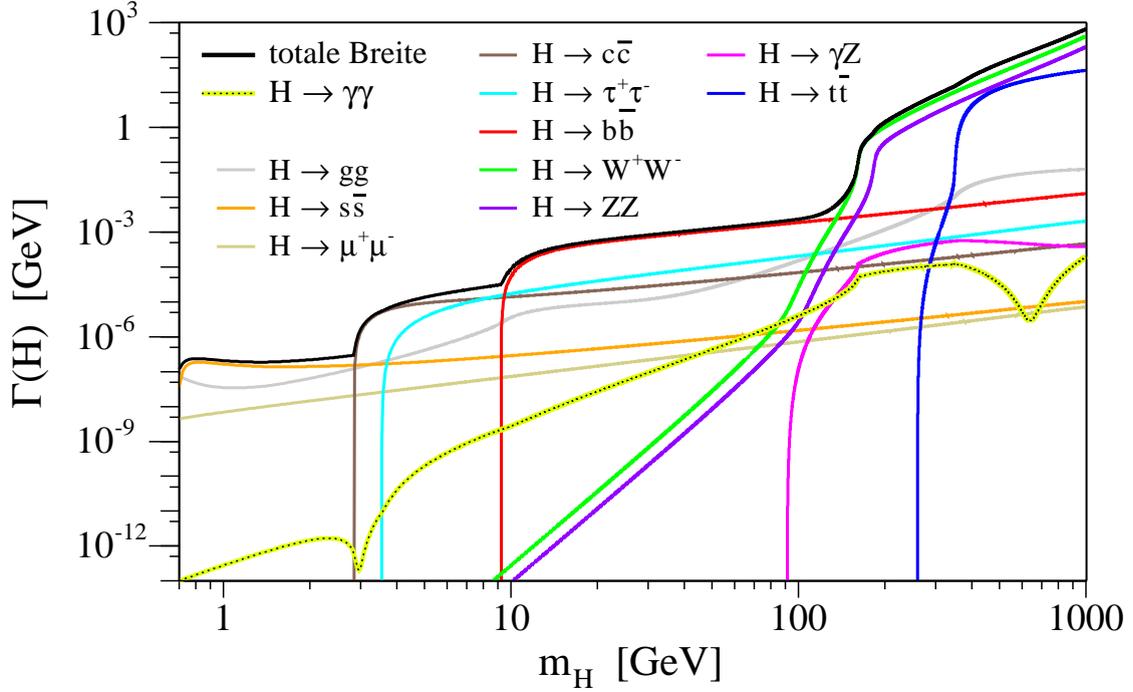


Abbildung B.1: Die totale Breite des Higgs-Bosons in Abhängigkeit von seiner Masse, wie sie bereits in Kapitel 2.4 (Abbildung 2.5) dargestellt wurde.

B.2 Zerfall des Higgs-Bosons in Photonen

Das Entdeckungspotential an bestehenden oder zukünftigen Hadron-Beschleunigern zum Standardmodell Higgs-Boson begründet sich im Massenbereich von 115 GeV bis 135 GeV aus dem Zerfall in Photonen. Der Grund dafür liegt in der hohen Produktionsrate hadronischer Endzustände, die zu einem Teil auch die eigentlich favorisierten Zerfallsprodukte seitens des Higgs-Bosons $b\bar{b}$ beinhalten. Zudem gibt die Massenrekonstruktion aus hadronischen Jets nicht die Auflösung wider, welche man benötigt, um eindeutig die Masse eines neutralen Higgs-Bosons festzulegen.

Wie in Kapitel 2.4 bereits angedeutet, kann der Zerfall in masselose Teilchen nicht auf Baum-Niveau sondern erst auf Ein-Schleifen-Niveau stattfinden, da das Higgs proportional zur Masse an die relevanten Teilchen koppelt, wobei die umlaufenden Teilchen zum Zerfall in Photonen elektrische Ladung tragen müssen (siehe Abbildung B.3). Im Zerfall in Gluonen treten die auch an Farbladung koppelnden Quarks auf.

In Abbildung B.1 ist deutlich zu erkennen, dass die partielle Breite aus dem Zerfall in Photonen an zwei hier sichtbaren Stellen lokale Minima besitzt, die von unterschiedlichen Vorzeichen der Amplitudenbeiträge von Spin- $\frac{1}{2}$ - und Spin-1-Teilchen herrühren. Dieses Verhalten kann man nachvollziehen, wenn man die Rechnungen aus [147] betrachtet: Die partielle Breite ergibt sich in allgemeiner Form mit dem kinematischen Faktor $\tau = (2m_i/m_H)^2$ aus

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{128\pi^3} \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot m_H^3 \cdot \left| \sum_i Q_i^2 N_{C_i} F_i(\tau) \right|^2 . \quad (\text{B.1})$$

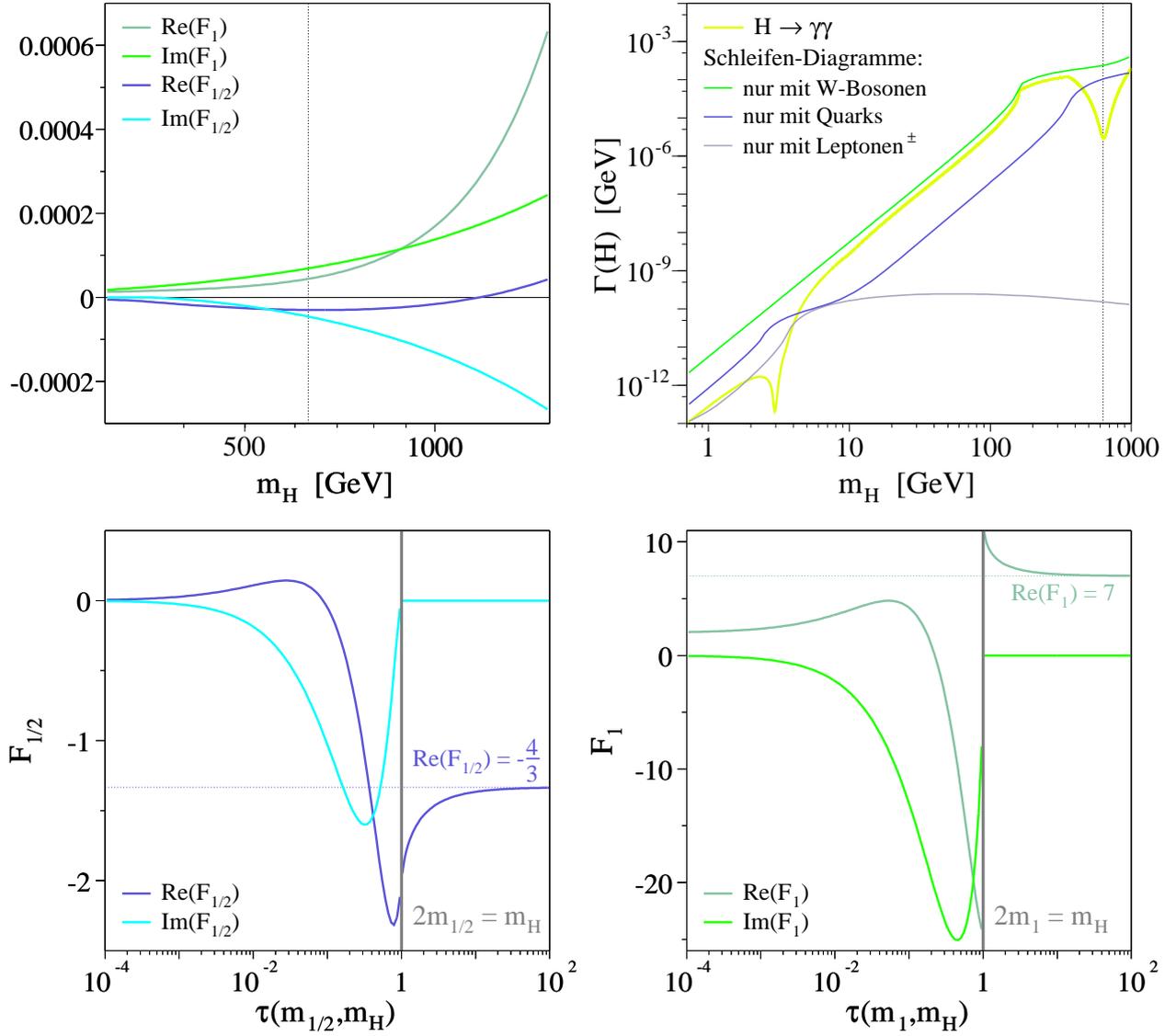


Abbildung B.2: Die numerischen Beiträge zum Higgs-Zerfall in Photonen, wie diese in den Gleichungen (B.2) und (B.4) definiert wurden in Abhängigkeit von der Higgs-Masse und dem kinematischen Faktor $\tau = (2m_i/m_H)^2$. Die einzelnen Beiträge zur Zerfallsbreite des Higgs-Bosons in Photonen sind oben rechts zu betrachten. Bei den Rechnungen wurden die Massen aus den Tabellen 2.1 und 2.3 benutzt (Quelle [10]).

Gleichung (B.1) kann auf jene Schleifen-Diagramme beschränkt werden, die Umläufe der möglichen Standardmodell-Teilchen beinhalten. Mit den Funktionen für Fermionen und Bosonen

$$\begin{aligned} F_{\frac{1}{2}} &= -2\tau[1 + (1 - \tau)f(\tau)] \\ \text{und} \quad F_1 &= 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

erhält man

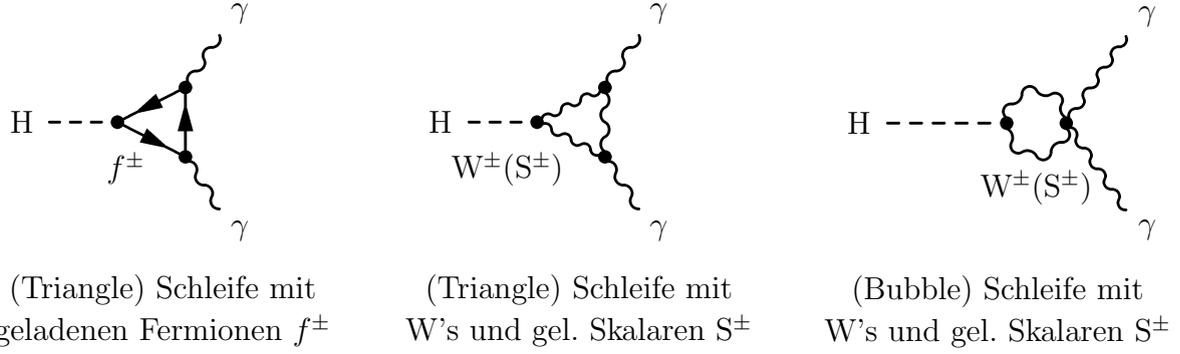


Abbildung B.3: Feynman-Diagramme zum Zerfall des Higgs-Bosons in Photonen. Zur Vollständigkeit wurden auch die Beiträge möglicher geladener Skalare eingezeichnet, welche im Standardmodell nicht enthalten sind.

