Suche nach Sleptonen und leptonisch zerfallenden Charginos in e^+e^-–Kollisionen bei Schwerpunktsenergien bis zu 184 GeV mit dem ALEPH–Detektor

Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg–Universität
in Mainz

Peter van Gemmeren
geboren in Siegen

Mainz, 1998

1. Gutachter: Prof. Dr. H.–G. Sander
2. Gutachter: Prof. Dr. K. Jakobs

Tag der Einreichung: 14.1.1998
Tag der mündlichen Prüfung: 3.3.1998

Zusammenfassung

In den Jahren 1996 und 1997 konnte der ALEPH–Detektor bei Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 184 GeV Daten mit einer integrierten Luminosität von mehr als 80 pb^{-1} aufzeichnen. Diese Daten wurden nach einem Überschuß an Ereignissen mit acoplanaren Leptonen untersucht. Da sowohl deren Anzahl als auch deren Ereignisgrößen mit der Standardmodellerwartung gut verträglich sind, kann die Produktion von Selektronen, Smyonen und Charginos, falls diese leptonisch zerfallen, für bestimmte Massenkombinationen mit einem Vertrauensinterval von 95% ausgeschlossen werden:

- Rechtshändige Selektronen müssen schwerer als 81 GeV/c^2 sein, falls die Massendifferenz zum leichtesten Neutralino Δm mindestens 10 GeV/c^2 groß ist.
- Für Selektronen mit $\Delta m > 5$ GeV/c^2 ($\Delta m > 3$ GeV/c^2) wird eine untere Grenze von 74 GeV/c^2 (68 GeV/c^2) gefunden.
- Rechtshändige Smyonen müssen schwerer als 71 GeV/c^2 sein, falls die Massendifferenz mindestens 5 GeV/c^2 beträgt. Hierbei wird ein Verzweigungsverhältnis von 100% in ein Myon und das leichteste Neutralino vorausgesetzt.
- Beträgt die Massendifferenz zwischen Smyon und dem leichtesten Neutralino mindestens 3 GeV/c^2, so wird eine untere Schranke auf die Smyonmasse von 56 GeV/c^2 erreicht.
- Falls es kinematisch erlaubt ist, so zerfallen Charginos hauptsächlich in ein Sneutrino und ein Lepton. Für eine Massendifferenz $\Delta m := M_{\widetilde{\chi}_1^\pm} - m_{\widetilde{\nu}}$ größer als 8 GeV/c^2 kann eine untere Massengrenze von 86 GeV/c^2 für leptonisch zerfallende Charginos gesetzt werden.
- Charginos mit einer Massendifferenz zum Sneutrino von mehr als 5 GeV/c^2 müssen mindestens 75 GeV/c^2 schwer sein.

Hierbei gelten für Selektronen und Charginos die SUSY–Parameter: $\mu_0 = -200$ GeV/c^2, $\tan\beta_0 = 2$. Die Ausschlußgrenzen der Smyonen sind unabhängig von diesen Parametern. Außerdem wurde nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen gesucht. Auch hier sind die Anzahl und die Verteilungen der Ereignisgrößen gut mit dem Standardmodell verträglich, so daß sich daraus Ausschlußgrenzen für die assoziierte Produktion von $\widetilde{e}_R\widetilde{e}_L$ berechnen lassen. Diese werden zusammen mit der Suche nach acoplanaren Leptonen zu einer Massengrenze für rechtshändige Sleptonen kombiniert. Falls eine universelle Gauginomasse

$m_{1/2}$ und eine gemeinsamen Masse m_0 für die skalaren Teilchen bei einer Vereinheitlichungsskala M_{GUT} existieren, so gelten folgende Ausschlußgrenzen ($CL = 95\%$):

- Für $\tan\beta_0 = 35$ müssen Sleptonen schwerer als 78 GeV/c^2 sein.
- Bei kleineren Werten von $\tan\beta_0$ ist die Ausschlußgrenze weniger restriktiv. Für $\tan\beta_0 = 2$ ($\tan\beta_0 = \sqrt{2}$) wird eine untere Massenschranke für Sleptonen von 64 GeV/c^2 (52 GeV/c^2) erreicht.
- Für $\tan\beta_0 = 1$ kann eine untere Massengrenze auf Sleptonen von 61 GeV/c^2 gesetzt werden.

Diese Massengrenzen sind nur von $\tan\beta_0$ abhängig. Sie sind unabhängig von μ_0 und gelten für alle Massendifferenzen. Durch die Kombination der Suchen nach Sleptonen und leptonisch zerfallenden Charginos wird unter GUT–Annahmen folgende Massenschranke ($CL = 95\%$) erreicht:

- Sleptonen müssen schwerer als 48 GeV/c^2 sein.

Diese Massengrenze gilt unabhängig von den SUSY–Parametern und der Massendifferenz zwischen Sleptonen und den leichtesten Neutralinos.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Die theoretischen Grundlagen **3**
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen 3
1.1.1 Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung 5
1.1.2 Die starke Wechselwirkung 7
1.2 Supersymmetrie 8
1.2.1 Die Motivation zur Erweiterung des Standardmodells 8
1.2.2 Das theoretische Konzept zur Supersymmetrie 10
1.3 Das supersymmetrische Standardmodell 12
1.3.1 Die Struktur des MSSM 12
1.3.2 Die Masseneigenzustände der MSSM–Teilchen 15
1.3.3 Große Vereinheitlichung im MSSM 16
1.4 Produktion und Zerfall skalarer Leptonen 17
1.5 Produktion und Zerfall von Charginos 21

2 Das ALEPH–Experiment **25**
2.1 Der LEP–Speicherring 25
2.2 Der ALEPH–Detektor 26
2.2.1 Der Minivertexdetektor 28
2.2.2 Die innere Spurkammer 28
2.2.3 Die Zeitprojektionskammer 29
2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter 30
2.2.5 Die supraleitende Spule und das hadronische Kalorimeter 32
2.2.6 Die Myonkammern 33
2.2.7 Die Luminositäts– und Untergrundmonitore 33
2.3 Die Datenerfassung 34
2.3.1 Der Trigger 34
2.3.2 Die Datenaufnahme 35
2.4 Die Monte Carlo–Simulation 36

3 Die Methoden der Datenanalyse **37**
3.1 Die Signalsignatur . . . 37
3.2 Die verschiedenen Untergrundkomponenten . . . 38
3.3 Die Abschätzung von Effizienz und Untergrund . . . 41
3.4 Die Signifikanz eines Signals . . . 42
3.5 Die Berechnung von Ausschlußgrenzen . . . 42
3.5.1 Ausschlußgrenzen ohne Abzug von Untergrund . . . 42
3.5.2 Ausschlußgrenzen mit Abzug von Untergrund . . . 43
3.6 Die Optimierung der Analyse . . . 43
3.7 Die Fisher–Diskriminante . . . 44

4 Die Suche nach Ereignissen mit acoplanaren Leptonen **47**
4.1 Die verwendeten Daten– und Monte Carlo–Mengen . . . 47
4.2 Die Rekonstruktion von Leptonen . . . 50
4.2.1 Die Selektion geladener Spuren . . . 50
4.2.2 Die Elektron–Identifikation . . . 52
4.2.3 Die Myon–Identifikation . . . 55
4.2.4 Die Tau–Rekonstruktion . . . 55
4.2.5 Die Selektion leptonischer Ereignisse . . . 56
4.3 Die Selektion acoplanarer Ereignisse . . . 58
4.3.1 Die Ereignisselektion für große Massendifferenzen . . . 61
4.3.2 Die Ereignisselektion für kleine Massendifferenzen . . . 63
4.3.3 Die Kombination der Analysen . . . 69
4.4 Die Selektion von Ereignissen mit einzelnen Elektronen . . . 70
4.4.1 Die Suche nach $\widetilde{e}_R\widetilde{e}_L$–Produktion . . . 70

5 Die Untersuchung der systematischen Unsicherheiten **73**
5.1 Die möglichen Fehlerquellen . . . 73
5.2 Die Abschätzung der Fehlergröße . . . 75
5.3 Die Berücksichtigung der systematischen Fehler . . . 79

6 Die Ergebnisse der Analyse **81**
6.1 Die Suche nach Selektronen . . . 81
6.2 Die Suche nach Smyonen . . . 83
6.3 Die Suche nach Charginos . . . 85
6.4 Der ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt . . . 87
6.5 Die Suche nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen . . . 91

7 Die Interpretation der Ergebnisse im MSSM **93**
7.1 Die Massengrenzen für Sleptonen 93
7.1.1 Die Massengrenzen für Sleptonen unter GUT–Annahmen 95
7.2 Die Massengrenzen für leptonisch zerfallende Charginos 99

Abbildungsverzeichnis **V**

Tabellenverzeichnis **VII**

Literaturverzeichnis **IX**

Danksagung **XI**

Einleitung

"Den Anspruch gelesen zu werden kann man nur dadurch aufrecht erhalten,
daß man alles Unbedeutende verschweigt, wenn es irgend geht."

Albert Einstein (März 1927)

Die Elementarteilchenphysik hat es sich zur Aufgabe gemacht, die fundamentalen Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen zu untersuchen. Die Grundlage hierfür liefert das sogenannte Standardmodell, in dem die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkungen beschrieben werden. Dazu baut die Theorie wesentlich auf den Symmetrieeigenschaften der Teilchen auf. Jede dieser Wechselwirkungen wird aus der Invarianz der freien Materiefelder unter Symmetrietransformationen erklärt.
Trotz der guten experimentellen Übereinstimmung bei der Energieskala der elektroschwachen Wechselwirkung lassen einige theoretisch motivierte Betrachtungen eine Erweiterung dieses Modells sinnvoll erscheinen:

- Das Standardmodell ist nicht in der Lage die Gravitation zu beschreiben.
- Bei der Berechnung der Teilchenmassen ergeben sich sehr große Korrekturterme.
- Die drei vom Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen können nicht aus einer einheitlichen Symmetrie abgeleitet werden.
- In das Standardmodell gehen viele freie Parameter ein.

Supersymmetrie, eine neue Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen ist die attraktivste Erweiterung des Standardmodells, da sie einige theoretische Probleme lösen kann, ohne die gute Übereinstimmung des Standardmodells mit den bisherigen Experimenten zu zerstören. Diese Erweiterung des Modells erfordert aber auch eine Verdoppelung des Teilchenspektrums. So wird jedem Teilchen des Standardmodells ein Partnerteilchen zugeordnet, das sich nur im Spin um den Wert $\hbar/2$ unterscheidet. Solche Teilchen sind bisher noch nicht beobachtet worden. Sie sollten aber Massen besitzen, die nicht wesentlich größer sein dürfen als die der elektroschwachen Austauschteilchen. In den meisten Modellen wird angenommen, daß alle neuen Teilchen in das leichteste SUSY–Teilchen zerfallen, das stabil und nur schwach wechselwirkend ist. Der beste Kandidat für dieses Teilchen ist das leichteste Neutralino, ein Partner der neutralen Eich– und Higgs–Bosonen.

Das Standardmodell und mögliche Erweiterungen, wie z.B. Supersymmetrie, können u.a. am LEP–Speicherring (**L**arge **E**lectron **P**ositron collider) untersucht werden. Dort werden Elektronen und Positronen beschleunigt und an verschiedenen Punkten, um die herum Detektoren aufgebaut sind, zur Kollision gebracht. Der ALEPH–Detektor (**A**pparatus for **LE**P **PH**ysics) ist einer der vier Detektoren am LEP–Speicherring. Seine Aufgabe ist es, alle stark oder elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen mit bester Hermezität und hoher Genauigkeit zu vermessen. Mehrere Jahre wurden Daten bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 91.2 GeV, bei der hauptsächlich das neutrale Austauschteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung (Z^0) erzeugt wird, genommen (LEP1). Ein Ziel ist es, neben den Eigenschaften und Zerfällen des Z^0–Bosons, auch die der geladenen Austauschteilchen (W^+ und W^-) untersuchen zu können. Diese konnten bis 1995 an LEP nicht produziert werden, da sie eine Masse von etwa 80 GeV/c^2 haben und an e^+e^-–Beschleunigern nur paarweise erzeugt werden können. Seit Herbst 1995 konnte die Energie schrittweise bis auf 184 GeV erhöht werden (LEP2). Neben der Möglichkeit, bekannte Teilchen des Standardmodells vermessen zu können, hat diese Energieerhöhung den entscheidenden Vorteil, daß ein neuer Massenbereich für die Entdeckung supersymmetrischer Teilchen zugänglich wird.

In dieser Arbeit wird die Suche nach Sleptonen, den supersymmetrischen Partnerteilchen der Leptonen, und Charginos, den Partnern der geladenen Eich– und Higgs–Bosonen, mit Hilfe des ALEPH–Detektors beschrieben. Dazu werden alle Daten verwendet, die in den Jahren 1996 und 1997 mit dem ALEPH–Detektor bei Energien von $161 - 184$ GeV aufgezeichnet wurden. Für die Daten die 1996 bei bis zu 172 GeV Schwerpunktsenergie genommen wurden, ist diese Analyse bereits veröffentlicht [1].

Falls Sleptonen die zweitleichtesten SUSY–Teilchen sind, so zerfallen sie ausschließlich in ihr Partnerlepton und das nicht detektierbare Neutralino. Durch den sehr klaren und wohldefinierten Anfangszustand bei e^+e^-–Kollisionen, kann der Impuls der Neutralinos durch die Impulssumme der sichtbaren Teilchen rekonstruiert werden. Da Sleptonen an e^+e^-–Beschleunigern nur paarweise erzeugt werden können, zeichnen sich solche Ereignisse durch zwei Leptonen der gleichen Generation und den "fehlenden" Impuls der Neutralinos aus. Eine ganz ähnliche Signatur ergibt sich, falls Charginos in ein Sneutrino, das Partnerteilchen des Neutrinos, und ein Lepton zerfallen. Sneutrinos zerfallen dann unsichtbar in ein Neutralino und ein Neutrino, so daß solche Ereignisse aus zwei Leptonen bestehen, die nicht notwendigerweise der gleichen Generation angehören.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: In dem ersten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Teilchenphysik vorgestellt und Supersymmetrie eingeführt. Im zweiten Kapitel werden der LEP–Speicherring und der ALEPH–Detektor beschrieben. Danach werden die Methoden der Datenanalyse erläutert. In Kapitel 4 wird die Selektion der Ereignisse gezeigt. Im fünften Kapitel werden die systematischen Unsicherheiten untersucht. Die Ergebnisse der Analyse werden im nächsten Kapitel vorgestellt. Eine Interpretation dieser Ergebnisse im Rahmen des minimalen supersymmetrischen Standardmodells wird im siebten Kapitel gegeben. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 1

Die theoretischen Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Grundlagen der Hochenergiephysik und somit das **S**tandard**M**odell (SM) der Elementarteilchen beschrieben. Darauf aufbauend wird eine neue Symmetrie, die **SU**per**SY**mmetrie (SUSY) motiviert und erklärt. Danach wird das **M**inimale **S**upersymmetrische **S**tandard**M**odell (MSSM) eingeführt, welches die Grundlage für diese Arbeit ist. In den letzten Abschnitten werden die Produktion und der Zerfall skalarer Leptonen und von Charginos beschrieben.

1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Alle uns heute bekannte Materie ist aus wenigen sogenannten Materieteilchen aufgebaut. Da diese Teilchen Spin $\mathbf{1/2}\ \hbar$ besitzen, gehorchen sie der Fermi–Statistik und werden Fermionen genannt. Die Materieteilchen lassen sich in Quarks und Leptonen aufteilen und sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Fermionen	1. Generation	2. Generation	3. Generation
Quarks	Up ($\boldsymbol{u}$)	Charm ($\boldsymbol{c}$)	Top[1] ($\boldsymbol{t}$)
$\boldsymbol{m}$ [GeV/$\boldsymbol{c^2}$]	$\mathbf{(\ 5 \pm 3) \cdot 10^{-3}}$	$\mathbf{1.3 \pm 0.3}$	$\mathbf{175 \quad \pm 6}$
	Down ($\boldsymbol{d}$)	Strange ($\boldsymbol{s}$)	Bottom ($\boldsymbol{b}$)
$\boldsymbol{m}$ [GeV/$\boldsymbol{c^2}$]	$\mathbf{(10 \pm 5) \cdot 10^{-3}}$	$\mathbf{0.2 \pm 0.3}$	$\mathbf{4.3 \pm 0.2}$
Leptonen	Neutrino ($\boldsymbol{\nu_e}$)	Neutrino ($\boldsymbol{\nu_\mu}$)	Neutrino ($\boldsymbol{\nu_\tau}$)
$\boldsymbol{m}$ [GeV/$\boldsymbol{c^2}$]	$\mathbf{\lesssim 15 \cdot 10^{-9}}$	$\mathbf{< 170 \cdot 10^{-6}}$	$\mathbf{< 24 \cdot 10^{-3}}$
geladene Leptonen	Elektron ($\boldsymbol{e^-}$)	Myon ($\boldsymbol{\mu^-}$)	Tau ($\boldsymbol{\tau^-}$)
$\boldsymbol{m}$ [GeV/$\boldsymbol{c^2}$]	$\mathbf{511 \cdot 10^{-6}}$	$\mathbf{105.7 \cdot 10^{-3}}$	$\mathbf{1.777}$

TABELLE 1.1: Auflistung der fundamentalen Fermionen des Standardmodells und ihrer Massen $\boldsymbol{m}$ [2]. Der Fehler auf die Massen der geladenen Leptonen ist nicht angegeben, da er viel kleiner als die letzte genannte Stelle ist.