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)|_{\text{SM}} [\text{GeV}] = 1.107 \cdot 10^{-13} \cdot m_H^3 \cdot \left| \frac{4}{3} \sum_{u,c,t} F_{\frac{1}{2}} + \frac{1}{3} \sum_{d,s,b} F_{\frac{1}{2}} + F_{1(W)} \right|^2, \quad (\text{B.3})$$

wobei die Bereiche vor und nach der jeweiligen Zerfalls-Schwelle in ein Teilchenpaar mit den Gewichtungen

$$\begin{aligned}
 f(\tau) &= \arcsin^2 \left(\sqrt{\frac{1}{\tau}} \right) && \text{für } \tau \geq 1 \\
 \text{und} \quad f(\tau) &= -\frac{1}{4} \left[\ln \left(\frac{1 + \sqrt{1-\tau}}{1 - \sqrt{1-\tau}} \right) - i\pi \right]^2 && \text{für } \tau < 1
 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

getrennt zu behandeln sind. N_{C_i} ist wieder der Farbfaktor (1 für Leptonen, 3 für Quarks) und Q_i die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung. In Darstellung B.2 sind die einzelnen Beiträge explizit zu betrachten, woran gut zu erkennen ist, dass lokale Minima im Bereich $4m_i^2 = m_H^2$ für Quarks mit der elektrischen Ladung $Q = +2/3$, also *u*-type-artige Quarks, entstehen müssen. Eine Berechnung findet sich in [147].

Die Minima in Abbildung B.1 entstehen demnach durch die in den Schleifen umlaufenden Charm- und Top-Quarks. Für große τ , das heißt für umlaufende Teilchen mit Massen viel größer als m_H , ergeben sich für die F_i die auch in Abbildung B.2 eingezeichneten Grenzen

$$F_{\frac{1}{2}} \rightarrow -\frac{4}{3}, \quad F_1 \rightarrow 7. \quad (\text{B.5})$$

Mit Gleichung (B.3) ergibt sich daraus die Konsequenz, dass die partielle Breite durch den Zerfall in Photonen proportional zu m_H^3 wächst, dominiert von den Graphen mit umlaufenden W-Bosonen. Beinahe vollständige destruktive Interferenzen der fermionischen und bosonischen Beiträge ergeben sich nur dann, wenn die Masse des Higgs kleiner ist als die Masse des Strange-Quarks und des Myons [147].

Anhang C

Künstliche neuronale Netze

Bereits seit mehreren Jahren werden auch in der Hochenergiephysik neuronale Netze zur Muster-Erkennung (im Engl. *Pattern Recognition*) benutzt. Diese künstlichen Gebilde sollen in erster Linie die Methodik des Nerven-Geflechts menschlicher Gehirne imitieren, indem nicht eine zentrale Instanz über die Charakteristika eines vorliegenden Systems zu entscheiden hat, sondern erst das Zusammenspiel mehrerer eigens dafür trainierter Schaltstellen zur Folge hat, dass deren kombinierte Informationen eine Beurteilung zulassen. Durch gewichtete Kopplungen dieser Schaltstellen — desweiteren »Knoten« genannt — modelliert man somit die Funktionsweise synaptisch verbundener Neuronen im menschlichen Gehirn. Dort kann die Summe chemo-elektrischer Signale dazu führen, dass eine zuvor festgelegte Schwelle überschritten wird und das Ruhepotential eines Neurons zu einem so genannten »Aktionspotential« propagiert. Das messbare Resultat lässt sich demzufolge als Unterscheidung der Grundzustände $\langle 0 \rangle$ und $\langle 1 \rangle$ interpretieren.

Die einfachste Variante solcher Verknüpfungen wird durch den Aufbau so genannter »Feed-Forward-Netzwerke« aus Abbildung C.1 verkörpert. Die in verschiedenen Ebenen liegenden Knoten werden über gewichtete Verbindungen gekoppelt, wobei die Informationen eines Knotens an alle der nächstgelegenen Ebene weitergeleitet werden. Die Namensgebung entspricht der Tatsache, dass Rückkopplungen in diesen Systemen nicht möglich sind. Erst komplexere, so genannte »Selbstorganisierende Neuronale Netze« [148] beinhalten Algorithmen, die Modifikationen über mehrere Ebenen hinweg erlauben. An jedem Knoten werden nun die Aktivitäten aller Knoten der davorliegenden Ebene mit einem Gewicht w_{jk} oder v_{kl} versehen und aufsummiert. In Anlehnung an die Notation aus Abbildung C.1 entspricht die Anzahl der Gewichte gemäß Gleichung (6.5)

$$N_G = N_{EK} \cdot N_{VK} + N_{VK} \cdot N_{AK} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} N_{EK} \hat{=} \text{Anzahl der Eingabeknoten} & , \\ N_{VK} \hat{=} \text{Anzahl verborgener Knoten} & , \\ N_{AK} \hat{=} \text{Anzahl der Ausgabeknoten} & . \end{cases}$$
$$= N(w_{jk}) + N(v_{kl})$$

Die Summe der gewichteten Eingangs-Aktivitäten wird folgend mit Hilfe einer *Transfer-Funktion* in eine Ausgangs-Aktivität übersetzt. Im einfachsten Fall könnte dies die Heavyside-Funktion

$$\Theta(x; \theta) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < \theta & , \\ 1 & \text{für } x \geq \theta & . \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

sein, welche ab einer Schwelle θ mit unendlicher Steigung den Wert 1 annimmt. Allerdings zeigen biologische Neuronen kein solches Übergangsverhalten diskreter Zustände. Bei ihnen wurde vielmehr ein fließendes Schwellenverhalten beobachtet, welches den nicht-linearen

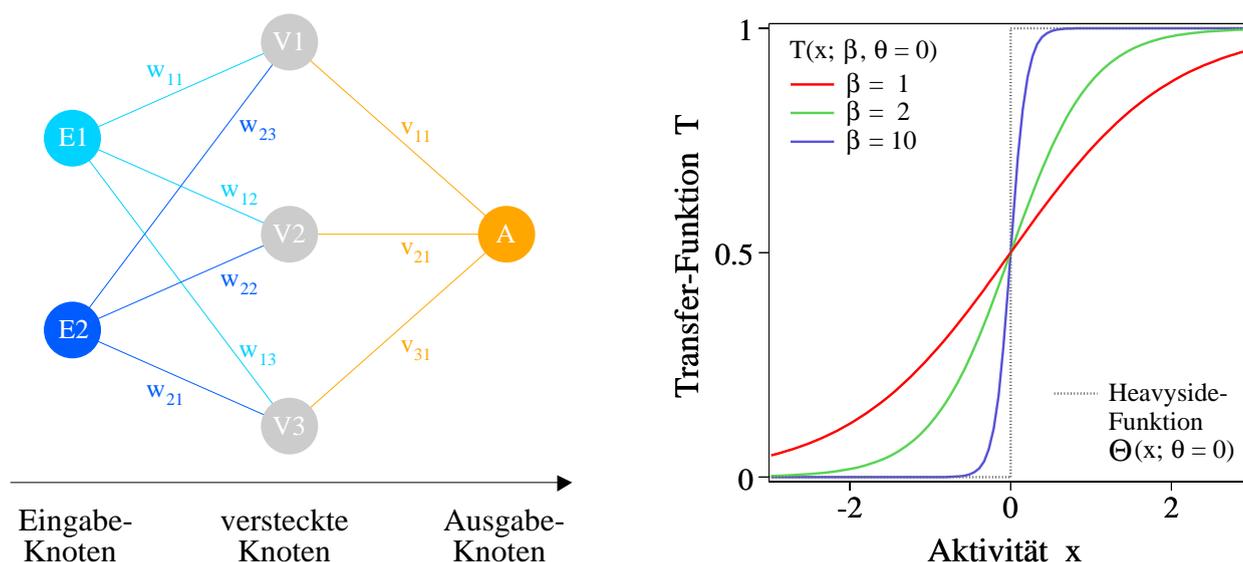


Abbildung C.1: Der Aufbau eines einfachen Feed-Forward-Netzes mit einer Eingabe-, einer verborgenen und einer Ausgabe-Ebene. Rechts die Sigmoid-Funktion $T(x)$ für verschiedene Werte der inversen Temperatur β bei der Schwelle $\theta = 0$.

Zusammenhängen eingehender und ausgehender Signale Rechnung trägt. Im Fall der Modellierung dieses Verhaltens durch künstliche neuronale Netze sollte eine stetige glatte Funktion die Transfer-Leistung erbringen. Hier wird die im rechten Teil von Abbildung C.1 dargestellte Sigmoid-Funktion

$$T(x; \beta, \theta) = \frac{1}{1 + \exp(-\beta(x - \theta))} \quad (C.2)$$

benutzt, welche für hohe Werte der inversen Temperatur β den Verlauf der eben genannten Heavyside-Funktion an der Schwelle θ reproduziert, ebenso aber auch mit kleinen Werten von β über einen großen Bereich der Aktivitäten fließende Übergänge garantiert.

Bevor ein neuronales Netz zur Muster-Erkennung herangezogen werden kann, müssen seine Gewichte und Schwellen dem vorliegenden Problem angepasst werden. Zu diesem Zweck werden dem Netzwerk während der Lernphasen Eingabemuster präsentiert, deren gewünschter Ausgabewert dem Netz bereits vor der Lernphase übermittelt wurde. Als Beispiel könnten diese Sollwerte »1« für Signal- und »0« für Untergrund-Muster sein. Das Maß der richtigen Muster-Erkennung durch das Netzwerk wird durch den Fehler

$$F = \sum_{i=1}^{N_{AK}} (s_i - a_i)^2 \quad (C.3)$$

bestimmt. Summiert wird dabei über alle Ausgabeknoten N_{AK} , deren Ausgabewerte a_i von den Sollantworten s_i abweichen können. Ziel des Trainings ist es, eine Optimierung der Gewichts- und Schwellenwerte in dem Sinne herbeizuführen, dass der Fehler aus (C.3) gemittelt über alle Eingabemuster stetig reduziert wird. Ausgehend von der Ebene der Ausgabeknoten werden die Gewichte bis hin zur Ebene der Eingangsknoten rückwirkend so verändert,

dass die gewünschte Modifikation eintritt. Dieses Verfahren wird »Back-Propagation« genannt [149]. Der hier zu Grunde liegende Algorithmus modifiziert die Gewichte proportional zum Fehler-Gradienten der momentanen Konfiguration gemäß

$$\begin{aligned} w_{jk}^{\text{neu}} &= w_{jk}^{\text{alt}} + \Delta w_{jk} & \text{mit} & \quad \Delta w_{jk} = -\eta \frac{\partial F}{\partial w_{jk}} \\ \text{und} \quad v_{kl}^{\text{neu}} &= v_{kl}^{\text{alt}} + \Delta v_{kl} & \text{mit} & \quad \Delta v_{kl} = -\eta \frac{\partial F}{\partial v_{kl}} . \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Die mit η bezeichnete Lernrate bestimmt die Geschwindigkeit, mit der eine Reduktion des Lernfehlers angestrebt werden soll. Sie ist ein freier Parameter und wird im Laufe der Trainingszyklen derart verändert, dass bei Erreichen des Fehler-Minimums ihr Wert — und damit die Rate — gegen Null strebt.