[1] Das Top–Quark wurde erst im Frühjahr 1995 von den CDF und D0 Experimenten am Proton–Antiproton Speicherring Tevatron am Fermi National Laboratory entdeckt [3]. Seine Entdeckung stellt eine hervorragende Bestätigung des Standardmodells dar, da die aus den Präzisionsmessungen von LEP berechnete Masse von $\boldsymbol{m_t = 177 \pm 22\ \mathrm{GeV}/c^2}$ [4] durch die direkte Messung verifiziert wurde.

Eichbosonen	M [GeV/c^2]	Q [e]	Wechselwirkung
Gluonen (g)	$\lesssim 5 \cdot 10^{-3}$	0	stark
Photon (γ)	$< 6 \cdot 10^{-25}$	0	elektromagnetisch
W^+/W^-	80.33 ± 0.15	$+1/-1$	schwach
Z^0	91.187 ± 0.007	0	schwach

TABELLE 1.2: Die Eichbosonen der nicht–gravitativen Wechselwirkungen. M ist die Masse und Q die elektrische Ladung der Teilchen.

Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen verhalten sich invariant unter Lorentz–Transformationen ($x^\mu \rightarrow x'^\mu = \Lambda^\mu{}_\nu x^\nu$; $|\det\Lambda| = 1, |\Lambda^0{}_0| \geq 1$) und Translationen im Minkowski Raum ($x^\mu \rightarrow x'^\mu = x^\mu + a^\mu$). Diese Transformationen lassen sich als $x^\mu \rightarrow x'^\mu = \Lambda^\mu{}_\nu x^\nu + a^\mu$ zusammenfassen und bilden die Poincaré Gruppe P. Mit ihren Generatoren, dem Drehimpulstensor $M^{\mu\nu}$ und dem Impulsoperator P^ρ läßt sich die zugrundeliegende Poincaré Algebra darstellen als:

$$\begin{aligned}
[P_\mu \ , P_\nu \ ] &= 0, \\
[M_{\mu\nu}, P_\rho \ ] &= i(\eta_{\nu\rho}P_\mu \ - \eta_{\mu\rho}P_\nu \ ), \\
[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= i(\eta_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - \eta_{\mu\rho}P_{\nu\sigma} + \eta_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} - \eta_{\nu\sigma}P_{\mu\rho}).
\end{aligned} \tag{1.1}$$

Dabei ist $\eta_{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu}$ die Minkowski Raum–Zeit Metrik.[2]

Die nicht–gravitativen Kräfte werden durch den Austausch von Eichbosonen übertragen, welche in Tabelle 1.2 vorgestellt werden. Sie haben Spin $\mathbf{1}\ \hbar$ und gehorchen daher der Bose–Statistik. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung wurden in der Glashow–Salam–Weinberg Theorie vereinheitlicht [5, 6, 7]. Die Physik der starken Wechselwirkung wird durch die **Q**uanten**C**hromo**D**ynamik (QCD) beschrieben. Diese Wechselwirkungen können im Rahmen von lokalen Eichtheorien ("*Yang–Mills Theorien*" [8]) beschrieben werden. In diesen Eichtheorien basieren die Wechselwirkungen auf inneren Symmetrieeigenschaften der Teilchen. Für freie Teilchen verhält sich die Beschreibung der beobachtbaren Größen invariant unter globalen Transformationen U der Teilchenfelder Ψ, falls diese zu einer entsprechenden Eichgruppe G gehören.[3] Die Generatoren B^a der Eichgruppe erfüllen die Vertauschungsregeln einer Lie Algebra:

$$[B^a, B^b] = if^{abc}B^c, \tag{1.2}$$

mit charakteristischen Strukturkonstanten f^{abc}. Da die Beschreibung physikalischer Grössen auch invariant unter lokalen Eichtransformationen $U(x)$ sein soll, müssen Wechselwirkungsfelder eingeführt werden. Dieses Prinzip führt zum Standardmodell der Elementarteilchenphysik und wird in den nächsten Abschnitten anhand der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung dargestellt. Die Gravitation kann im Standardmodell nicht erklärt werden, hierauf wird noch in Abschnitt 1.2.1 näher eingegangen.

[2] Allgemein wird $[a, b] = ab - ba$ als Kommutator und $\{a, b\} = ab + ba$ als Anti–Kommutator bezeichnet.

[3] Die Raum–Zeit x bleibt bei diesen Transformationen unverändert.

1.1.1 Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch eine nichtabelsche, lokale Eichtheorie beschrieben. Die Eichgruppe ist die $\boldsymbol{SU(2)_L \otimes U(1)_Y}$.[4] Transformationen der $\boldsymbol{SU(2)_L}$ sind Drehungen im schwachen Isospinraum. Linkshändige Fermionen sind in Dubletts und rechtshändige Fermionen in Singuletts bezüglich der $\boldsymbol{SU(2)_L}$ angeordnet (siehe Tabelle 1.3). Die $\boldsymbol{U(1)_Y}$ wird durch die schwache Hyperladung $\boldsymbol{Y = Q - I_3}$ erzeugt.

Fermionen	$\boldsymbol{\Psi}$	1. Generation	2. Generation	3. Generation	$\boldsymbol{Q}$ $[e]$	$\boldsymbol{I = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} I_i^2}}$	$\boldsymbol{I_3}$	$\boldsymbol{Y}$
Lepton-Dublett	$\boldsymbol{L_L}$	$\boldsymbol{\nu_{e_L}}$	$\boldsymbol{\nu_{\mu_L}}$	$\boldsymbol{\nu_{\tau_L}}$	$\boldsymbol{0}$	$\boldsymbol{1/2}$	$\boldsymbol{1/2}$	$\boldsymbol{-1/2}$
		$\boldsymbol{e_L^-}$	$\boldsymbol{\mu_L^-}$	$\boldsymbol{\tau_L^-}$	$\boldsymbol{-1}$	$\boldsymbol{1/2}$	$\boldsymbol{-1/2}$	$\boldsymbol{-1/2}$
Leptonen-Singulett	$\boldsymbol{l}$	$\boldsymbol{e_R^-}$	$\boldsymbol{\mu_R^-}$	$\boldsymbol{\tau_R^-}$	$\boldsymbol{-1}$	$\boldsymbol{0}$	$\boldsymbol{0}$	$\boldsymbol{-1}$
Quark-Dublett	$\boldsymbol{Q_L}$	$\boldsymbol{u_L}$	$\boldsymbol{c_L}$	$\boldsymbol{t_L}$	$\boldsymbol{2/3}$	$\boldsymbol{1/2}$	$\boldsymbol{1/2}$	$\boldsymbol{1/6}$
		$\boldsymbol{d'_L}$	$\boldsymbol{s'_L}$	$\boldsymbol{b'_L}$	$\boldsymbol{-1/3}$	$\boldsymbol{1/2}$	$\boldsymbol{-1/2}$	$\boldsymbol{1/6}$
Quark-Singuletts	$\boldsymbol{u}$	$\boldsymbol{u_R}$	$\boldsymbol{c_R}$	$\boldsymbol{t_R}$	$\boldsymbol{2/3}$	$\boldsymbol{0}$	$\boldsymbol{0}$	$\boldsymbol{2/3}$
	$\boldsymbol{d}$	$\boldsymbol{d_R}$	$\boldsymbol{s_R}$	$\boldsymbol{b_R}$	$\boldsymbol{-1/3}$	$\boldsymbol{0}$	$\boldsymbol{0}$	$\boldsymbol{-1/3}$

TABELLE 1.3: Auflistung der fundamentalen Fermionen der elektroschwachen Wechselwirkung und ihrer Quantenzahlen. Hierbei ist $\boldsymbol{\Psi}$ ein Vektor mit den Fermionfeldern, $\boldsymbol{Q}$ die elektrische Ladung, $\boldsymbol{Y}$ die schwache Hyperladung, $\boldsymbol{I}$ und $\boldsymbol{I_3}$ sind Betrag und dritte Komponente des schwachen Isospins. Die Massen–Eigenzustände der Quark–Felder $(\boldsymbol{d, s, b})$ sind Mischungen aus den schwachen Eigenzuständen $(\boldsymbol{d'_L, s'_L, b'_L})$, wobei die Mischung durch die Cabibbo–Kobayashi–Maskawa Matrix gegeben ist.

Damit die Lagrangedichte und die Feldgleichungen invariant unter einer lokalen Eichtransformation bleibt, werden masselose Vektorfelder durch minimale Substitution eingeführt. Daraus ergibt sich mit den Notationen[5] aus Tabelle 1.3 folgender Anteil zur Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung:

$$\boldsymbol{\mathcal{L}_{gauge}} = -\frac{1}{2}\mathrm{Sp}(\boldsymbol{W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}}) - \frac{1}{4}\boldsymbol{B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}} + \boldsymbol{i\bar{\Psi}\gamma^{\mu}D_{\mu}\Psi}, \tag{1.3}$$

wobei:

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{W_\mu} &:= \boldsymbol{W_\mu^i \frac{\tau_i}{2}} \\
\boldsymbol{W_{\mu\nu}} &:= \boldsymbol{\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ig\,[W_\mu, W_\nu]} \\
\boldsymbol{B_{\mu\nu}} &:= \boldsymbol{\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu} \\
\boldsymbol{D_\mu} &:= \boldsymbol{\partial_\mu + igW_\mu^i t_i + ig' B_\mu Y.}
\end{aligned}$$

[4] Der Index '$\boldsymbol{L}$' deutet an, daß die Transformationen der $\boldsymbol{SU(2)_L}$ auf das schwache Dublett der linkshändigen Fermionenfelder wirken und nicht auf das Singulett der rechtshändigen Fermionenfelder.

[5] Die Abhängigkeit von der Raum–Zeit $\boldsymbol{x}$ und die Summation über die drei Teilchengenerationen ist hier und im folgendem nicht explizit angegeben.

Außerdem sind γ^μ die Dirac–Matrizen, τ_i die Pauli–Matrizen, t_i die Darstellungsmatrizen, Y die Hyperladungsmatrix, sowie g und g' die Kopplungen des schwachen, geladenen und des schwachen, neutralen Stromes. Die Bosonfelder zur $SU(2)_L$ ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) und zur $U(1)_Y$ (B_μ) sind Eigenzustände bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung.
Die Aufsteige– und Absteigeoperatoren:

$$W_\mu^\pm := \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \tag{1.4}$$

bilden Eigenzustände der Masse und entsprechen den Eichbosonen $W^\pm$ des geladenen schwachen Stromes. Da die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Symmetrie gebrochen ist, sind die anderen beiden Bosonen, Z^0 und Photon Mischungen aus den verbleibenden Vektorfeldern W_μ^3 und B_μ gemäß:

$$Z_\mu := W_\mu^3 \cos\vartheta - B_\mu \sin\vartheta, \tag{1.5}$$

$$A_\mu := W_\mu^3 \sin\vartheta + B_\mu \cos\vartheta. \tag{1.6}$$

Hierbei ist ϑ der Weinberg–Winkel.
Um den Eichbosonen W^+, W^- und Z^0, den Quarks und Leptonen eine Masse zuordnen zu können, wird der Higgs–Mechanismus [9] zur spontanen Symmetriebrechung eingeführt. Hierzu wird ein komplexes Isospindublett ϕ von Skalarfeldern mit nicht–verschwindendem Vakuumerwartungswert ρ_0 benötigt. Die Richtung des Isospindubletts wird so gewählt, daß die $SU(2)_L$ und die $U(1)_Y$ Symmetrie gebrochen wird, die Invarianz unter der Eichgruppe des Elektromagnetismus $U(1)_Q$ aber erhalten bleibt. Hierdurch erhalten W^+, W^- und Z^0 Masse, während das Photon masselos bleibt. Die Lagrangedichte hierfür ist:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = |D_\mu\phi|^2 - V(\phi). \tag{1.7}$$

Dabei ist $V(\phi)$ das Higgs–Potential. Quarks und Leptonen erhalten ihre Masse durch Yukawa–Kopplung der linkshändigen Dubletts an die rechtshändigen Singuletts. Da Neutrinos keine rechtshändigen Partner haben, sind sie masselos. Dies liefert folgende Anteile zur Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -l^c\lambda^l\phi^+L_L - d^c\lambda^d\phi^+Q_L + u^c\lambda^u\phi^T Q_L. \tag{1.8}$$

Die Massenmatrizen λ^l und λ^u können durch eine Basistransformation der Leptonfelder l^c, L_L und der Quarkfelder u^c, Q_L diagonalisiert werden. Da Q_L damit festgelegt ist, läßt sich λ^d nicht diagonalisieren, sondern durch eine entsprechende Transformation von d^c als $V\lambda'^d V^+$ darstellen, wobei λ'^d diagonal und V die Cabibbo–Kobayashi–Maskawa Matrix ist. Die vollständige Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung ergibt sich aus der Summe der drei Anteile:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yuk}}. \tag{1.9}$$

Durch den Higgsmechanismus wird ein neues Spin $0\ \hbar$ Teilchen, das Higgs–Teilchen H^0 eingeführt. Die Masse des Higgs–Bosons M_H wird in der Theorie nicht festgelegt. Um die Masse der Eichbosonen erklären zu können, darf das Higgs–Boson nicht schwerer als etwa $1\ \text{TeV}/c^2$ sein. Experimentell wurde es bisher noch nicht gefunden und kann zu 95% mit einer Masse von kleiner als $70.7\ \text{GeV}/c^2$ ausgeschlossen werden [10].

1.1.2 Die starke Wechselwirkung

Auch die starke Wechselwirkung wird durch eine nichtabelsche, lokale Eichtheorie beschrieben. Die Eichgruppe ist die $SU(3)_C$. Der Index 'C' steht für "*Colour*", da die starke Ladung als Farbe bezeichnet wird. Die Einführung von drei Farbladungen (rot, grün und blau) ist notwendig, um den an früheren e^+e^- Beschleunigern experimentell gemessenen hadronischen Wirkungsquerschnitt, die Lebensdauer des π^0-Mesons und den Spin des Δ^{++}-Baryons erklären zu können. Transformationen der $SU(3)_C$ sind Drehungen der Quarkfelder

$$q \;:=\; \begin{pmatrix} q_i \\ q_j \\ q_k \end{pmatrix}$$

im Farbraum, wobei der Index i, j, k die Farbladung (rot, grün oder blau) und q die Flavour des Quarks angibt. Die $SU(3)_C$ besitzt acht linear unabhängige Erzeugende. Um die Invarianz der Feldgleichungen unter lokalen Eichtransformationen zu gewährleisten, werden acht masselose Vektorfelder ($G^a_\mu \;;\; a = 1, ..., 8$) eingeführt. Die Lagrangedichte der starken Wechselwirkung lautet:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} \;=\; -\frac{1}{2}\mathrm{Sp}(G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}) + \bar{q}\,(i\gamma^\mu D_\mu - m)\,q, \tag{1.10}$$

wobei:

$$\begin{aligned} G_\mu &:= G^a_\mu \frac{\lambda_a}{2} \\ G_{\mu\nu} &:= \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + i g_s\,[G_\mu, G_\nu] \\ D_\mu &:= \partial_\mu + i g_s G_\mu \end{aligned}$$

und λ_a die Gell–Mann Matrizen sind. Die entsprechenden Eichbosonen werden Gluonen genannt. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ zwischen zwei Partonen ist abhängig vom Quadrat des Impulsübertrages Q^2. In erster Ordnung Störungsrechnung ergibt sich:

$$\alpha_s(Q^2) \;=\; \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln\left(Q^2/\Lambda^2\right)}, \tag{1.11}$$

dabei ist n_f die effektive Anzahl der Quarkflavours und Λ der QCD Skalenparameter. Für $Q^2 \to \infty$ verschwindet die Kopplung $\alpha_s \to 0$ ("*asymptotische Freiheit*"). Der Bereich großer Impulsüberträge kann daher mit störungstheoretischen ("*pertubativen*") Methoden beschrieben werden. Das Anwachsen der starken Kopplungskonstante für kleine Impulsüberträge wird als "*Confinement*" bezeichnet. Daher läßt sich die Physik der starken Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen nur mit phänomenologischen Modellen [11, 12] berechnen. Die Größe der starken Kopplungskonstanten ist u.a. von ALEPH als $\alpha_s(M_Z \cdot c^2) = 0.1258 \pm 0.0053$ bei der Z^0–Masse und $\alpha_s(m_\tau \cdot c^2) = 0.353 \pm 0.022$ bei der τ–Masse gemessen worden [13]. Auch bei höheren Energien konnte die Energieabhängigkeit von α_s experimentell bestätigt werden [14].