In äquidistanten Abständen der Trainingzyklen kann eine Beurteilung der Gewichts-Optimierung vorgenommen werden, indem dem Netz Muster aus einem statistisch unabhängigen Datensatz präsentiert werden. Für die Auswertung in der Analyse wird jene Gewichts- und Schwellen-Konfiguration gewählt, bei welcher der Gesamtfehler für das Validierungsmuster den geringsten Wert aufweist.

Anhang D

Ergebnisse der eindimensionalen Schnitt-Variationen

Die Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation stimmen nicht immer mit der Verteilung der gemessenen Daten überein, unabhängig von der betrachteten histogrammatischen Darstellung. Wird in der entsprechenden Verteilung ein Schnitt zur Reduktion des Untergrundes vorgenommen, führt eine Variation der Schnittposition zu Schwankungen im Verhältnis selektierter Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse. Systematische Studien in Form dieser Schnitt-Variationen in eindimensionalen Histogrammen geben Aufschluss über die zu erwartende Abweichung und können die Stabilität einer durchgeführten Selektion bestätigen oder deren Instabilität hinsichtlich der Selektionsergebnisse aufdecken.

Wenn nicht anders begründet, wird die Variation in den $N-1$ -Verteilungen der Selektion vorgenommen, was bedeutet, dass während der Positionsänderung des Schnittes in einer bestimmten Größe alle anderen durchgeführten Schnitte ihren ursprünglich gewählten Wert behalten. Als Maß der Abweichung gilt die in Kapitel 7.3 bereits definierte Größe Δ_{N-1} aus Gleichung (7.15). Zur Erinnerung

$$\Delta_{N-1} = \frac{\Delta N_{\text{Daten}} - \Delta N_{\text{MC}}}{N_{\text{MC}}} \quad , \quad (\text{D.1})$$

mit der Änderung ΔN_{Daten} selektierter Ereignisse in den Daten bei Variation der Schnittposition und der analogen Größe ΔN_{MC} für die Untergrund-Vorhersagen.

Die so bestimmten Abweichungen gehen nicht in den insgesamt abzuschätzenden systematischen Fehler ein, sondern werden zur Kontrolle der Selektionskriterien benutzt. Sind die Schwankungen innerhalb eines zuvor gewählten Intervalls möglicher Schnittpositionen zu groß, sollte demnach ein anderer Wert oder gar eine andere Variable in die Selektionsbedingungen einfließen.

D.1 Aus Analyse-Teil I

In Tabelle D.1 sind die Resultate der Schnitt-Variationen in der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson für alle Schwerpunktsenergien eingetragen. Wie erwartet, sind die prozentualen Abweichungen in den Schwerpunktsenergien am größten, denen die geringste Luminosität zu Grunde liegt. Um diesen statistischen Fluktuationen zu entgehen, wurde auch eine Variation der Schnitte in den über alle untersuchten Energien aufsummierten Verteilungen vorgenommen. Die graphische Darstellung dieser Vorgehensweise ist in diesem

| \sqrt{s} | [GeV] | Unsicherheit [%] | | | | | | | |
|--|---------------------|------------------|------|------|------|------|------|-------|---------|
| | | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 | 189–209 |
| \mathcal{L} | [pb ⁻¹] | 176.8 | 29.7 | 83.9 | 82.8 | 39.1 | 77.8 | 139.6 | 629.7 |
| N_{Cluster} | | 1.4 | 2.1 | 1.2 | 2.4 | 1.4 | 0.9 | 0.8 | 0.2 |
| N_{Spuren} | | 1.8 | 5.1 | 1.8 | 2.7 | 3.9 | 2.6 | 2.6 | 1.0 |
| E_{vis}/\sqrt{s} | (0.34) | 1.3 | 6.6 | 4.3 | 4.1 | 2.7 | 6.4 | 2.7 | 2.8 |
| E_{vis}/\sqrt{s} | (0.70) | 2.9 | 16.7 | 7.8 | 10.6 | 8.4 | 15.4 | 6.5 | 5.2 |
| $E_{\text{Strahlachse}}^{30^\circ}/E_{\text{vis}}$ | | 1.4 | 1.8 | 2.5 | 3.0 | 5.2 | 1.7 | 2.3 | 1.6 |
| $ \cos \theta_{\text{max}}(\text{Jets}) $ | | 1.1 | 6.1 | 6.1 | 5.4 | 4.4 | 2.7 | 1.2 | 0.9 |
| E_{Monitore} | | 1.4 | 3.8 | 2.1 | 1.8 | 1.2 | 2.0 | 2.1 | 1.3 |
| $E_{\gamma, \text{Lepton}^\pm}$ | | 1.1 | 3.0 | 3.4 | 2.4 | 2.2 | 0.9 | 0.9 | 0.4 |
| $ \cos \theta_{\text{miss}} $ | | 5.6 | 5.5 | 8.3 | 17.2 | 7.2 | 6.4 | 9.7 | 5.3 |
| α_{Jets} | | 1.4 | 6.9 | 3.3 | 2.4 | 9.2 | 3.2 | 2.6 | 1.6 |
| Gesamt | | 7.4 | 22.2 | 14.9 | 22.5 | 16.8 | 18.7 | 13.0 | 8.5 |

Tabelle D.1: Die Differenz der Änderungen in den selektierten Ereignissen bezüglich der Daten und der Monte-Carlo-Vorhersage des Untergrundes bei Variation der Schnittposition gemäß Gleichung (D.1) für alle angewendeten Schnitte in den untersuchten Schwerpunktsenergien bei der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson.

Kapitel nur für zwei repräsentative Schwerpunktsenergien, hier 189 GeV und 207 GeV, in den Abbildungen D.1 und D.2 zu finden. Die grün unterlegten Bänder kennzeichnen dort die maximale prozentuale Abweichung im gewählten Intervall möglicher Schnittpositionen. Die Ergebnisse aus der Variation über die Summe der $N-1$ -Verteilungen wurden bereits in Abbildung 7.8 gezeigt. Da die Unsicherheiten pro Schnitt und deren quadratisches Mittel die 10 %-Marke nicht übersteigen, kann die Wahl der Schnittgrößen und die entsprechende Position der Abtrennung als gut erachtet werden. Diese Aussage gilt vor dem Hintergrund, dass es sich hier um eine »Suche« und nicht etwa um eine »(Präzisions)-Messung« eines Wirkungsquerschnittes oder einer Teilchen-Masse handelt.

D.2 Aus Analyse-Teil II

Die Kriterien zur Selektion von Kandidaten in der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson beinhalteten zwei stark korrelierte Größen. Diese waren die sichtbare Energie E_{vis} und die aus den Jets berechnete invariante Masse M_{inv} . Aus diesem Grund wurde hier auch eine Variation der Schnittpositionen in den entsprechenden $N-2$ -Verteilungen durchgeführt, das heißt, die Variation verlief ohne die Anwendung der Schnitte in der jeweils korrelierten Größe. Als Maß für die systematische Abweichung gilt dann Δ_{N-2} , dessen Berechnung analog zu Gleichung D.1 erfolgte. Die Ergebnisse der Schnitt-Variationen finden

| \sqrt{s} | [GeV] | Unsicherheit [%] | | | | | | | |
|--|---------------------|------------------|------|------|------|------|------|-------|---------|
| | | 189 | 192 | 196 | 200 | 202 | 205 | 207 | 189–209 |
| \mathcal{L} | [pb ⁻¹] | 176.8 | 29.7 | 83.9 | 82.8 | 39.1 | 77.8 | 139.6 | 629.7 |
| N_{Cluster} | | 1.8 | 2.3 | 1.2 | 1.3 | 3.7 | 1.3 | 0.9 | 0.2 |
| N_{Spuren} | | 2.6 | 3.9 | 3.0 | 6.3 | 8.0 | 6.1 | 2.4 | 2.2 |
| $E_{\text{Strahlachse}}^{30^\circ}/E_{\text{vis}}$ | | 0.5 | 0.8 | 0.9 | 0.6 | 3.4 | 1.0 | 1.4 | 0.2 |
| $ \cos \theta_{\text{max}}(\text{Jets}) $ | | 2.5 | 3.2 | 2.8 | 3.9 | 3.1 | 2.3 | 3.1 | 0.6 |
| E_{Monitore} | | 1.3 | 2.0 | 1.0 | 1.0 | 0.6 | 3.6 | 1.6 | 0.9 |
| $E_{\gamma, \text{Lepton}^\pm}$ | | 0.5 | 5.9 | 4.7 | 4.4 | 2.5 | 1.9 | 1.5 | 0.8 |
| $ \cos \theta_{\text{miss}} $ | | 3.9 | 3.2 | 4.8 | 7.9 | 3.0 | 4.2 | 3.8 | 0.9 |
| α_{Jets} | | 1.5 | 3.1 | 2.1 | 2.6 | 4.0 | 4.4 | 2.6 | 0.9 |
| $\theta_\perp \equiv \theta(\vec{j}_\perp)$ | | 2.2 | 7.2 | 4.2 | 4.3 | 4.3 | 5.3 | 4.1 | 1.7 |
| aus N – 1-Verteilungen: | | | | | | | | | |
| E_{vis}/\sqrt{s} | (0.30) | 0.3 | 2.7 | 0.2 | 0.6 | 0.6 | 1.5 | 1.0 | 0.5 |
| E_{vis}/\sqrt{s} | (0.65) | 2.5 | 4.4 | 3.4 | 2.0 | 4.8 | 1.5 | 1.6 | 0.9 |
| $M_{\text{inv.}}(\text{Jets})$ | (60 GeV) | 1.1 | 2.3 | 0.7 | 2.6 | 2.4 | 3.6 | 1.1 | 0.9 |
| $M_{\text{inv.}}(\text{Jets})$ | (115 GeV) | 1.0 | 3.8 | 1.3 | 3.3 | 3.2 | 1.6 | 2.3 | 0.4 |
| Gesamt | | 7.0 | 13.7 | 10.0 | 13.7 | 13.7 | 12.1 | 8.4 | 3.6 |
| aus N – 2-Verteilungen: | | | | | | | | | |
| E_{vis}/\sqrt{s} | (0.30) | 1.9 | 3.1 | 2.7 | 2.2 | 1.7 | 5.1 | 4.2 | 2.5 |
| E_{vis}/\sqrt{s} | (0.65) | 2.2 | 4.8 | 4.9 | 7.9 | 4.3 | 8.2 | 6.0 | 4.3 |
| $M_{\text{inv.}}(\text{Jets})$ | (60 GeV) | 1.1 | 2.3 | 0.7 | 2.6 | 2.4 | 3.6 | 1.7 | 1.0 |
| $M_{\text{inv.}}(\text{Jets})$ | (115 GeV) | 1.1 | 2.9 | 2.4 | 2.4 | 7.6 | 2.0 | 1.2 | 0.7 |
| Gesamt | | 7.1 | 13.7 | 11.1 | 15.7 | 15.3 | 15.4 | 10.9 | 6.1 |

Tabelle D.2: Die Differenz der Änderungen in den selektierten Ereignissen bezüglich der Daten und der Monte-Carlo-Vorhersage des Untergrundes bei Variation der Schnittposition gemäß Gleichung (D.1) für alle angewendeten Schnitte der Vorselektion aus Kapitel 8.2 in den untersuchten Schwerpunktsenergien bei der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson.

sich in Tabelle D.2, die Darstellung der Abweichungen Δ_{N-1} und Δ_{N-2} in den Abbildungen D.3 und D.4. Auch hier fällt auf, dass in den Schwerpunktsenergien mit höherer Luminosität die Fehler geringere Werte annehmen. Zudem ist der Schnitt in der sichtbaren Energie bei 65 % der Schwerpunktsenergie ebenso wie in der Analyse aus Teil I mit den größten Abweichungen behaftet. Die Unsicherheiten bewegen sich im Rahmen der betrachteten Statistik in einem akzeptablen Bereich und sind insgesamt vernachlässigbar gering.

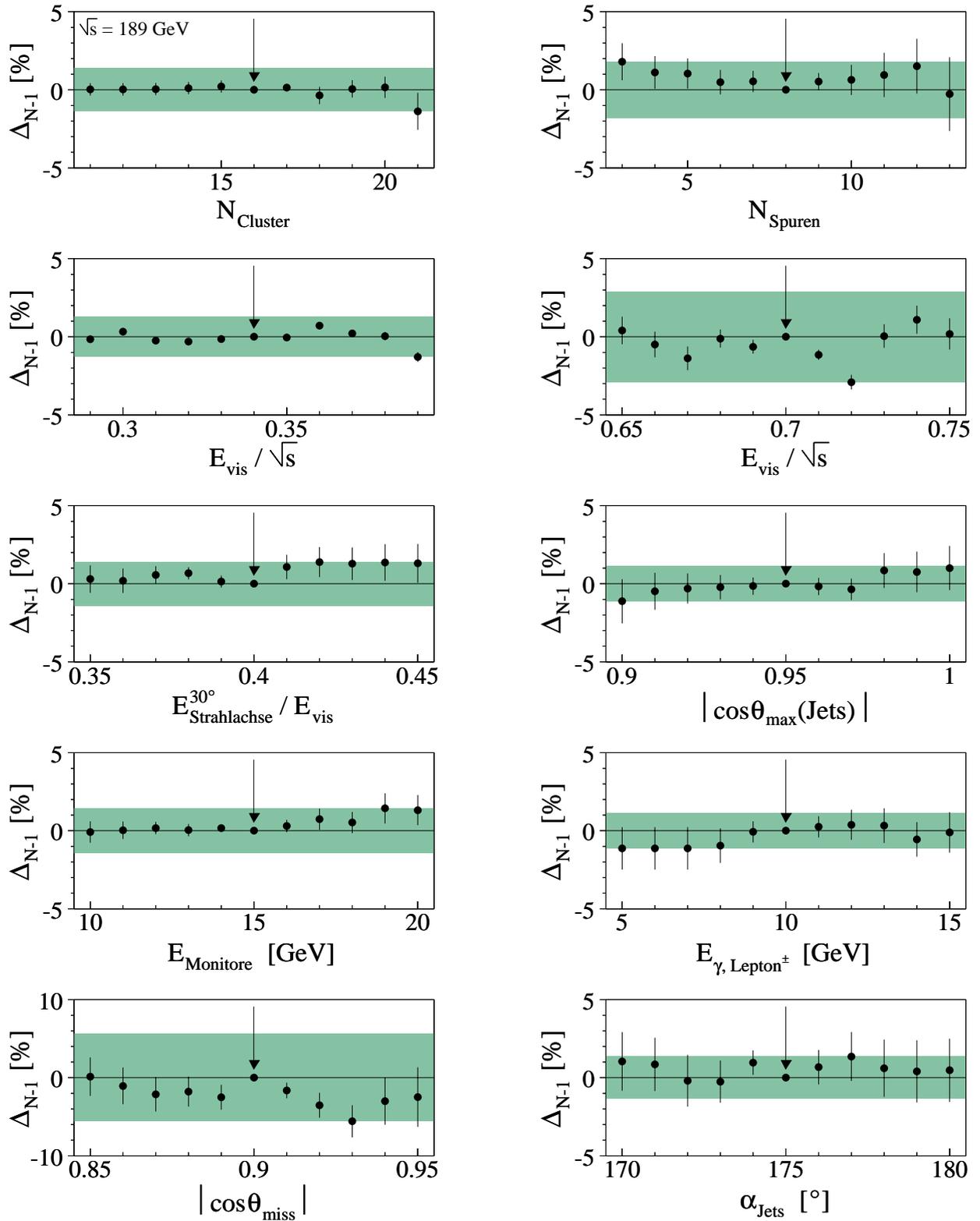


Abbildung D.1: Die Ergebnisse der $N-1$ -Schnitt-Variationen im Schwerpunktsenergie-Intervall von 189 GeV bei der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson.

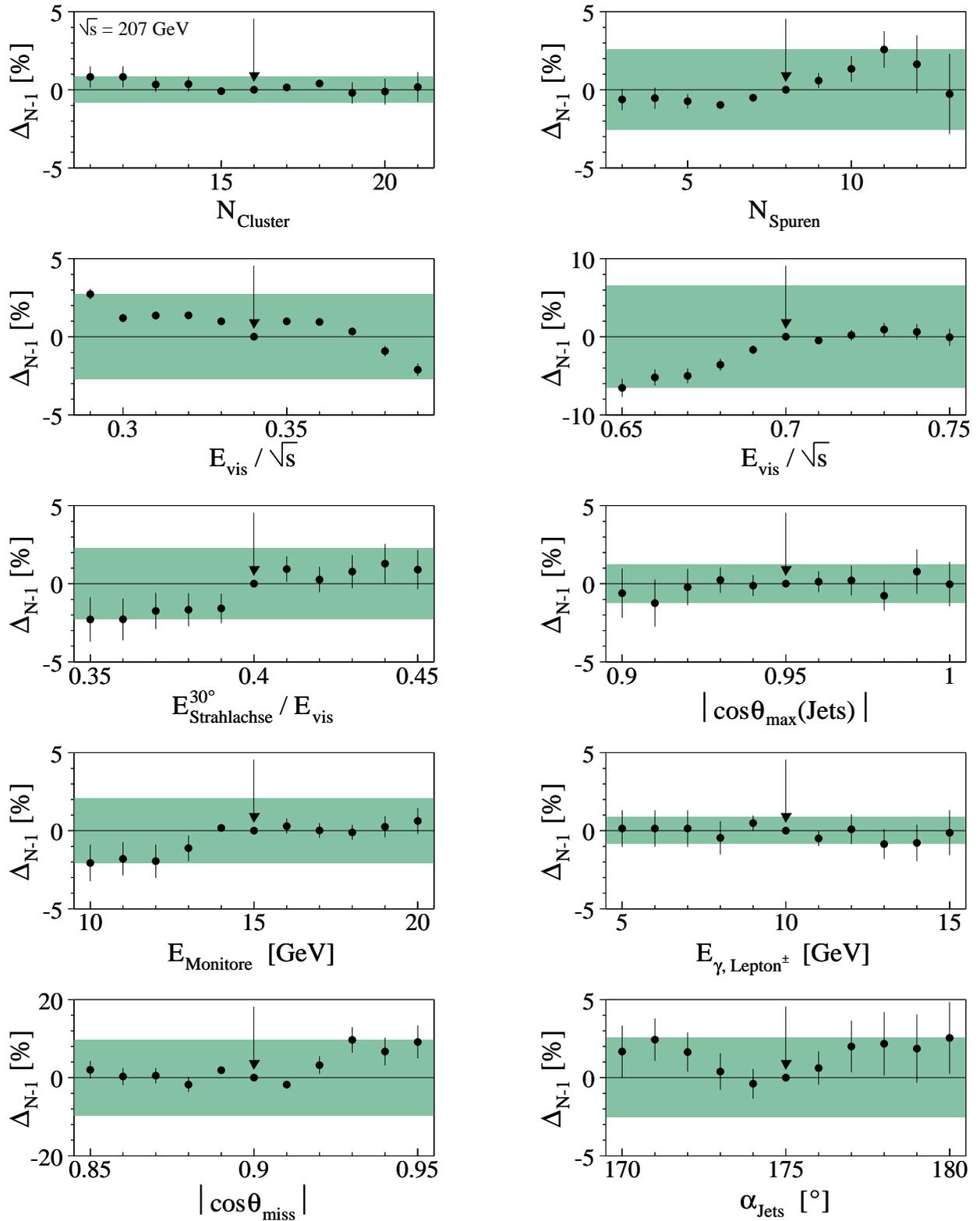


Abbildung D.2: Die Ergebnisse der $N - 1$ -Schnitt-Variationen im Schwerpunktsenergie-Intervall von 207 GeV bei der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson.