1.2 Supersymmetrie

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik konnte in den letzten Jahren auf der Energieskala der elektroschwachen Wechselwirkung hervorragend bestätigt werden. Einige theoretische Betrachtungen lassen eine Erweiterung dieses Modells trotzdem sinnvoll erscheinen. Diese Gesichtspunkte werden im folgendem kurz erläutert. Außerdem werden die phänomenologischen Konsequenzen einer supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells aufgezeigt.

1.2.1 Die Motivation zur Erweiterung des Standardmodells

Wie schon in Abschnitt 1.1 erwähnt, kann die Gravitation vom Standardmodell nicht beschrieben werden, da es unmöglich ist, die Poincaré Gruppe und die innere Symmetriegruppe im Rahmen des bestehenden Modells nichttrivial miteinander zu verknüpfen (Coleman–Mandula Theorem [15]). Jede Lie Gruppe, die $\boldsymbol{P}$ und $\boldsymbol{G}$ enthält, muß ein direktes Produkt aus ihnen sein; d.h. es muß:

$$[\boldsymbol{P_\mu}\ , \boldsymbol{B^a}] \ = \ [\boldsymbol{M_{\mu\nu}}, \boldsymbol{B^a}] \ = \ \mathbf{0} \tag{1.12}$$

gelten. Es kann bewiesen werden, daß das in dieser Arbeit betrachtete Konzept der Supersymmetrie die einzige Möglichkeit liefert, Gravitation in einer Erweiterung des Standardmodells zu berücksichtigen ("*no–go theorems*").

Bei Energieäquivalenzen im Bereich der Planckmasse $\boldsymbol{M_{\mathrm{Planck}} = 1.22 \cdot 10^{19}\ \mathrm{GeV}/c^2}$ kann das Standardmodell daher nicht mehr gültig sein. Dies heißt, daß es nur als eine effektive Theorie für Energien sehr viel kleiner als etwa $\mathbf{10^{19}\ GeV}$ angesehen werden kann. Das ist gleichbedeutend mit einem Abschneideparameter der Theorie $\boldsymbol{\Lambda_{\mathrm{SM}}}$ bei der Planckmasse ("*Cutoff*").

Dieser Abschneideparameter des Standardmodells hat entscheidende Konsequenzen für die Berechnung der Higgsmasse und damit auch für die Massen der Vektorbosonen. Für das Higgs–Boson als fundamentalem, skalarem Teilchen erhält die Masse quadratisch divergente Beiträge aus radiativen Korrekturen der Größenordnung $\boldsymbol{\Lambda^2_{\mathrm{SM}}}$. Diese sind sehr viel größer als die mit dem Standardmodell verträgliche Higgs Masse ("*Hierarchie Problem*" [16]).

Um eine Higgs Masse im Bereich der elektroschwachen Skala zu ermöglichen, ist es erforderlich, daß sich die sehr großen fermionischen und bosonischen Einschleifenkorrekturen aufheben. Da dies im Standardmodell für das Higgs nicht von einer Symmetrie gewährleistet wird, ist es nur durch eine Feineinstellung der Korrekturterme möglich ("*Fine Tuning Problem*"). Supersymmetrie führt eine exakte Aufhebung aller fermionischen und bosonischen Korrekturterme ein und vermeidet somit das Hierarchie– und das Fine Tuning Problem.

In das Standardmodell geht eine große Anzahl freier Parameter (insbesondere die drei Kopplungskonstanten, neun Fermionmassen und vier Parameter zur Beschreibung der Cabibbo–Kobayashi–Maskawa Matrix) ein, die nur vom Experiment bestimmt werden können. Dies ist sehr unattraktiv, da es die Aussagekraft der Theorie begrenzt.

Als große vereinheitlichte Theorien (GUT: **G**rand **U**nified **T**heories) werden Modelle bezeichnet, welche die $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Gruppenstruktur des Standardmodells, als Untergruppe einer Vereinheitlichungsgruppe (z.B. der $SU(5)$ oder der $SO(10)$) erklärt, die bei Energieäquivalenzen kleiner als die Vereinheitlichungsmasse M_{GUT} gebrochen ist.

Eine Vereinheitlichung der Standardmodellgruppen zur $SU(5)$ führt ohne Supersymmetrie zum Zerfall des Protons $p \rightarrow e^+\pi^0$ mit einer Lebensdauer $\tau \approx 10^{37}$ s. Dieser Wert kann experimentell ausgeschlossen werden.

Die experimentell gefundene Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Energie zeigt, daß diese bei einer Energie $\mu \approx 10^{15}$ GeV etwa dieselbe Größe haben. Genauere Betrachtungen, wie sie in Abbildung 1.1 zu sehen sind, zeigen allerdings, daß sich die drei Kopplungskonstanten nicht in einem Punkt schneiden. Durch die im nachfolgenden beschriebene supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells werden neue Teilchen eingeführt, welche die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten modifizieren. Vorausgesetzt, daß diese Teilchen etwa 10^2 GeV/c^2 bis 10^4 GeV/c^2 schwer sind, treffen sich die Kopplungskonstanten in einem Punkt bei $M_{\mathrm{GUT}} \approx 1.5 \cdot 10^{16}$ GeV/c^2 und $\alpha_{\mathrm{GUT}} \approx 0.04$. In Abbildung 1.1 ist dieses Verhalten für eine Masse von 100 GeV/c^2 der neuen Teilchen gezeigt.

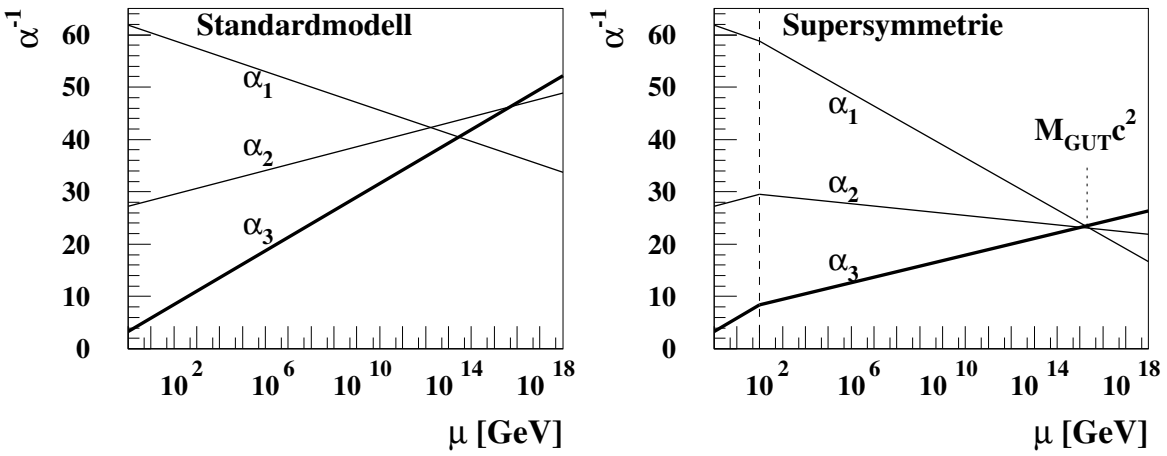

ABBILDUNG 1.1: Die Energieabhängigkeit der verschiedenen Kopplungskonstanten $\alpha_1 = \frac{5}{3}\frac{g'^2}{4\pi}, \alpha_2 = \frac{g^2}{4\pi}, \alpha_3 = \frac{g_s^2}{4\pi}$ im Standardmodell und einer supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells.

LINKS) Im Standardmodell schneiden sich die Kopplungskonstanten nicht in einem Punkt. Deshalb ist keine einfache Vereinheitlichung möglich.

RECHTS) Durch die supersymmetrische Erweiterung können sich die Kopplungskonstanten bei einer Energie $\mu \approx 10^{16}$ GeV treffen, falls die neu eingeführten Teilchen eine Masse von etwa 10^2 GeV/c^2 bis 10^4 GeV/c^2 haben. In der Darstellung wurde die Masse für alle supersymmetrischen Teilchen auf 100 GeV/c^2 festgesetzt.

1.2.2 Das theoretische Konzept zur Supersymmetrie

Das theoretische Konzept zur Supersymmetrie besteht aus einer Verallgemeinerung der in Abschnitt 1.1 vorgestellten mathematischen Struktur einer Lie Algebra. Eine Lie Algebra (wie in den Gleichungen 1.1 und 1.2) besteht aus geraden (bosonischen) Elementen $\boldsymbol{B}$ und läßt sich durch eine Gradierung mit ungeraden (fermionischen) Elementen $\boldsymbol{F}$ erweitern, so daß:

$$\begin{aligned} [\boldsymbol{B}^a, \boldsymbol{B}^b] &= i\boldsymbol{f}^{abc}\boldsymbol{B}^c, \\ [\boldsymbol{B}^a, \boldsymbol{F}_\alpha] &= -\boldsymbol{t}^a{}_\alpha{}^\beta \boldsymbol{F}_\beta, \\ \{\boldsymbol{F}_\alpha, \boldsymbol{F}_\beta\} &= \boldsymbol{s}_{\alpha\beta c}\boldsymbol{B}^c. \end{aligned} \tag{1.13}$$

Die Supersymmetrie Algebra 1.14 ist eine gradierte Erweiterung der Poincaré Gruppe [17]. Sie beinhaltet für den einfachsten Fall von nur einem[6] fermionischen Element $\boldsymbol{Q}_\alpha \; ; \; \boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{1,2}$ neben den Poincaré Gleichungen 1.1 zusätzlich noch folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} [\boldsymbol{P}_\mu \;\; , \boldsymbol{Q}_\alpha] &= \boldsymbol{0}, \\ [\boldsymbol{M}_{\mu\nu}, \boldsymbol{Q}_\alpha] &= -i(\boldsymbol{\sigma}_{\mu\nu})_\alpha{}^\beta \boldsymbol{Q}_\beta, \\ \{\boldsymbol{Q}_\alpha \;\; , \bar{\boldsymbol{Q}}_\beta\} &= 2(\boldsymbol{\sigma}^\mu)_{\alpha\beta}\boldsymbol{P}_\mu. \end{aligned} \tag{1.14}$$

Ähnlich wie der Impulsoperator die Raum–Zeit Koordinaten transformiert, wirkt der Generator $\boldsymbol{Q}_\alpha$ auf die antikommutierenden Spinoren (sogenannten "*Grassmann Variablen*"[7]) $\boldsymbol{\theta}^\alpha \rightarrow \boldsymbol{\theta}'^\alpha = \boldsymbol{\theta}^\alpha + \boldsymbol{\xi}^\alpha$, $\bar{\boldsymbol{\theta}}_\alpha \rightarrow \bar{\boldsymbol{\theta}}'_\alpha = \bar{\boldsymbol{\theta}}_\alpha + \bar{\boldsymbol{\xi}}_\alpha \; ; \; \boldsymbol{\alpha} = \boldsymbol{1,2}$ und transformiert $\boldsymbol{x}^\mu \rightarrow \boldsymbol{x}'^\mu = \boldsymbol{x}^\mu + i\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\sigma}^\mu\bar{\boldsymbol{\xi}} - i\boldsymbol{\xi}\boldsymbol{\sigma}^\mu\bar{\boldsymbol{\theta}}$. Daher wird die generalisierte Raum–Zeit Koordinate $\boldsymbol{z} = (\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\theta}, \bar{\boldsymbol{\theta}})$ eingeführt, die den sogenannten Superraum aufspannt. Mit diesen Transformationen werden ein skalares Superfeld $\boldsymbol{F}$, ein links–chirales[8] Superfeld $\boldsymbol{\Phi}$ und ein Vektorsuperfeld $\boldsymbol{V}$ definiert:

$$\boldsymbol{F}'(\boldsymbol{z}') = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{z}), \tag{1.15}$$

$$\begin{aligned} \bar{\boldsymbol{D}}\boldsymbol{\Phi} &= \boldsymbol{0}, \qquad \text{mit:} \qquad \bar{\boldsymbol{D}} := \boldsymbol{\partial}_\theta + i\boldsymbol{\sigma}^\mu\bar{\boldsymbol{\theta}}\boldsymbol{\partial}_\mu \\ \Rightarrow \quad \boldsymbol{\Phi} &= \boldsymbol{\varphi} + \sqrt{2}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\chi} + \boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{F} + i\boldsymbol{\partial}_\mu\boldsymbol{\varphi}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\sigma}^\mu\bar{\boldsymbol{\theta}} \\ &- \frac{i}{\sqrt{2}}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\partial}_\mu\boldsymbol{\chi}\boldsymbol{\sigma}^\mu\bar{\boldsymbol{\theta}} - \frac{1}{4}\boldsymbol{\partial}_\mu\boldsymbol{\partial}^\mu\boldsymbol{\varphi}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\theta}\bar{\boldsymbol{\theta}}\bar{\boldsymbol{\theta}}, \end{aligned} \tag{1.16}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{V} &= \boldsymbol{V}^+, \\ \Rightarrow^{9} \quad \boldsymbol{V} &= -\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\sigma}^\mu\bar{\boldsymbol{\theta}}\boldsymbol{v}_\mu - i\bar{\boldsymbol{\theta}}\bar{\boldsymbol{\theta}}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\lambda} + \boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\theta}\bar{\boldsymbol{\theta}}\bar{\boldsymbol{\lambda}} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\theta}\bar{\boldsymbol{\theta}}\bar{\boldsymbol{\theta}}\boldsymbol{D}. \end{aligned} \tag{1.17}$$

[6] In vier Dimensionen sind bis zu acht fermionische Generatoren $\boldsymbol{Q}^{\boldsymbol{A}}$ möglich. Diese Arbeit beschränkt sich aber auf den einfachsten Fall von nur einem solchen Generator $\boldsymbol{Q}$.

[7] Es gilt: $\{\boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{\theta}\} = \{\boldsymbol{\theta}, \bar{\boldsymbol{\theta}}\} = \{\bar{\boldsymbol{\theta}}, \bar{\boldsymbol{\theta}}\} = \boldsymbol{0}$. Für zweikomponentige Grassmann Variablen folgt daher, daß sich jede Funktion $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{\theta})$ als Entwicklung in $\boldsymbol{\theta}$ schreiben läßt, die nur aus der Konstanten und Termen proportional zu $\boldsymbol{\theta}$ und $\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\theta}$ besteht.

[8] Neben dem hier angegebenen links–chiralen Superfeld wird ganz analog das konjugierte Feld $\boldsymbol{\Phi}^+$ mit $\boldsymbol{D}\boldsymbol{\Phi}^+ = \boldsymbol{0} \; ; \boldsymbol{D} := -\boldsymbol{\partial}_{\bar{\theta}} - i\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\sigma}^\mu\boldsymbol{\partial}_\mu$ als rechts–chirales Superfeld definiert.