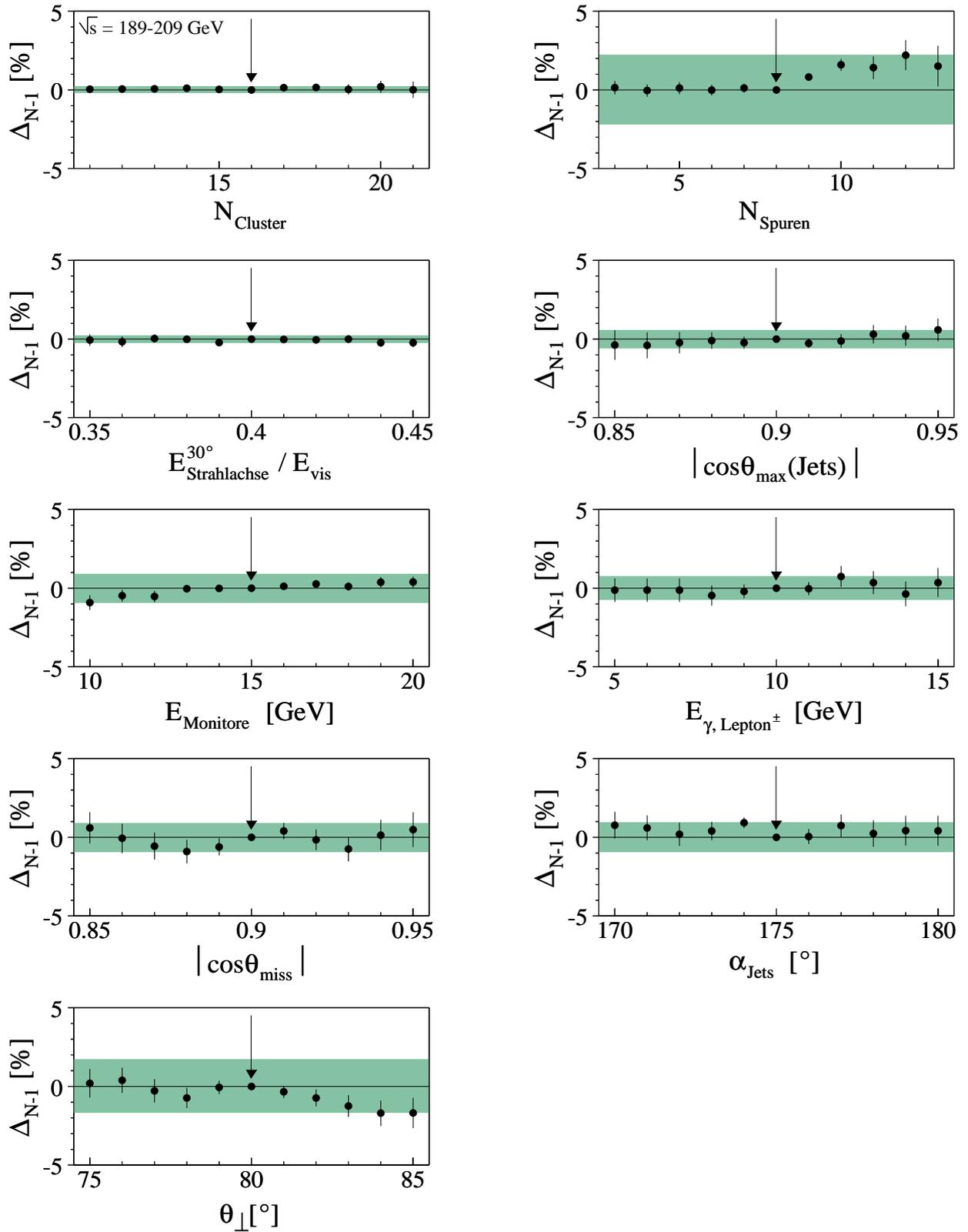


Abbildung D.3: Das Ergebnis der Schnitt-Variationen über die Summe der $N-1$ -Verteilungen aus den Jahren 1998 bis 2000 in der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson.

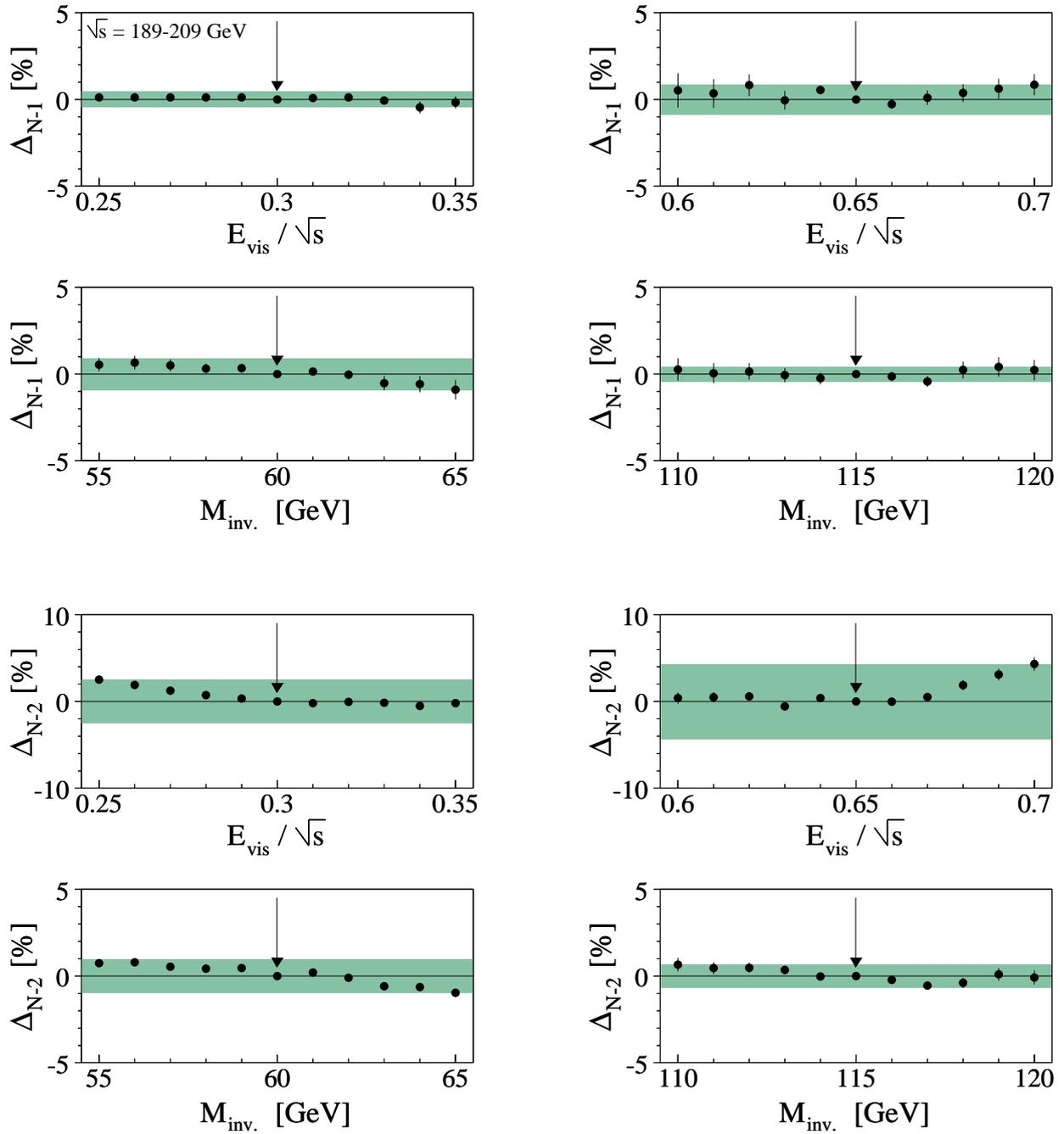


Abbildung D.4: Das Ergebnis der Schnitt-Variationen über die Summe der N–1- und N–2-Verteilungen aus den Jahren 1998 bis 2000 in der Suche nach einem unsichtbar zerfallenden Higgs-Boson (Fortsetzung). Die Untersuchungen im unteren Teil ergaben geringfügig höhere Unsicherheiten (siehe Tabelle D.2).

Literatur

- [1] L3-KOLLAB., P. ACHARD et al., Phys. Lett. B 517, 319 (2001),
»Standard Model Higgs Boson with the L3 Experiment at LEP«.
- [2] L3-KOLLAB., M. ACCIARRI et al., Phys. Lett. B 495, 18 (2000),
»Higgs Candidates in e^+e^- Interactions at $\sqrt{s} = 206.6$ GeV«.
- [3] LEP HIGGS WORKING GROUP, Phys. Lett. B 565, 61 (2003),
»Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP«.
- [4] L3-KOLLAB., P. ACHARD et al., Phys. Lett. B 609, 35 (2005),
»Search for an invisibly-decaying Higgs boson at LEP«.
- [5] LEP HIGGS WORKING GROUP, LHWG-Note 2001-06 (2001), [hep-ex/0107032 (2001)],
»Searches for Invisible Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GeV«.
- [6] A. EINSTEIN, Ann. Phys. 49, 50 (1916),
»Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie«.
- [7] H. WEYL, Ann. Phys. 59, 101 (1919),
»Eine neue Erweiterung der Relativitätstheorie«.
- [8] G. 't HOOFT, Nucl. Phys. B 33, 173 (1971),
»Renormalization of Massless Yang-Mills Fields«;
G. 't HOOFT, Nucl. Phys. B 35, 167 (1971),
»Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields«.
- [9] S. L. GLASHOW, Nucl. Phys. 22, 579 (1961),
»Partial-Symmetries of Weak Interactions«;
A. SALAM, Almquist & Wiksell, Stockholm, 367 (1968), Ed. N. Svartholm,
»Elementary Particle Theory«;
S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967),
»A Model of Leptons«.
- [10] S. EIDELMANN et al., Phys. Lett. B 592 (2004),
»The Review of Particle Physics«.
- [11] H. FRITZSCH, M. GELL-MANN, H. LEUTWYLER, Phys. Lett. B 47, 365 (1973),
»Advantages of the Color Octet Gluon Picture«;
D. J. GROSS, F. WILCZEK, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973),
»Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories«;
D. J. GROSS, F. WILCZEK, Phys. Rev. D 8, 3633 (1973),
»Asymptotically Free Gauge Theories«;
H. D. POLITZER, Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973),
»Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?«;
S. COLEMAN, D. J. GROSS, Phys. Rev. Lett. 31, 851 (1973),
»Price of Asymptotic Freedom«.

- [12] F. HALZEN, A. D. MARTIN, John Wiley & Sons (1984),
 »Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics«;
 D. GRIFFITHS, John Wiley & Sons (1987),
 »Introduction to Elementary Particles«;
 P. SCHMÜSER, Zweite Auflage, Springer-Verlag (1994),
 »Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker«.
- [13] S. WU, Phys. Rev. 105, 1413 (1957),
 »Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay«.
- [14] N. CABBIBO, Phys. Rev. 10, 531 (1963),
 »Unitary Symmetry and Leptonic Decays«;
 M. KOBAYASHI, M. MASKAWA, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973),
 »CP violation in the renormalizable theory of weak interaction«.
- [15] C. N. YANG, R. L. MILLS, Phys. Rev. 96, 191 (1954),
 »Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance«.
- [16] P. W. HIGGS, Phys. Lett. 12, 132 (1964),
 »Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields«;
 P. W. HIGGS, Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964),
 »Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons«;
 P. W. HIGGS, Phys. Rev. 145, 1156 (1966),
 »Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons«;
 F. ENGLERT, R. BROUT, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964),
 »Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons«;
 G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN, T. W. B. KIBBLE, Phys. Rev. Lett. 13, 585 (1964),
 »Global Conservation Laws and Massless Particles«.
- [17] J. GOLDSTONE, A. SALAM, S. WEINBERG, Phys. Rev. 127, 965 (1962),
 »Broken Symmetries«.
- [18] E. FERMI, Z. Phys. 88, 161 (1934),
 »Versuch einer Theorie der β -Strahlen«.
- [19] P. JANOT, »HZHA«, in G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, CERN 96-01 (1996), Band 2,
 »Physics at LEP2«.
- [20] F. A. BERENDS, W. L. VAN NEERVEN, G. J. H. BURGERS, Nucl. Phys. B 297, 429 (1988),
Erratum: Nucl. Phys. B 304, 921 (1988),
 »Higher Order Radiative Corrections at LEP Energies«.
- [21] E. GROSS, B. A. KNIEHL, G. WOLF, Z. Phys. C 63, 417 (1994),
 »Production and Decay of the Standard Model Higgs Boson at LEP 200«.
- [22] B. A. KNIEHL, Phys. Rep. 204 C, 211 (1994),
 »Higgs phenomenology at one loop in the standard model«.
- [23] A. DJOUADI, D. HAIDT, B. A. KNIEHL, B. MELE, P. M. ZERWAS, DESY 92-123A (1992),
 » e^+e^- Collisions at 500 GeV: The Physics Potential«.
- [24] A. DJOUADI, J. KALINOWSKI, M. SPIRA, Comp. Phys. Comm. 108, 56 (1998),
 »HDECAY: A Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its
 Supersymmetric Extension«.