[9] in Wess–Zumino Eichung

Das Produkt aus zwei links–chiralen Superfeldern ergibt ein links–chirales Superfeld und das Produkt eines links–chiralen Superfeldes mit einem rechts–chiralen Superfeld ist ein Vektorsuperfeld. Zur Konstruktion der supersymmetrischen Lagrangedichte werden die Koeffizienten $[\Phi]_F = F$ von $\theta\theta$ ("F–*Term*") eines chiralen Superfeldes Φ und $[V]_D = D$ von $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ ("D–*Term*") eines Vektorsuperfeldes V gebraucht, da diese bis auf eine totale Ableitung invariant unter Supersymmetrie–Transformationen sind. Mit Hilfe eines Vektorsuperfeldes V kann analog zu den Feldstärketensoren im Standardmodell ein chirales Superfeld eingeführt werden:

$$W_\alpha \;=\; \frac{1}{4g}(\bar{D}\bar{D})\; \mathrm{e}^{-gV} D_\alpha\, \mathrm{e}^{\,gV}. \tag{1.18}$$

Damit läßt sich die globale supersymmetrische Lagrangedichte ganz allgemein in der folgenden Form schreiben:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{SUSY}} \;=\; [\Phi^+\, \mathrm{e}^{2gV}\Phi]_D + \Big([W(\Phi)]_F + \frac{1}{2}[W^\alpha W_\alpha]_F + \mathrm{h.\,c.}\Big). \tag{1.19}$$

Dabei ist $W(\Phi) = \frac{1}{2}m_{ij}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{3}\lambda_{ijk}\Phi_i\Phi_j\Phi_k$, mit: m_{ij}, λ_{ijk} reell und symmetrisch in den Indizes, das Superpotential.

Die Supersymmetrie Algebra stellt eine Beziehung zwischen Bosonen und Fermionen her. Da P_μ mit Q_α kommutiert, müssen irreduzible Darstellungen der Supersymmetrie–Teilchen mit gleicher Masse enthalten, die sich im Spin um den Wert $1/2\,\hbar$ unterscheiden, da $M_{\mu\nu}$ nicht mit Q_α vertauscht. SUSY ist unabhängig von internen Symmetrien. Die Teilchen einer Darstellung müssen somit die gleichen internen Quantenzahlen haben. Experimentell können massenentartete, supersymmetrische Partnerteilchen ausgeschlossen werden, daher muß Supersymmetrie gebrochen werden, um die Massenentartung zwischen den Standardmodell–Teilchen und ihren SUSY–Partnern aufzuheben.

Globale Supersymmetrie kann gebrochen werden ohne die Aufhebung der quadratischen Divergenzen zu zerstören ("*soft SUSY breaking*" [18]). Dazu können folgende Terme auch explizit eingeführt werden:

- skalare Massen $m^2|\varphi|^2$,
- bilineare, skalare Kopplungen $B(\varphi^2 + \varphi^{\star 2})$,
- trilineare, skalare Kopplungen $A(\varphi^3 + \varphi^{\star 3})$,
- Majoranamassen $M\bar{\lambda}\lambda$,

Der Übergang von globaler zu lokaler Supersymmetrie führt zu einem Modell, das **SU**per-**GRA**vität (SUGRA) genannt wird [19]. In Modellen mit lokaler Supersymmetrie sind die Generatoren Q von der Raum–Zeit abhängig. Die dritte Gleichung in 1.14 zeigt, daß in diesem Fall aus der Invarianz unter lokalen SUSY–Transformationen die Invarianz unter lokalen Raum–Zeit Translationen folgt. Diese Invarianz ist die prinzipielle Grundlage für die allgemeine Relativitätstheorie. SUGRA Modelle haben gute Aussichten, eine Quantenfeldtheorie zu ermöglichen, die auch die Gravitation beschreiben kann.

1.3 Das supersymmetrische Standardmodell

Das **M**inimale **S**upersymmetrische **S**tandard**M**odell (MSSM) baut auf dem Teilcheninhalt und der $\boldsymbol{SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y}$ Gruppenstruktur des im vorherigen Abschnitt beschriebenen Standardmodells auf.[10]

1.3.1 Die Struktur des MSSM

Die Fermionfelder des Standardmodells und ihre bosonischen Partnerfelder werden zu chiralen Superfeldern zusammengefaßt, die in Tabelle 1.4 aufgelistet sind.

Im MSSM werden zwei komplexe Higgsdubletts benötigt, damit die Spur des Hyperladungsgenerator verschwindet und somit keine quadratischen Divergenzen auftreten. Daraus resultieren acht Freiheitsgrade, von denen drei von den Vektorbosonen absorbiert werden. Die verbleibenden skalaren Freiheitsgrade erfordern die Existenz von fünf Higgs–Bosonen, von denen ein Paar ($\boldsymbol{H^{\pm}}$) geladen ist. Von den neutralen Higgs–Teilchen haben zwei ($\boldsymbol{H^0, h^0}$) gerade und eines ($\boldsymbol{A^0}$) ungerade $\boldsymbol{CP}$–Parität. Die Higgsdubletts bilden mit ihren fermionischen Partnern ebenfalls chirale Superfelder.

Die Eichbosonfelder des Standardmodells werden zusammen mit ihren fermionischen Partnern als ein Farboktett $\boldsymbol{G^a}$, ein schwaches Triplett $\boldsymbol{W^i}$ und ein Hyperladungssinglett $\boldsymbol{B}$ aus Vektorsuperfeldern beschrieben (siehe Tabelle 1.4).

chirale Superfelder	$\boldsymbol{SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y}$ Multiplett	Teilcheninhalt
$\boldsymbol{Q}$	$\boldsymbol{(3, 2, 1/6)}$	Quarks und Squarks ($\boldsymbol{\tilde{q}_L}$)
$\boldsymbol{\bar{U}}$	$\boldsymbol{(\bar{3}, 1, -2/3)}$	Quarks und Squarks ($\boldsymbol{\tilde{u}^c_R}$)
$\boldsymbol{\bar{D}}$	$\boldsymbol{(\bar{3}, 1, 1/3)}$	Quarks und Squarks ($\boldsymbol{\tilde{d}^c_R}$)
$\boldsymbol{L}$	$\boldsymbol{(1, 2, -1/2)}$	Leptonen und Sleptonen ($\boldsymbol{\tilde{l}_L}$)
$\boldsymbol{\bar{E}}$	$\boldsymbol{(1, 1, 1)}$	Leptonen und Sleptonen ($\boldsymbol{\tilde{e}^c_R}$)
$\boldsymbol{H_1}$	$\boldsymbol{(1, 2, -1/2)}$	Higgs und Higgsinos ($\boldsymbol{\widetilde{H}_1}$)
$\boldsymbol{H_2}$	$\boldsymbol{(1, 2, 1/2)}$	Higgs und Higgsinos ($\boldsymbol{\widetilde{H}_2}$)
Vektor–superfelder		
$\boldsymbol{G^a}$	$\boldsymbol{(8, 1, 0)}$	Gluonen und Gluinos ($\boldsymbol{\tilde{g}}$)
$\boldsymbol{W^i}$	$\boldsymbol{(1, 3, 0)}$	$\boldsymbol{W}$'s und Winos ($\boldsymbol{\widetilde{W}}$)
$\boldsymbol{B}$	$\boldsymbol{(1, 1, 0)}$	$\boldsymbol{B}$ und Bino ($\boldsymbol{\widetilde{B}}$)

TABELLE 1.4: Auflistung der chiralen Superfelder und der Vektorsuperfelder des minimalen supersymmetrischen Standardmodells mit ihren Quantenzahlen und Teilcheninhalten

[10] Insbesondere enthält das MSSM auch drei Generationen von Materieteilchen. Im folgenden werden Gleichungen häufig nur für die erste Generation angegeben, da sie für die zweite und dritte Generation ganz analog gelten.

In der Nomenklatur werden die fermionischen Partner der Eichbosonen und Higgs–Teilchen durch die Endung "*–ino*", die Superpartner der Fermionen des Standardmodells, mit einem "*s–*" für skalar und einer Schlange über dem Symbol gekennzeichnet. Die supersymmetrischen Partner der $\boldsymbol{W^{\pm}}$ und $\boldsymbol{Z^0}$–Bosonen, sowie des Photons werden somit Wino ($\widetilde{\boldsymbol{W}}^{\pm}$), Zino ($\widetilde{\boldsymbol{Z}}^{\boldsymbol{0}}$) und Photino ($\tilde{\gamma}$) oder zusammen auch "*Gauginos*" genannt. Obwohl es sich bei Sleptonen um skalare Teilchen handelt, werden sie "*rechtshändig*" bzw. "*linkshändig*" genannt. Dies bezieht sich auf die Händigkeit der Standardmodellpartner.

Die Lagrangedichte des minimalen supersymmetrischen Standardmodells hat die Form der Gleichung 1.19. Das allgemeine SUSY– und eichinvariante Superpotential $\boldsymbol{W}$ kann in zwei Anteile zerlegt werden:

$$\boldsymbol{W_{RPC}} = h_{ij}\, L^i H_1 \bar{E}^j + h'_{ij}\, Q^i H_1 \bar{D}^j + h''_{ij}\, Q^i H_2 \bar{U}^j + \mu H_1 H_2, \quad (1.20)$$

$$\boldsymbol{W_{RPV}} = \lambda_{ijk} L^i L^j \bar{E}^k + \lambda'_{ijk} L^i Q^j \bar{D}^k + \lambda''_{ijk} \bar{U}^i \bar{D}^j \bar{D}^k. \quad (1.21)$$

Die oben eingeführten Parameter $\boldsymbol{h, h', h''}$ sind die $\mathbf{3 \times 3}$ Yukawa–Kopplungsmatrizen, $\boldsymbol{\mu}$ ist der Higgs Massenparameter und $\boldsymbol{\lambda, \lambda', \lambda''}$ sind ebenfalls Matrizen im Generationenraum.

Der erste Anteil $\boldsymbol{W_{RPC}}$ erhält sowohl Lepton– als auch Baryonzahl. Bei Betrachtung von nur einer Generation ergibt sich:

$$\begin{aligned} h &= \frac{g m_e}{\sqrt{2} M_W \cos\beta}, \\ h' &= \frac{g m_d}{\sqrt{2} M_W \cos\beta}, \\ h'' &= \frac{g m_u}{\sqrt{2} M_W \sin\beta}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Wobei:

$$\tan\beta = \langle H_2^0 \rangle / \langle H_1^0 \rangle, \quad (1.23)$$

das Verhältnis der beiden neutralen Higgs–Vakuumerwartungswerte ist. Diese Beziehungen gelten ganz analog auch für die Teilchen der anderen Generationen.

Die ersten zwei Terme in $\boldsymbol{W_{RPV}}$ verletzen die Leptonzahl und der dritte Term die Baryonzahl. Im Gegensatz zum Standardmodell sind diese Größen also nicht automatisch erhalten. Da solche Terme aber zu phänomenologischen Widersprüchen führen, wie zum Beispiel dem zu schnellen Proton–Zerfall, werden sie im MSSM durch die Einführung einer neuen Quantenzahl, der "$\boldsymbol{R}$*–Parität*", verboten. Dazu wird die $\boldsymbol{R}$–Parität in Abhängigkeit der Baryonzahl $\boldsymbol{B}$, der Leptonzahl $\boldsymbol{L}$ und des Spins $\boldsymbol{S}$ definiert:

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S}. \quad (1.24)$$

Diese Größe ist $+\mathbf{1}$ für alle Standardmodell–Teilchen und $-\mathbf{1}$ für die MSSM–Partnerteilchen. Die Erhaltung der $\boldsymbol{R}$–Parität erzwingt, daß an jeder Wechselwirkung eine gerade Anzahl MSSM–Partnerteilchen teilnehmen. An Beschleunigerexperimenten können supersymmetrische Teilchen deshalb nur paarweise produziert werden. Außerdem muß das

leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP: **L**ightest **S**upersymmetric **P**article) stabil sein, da supersymmetrische Teilchen nur in eine ungerade Anzahl anderer SUSY–Teilchen zerfallen können. Es gibt sehr einschränkende Ausschlußgrenzen auf die mögliche Masse eines stabilen, elektromagnetisch– oder farbgeladenen LSP's ($> \mathbf{1\ TeV/c^2}$) [20]. Damit das MSSM eine Lösung des Hierarchie Problems liefert, müssen die MSSM–Teilchen leichter als etwa $\mathbf{1\ TeV/c^2}$ sein. Insbesondere muß daher das LSP ein schwach wechselwirkendes, neutrales Teilchen sein. Alle anderen MSSM–Teilchen zerfallen direkt oder über Zerfallskaskaden mit nicht detektierbarer Lebensdauer ($\tau \approx \mathbf{10^{-22}\ s}$) in das LSP, und dieses kann, ähnlich wie das Neutrino, an Beschleunigerexperimenten nicht direkt nachgewiesen werden. Daher zeichnen sich solche Ereignisse durch fehlende Masse und Impuls aus. Das leichteste Neutralino, ein Mischungszustand aus neutralen Higgsinos, Zino und Photino, ist der beste Kandidat für das LSP. Diese Annahme hat den Vorteil, daß ein Neutralino–LSP die dunkle Materie im Kosmos erklären könnte, während ein Sneutrino–LSP dazu nicht in der Lage ist [21].

Das Higgspotential im minimalen supersymmetrischen Standardmodell ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{W_{\text{Higgs}}} &= |\boldsymbol{\mu}|^2(|\boldsymbol{H_1}|^2 + |\boldsymbol{H_2}|^2) \\ &+ \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{8}}(\boldsymbol{g}^2 + \boldsymbol{g'}^2)(|\boldsymbol{H_1}|^2 - |\boldsymbol{H_2}|^2)^2 + \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\boldsymbol{g}^2|\boldsymbol{H_1^\star H_2}|^2. \end{aligned} \tag{1.25}$$

Daraus folgt, daß $\boldsymbol{W_{\text{Higgs}} \geq 0}$ ist und das Potential für $\boldsymbol{H_1 = H_2 = 0}$ minimal wird. Das heißt aber, daß die $\boldsymbol{SU(2)_L \otimes U(1)_Y}$ noch nicht gebrochen ist. Dies wird sich durch die Brechung der Supersymmetrie ändern.

Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell wird die Supersymmetrie explizit durch folgenden Beitrag zum Superpotential soft gebrochen:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{W_{\text{soft}}} &= \boldsymbol{m_1^2}|\boldsymbol{H_1}|^2 + \boldsymbol{m_2^2}|\boldsymbol{H_2}|^2 \\ &+ \boldsymbol{m_{\tilde{q}}^2}|\tilde{\boldsymbol{q}}_{\boldsymbol{L}}|^2 + \boldsymbol{m_{\tilde{u}}^2}|\tilde{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{R}}^{\boldsymbol{c}}|^2 + \boldsymbol{m_{\tilde{d}}^2}|\tilde{\boldsymbol{d}}_{\boldsymbol{R}}^{\boldsymbol{c}}|^2 + \boldsymbol{m_{\tilde{l}}^2}|\tilde{\boldsymbol{l}}_{\boldsymbol{L}}|^2 + \boldsymbol{m_{\tilde{e}}^2}|\tilde{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{R}}^{\boldsymbol{c}}|^2 \\ &+ (\boldsymbol{B\mu H_1 H_2} + \boldsymbol{h A_e H_1}\tilde{\boldsymbol{l}}_{\boldsymbol{L}}\tilde{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{R}}^{\boldsymbol{c}} + \boldsymbol{h' A_d H_1}\tilde{\boldsymbol{q}}_{\boldsymbol{L}}\tilde{\boldsymbol{d}}_{\boldsymbol{R}}^{\boldsymbol{c}} + \boldsymbol{h'' A_u H_2}\tilde{\boldsymbol{q}}_{\boldsymbol{L}}\tilde{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{R}}^{\boldsymbol{c}} + \textbf{h. c.}) \\ &+ \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}(\boldsymbol{M_1}|\widetilde{\boldsymbol{B}}|^2 + \boldsymbol{M_2}|\widetilde{\boldsymbol{W}}|^2 + \boldsymbol{M_3}|\tilde{\boldsymbol{g}}|^2). \end{aligned} \tag{1.26}$$

Die erste und zweite Zeile von Gleichung 1.26 enthalten die skalaren Massenterme. Dabei sind $\boldsymbol{m_1^2, m_2^2}$ Massenterme für die Higgs–Bosonen und $\boldsymbol{m_{\tilde{q}}^2, m_{\tilde{u}}^2, m_{\tilde{d}}^2, m_{\tilde{l}}^2, m_{\tilde{e}}^2}$ hermitesche $\mathbf{3 \times 3}$ Massenmatrizen für Squarks und Sleptonen. Die dritte Zeile beschreibt die bilineare und trilinearen Kopplungen in Abhängigkeit des Parameters $\boldsymbol{B}$ und den allgemeine $\mathbf{3 \times 3}$ Matrizen $\boldsymbol{hA_e, h'A_d, h''A_u}$. Die Terme in der vierten Zeile bilden Majoranamassen $\boldsymbol{M_1, M_2}$ und $\boldsymbol{M_3}$ für Bino, Winos und Gluinos.

Durch die Brechung der Supersymmetrie wird eine große Zahl von mehr als **100** neuen Parametern eingeführt. Diese kann in Abschnitt 1.3.3 durch Annahmen einer vereinheitlichten Theorie stark reduziert werden.

1.3.2 Die Masseneigenzustände der MSSM–Teilchen

Die Brechung der Supersymmetrie (Gleichung 1.26) führt zur Mischung der geladenen Higgsinos mit den geladenen Winos, sowie der neutralen Higgsinos mit Zino und Photino. Die daraus resultierenden Teilchen werden als "*Charginos*" ($\widetilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$) und "*Neutralinos*" ($\widetilde{\chi}^{0}_{1,2,3,4}$) bezeichnet. Die Indizes sind nach steigender Teilchenmasse angeordnet. Die Massen der Charginos ergeben sich durch Diagonalisieren der Chargino Massenmatrix in der $\widetilde{W}^{+}, \widetilde{H}^{+}$ Basis:

$$M_{\widetilde{\chi}^{+}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin\beta \\ \sqrt{2}M_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix}. \tag{1.27}$$

Die Chargino Massenmatrix ist nicht symmetrisch, falls $\tan\beta \neq 1$ ist. Im allgemeinen werden daher zwei verschiedene Diagonalisierungsmatrizen für die rechts– und linkshändigen Komponenten der Charginos benötigt.

Analog ergeben sich die Massen der Neutralinos durch Diagonalisieren der Neutralino Massenmatrix in der $\widetilde{B}, \widetilde{W}^{3}, \widetilde{H}_1, \widetilde{H}_2$ Basis:

$$M_{\widetilde{\chi}^{0}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\vartheta & M_Z\sin\beta\sin\vartheta \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\vartheta & -M_Z\sin\beta\cos\vartheta \\ -M_Z\cos\beta\sin\vartheta & M_Z\cos\beta\cos\vartheta & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\vartheta & -M_Z\sin\beta\cos\vartheta & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.28}$$

Die Diagonalelemente der diagonalisierten Neutralino Massenmatrix $\eta_i M_{\widetilde{\chi}^{0}_{i}}$ können positiv oder negativ sein, die Massen $M_{\widetilde{\chi}^{0}_{i}}$ sind als positiv definiert und das Vorzeichen $\eta_i = \pm 1$ gibt die CP–Parität an. Die Massen und Mischungswinkel der Charginos und Neutralinos werden also durch die Wahl der MSSM–Parameter M_1, M_2, μ und $\tan\beta$ eindeutig festgelegt.

Für die skalaren Partner der Quarks und Leptonen ergeben sich folgende Massenmatrizen:

$$\begin{aligned}
m^2_{\widetilde{u}} &= \begin{pmatrix} m^2_{\widetilde{Q}} + m^2_u + M^2_Z(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\vartheta)\cos 2\beta & m_u(A_u - \mu\cot\beta) \\ m_u(A_u - \mu\cot\beta) & m^2_{\widetilde{U}} + m^2_u + \frac{2}{3}M^2_Z\sin^2\vartheta\cos 2\beta \end{pmatrix}, \\
m^2_{\widetilde{d}} &= \begin{pmatrix} m^2_{\widetilde{Q}} + m^2_d - M^2_Z(\frac{1}{2} - \frac{1}{3}\sin^2\vartheta)\cos 2\beta & m_d(A_d - \mu\tan\beta) \\ m_d(A_d - \mu\tan\beta) & m^2_{\widetilde{D}} + m^2_d - \frac{1}{3}M^2_Z\sin^2\vartheta\cos 2\beta \end{pmatrix}, \\
m^2_{\widetilde{e}} &= \begin{pmatrix} m^2_{\widetilde{L}} + m^2_e + M^2_Z(\frac{1}{2} - \sin^2\vartheta)\cos 2\beta & m_e(A_e - \mu\cot\beta) \\ m_e(A_e - \mu\cot\beta) & m^2_{\widetilde{E}} + m^2_e + M^2_Z\sin^2\vartheta\cos 2\beta \end{pmatrix}, \\
m^2_{\widetilde{\nu}} &= m^2_{\widetilde{L}} + \frac{1}{2}M^2_Z\cos 2\beta.
\end{aligned} \tag{1.29}$$

Da die Elemente der Nebendiagonalen proportional zur Masse der Standardmodell Fermionen sind, folgt, daß Mischungseffekte zwischen Partnern der rechtshändigen und der linkshändigen Fermionen nur für die dritte Generation von Bedeutung sein können.

1.3.3 Große Vereinheitlichung im MSSM

Die in Abschnitt 1.3.1 eingeführte supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells besitzt vor allem durch die Brechung der SUSY eine große Anzahl freier Parameter. Sie hat aber den Vorteil, eine GUT zu ermöglichen. Unter Annahme einer vereinheitlichten Theorie läßt sich diese durch theoretisch sehr motivierte Beziehungen stark einschränken.

- Es existiert eine gemeinsame Kopplungskonstante g_{GUT} und Gauginomasse $m_{1/2}$ bei der Vereinheitlichungsskala M_{GUT}:

$$\begin{aligned} g_{\mathrm{GUT}} &:= g(M_{\mathrm{GUT}}) = \sqrt{\frac{5}{3}} g'(M_{\mathrm{GUT}}) = g_s(M_{\mathrm{GUT}}), \\ m_{1/2} &:= M_1(M_{\mathrm{GUT}}) = M_2(M_{\mathrm{GUT}}) = M_3(M_{\mathrm{GUT}}). \end{aligned} \tag{1.30}$$

  Die Entwicklung der Kopplungskonstanten und Gauginomassen zu kleineren Energien läßt sich mit Hilfe der Renormierungsgruppengleichungen berechnen.

- Es gibt eine gemeinsame Masse m_0 für alle skalaren Teilchen bei der Vereinheitlichungsmasse:

$$\begin{aligned} m_0^2 \cdot 1_3 &:= m_{\tilde{Q}}^2(M_{\mathrm{GUT}}) = m_{\tilde{U}}^2(M_{\mathrm{GUT}}) = m_{\tilde{D}}^2(M_{\mathrm{GUT}}) \\ &= m_{\tilde{L}}^2(M_{\mathrm{GUT}}) = m_{\tilde{E}}^2(M_{\mathrm{GUT}}), \\ m_0 &:= m_1(M_{\mathrm{GUT}}) = m_2(M_{\mathrm{GUT}}) \end{aligned} \tag{1.31}$$

- Die verschiedenen trilinearen Kopplungen skalarer Teilchen werden durch den universellen Kopplungsparameter A_0 bei der Vereinheitlichungsskala beschrieben:

$$A_0 \cdot 1_3 := A_u(M_{\mathrm{GUT}}^2) = A_d(M_{\mathrm{GUT}}^2) = A_e(M_{\mathrm{GUT}}^2). \tag{1.32}$$

  Dieser Parameter ist nur für Mischungen zwischen den rechts– und linkshändigen MSSM–Teilchen wichtig.

- Die Parameter μ und $\tan\beta$ sind von der Energieskala abhängig. Bei der Vereinheitlichungsmasse werden sie als:

$$\begin{aligned} \mu_0 &:= \mu(M_{\mathrm{GUT}}^2), \\ \tan\beta_0 &:= \tan\beta(M_{\mathrm{GUT}}^2), \end{aligned} \tag{1.33}$$

  bezeichnet. Hierbei handelt es sich um keine Einschränkung des Modells.

Unter der Annahme einer gemeinsamen skalaren Masse m_0, einer gemeinsamen Gauginomasse $m_{1/2}$ und Vernachlässigung der Leptonmasse und somit auch der Mischung im Sleptonsektor ergeben sich folgende Massen für die Sleptonen:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{l}_R}^2 &= m_0^2 + 0.15 m_{1/2}^2 - M_Z^2 \sin^2\vartheta \cos 2\beta; \\ m_{\tilde{l}_L}^2 &= m_0^2 + 0.53 m_{1/2}^2 - M_Z^2 (\frac{1}{2} - \sin^2\vartheta) \cos 2\beta; \\ m_{\tilde{\nu}}^2 &= m_0^2 + 0.53 m_{1/2}^2 + \frac{1}{2} M_Z^2 \cos 2\beta. \end{aligned} \tag{1.34}$$

1.4 Produktion und Zerfall skalarer Leptonen

An e^+e^- Beschleunigern können Sleptonen paarweise über ein virtuelles Photon oder Z^0 im s–Kanal erzeugt werden. Dieser Prozeß hängt nur von der Sleptonmasse und den Standardmodellparametern ab.

Smyonen und Staus können wegen Elektronzahlerhaltung nur im s–Kanal produziert werden und verhalten sich bis auf mögliche Mischungseffekte bei den Staus gleich. Daher werden im nachfolgenden nur noch die Smyonen gezeigt, da diese auch Gegenstand der Analyse in Kapitel 4 sind. Im Gegensatz dazu können Selektronen, die skalaren Partner der Elektronen auch durch den Austausch eines Neutralinos im t–Kanal produziert werden. Deshalb ist der Wirkungsquerschnitt auch von den Neutralinomassen und ihren Feldinhalten abhängig. Die Feynman–Graphen sind in Abbildung 1.2 gezeigt.

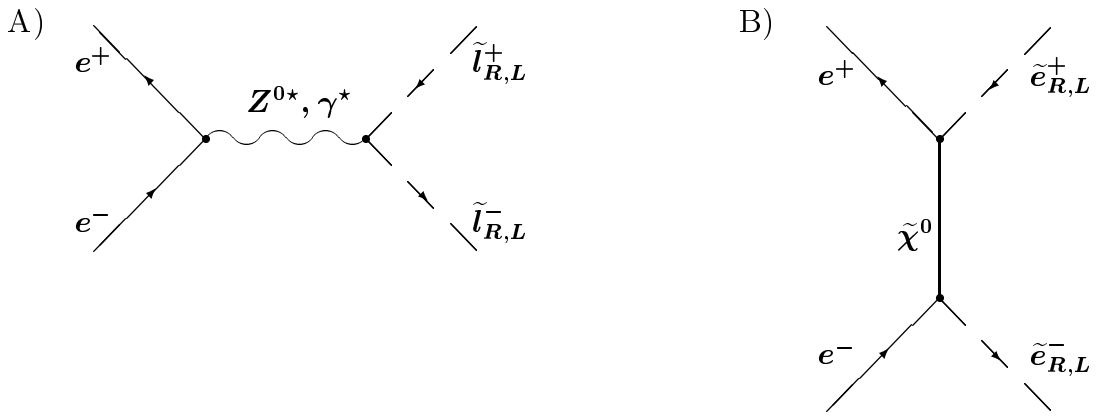

Abbildung 1.2: Die Feynman–Graphen für die Produktion von Sleptonen.
A) Smyonen $\tilde{\mu}^\pm_{R,L}$ und Staus $\tilde{\tau}^\pm_{R,L}$ können an e^+e^- Beschleunigern nur paarweise im s–Kanal produziert werden.
B) Selektronen $\tilde{e}^\pm_{R,L}$ können auch im t–Kanal erzeugt durch den Austausch eines Neutralinos erzeugt werden.

Im s–Kanal können rechtshändige und linkshändige Sleptonen nur paarweise erzeugt werden. Selektronen können im t–Kanal auch als Kombination aus einem rechts– und einem linkshändigen Teilchen produziert werden. In Abbildung 1.3 ist der Wirkungsquerschnitt für Slepton–Produktion $\sigma_{RR}, \sigma_{LR}, \sigma_{LL}$ in Abhängigkeit ihrer Masse $m_{\tilde{e},\tilde{\mu},\tilde{\tau}}$ aufgetragen. Die Indizes des Produktionswirkungsquerschnitts beziehen sich auf die Händigkeit der erzeugten Teilchen. Der Parameter $m_{1/2} = 0$ für die Selektron–Produktion wurden so gewählt, da dann ein masseloses Neutralino mit **100%** Feldinhalt des Photinos existiert. Das Ergebnis ist für $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200$ **GeV** und einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von **183 GeV** gezeigt und hängt von den MSSM–Parametern nur noch über die Zino–Komponenten der anderen, massiveren Neutralinos ab.

Zum Vergleich ist auch der Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma^{\delta M}_{RR}, \sigma^{\delta M}_{LR}$ eingezeichnet, der sich bei den gleichen MSSM–Parametern $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200$ **GeV**$/c^2$ ergibt, falls aber die Gauginomasse $m_{1/2}$ so gewählt wird, daß das leichteste Neutralino nur **5 GeV**$/c^2$ leichter als das rechtshändige Selektron ist. Das linkshändige Selektron ist in

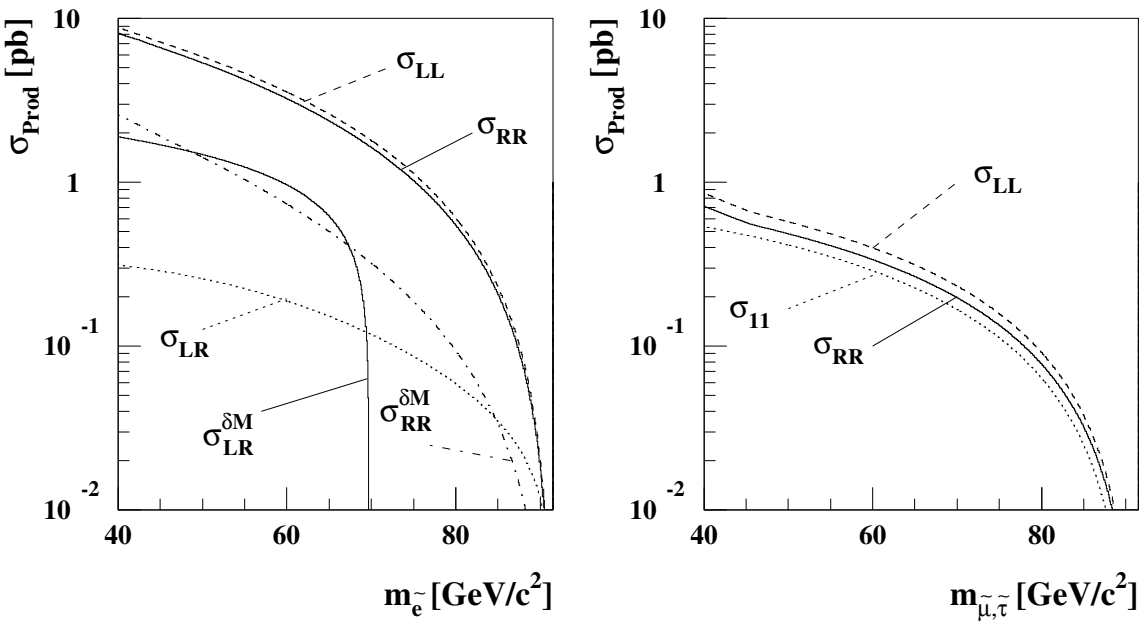

ABBILDUNG 1.3: Der Produktionswirkungsquerschnitt von Sleptonen an e^+e^- Beschleunigern bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 183$ GeV als Funktion ihrer Massen $m_{\tilde{e}}, m_{\tilde{\mu},\tilde{\tau}}$. Die Indizes des Produktionswirkungsquerschnitts beziehen sich auf die Händigkeit der erzeugten Teilchen.

LINKS) Die Selektron–Produktion mit $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200$ GeV/c^2 und einem masselosen Neutralino ($\sigma_{RR}, \sigma_{LR}, \sigma_{LL}$), sowie für ein Neutralino, welches nur 5 GeV/c^2 leichter als das rechtshändige Selektron ist ($\sigma_{RR}^{\delta M}, \sigma_{LR}^{\delta M}$).

RECHTS) Unter Vernachlässigung von Mischungseffekten sind die Smyon– und Stau–Produktion (σ_{RR}, σ_{LL}) nur von der Sleptonmasse abhängig. Für den Stau Mischungszustand $\tilde{\tau}_1$, der nicht an das Z^0–Boson koppelt, ergibt sich der Produktionswirkungsquerschnitt σ_{11}.

diesem Fall zu schwer, um bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 183$ GeV paarweise produziert zu werden.