Es wurde die HDECAY-Version 3.101 benutzt.

- [25] N. V. KRASNIKOV, V. A. MATVEEV, Phys. Part. Nucl. 31, 255 (2000),
 »Search for Standard Higgs Boson at Supercolliders«;
 R. N. CAHN, Rep. Prog. Phys. 52, 389 (1989),
 »The Higgs boson«.
- [26] W.-Y. KEUNG, W. J. MARCINANO, Phys. Rev. D 30, 248 (1984),
 »Higgs-scalar decays: $H \rightarrow W^\pm + X$ «.
- [27] C. QUIGG, Acta Phys. Polon. B 30, 2145 (1999),
 »Electroweak Symmetry Breaking and the Higgs Sector«.
- [28] A. HASENFRATZ, World Scientific, Singapur, 125 (1992), Ed. M. Creutz,
 »Quantum Fields on the Computer«.
- [29] M. QUIROS, World Scientific, Singapur (1997), Ed. G. Kane,
 »Perspectives in Higgs Physics«;
 M. SHER, Phys. Lett. B 317, 159 (1993), *Addendum*: Phys. Lett. B 331, 448 (1994),
 »Precise vacuum stability bound in the standard model«.
- [30] T. HAMBYE, K. RIESELDMANN, »SM Higgs mass bounds from theory«, in
 »ECFA/DESY Study on Physics and Detectors for the Linear Collider«, Ed. R. Settles,
 [hep-ph/9708416 (1997)].
- [31] S. DAWSON, »Introduction to Electroweak Symmetry Breaking«, [hep-ph/9901280 (1999)],
 Lectures given at the 1998 Summer School in High Energy Physics and Cosmology, Trieste,
 Italy (1998).
- [32] LEP-KOLLAB., LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP, SLD ELECTROWEAK AND HEAVY
 FLAVOUR GROUPS, CERN-PH-EP/2004-069 (2004), [hep-ex/0412015 (2004)],
 »A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard
 Model«.
 Stand 06/05: <http://www.cern.ch/LEPEWWG>.
- [33] NUTEV-KOLLAB., G. P. ZELLER et al., Phys. Rev. Lett. 88, 091802 (2002),
Erratum-ibid. 90 (2003) 239902,
 »A Precise Determination of Electroweak Parameters in Neutrino-Nucleon Scattering«.
- [34] P. GIACOMELLI, CERN-PPE/93-18 (1993),
 »The Search for the Standard Model Higgs Boson: Results at LEP 100 and Prospects for
 LEP 200«.
- [35] ALEPH-KOLLAB., D. Decamp et al., Phys. Lett. B 245, 289 (1990),
 »Search for a very light Higgs boson in Z^0 -Decays«.
- [36] L3-KOLLAB., B. Adeva et al., Phys. Lett. B 252, 518 (1990),
 »Search for a low mass neutral Higgs boson in Z^0 -Decays«.
- [37] L3-KOLLAB., M. Acciarri et al., Phys. Lett. B 385, 454 (1996),
 »Search for neutral Higgs boson production through the process $e^+e^- \rightarrow Z^* H^0$ «.
- [38] W. HOLLIK et al., Acta Phys. Polon. B 35, 2533 (2004),
 »Electroweak Physics«.
- [39] F. JEGERLEHNER, Prog. Part. Nucl. Phys. 27, 1 (1991);
 F. JEGERLEHNER, LC-TH-2001-035 (2001), [hep-ph/0105283 (2001)],
 »The Effective Fine Structure Constant at TESLA Energies«.

- [40] W. HOLLIK, Proceedings of the Zeuthen workshop »Electroweak Precision Data and the Higgs Mass«, Ed. S. Dittmaier, K. König, DESY-PROC-2003-01, MPP-2003-50 (2003),
» Δr and Z boson observables — electroweak aspects«.
- [41] F. JEGERLEHNER, Preprint PSI-PR-91-08, Paul Scherrer Institut (1991),
»Renormalizing the Standard Model«.
- [42] M. VELTMAN, Nucl. Phys. B 123, 89 (1977),
»Limit On Mass Differences In The Weinberg Model«.
- [43] K. KALKA, G. SOFF, Teubner Studienbücher (1997),
»Supersymmetrie«.
- [44] S. P. MARTIN, [hep-ph/9709356 (1999)],
»A Supersymmetry Primer«.
- [45] J. WESS, J. BAGGER, Princeton University Press (1983),
»Supersymmetry and Supergravity«.
- [46] D. I. KAZAKOV, »Beyond the Standard Modell (In Search of Supersymmetry)«,
[hep-ph/0012288 (2000)], Lectures given at the European School for High Energy Physics,
Caramulo, Portugal (2000).
- [47] M. SPIRA, Fortsch. Phys. 46, 203 (1998), [hep-ph/9705337 (1997)],
»QCD Effects in Higgs Physics«.
- [48] M. SPIRA, P. M. ZERWAS, in »Schladming 1997, Computing particle properties« 161-22,
[hep-ph/9803257 (1998)],
»Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics«.
- [49] M. M. EL KHEISHEN, A. A. SHAFIK, A. A. ABOSHOUHA, Phys. Rev. D 45, 4345 (1992),
»Analytic formulas for the neutralino masses and the neutralino mixing matrix«.
- [50] H. E. HABER, Int. J. Mod. Phys. A 13, 2263 (1998), [hep-ph/9806331 (1998)],
»Probing the MSSM Higgs Sector at an e^-e^- Collider«;
H. E. HABER, Proceedings of the 4th International Symposium on Radiative Corrections
(RADCOR 98), [hep-ph/9901365 (1999)],
»How Well Can We Predict the Mass of the Higgs Boson of the Minimal Supersymmetric
Model?«;
H. E. HABER, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) 101, 217 (2001), [hep-ph/0103095 (2001)],
»Low-Energy Supersymmetry and its Phenomenology«.
- [51] A. DJOUADI, P. JANOT, J. KALINOWSKI, P. M. ZERWAS, Phys. Lett. B 376, 220 (1996),
»SUSY Decays of Higgs Particles«.
- [52] LEP HIGGS WORKING GROUP, LHWG-Note 2001-04 (2001), [hep-ex/0107030 (2001)],
»Searches for the neutral Higgs Bosons of the MSSM: Preliminary Combined Results using
LEP Data collected at Energies up to 209 GeV«.
- [53] LEP HIGGS WORKING GROUP, LHWG-Note 2004-01 (2004),
Paper contributed to ICHEP'04, Beijing (China),
»Search for Neutral MSSM Higgs Bosons at LEP«.
- [54] ALEPH-KOLLAB., A. Antonelli et al., Phys. Lett. B 583, 247 (2004),
»Absolute mass lower limit for the lightest neutralino of the MSSM from e^+e^- data at \sqrt{s}
up to 209 GeV«.

- [55] L. CAMILLERI et al., CERN Yellow Report 76-18 (2000),
 »Physics with very high energy e^+e^- colliding beams«;
 M. BOURQUIN et al., Villars-sur-Ollon, ECFA 81-54 (1981),
 »General Meeting on LEP«;
 A. BÖHM, W. HOOGLAND, RWTH Aachen, ECFA 87-08 (1986),
 »ECFA Workshop on LEP 200«.
- [56] R. W. ASSMANN, Proceedings of the Chamonix XI Workshop, CERN-SL-2001-003 DI (2001),
 »LEP Operation and Performance with Electron-Positron Collisions at 209 GeV«.
- [57] ALEPH-KOLLAB., D. Decamp et al., Nucl. Instr. Meth. A 294, 121 (1990),
 »ALEPH: A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP«.
- [58] DELPHI-KOLLAB., P. Aarnio et al., Nucl. Instr. Meth. A 303, 233 (1991),
 »The DELPHI Detector at LEP«.
- [59] L3-KOLLAB., B. Adeva et al., Nucl. Instr. Meth. A 289, 35 (1990),
 »The Construction of the L3 Experiment«.
- [60] OPAL-KOLLAB., K. Ahmet et al., Nucl. Instr. Meth. A 305, 275 (1991),
 »The OPAL Detector at LEP«.
- [61] »High-Luminosity Options for LEP«, Ed. J. M. Jowett, CERN 91-02 (1991);
 Proceedings of the 3rd Workshop on LEP Performance, Ed. J. Poole,
 CERN-SL/93-19 (1993).
- [62] E. KEIL, Proceedings of the Third Workshop on LEP Performance,
 CERN-SL/93-16, 459 (1993);
 W. HERR, Proceedings of the Fourth Workshop on LEP Performance,
 CERN-SL/94-06, 323 (1994);
 T. CAMPORESI et al., »Report from the Bunch Train Working Group«,
 CERN-LEPC/94-13 (1994).
- [63] LEP ENERGY WORKING GROUP, LEP Energy Working Group Internal Note 01/01 (2001),
 »Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 2000«.
- [64] LEP ENERGY WORKING GROUP, R. W. ASSMANN et al., Eur. Phys. J. C 39, 253 (2005),
 »Calibration of centre-of-mass energies at LEP2 for a precise measurement of the W boson
 mass«.
- [65] LEP ENERGY WORKING GROUP, R. W. ASSMANN et al., Technischer Bericht (1999),
 »Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 1998«;
 R. W. ASSMANN et al., Technischer Bericht (2000),
 »Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 1999«;
 R. W. ASSMANN et al., Technischer Bericht (2001),
 »Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 2000«.
- [66] LEP ENERGY WORKING GROUP, LEP Energy WG Memo, Oct. 31 (2003),
 »Final LEP 2 centre-of-mass energy values«.
- [67] A. A. SOKOLOV, I. M. TERNOV, Sov. Phys. Dokl. 8, 1203 (1964),
 »On polarisation and spin effects in the theory of synchrotron radiation«.
- [68] L. ARNAUDON et al., Z. Phys. C 66, 45 (1995),
 »Accurate determination of LEP beam energy by resonant depolarisation«.