Sleptonen können direkt in das leichteste Neutralino und das jeweilige Lepton zerfallen, der Feynman–Graph ist in Abbildung 1.4 a) gezeigt. Wenn die Sleptonen die zweitleichtesten SUSY–Teilchen (NLSP: **N**ext to **L**ightest **S**upersymmetric **P**article) sind, wäre nur dieser Zerfall möglich. Falls das zweitleichteste Neutralino leichter ist als das Slepton, können Sleptonen auch über Kaskaden zerfallen. Das schwerere der beiden Neutralinos zerfällt dann meistens unter Aussendung eines virtuellen $Z^{0\star}$–Bosons in das leichtere. Der Feynman–Graph hierfür ist in Abbildung 1.4 b) dargestellt. Linkshändige Sleptonen koppeln auch an die Wino–Komponente der Charginos und können, falls diese leichter als sie sind, in ihr Partnerneutrino und ein Chargino zerfallen, welches dann hauptsächlich in ein virtuelles $W^{\pm\star}$ und das leichteste Neutralino zerfällt. Der Zerfall des Charginos wird im nächsten Abschnitt genauer erklärt. Der Feynman–Graph dieses Prozesses ist in

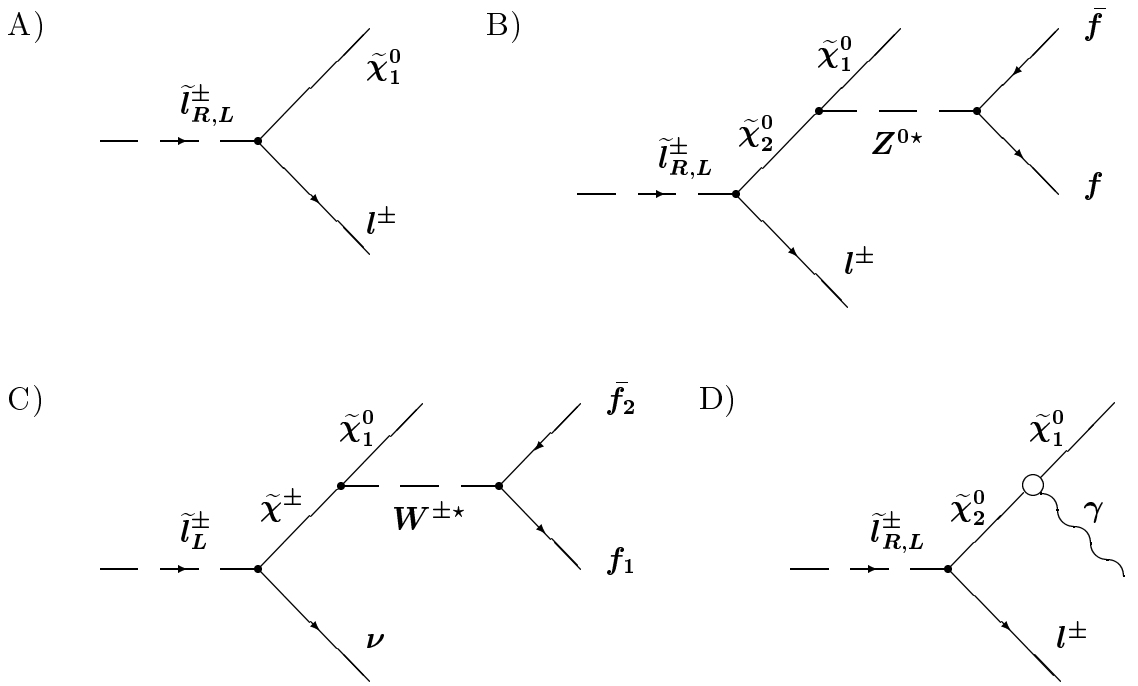

ABBILDUNG 1.4: Die Feynman–Graphen für verschiedene Zerfälle von Sleptonen in ein Neutralino–LSP mit großer Photino–Komponente.

A) Der direkte Zerfall eines Sleptons $\tilde{l}^{\pm}_{R,L}$ in sein Partnerlepton $l^{\pm}$ und das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_1$, welches stabil ist. Falls alle anderen SUSY–Teilchen schwerer sind als das Slepton, ist dieses der einzig mögliche Zerfallskanal.

B) Der Zerfall eines Sleptons $\tilde{l}^{\pm}_{R,L}$ in ein Lepton $l^{\pm}$ und das zweitleichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_2$, das in das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_1$ und über ein virtuelles $Z^{0\star}$ ein Fermion–Antifermion–Paar $f\bar{f}$ zerfällt.

C) Der Zerfall eines linkshändigen Sleptons $\tilde{l}^{\pm}_L$ in ein Neutrino ν und ein Chargino $\tilde{\chi}^{\pm}$, welches in das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_1$ und über ein virtuelles $W^{\pm\star}$ ein Fermion f_1 und Antifermion $\bar{f}_2$ zerfällt.

D) Der Zerfall eines Sleptons $\tilde{l}^{\pm}_{R,L}$ in ein Lepton $l^{\pm}$ und das zweitleichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_2$, welches, wenn es eine große Higgsino–Komponente hat, in das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_1$ und ein Photon γ zerfällt.

Abbildung 1.4 c) gezeigt. Wenn eines der zwei leichtesten Neutralinos über eine große Higgsino– und das andere über eine große Photino–Komponente verfügt, so ist der in Abbildung 1.4 d) dargestellte Zerfall möglich. Diese Zerfallstopologie kann sich auch in SUGRA Modellen mit einem sehr leichten Gravitino $\tilde{G}$ ergeben, falls das Slepton direkt in ein Lepton und das leichteste Neutralino und dieses ohne detektierbare Lebensdauer in ein Gravitino und ein Photon zerfällt.

Um die obigen Szenarien, in denen Kaskadenzerfälle möglich sind, zu testen, ist es effektiver, nach der direkten Produktion von Charginos oder der assoziierten Produktion des

leichtesten und zweitleichtesten Neutralinos zu suchen, da diese dann kinematisch zugänglich sein müßten. Trotzdem müssen die Verzweigungsverhältnisse bekannt sein, um aus der Suche nach direkten Zerfällen Ausschlußgrenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt der Sleptonen setzen zu können. In Abbildung 1.5 ist das Verzweigungsverhältnis der Sleptonen quantitativ für dieselbe Parameterwahl wie in Abbildung 1.3 aufgetragen.

Die Kenntnisse des Produktionsquerschnitts für Sleptonen und des Verzweigungsverhältnisses für den direkten Slepton–Zerfall werden im folgenden benötigt, um aus einer Maximalanzahl produzierter Ereignisse, die der Topologie eines Sleptonsignals entsprechen, die Parameter des minimalen supersymmetrischen Modells einzuschränken.

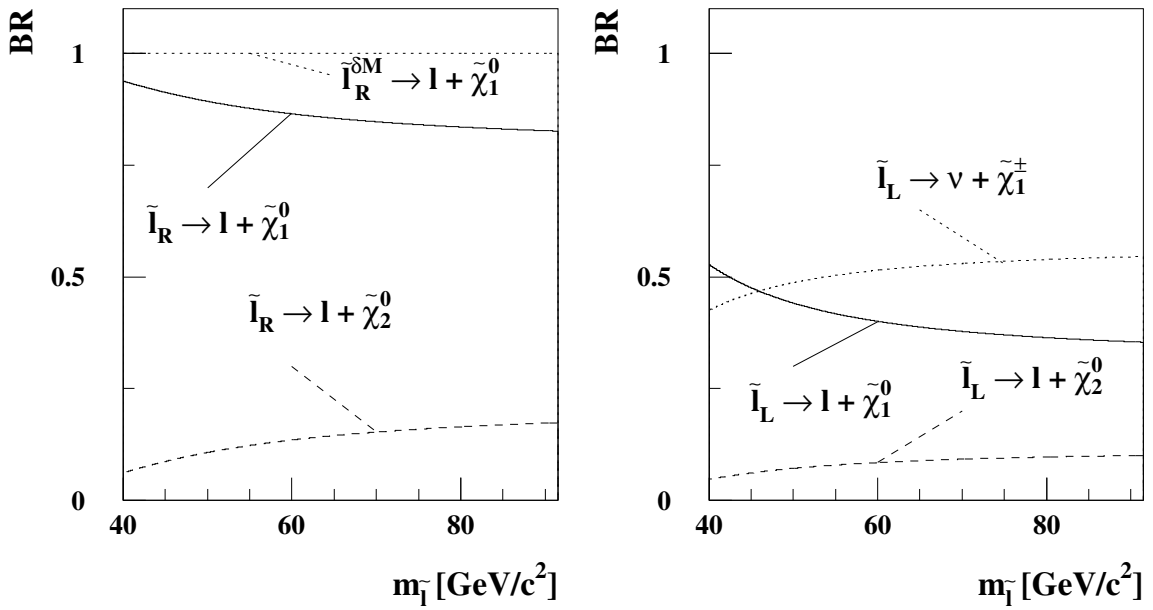

ABBILDUNG 1.5: Das Verzweigungsverhältnis $\boldsymbol{BR}$ von Sleptonen als Funktion ihrer Massen $m_{\tilde{l}}$ mit $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200$ GeV/c^2.

LINKS) Rechtshändige Sleptonen $\tilde{l}_R$ zerfallen meist direkt in das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ und ihr Partnerlepton l (durchgezogene Linie für ein masseloses Neutralino, gepunktete Linie für ein Neutralino mit $M_{\tilde{\chi}^0} = m_{\tilde{l}} - 5$ GeV/c^2). Sie können aber auch in das zweitleichteste Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ zerfallen, falls dies kinematisch erlaubt ist (gestrichelte Linie).

RECHTS) Linkshändige Sleptonen zerfallen direkt (durchgezogene Linie) oder über Kaskaden mit dem zweitleichtesten Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ (gestrichelte Linie). Außerdem können sie aber auch in ein Chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ und Neutrino zerfallen.

Für den Fall, daß Sneutrinos leichter sind als das leichteste Chargino und das zweitleichteste Neutralino, können sie nur in ein Neutrino und das LSP zerfallen. Solche Ereignisse können nicht nachgewiesen werden, da es sich bei Neutrinos und dem LSP um nur schwach wechselwirkende Teilchen handelt. Daher werden Sneutrinos in der vorliegenden Arbeit nicht behandelt.

1.5 Produktion und Zerfall von Charginos

Für einige Massenkombinationen ist der Zweikörperzerfall des Charginos in ein Sneutrino und ein Lepton möglich und dominant. Die Signatur dieser Ereignisse ist sehr ähnlich zur Slepton–Produktion und soll in der vorliegenden Arbeit daher auch betrachtet werden.

Deshalb werden in diesem Abschnitt die Produktion und der Zerfall von Charginos genauer betrachtet. Für die vorgestellte Analyse ist nur das leichtere Chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ interessant, daher wird im wesentlichen nur darauf eingegangen.

Die Feynman–Graphen für Chargino–Produktion an e^+e^- Beschleunigern sind in Abbildung 1.6 gezeigt.

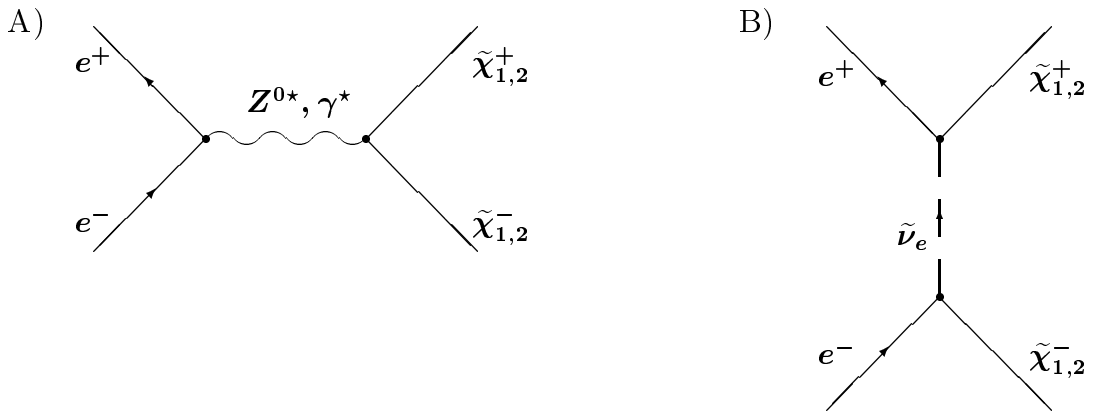

Abbildung 1.6: Die Feynman–Graphen für die Produktion von Charginos.
A) Charginos $\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$ können an e^+e^- Beschleunigern paarweise im s–Kanal produziert werden.
B) Durch den Austausch eines Sneutrinos $\tilde{\nu}_e$ können Charginos mit Gaugino–Komponente auch im t–Kanal erzeugt werden. Dieser Prozeß interferiert destruktiv zu A).

Für Charginos ist die Produktion über ein virtuelles Photon oder $Z^{0\star}$–Boson im s–Kanal und für die Gaugino–Komponenten über ein virtuelles Elektron–Sneutrino auch im t–Kanal möglich. Durch den Austausch eines Sneutrinos im t–Kanal ist der Wirkungsquerschnitt für Charginos von der Sneutrinomasse abhängig. Da die beiden gezeigten Prozesse destruktiv interferieren besitzt der Wirkungsquerschnitt für Charginos bei bestimmten Sneutrinomassen ein Minimum.

In Abbildung 1.7 ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{75}, \sigma_{80}, \sigma_{85}$ für verschiedene Charginomassen $M_{\tilde{\chi}^{\pm}} = 75, 80, 85\ \mathrm{GeV}/c^2$ als Funktion der Sneutrinomasse $m_{\tilde{\nu}}$ mit den MSSM–Parametern $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200\ \mathrm{GeV}/c^2$ gezeigt.

Außerdem ist das Minimum des Wirkungsquerschnitts σ_{def} als Funktion der Charginomasse $M_{\tilde{\chi}^{\pm}}$ für die gleiche Parameterwahl gegeben. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\tan\beta=35}$ ($\sigma_{\mu=1000}$) auch für den Parameter $\tan\beta_0 = 35$ ($\mu_0 = 1000\ \mathrm{GeV}/c^2$) gegeben.

Für kleine Charginomassen $M_{\tilde{\chi}^{\pm}} < M_Z/2$ ergibt sich ein wesentlicher Anteil zum Wirkungsquerschnitt aus dem Zerfall des Z^0 Bosons in zwei Charginos.

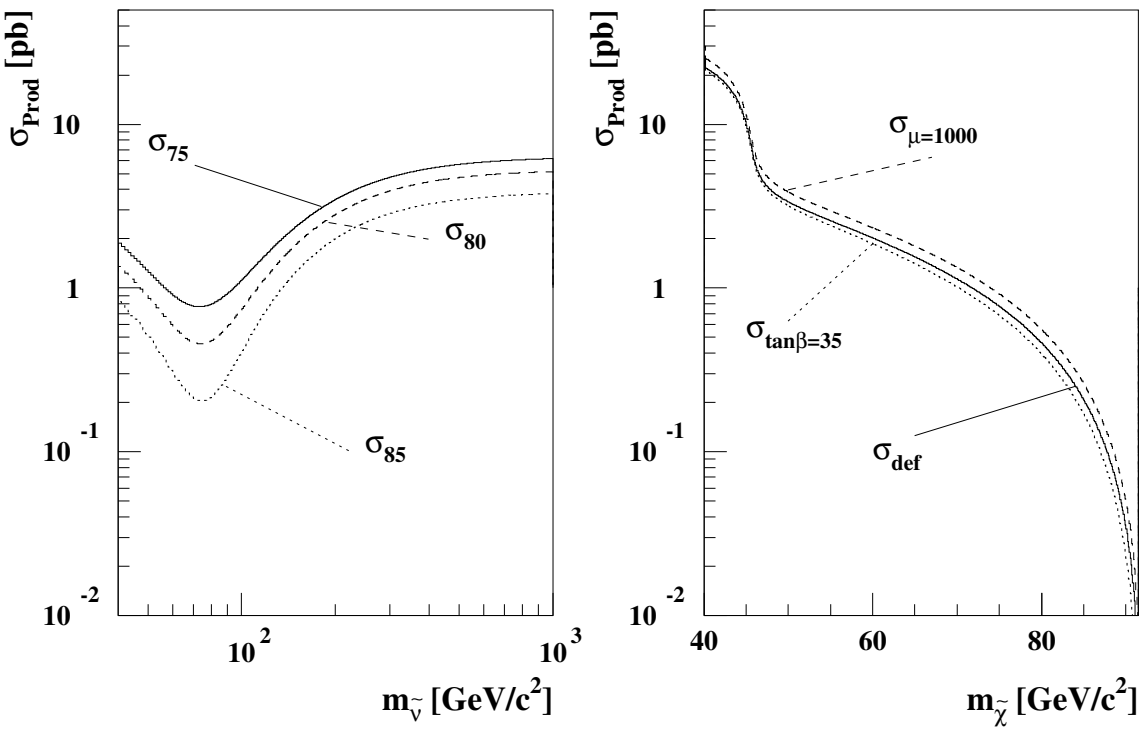

ABBILDUNG 1.7: Der Produktionswirkungsquerschnitt von Charginos an e^+e^- Beschleunigern bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 183$ GeV mit den SUSY–Parametern $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200$ GeV$/c^2$.