- [69] B. DEHNING et al., Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference (2000), »Status of the LEP2 Spectrometer Project«;
J. PROCHNOW, Diplomarbeit, RWTH Aachen (2000), PITHA 00/10 (2000), »The LEP Energy Spectrometer«.
- [70] A.-S. MÜLLER, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität, Mainz (2000), »Precision Measurements of the LEP Beam Energy for the Determination of the W Boson Mass«.
- [71] L3-KOLLAB., M. Acciarri et al., Nucl. Instr. Meth. A 351, 300 (1994), »The L3 Silicon Microvertex Detector«.
- [72] F. BEISSEL et al., Nucl. Instr. Meth. A 332, 33 (1993), »Construction and Performance of the L3 Central Tracking Detector«.
- [73] M. WEBER, Dissertation, RWTH Aachen (2002), »Messung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-$ mit dem L3-Detektor bei LEP«.
- [74] D. REN, Dissertation, ETH Zürich (1990), »The L3 Vertex Chamber«.
- [75] K. DEITERS et al., Nucl. Instr. Meth. A 323, 162 (1992).
- [76] L3-KOLLAB., R. SUMNER, Nucl. Instr. Meth. A 265, 252 (1988), »The L3 BGO Electromagnetic Calorimeter«.
- [77] G. BASTI et al., Nucl. Instr. Meth. A 374, 293 (1996), »The L3 lead-scintillating fiber calorimeter«.
- [78] U. UWER, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1990), »Aufbau und Eichung der Szintillationszähler des L3-Experiments«;
U. UWER, L3 Internal Note 2003 (1996), »The L3 Scintillation Counter System: Description and Status«.
- [79] L3-KOLLAB., O. ADRIANI et al., Phys. Rep. 236, 1 (1993), »Results from the L3 Experiment at LEP«.
- [80] S. WYNHOFF, Dissertation, RWTH Aachen (1997), »Messung der Tau-Paarproduktion mit dem L3-Detektor bei LEP«.
- [81] L3-KOLLAB., O. ADRIANI et al., Nucl. Instr. Meth. A 302, 53 (1991), »Hadron Calorimetry in the L3 Detector«.
- [82] L3-KOLLAB., B. ADEVA et al., Nucl. Instr. Meth. A 277, 187 (1989), »Muon Detection in the L3 Experiment at LEP«.
- [83] I. C. BROCK et al., CERN-PPE/96-89 (1996), »Luminosity Measurement in the L3 Detector at LEP«.
- [84] P. BÉNÉ et al., Nucl. Instr. Meth. A 306, 150 (1991), »First Level Charged Particle Trigger for the L3 Detector«;
Y. BERTSCH et al., Nucl. Instr. Meth. A 340, 309 (1994), »The Second Level Trigger of the L3 Experiment«;
C. DIONISI et al., Nucl. Instr. Meth. A 336, 78 (1993), »The Third Level Trigger System of the L3 Experiment at LEP«.
- [85] B. ADEVA et al., Nucl. Instr. Meth. A 309, 318 (1991), »The L3 Database System«.

- [86] R. BRUN et al., CERN DD/EE/84-1 (1984), überarbeitet 1987,
 »GEANT 3 Users Guide«;
 H. FESEFELDT, Report RWTH Aachen, PITHA 85/02 (1985),
 »The Simulation of Hadronic Showers — Physics and Applications«.
- [87] S. CATANI et al., Phys. Lett. B 269, 432 (1991),
 »New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+e^- annihilation«;
 S. BETHKE et al., Nucl. Phys. B 370, 310 (1992), *Erratum*: [hep-ph/9803267 (1998)],
 »New jet cluster algorithms: next-to-leading order QCD and hadronization corrections«.
- [88] A. S. SCHMIDT-KÄRST, Dissertation, RWTH Aachen (2000),
 »Elektron Photon Physik bei LEP«;
 D. KÄFER, Diplomarbeit, RWTH Aachen (2002),
 »Nachweis einzelner W-Bosonen mit dem L3-Detektor bei LEP im Energiebereich von
 192 GeV bis 208 GeV«.
- [89] A. STRAESSNER, Dissertation, RWTH Aachen (2000),
 »Measurement of the Mass and Width of the W Boson with the L3 Detector at LEP«.
- [90] M. DUDA, Diplomarbeit, RWTH Aachen (2003),
 »Studien zur Systematik der W-Massen-Bestimmung«.
- [91] C. GRUPEN, Bibliographisches Institut Mannheim (1993),
 »Teilchendetektoren«.
- [92] M. H. ZÖLLER, Diplomarbeit, RWTH Aachen (2000),
 »Messung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ mit dem L3-Experiment bei LEP 200«.
- [93] T. SJÖSTRAND, Comp. Phys. Comm. 82, 74 (1994), überarbeitet 1995,
 »PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual«.
 Es wurden die PYTHIA-Versionen 5.722 und 6.1 benutzt.
- [94] F. A. BERENDS, R. KLEISS, Nucl. Phys. B 186, 22 (1981),
 »Distributions for electron-positron annihilation into two and three photons«.
 Es wurde GGG-Version 2.030 benutzt.
- [95] S. JADACH, W. PLACZEK, B. F. L. WARD, Phys. Lett. B 390, 298 (1997),
 »BHWIDE 1.00: $\mathcal{O}(\alpha)$ YFS Exponentiated Monte Carlo for Bhabha Scattering at Wide Angles
 for LEP1/SLC and LEP2«.
 Es wurde BHWIDE-Version 1.03 benutzt.
- [96] S. JADACH, B. F. L. WARD, Z. WÄS, CERN-TH/99-235 (1999),
 »The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermion final states in e^+e^-
 collisions«.
 Es wurden die KK2F-Versionen 4.12, 4.13 und 4.14 benutzt.
- [97] S. JADACH, B. F. L. WARD, Z. WÄS, Comp. Phys. Comm. 79, 503 (1994).
 Es wurde KORALZ-Version 4.03 benutzt.
- [98] R. ENGEL, Z. Phys. C 66, 203 (1995),
 »Photoproduction within the two-component Dual Parton Model: Amplitudes and cross
 sections«;
 R. ENGEL, J. RANFT, Phys. Rev. D 54, 4244 (1996),
 »Hadronic photon-photon interactions at high energies«.
 Es wurden die PHOJET-Versionen 1.05, 1.06 und 1.10 benutzt.

- [99] M. SKRZYPEK, S. JADACH, W. PLACZEK, Z. WĄS, *Comp. Phys. Comm.* 94, 216 (1996);
M. SKRZYPEK, S. JADACH, M. MARTINEZ, W. PLACZEK, Z. WĄS,
Phys. Lett. B 372, 289 (1996),
»Initial state QED corrections to W-pair production at LEP2/NLC — Monte Carlo versus
semi-analytical approach«.
Es wurde KORALW-Version 1.33 benutzt.
- [100] F. A. BERENDS, R. KLEISS, R. PITTAU, *Nucl. Phys. B* 424, 308 (1994);
F. A. BERENDS, R. KLEISS, R. PITTAU, *Nucl. Phys. B* 426, 344 (1994);
F. A. BERENDS, R. KLEISS, R. PITTAU, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B* 37, 163 (1994);
R. KLEISS, R. PITTAU, *Comp. Phys. Comm.* 83, 141 (1994);
R. PITTAU, *Phys. Lett. B* 335, 490 (1994).
Es wurden die EXCALIBUR-Versionen 1.10 und 1.11 benutzt.
- [101] C. ROSENBLECK, Diplomarbeit, RWTH Aachen (2001),
»Rückkehr zum Z durch Photonabstrahlung bei LEP Energien um 200 GeV«.
- [102] L3-KOLLAB., P. ACHARD et al., *Phys. Lett. B* 585, 42 (2004),
»Measurement of the Z-boson mass using the $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ events at centre-of-mass energies
above the Z pole«.
- [103] L3-KOLLAB., M. ACCIARRI et al., *Eur. Phys. J. C* 16, 1 (2000),
»Measurements of Cross Sections and Forward-Backward Asymmetries at the Z Resonance
and Determination of Electroweak Parameters«.
- [104] OPAL-KOLLAB., G. ABBIENDI et al., *Phys. Lett. B* 604, 31 (2004),
»Determination of the LEP Beam Energy using Radiative Fermion-pair Events«.
- [105] L3-KOLLAB., P. ACHARD et al., *Phys. Lett. B* 613, 118 (2005),
»Z-boson production with two unobserved, back-to-back, hard photons at LEP«.
- [106] A. EL HAGE, Diplomarbeit, RWTH Aachen (2003),
»Untersuchung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$ «.
- [107] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON, B. SÖDERBERG, *Z. Phys. C* 20, 317 (1983),
»A General Model for Jet Fragmentation«.
- [108] C. PETERSON, D. SCHLATTER, I. SCHMITT, P. M. ZERWAS, *Phys. Rev. D* 27, 105 (1983),
»Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra«.
- [109] A. BÖHRER, *Phys. Rep.* 291, 107 (1997),
»Inclusive Particle Production in Hadronic Decays of the Z Boson at LEP I«.
- [110] P. WIENEMANN, Dissertation, RWTH Aachen (2002),
»Suche nach dem Higgs-Boson im Vier-Jet-Kanal mit dem L3-Detektor bei LEP«.
- [111] L. LÖNNBLAD, C. PETERSON, T. RÖGNVALDSSON, *Nucl. Phys. B* 349, 675 (1991),
»Using Neural Networks to Identify Jets«;
C. PETERSON, *Comp. Phys. Comm.* 81, 185 (1994).
- [112] A. ZELL et al., Universität Stuttgart und Universität Tübingen,
»SNNS — Stuttgart Neural Network Simulator, User Manual, Version 4.2«.
Stand 07/00: <http://www-ra.informatik.uni-tuebingen.de/SNNS>.

- [113] J. BRANSON, A. DOMINGUEZ, I. FISK, G. RAVEN, L3 Internal Note 2108 (1997),
 »The UCSD B Tag for 1996«;
 I. FISK, Dissertation, University of California, San Diego (1999),
 »Search for Neutral Higgs Bosons in Electron-Positron Interactions at 189 GeV«.
- [114] J. SENS, P. VIKAS, L3 Internal Note 1027 (1991),
 »Reconstruction of the L3 Fill Vertices«;
 F. FILTHAUT, D. BOURILKOV, V. BRIGLEVIĆ, L3 Internal Note 1943 (1996),
 »A Comparison of 1995 L3 Vertex Data with LEP BOM and QS0 Measurements«;
 A. KRÜGER, L3 Internal Note 2630 (2001),
 »Beam Spot Size and Beam Position in 2000«.
- [115] A. DOMINGUEZ, Dissertation, University of California, San Diego (1998),
 »Search for Neutral Higgs Bosons in e^+e^- Interactions at Center-of-Mass Energies between
 130 GeV and 183 GeV«.
- [116] L3-KOLLAB., O. ADRIANI et al., Phys. Lett. B 307, 237 (1993),
 »Measurement of $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}$ from hadronic decays of the Z«.
- [117] J. MANS,
 »Inline-KEYS: Inline Version of Kyle Cranmer's KEYS code for C and FORTRAN
 programmers«.
 Stand 01/00: <http://jmans.home.cern.ch/jmans/inline-keys>.
- [118] K. S. CRANMER, ALEPH Note 99-144 (1999),
 »Kernel Estimation for Parametrization of Discriminant Variable Distributions«;
 K. S. CRANMER, Comp. Phys. Comm. 136, 198 (2001),
 »Kernel Estimation in High-Energy Physics«.
- [119] G. COWAN, Oxford University Press (1998),
 »Statistical Data Analysis«.
- [120] A. L. READ, DELPHI Note 97-158 PHYS 737 (1997),
 »Optimal Statistical Analysis of Search Results based on the Likelihood Ratio and its
 Application to the Search for the MSM Higgs Boson at $\sqrt{s} = 161$ GeV and 172 GeV«.
- [121] A. FAVARA, M. PIERI, L3 Internal Note 2066 (1997),
 »Confidence Level Estimation and Analysis Optimization«.
- [122] A. L. READ, »Modified Frequentist Analysis of Search Results (The CL_s Method)«, in
 F. James, L. Lyons, Y. Perrin, »Proceedings of the First Workshop on Confidence Limits«,
 CERN Yellow Report 2000-005 (2000);
 E. GROSS, A. L. READ, D. LELLOUCH, CERN-EP/98-094 (1998),
 »Prospects for the Higgs Boson Search in e^+e^- Collisions at LEP 200«.
- [123] A. L. READ, Journal Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 28, 2693 (2002),
 »Presentation of Search Results: The CL_s Technique«.
- [124] R. D. COUSINS, V. L. HIGHLAND, Nucl. Instr. Meth. A 320, 331 (1992),
 »Incorporating systematic uncertainties into an upper limit«.
- [125] S. MELE, P. GARCIA-ABIA, private Kommunikation, September 2004, Aachen-Genf.
- [126] A. BÖHM, private Kommunikation, Januar 2004, Aachen.
- [127] G. COWAN, private Kommunikation, Februar 2004, Aachen.