LINKS) Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{75}, \sigma_{80}, \sigma_{85}$ für verschiedene Charginomassen $M_{\tilde{\chi}^\pm} = 75, 80, 85$ GeV$/c^2$ als Funktion der Sneutrinomasse $m_{\tilde{\nu}}$.

RECHTS) Die Sneutrinomasse $m_{\tilde{\nu}}$ wurde in dieser Abbildung so gewählt, daß der Produktionsquerschnitt für Charginos minimal ist. Der Wirkungsquerschnitt ist für verschiedene Parameterwahlen als Funktion der Charginomasse $M_{\tilde{\chi}^\pm}$ aufgezeichnet. Dabei kennzeichnet σ_{def} den Wirkungsquerschnitt für die SUSY Parametern $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200$ GeV$/c^2$, während für $\sigma_{\tan\beta=35}$ der Parameter $\tan\beta_0 = 35$ und für $\sigma_{\mu=1000}$ der Parameter $\mu_0 = 1000$ GeV$/c^2$ gewählt wurden.

Die Verminderung des Produktionsquerschnitts mit steigender Teilchenmasse ist für Charginos nicht so stark wie für Selektronen. Daher ist ihr minimaler Wirkungsquerschnitt ab einer Masse von etwa $80 - 85$ GeV$/c^2$ (bei $\sqrt{s} = 183$ GeV und mit den MSSM–Parametern $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200$ GeV$/c^2$) größer als für Selektronen.

Die Masse der Sneutrinos ist aber nicht nur für die Produktion der Charginos wichtig, sondern spielt auch bei deren Zerfall eine wesentliche Rolle. Vorausgesetzt, daß alle Sleptonen schwerer sind als das Chargino, können diese über Aussendung eines virtuellen $W^{\pm\star}$–Bosons zerfallen. Der Feynman–Graph für diesen Prozeß ist in Abbildung 1.8 a) dargestellt.

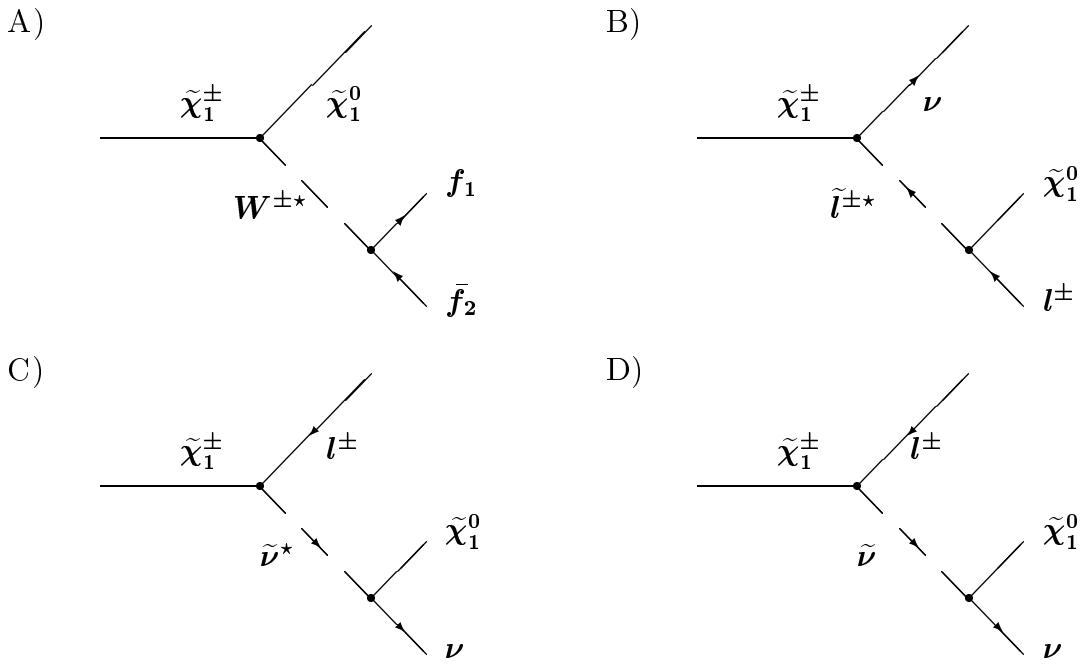

Abbildung 1.8: Die Feynman–Graphen für verschiedene Zerfälle von Charginos mit großer Gaugino–Komponente.

A) Der Zerfall eines Charginos $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ über ein virtuelles $W^{\pm\star}$–Boson.

B) Falls Sleptonen leicht genug sind können Charginos auch unter Aussendung eines virtuellen Sleptons $\tilde{l}^{\pm\star}$ zerfallen.

C) Der Zerfall über ein virtuelles Sneutrino $\tilde{\nu}^{\star}$ kann ähnlich wie der Prozeß in B) stattfinden, wobei die Kinematik sehr ähnlich ist.

D) Das Chargino kann in ein reelles Sneutrino $\tilde{\nu}$ zerfallen, falls dies leicht genug ist (Zweikörperzerfall).

Falls die Masse der linkshändigen Sleptonen im Bereich der $W^{\pm}$–Masse liegt, so können auch diese virtuell ausgetauscht werden. Dies führt zu einer sehr ähnlichen Zerfallskinematik (Dreikörperzerfall), erhöht aber das leptonische Verzweigungsverhältnis. Die möglichen Zerfälle sind in den Abbildungen 1.8 b) und c) als Feynman–Graphen aufgetragen.

Wenn die Masse der Sneutrinos kleiner ist als die der Charginos, so wird auch der Zweikörperzerfall in Sneutrino und Lepton möglich. Wie in Abbildung 1.8 d) gezeigt, zerfällt das Sneutrino dann unsichtbar in ein Neutrino und ein Neutralino. Dieser Zerfall ist in der Signatur sehr ähnlich dem Slepton–Zerfall, daher wird auch er Gegenstand der vorgestellten Analyse sein.

Kapitel 2

Das ALEPH–Experiment

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden im Rahmen des ALEPH–Experimentes aufgenommen. Der ALEPH–Detektor dient zur Untersuchung von Elektron–Positron Annihilation am Speicherring LEP.

2.1 Der LEP–Speicherring

Der LEP–Speicherring hat einen Umfang von etwa **27 km** (siehe Abbildung 2.1). Er befindet sich bis zu **150 m** tief unter der Erdoberfläche in der Umgebung des Hochenergie-Forschungszentrums CERN (European Laboratory for Particle Physics) bei Genf.

Im LEP–Speicherring werden Elektronen und Positronen in Teilchenpaketen mit etwa $\mathbf{10^{11}}$ Teilchen in entgegengesetztem Umlaufsinn beschleunigt, gespeichert und an verschiedenen Punkten zur Kollision gebracht. An vier dieser Wechselwirkungspunkte stehen die Detektoren ALEPH (Point 4 in Abb. 2.1), DELPHI, L3 und OPAL, in welchen die bei der Elektron–Positron Annihilation entstehenden Teilchen nachgewiesen werden.

Um die Elektronen und Positronen in den LEP–Ring einspeisen zu können, werden sie mit einem Linearbeschleuniger (LINAC: **LIN**ear **AC**cellerator) auf **600 MeV** beschleunigt und in einem Akkumulatorring (EPA: **E**lectron **P**ositron **A**ccumulator) gesammelt. Danach werden sie vom **P**roton **S**ynchrotron (PS) auf eine Energie von **3.5 GeV** und dann vom **S**uper **P**roton **S**ynchrotron (SPS) auf **20 GeV** beschleunigt und in den LEP–Speicherring injiziert.

Von 1989 bis ins Jahr 1995 wurde die Datennahme bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx M_Z \cdot c^2 = \mathbf{91.2\ GeV}$ durchgeführt (LEP1). Danach wurde die Schwerpunktsenergie schrittweise erhöht (LEP2). Im Herbst 1995 wurden Daten mit einer integrierten Luminosität $\int Ldt$ von jeweils etwa $\mathbf{2.8\ pb^{-1}}$ bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = \mathbf{130\ GeV}$ und $\sqrt{s} = \mathbf{136\ GeV}$ aufgenommen. Bei der Datennahme 1996 konnte die Schwerpunktsenergie weiter erhöht werden. Es wurden Daten mit einer integrierten Luminosität von $\mathbf{11.1\ pb^{-1}}$ bei etwa **161 GeV**, von $\mathbf{1.1\ pb^{-1}}$ bei **170 GeV** und $\mathbf{9.5\ pb^{-1}}$ bei **172 GeV** Schwerpunktsenergie genommen. Auch 1997 wurde die Energie weiter auf **184 GeV** erhöht und eine Datenmenge von $\mathbf{58.5\ pb^{-1}}$ aufgenommen.

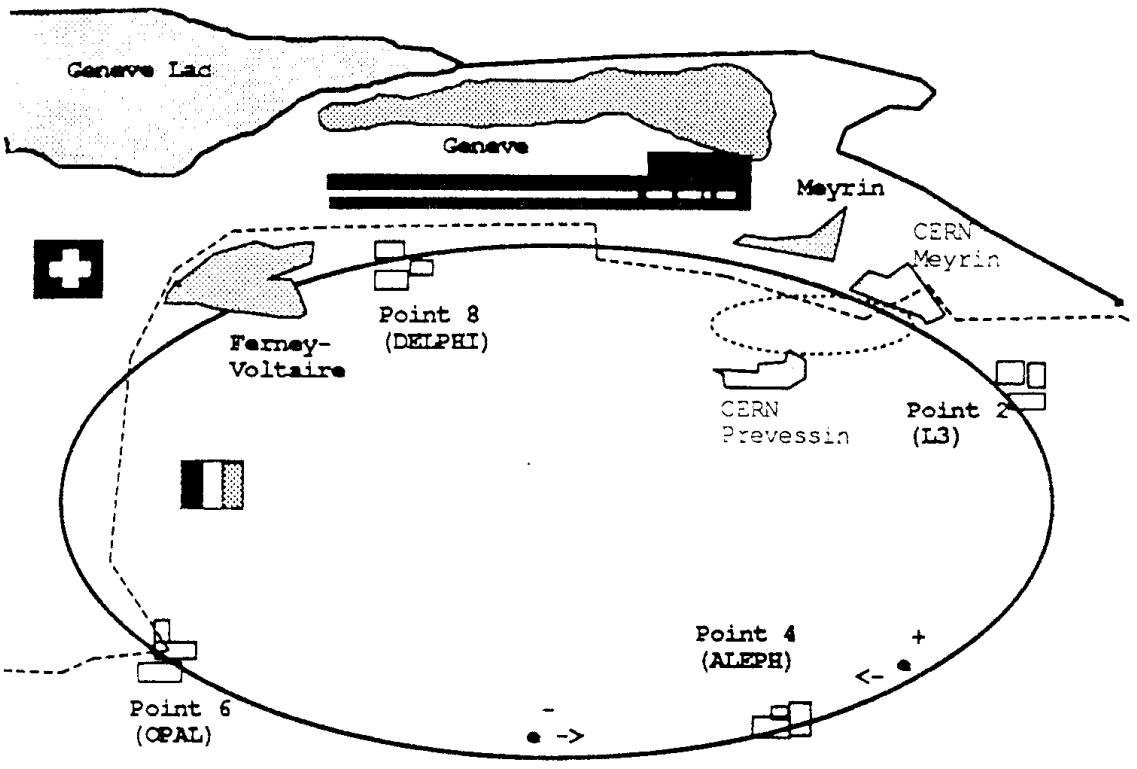

ABBILDUNG 2.1: Die geographische Darstellung des LEP–Speicherrings. Der Standort des ALEPH–Experiments ist mit Point 4 gekennzeichnet.

2.2 Der ALEPH–Detektor

Der ALEPH–Detektor soll die komplexen Ereignisse der Elektron–Positron–Wechselwirkung im Energiebereich von etwa **90 GeV** bis **200 GeV** mit bester Genauigkeit vermessen können. Daraus ergeben sich folgende Anforderungen an den Detektor:

- Es soll ein Raumwinkel von fast 4π abgedeckt werden, um die Energie aller bei der Wechselwirkung entstehenden Teilchen nachweisen zu können.
- Eine sehr gute Spurrekonstruktion und Impulsauflösung für geladene Teilchen muß gewährleistet sein, um Teilchenbündel ("*Jets*") auflösen und präzise vermessen zu können.
- Auch die Kalorimeter zum Nachweis neutraler Teilchen über elektromagnetische Schauer oder Kaskaden der starken Wechselwirkung müssen eine sehr gute Winkelauflösung (Granularität) besitzen, um räumlich benachbarte Teilchen trennen zu können.

Ein Querschnitt des ALEPH–Detektors ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die wesentlichsten Detektorkomponenten sollen im folgenden beschrieben werden. Eine detailliertere Beschreibung des Aufbaus ist in [22] gegeben. Wichtige Rekonstruktionsalgorithmen und die daraus resultierende Leistungsfähigkeit des Detektors werden in [23] genauer erklärt.

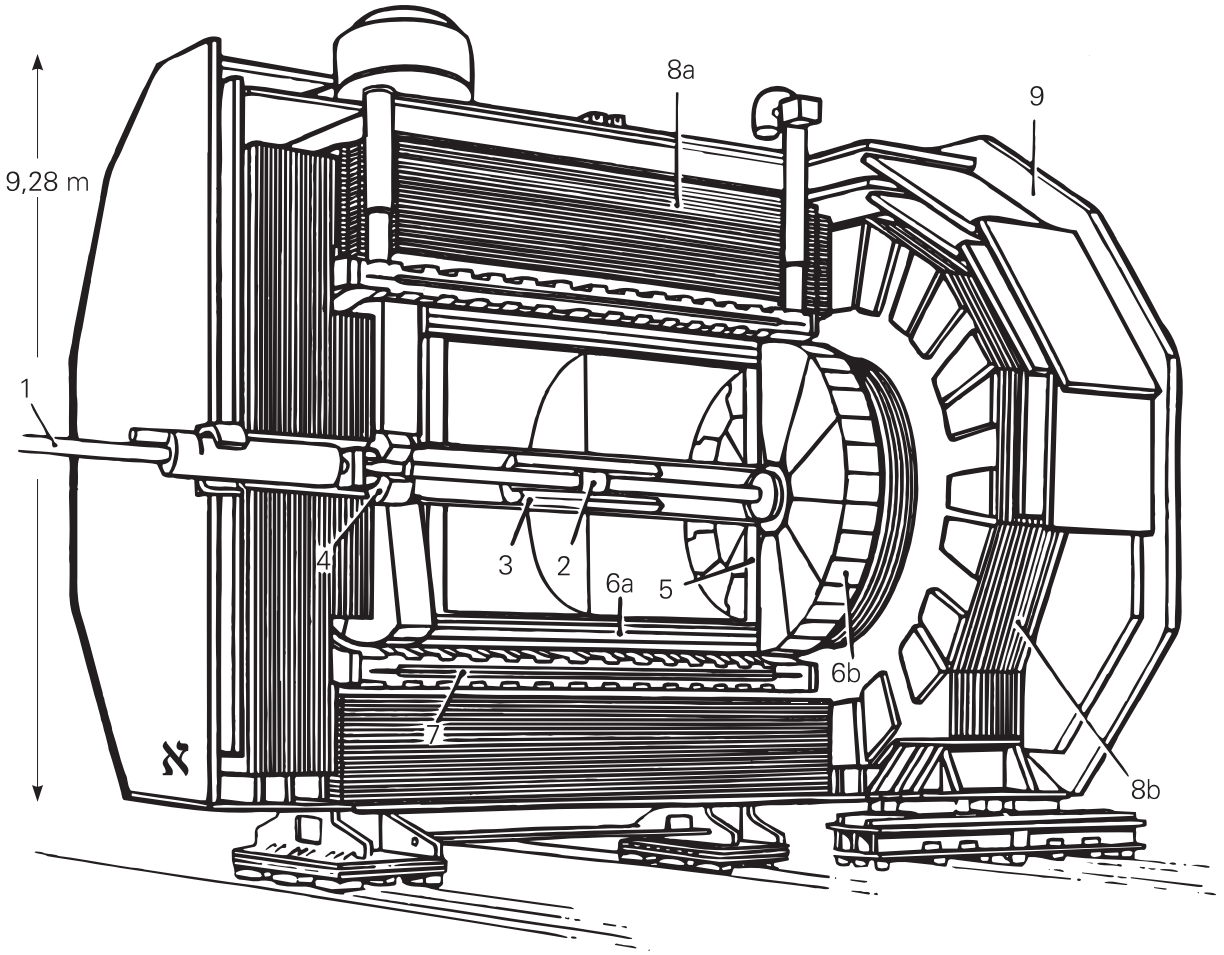

Abbildung 2.2: Der Aufbau des ALEPH–Detektors: (1) Strahlrohr, (2) Vertexdetektor (VDET), (3) innere Spurkammer (ITC), (4) Luminositätsmonitore, (5) Zeitprojektionskammer (TPC), (6a und b) elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL), Barrel und Endkappen, (7) Supraleitende Spule, (8a und b) Hadronkalorimeter (HCAL), Barrel und Endkappen, (9) Myonkammern.