- [128] J. MNICH, private Kommunikation, September 2004, Bad Honnef.
- [129] K. BELOTSKY et al., Phys. Rev. D 68, 054027 (2003),
»Invisible Higgs boson decay into massive neutrinos of fourth generation«.
- [130] S. P. MARTIN, J. D. WELLS, Phys. Rev. D 60, 035006 (1999),
»Motivation and detectability of an invisibly decaying Higgs boson at the Fermilab Tevatron«.
- [131] L3-KOLLAB., P. ACHARD et al., Phys. Lett. B 600, 22 (2004),
»Measurement of the Cross Section of W-boson pair production at LEP«.
- [132] ALEPH-KOLLAB., R. Barate et al., Phys. Lett. B 526, 191 (2002),
»Final results of the searches for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions at \sqrt{s} up to 209 GeV«.
- [133] DELPHI-KOLLAB., J. Abdallah et al., Eur. Phys. J. C 32, 145 (2004),
»Final results from DELPHI on the searches for SM and MSSM Neutral Higgs bosons«.
- [134] OPAL-KOLLAB., G. ABBIENDI et al., Eur. Phys. J. C 26, 479 (2003),
»Search for the Standard Model Higgs Boson with the OPAL Detector at LEP«.
- [135] ALEPH-KOLLAB., ALEPH CONF 2001-008 (2001),
»Search for an invisibly decaying Higgs boson at LEP at centre-of-mass energies up to 209 GeV«.
- [136] DELPHI-KOLLAB., DELPHI 2001-079 CONF 507 (2001),
»Searches for invisibly decaying Higgs bosons«.
- [137] P. LEBRUN, S. MUANZA, D. TEYSSIER, L3 Internal Note 2690 (2001),
»Search for invisible Higgs boson decays in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 200-209$ GeV«.
- [138] OPAL-KOLLAB., OPAL Physics Note PN-472 (2001),
»Searches for Higgs Bosons in Extensions to the Standard Model in e^+e^- Collisions at the Highest LEP Energies«.
- [139] DELPHI-KOLLAB., J. Abdallah et al., Eur. Phys. J. C 32, 475 (2004),
»Searches for invisibly decaying Higgs bosons with the DELPHI detector at LEP«.
- [140] M. CARENA et al., FERMILAB-CONF-00/279-T (2000), [hep-ph/0010338 (2000)],
»Report of the Tevatron Higgs Working Group«.
- [141] CDF- und DØ-KOLLAB., FERMILAB-PUB-03/320-E (2003),
»Results of the Tevatron Higgs Sensitivity Study«.
- [142] ATLAS-KOLLAB., CERN/LHCC/99-14 (1999),
»ATLAS Detector and Physics Performance«, »Technical Design Report«;
CMS-KOLLAB., CERN/LHCC/94-38 (1994),
»CMS — The Compact Muon Solenoid«, »Technical Proposal«.
- [143] ATLAS-KOLLAB., I. FLECK et al., Eur. Phys. J. C 34, 185 (2004), SN-ATLAS-2003-032,
»Early Physics Reach of the ATLAS Detector«;
CMS-KOLLAB., G. BRUNO et al., [hep-ex/0308003 (2003)],
»Brief physics survey with CMS in year one«.
- [144] TESLA-KOLLAB., DESY 2001-011, ECFA 2001-209 (2001),
»TESLA — The Superconducting Electron-Positron Collider with an Integrated X-Ray Laser Laboratory«, »Technical Design Report«.
- ILC-Projekt: <http://ilc.desy.de> <http://lcdev.kek.jp>
 <http://ilc.fnal.de> <http://www-project.slac.stanford.edu/ilc>

- [145] H. DAVOUDIASL, T. HAN, H. LOGAN, Phys. Rev. D 71, 115007 (2005),
 »Discovering an Invisibly Decaying Higgs at Hadron Colliders«;
 I ANTONIADIS, M. TUCKMANTEL, F. ZWIRNER, Nucl. Phys. B 707, 215 (2005),
 »Phenomenology of leptonic goldstino and invisible Higgs decays«.
- [146] K. ACKERMANN et al., DESY-PROC-2004-01, DESY 04-123G, Ed. R. Settles,
 »Extended JOINT ECFA/DESY STUDY on PHYSICS and DETECTOR for a LINEAR
 e^+e^- COLLIDER«;
 M. SCHUMACHER, LC-PHSM-2003-096 (2003),
 »Investigations of invisible decays of the Higgs boson at a future e^+e^- linear collider«.
- [147] G. ALTARELLI, R. KLEISS, C. VERZEGNASSI, CERN 89-08, 61 (1989), »Z Physics at LEP1«,
 »Volume 2: Higgs Search and New Physics«,
- [148] C. M. BISHOP, Oxford University Press (1995),
 »Neural Networks for Pattern Recognition«.
- [149] J. HERTZ, A. KROGH, R. G. PALMER, Addison-Wesley Pub. Comp. (1991),
 »Introduction to the Theory of Neural Computation«.

QVIS NON NOVIT?
LEX EST:
SCEPTRVM LEVITER GERENTI SCIRE LICET,
QVID SIT QVIQVE SIT.

Dank

Mein Dank gilt an erster Stelle Prof. Dr. Albrecht Böhm, der mir in den aufregenden Zeiten am Ende der Datennahme bei LEP diese interessanten Themen überließ und durch zahlreiche Diskussionen und Hilfestellungen diese Arbeit unterstützte. Seine Ausführungen und Erläuterungen — nicht nur zum Thema »Higgs« — haben diese Arbeit und meine Person geprägt.

Besonders bedanken möchte ich mich ebenfalls bei Prof. Dr. Joachim Mnich, der sich bereit erklärte, die Aufgabe des zweiten Berichters und Prüfers zu übernehmen und zudem noch einige »Privat-Vorlesungen« gab. Selten habe ich bei einem Spaziergang oder einem Abendessen derart viel über die aktuellen Themen der Elementarteilchenphysik gelernt.

Zu großem Dank bin ich Dr. Peter Wienemann verpflichtet, mit dem ich zu Beginn der Analysen an der Higgs-Suche gearbeitet habe und der mir bereitwillig den Umgang mit neuronalen Netzen zeigte. Seine Erklärungen waren unverzichtbar.

Ebenso möchte ich mich bei Dr. Martin Weber für die vielen erhellenden Gespräche über Z-Physik und Familie bedanken. Auch er hat mir den Einstieg in die Arbeit erheblich erleichtert.

Viele der Auswertungen hätten ohne die Unterstützung von Markus Duda nicht in dieser Zeit durchgeführt werden können. Seine Bereitschaft zur »Neu-Installation« und zum Korrekturlesen wird mir immer in Erinnerung bleiben. Danke dafür.

An dieser Stelle möchte ich auch dem EDV-Leiter Dr. Thomas Kreß danken, der nie zögerte, diverse »Sonder-Statistiken« zum Trainieren der neuronalen Netze einzuführen.

Dr. Stefan Roth und Christian Rosenbleck haben diese Arbeit mit vielen Korrekturen und Hinweisen ergänzt. Dafür danke ich ihnen ebenso wie für die unzähligen Gespräche beim Essen *à la carte*.

PhD Salvatore Mele und PhD Pablo Garcia-Abia habe ich zu verdanken, dass die Analyse aus Teil II zügig ausgearbeitet wurde. Ich habe in dieser Zeit viel hinzugelernt.

Priv. Doz. Dr. Michael Spira danke ich für seine spontanen Antworten bezüglich des MSSM-Parameter-Raums und dem Programm HDECAY.

Bei Dr. Axel Reichert möchte ich mich für die Vorträge über Typographie und die Informationen zu $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ — respektive $\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ — bedanken.

Dr. Sven Hermann danke ich für die vielen Diskussionen über die Higgs-Suche, das CMS-Projekt und die Rekonstruktions-Software. Mit ihm durfte ich mir lange Zeit das Büro und den Genuss des (Automaten-) Kaffees teilen.

Ohne die stetige moralische und finanzielle Unterstützung meiner Eltern wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Ihre Hinweise und Ratschläge waren unbezahlbar. Danke!

Susanne B. Zöllner, meiner Frau, danke ich für die Korrekturen, ihre Geduld und die Aufmerksamkeit, mit der sie diese Arbeit verfolgt hat.

Lebenslauf

Marc Henning Zöller

12. Juli 1970 Geboren in Hüttental (Siegen-Weidenau)
als Sohn der Eheleute
Friedhelm Zöller und Helga Zöller, geb. Löhr
- August 1977 Einschulung in die Grundschule
am Lindenberg, Siegen
- Juni 1990 Abitur am Gymnasium
am Rosterberg, Siegen
- Juli 1990 Beginn des Grundwehrdienstes
beim Jagdbombergeschwader 31 »BOELCKE«
- Oktober 1991 Beginn des Studiums der Mathematik und Physik
an der RWTH Aachen
- Oktober 1997 Geburt der Tochter Marie Sophie Lettermann
- Juli 1998 Diplomarbeit
am III. Physikalischen Institut A der RWTH Aachen
bei Prof. Dr. A. Böhm
- Juli – August 1998,
August 1999,
Juli – August 2000,
September 2001 Aufenthalte am Europäischen Kernforschungszentrum
CERN in Genf als Mitglied der L3 Kollaboration
- Juni 2000 Diplom in Physik
- Juni 2000 Kollegiat der DFG im Rahmen des Graduiertenkollegs
»Elementarteilchenphysik an der TeV-Skala«
- seit Juli 2000 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
am III. Physikalischen Institut A der RWTH Aachen
bei Prof. Dr. A. Böhm