Der ALEPH–Detektor ist zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. In unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt befinden sich die Spurdetektoren (siehe 2.2.1, 2.2.2 und 2.2.3). Bei den Spurdetektoren ist es wichtig, daß diese nur eine geringe Massenbelegung haben, um unerwünschte Effekte, wie z.B. Coulomb–Vielfachstreuung, zu reduzieren, da diese die Genauigkeit der Impulsmessung verschlechtern. Um die Spurkammern herum sind Kalorimeter aufgebaut (siehe 2.2.4 und 2.2.5). In den Kalorimetern werden alle Teilchen, außer Myonen und Neutrinos, gestoppt und ihre Energie gemessen. Von einer supraleitenden Spule, die sich zwischen den Kalorimetern befindet, wird ein Magnetfeld in den Spurkammern erzeugt. Umschlossen wird der ganze Detektor von Driftkammern, in denen die Myonen nachgewiesen werden können. Um auch Teilchen nachweisen zu können, die unter einem sehr kleinen Winkel zur Strahlachse gestreut wurden und damit u.a. die Luminosität zu messen, befinden sich auch in unmittelbarer Nähe zum Stahlrohr noch Kalorimeter (siehe 2.2.7).

Das ALEPH–Koordinatensystem ist wie folgt festgelegt: Als Ursprung wird der Sollwechselwirkungspunkt gewählt. Die z–Achse ist durch die Elektronenstrahlrichtung gegeben. Die x–Achse zeigt zum Zentrum des LEP–Ringes und die y–Achse nach oben, so daß die Achsen ein rechtshändiges Orthogonalsystem bilden. Neben kartesischen Koordinatensystem (x, y, z) werden häufig auch Zylinderkoordinaten (ρ, ϕ, z) und Kugelkoordinaten (r, θ, ϕ) benutzt. Diese sind durch folgende Transformationen gegeben:

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos\phi &&= r \sin\theta \cos\phi, \\ y &= \rho \sin\phi &&= r \sin\theta \sin\phi, \\ z &= z &&= r \cos\theta. \end{aligned}$$

2.2.1 Der Minivertexdetektor

Der **V**ertex–**DET**ektor (VDET) ist ein Siliziumstreifendetektor und wurde im Oktober 1995 erneuert [24]. Er besteht aus zwei konzentrischen Lagen von doppelseitig mit Auslesestreifen versehenen Siliziumplättchen. Diese Lagen sind etwa **40 cm** lang und haben einen Radius von **6.3 cm** bzw. **11.0 cm**. Dadurch wird ein Polarwinkelbereich von $\mathbf{0.31\ rad < \theta < 2.83\ rad}$ **(0.51 rad** $< \theta <$ **2.63 rad)** von der inneren (äußeren) Lage abgedeckt. Jede Lage des VDET bildet eine Vieleckstruktur, an deren Kanten Bauteile der Ausleseelektronik untergebracht sind. Der VDET bietet eine Koordinatenauflösung von $\sigma_{\rho\phi} = \mathbf{12\ \mu m}$ bzw. $\sigma_z = \mathbf{14\ \mu m}$. Dieser Detektor ermöglicht es, Spuren in unmittelbarer Nähe zur Wechselwirkungszone zu vermessen und damit Teilchen, die nicht am primären Wechselwirkungspunkt zerfallen, zu erkennen und deren Ursprung zu rekonstruieren.

2.2.2 Die innere Spurkammer

Die innere Spurkammer (ITC: **I**nner **T**racking **C**hamber) ist eine zylinderförmige Driftkammer. In ihr befinden sich acht konzentrische Lagen mit insgesamt 960 Signaldrähten mit einem Durchmesser von **30** μ**m** zwischen zwei Aluminium–Endplatten (vier innere Lagen mit jeweils 96 und vier äußere mit je 144 Signaldrähten). Die Signaldrähte liegen auf einem positiven Potential von $\mathbf{1.8 - 2.5\ kV}$ und bilden mit jeweils sechs sie umgebende Felddrähte eine hexagonale Driftzelle. Insgesamt gibt es in der ITC 3840 Felddrähte, von denen 960 zur Kalibration benutzt werden können. Die innere Spurkammer hat ein aktives Volumen von **2 m** Länge mit **12.8 cm** innerem und **28.8 cm** äußerem Radius, welches mit **80%** Argon und **20%** Kohlendioxid gefüllt ist. Spuren deren Winkel zur Strahlachse größer als **250 mrad** ist können in allen Lagen der ITC nachgewiesen werden. Die Ortsauflösung der ITC beträgt $\sigma_{\rho\phi} = \mathbf{150\ \mu m}$ bzw. $\sigma_z \approx \mathbf{5\ cm}$. Die Messung der z–Koordinate erfolgt mittels der Ankunftszeitdifferenz der Pulse an den Enden der Signaldrähte, wird aber nicht für die Spurrekonstruktion benutzt. Die Informationen der inneren Spurkammer stehen schon nach $\mathbf{2 - 3\ \mu s}$ zur Verfügung.

2.2.3 Die Zeitprojektionskammer

Die Zeitprojektionskammer (TPC: **T**ime **P**rojection **C**hamber) ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Die TPC besteht aus einem zylindrischen Driftvolumen, in deren Mittelebene sich eine **25 μm** dicke Mylar–Folie als zentrale Elektrode befindet. Diese Elektrode liegt auf einem negativen Potential von **$-$27.5 kV** und teilt das aktive Driftvolumen in zwei Bereiche mit je **2.2 m** Länge. Das Driftvolumen der TPC enthält ausschließlich das Nachweisgas (**91%** Argon und **9%** Methan). In diesem Volumen verläuft ein homogenes elektrisches Feld von **120 V/cm** parallel zur Strahlrichtung. Die Ionisation eines geladenen Teilchens, das die TPC durchquert, driftet daher zu einer der Stirnseiten.

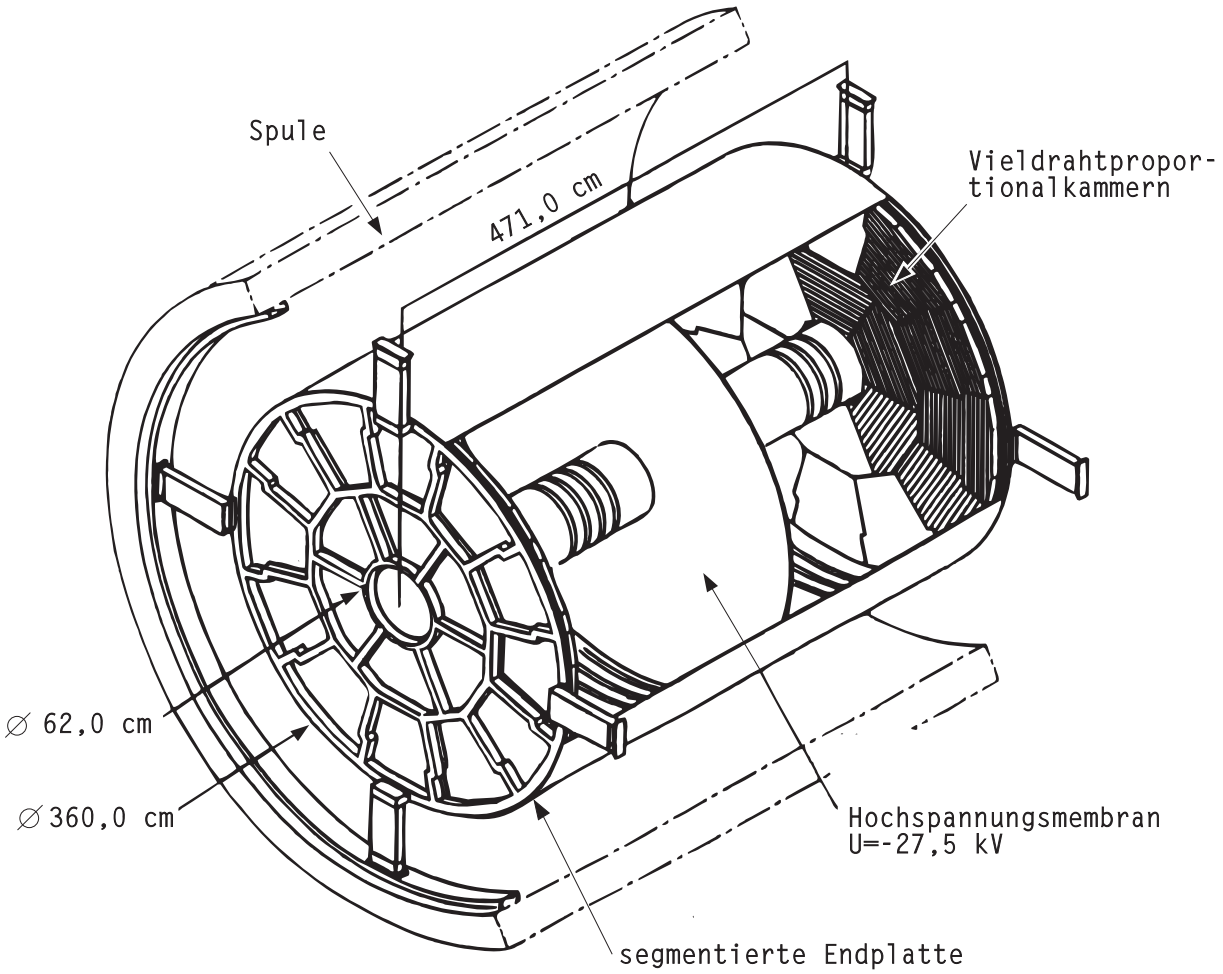

Abbildung 2.3: Querschnitt der Zeitprojektionskammer (TPC) und der supraleitenden Spule.

An den segmentierten Endplatten befinden sich jeweils **18** Vieldrahtproportionalkammern, in denen die Elektronenlawinen nachgewiesen werden. In ihnen kann die Projektion einer Spur und somit die ρ und ϕ–Koordinaten gemessen werden. Die z–Koordinate wird über die Driftzeit bestimmt. Hierfür muß die Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Nachweisgas genau bekannt sein. Diese kann mit Hilfe des TPC–Lasersystems bestimmt werden.

Das TPC–Lasersystem besteht aus zwei Nd–Yag–Lasern, die auf dem Detektor angebracht sind und einem optischen System, welches die Laserstrahlen ins Detektorinnere führt. Dabei wird das infrarote Laserlicht über zwei frequenzverdoppelnde Kristalle in ultraviolettes Licht umgewandelt. An den Stirnseiten der TPC befinden sich die sogenannten "*Splitterringe*", welche jeden einlaufenden Laserstrahl in drei Strahlen gleicher Intensität aufspalten und axial in die TPC lenken. Mit vier auf der TPC–Innenwand montierten, halbdurchlässigen Spiegeln und einem Pentaprisma werden die Laserstrahlen unter festen Polarwinkeln ($\boldsymbol{\theta = 18°, 30°, 39°, 67°}$ und $\mathbf{90°}$) in das Innere der TPC gelenkt, als kämen sie direkt vom Wechselwirkungspunkt. Im TPC–Gas vorhandene organische Verunreinigungen werden durch das ultraviolette Laserlicht über doppelte Photonabsorption angeregt. So werden in der Zeitprojektionskammer gerade Ionisationsspuren erzeugt, mit denen die Driftgeschwindigkeit und Feldinhomogenitäten vermessen werden können.

Die Zeitprojektionskammer ermöglicht eine dreidimensionale Spurerkennung mit einer Punktauflösung von $\boldsymbol{\sigma_{r\phi} = 173\ \mu m}$, $\boldsymbol{\sigma_z = 740\ \mu m}$ und bis zu **21** Raumpunkten pro Spur. Die Impulsauflösung $\boldsymbol{\sigma(p_T)}$ hängt auch davon ab, welche Detektorinformationen benutzt wurden. Für den Transversalimpuls eines Teilchens beträgt sie:

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{\sigma(p_T)/p_T} &= \mathbf{0.0012 \cdot p_T/(GeV/c)} && \text{nur TPC,}\\
\boldsymbol{\sigma(p_T)/p_T} &= \mathbf{0.0008 \cdot p_T/(GeV/c)} && \text{TPC und ITC,}\\
\boldsymbol{\sigma(p_T)/p_T} &= \mathbf{0.0006 \cdot p_T/(GeV/c)} && \text{TPC, ITC und VDET.}
\end{aligned}$$

Bei kleinen Impulsen dominiert der Fehler durch die Vielfachstreuung der Teilchen, welche einen konstanten Fehlerbeitrag von zusätzlich **0.005** zu $\boldsymbol{\sigma(p_T)/p_T}$ liefert.

Durch Messung der spezifischen Ionisation $\boldsymbol{dE/dx}$ auf bis zu **338** Drähten entlang der Spur ist eine Teilchenidentifizierung möglich. Bei der Bildung des Mittelwertes ("*truncated mean*") aus den einzelnen $\boldsymbol{dE/dx}$–Messungen einer Teilchenspur werden die **8%** mit dem niedrigsten Wert verworfen, da für ein minimal ionisierendes Teilchen im Durchschnitt **8%** der Messungen unter der Nachweisschwelle liegen. Die **40%** der Einzelmessungen mit den höchsten Werten werden ebenfalls nicht berücksichtigt, um weniger sensitiv auf die langen Ausläufer in der Landau–Verteilung zu sein. Für Elektronen, kann eine Auflösung in der Messung des spezifischen Energieverlustes von bis zu **4.5%** erreicht werden. In dieser Arbeit werden Elektronen mit Hilfe der $\boldsymbol{dE/dx}$–Messung selektiert. Darauf wird in Abschnitt 4.2.2 noch genauer eingegangen.

2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL: **E**lectromagnetic **CAL**orimeter) ist in Abbildung 2.4 gezeigt und dient zum Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen. Es setzt sich aus einer zylinderförmigen Ummantelung ("*Barrel*") und zwei Endkappen zusammen. Das Barrel besteht aus zwölf einzelnen Modulen und deckt einen Polarwinkelbereich von $\mathbf{0.7\ rad < \theta < 2.44\ rad}$ ab. Auch die Endkappen bestehen aus jeweils zwölf Modulen[1], sie schließen direkt an das Barrel und können Teilchen nachweisen, deren Winkel zur Strahlachse mindestens **225 mrad** beträgt. Insgesamt deckt das elektromagneti-

[1] Die Module von Barrel und Endkappen sind azimuthal um **15°** verschoben.

sche Kalorimeter einen Raumwinkel von $\mathbf{3.9\pi}$ ab. Das ECAL ist als Sampling Kalorimeter aus **45** sich abwechselnden Lagen von Bleiplatten und Drahtkammern aufgebaut.

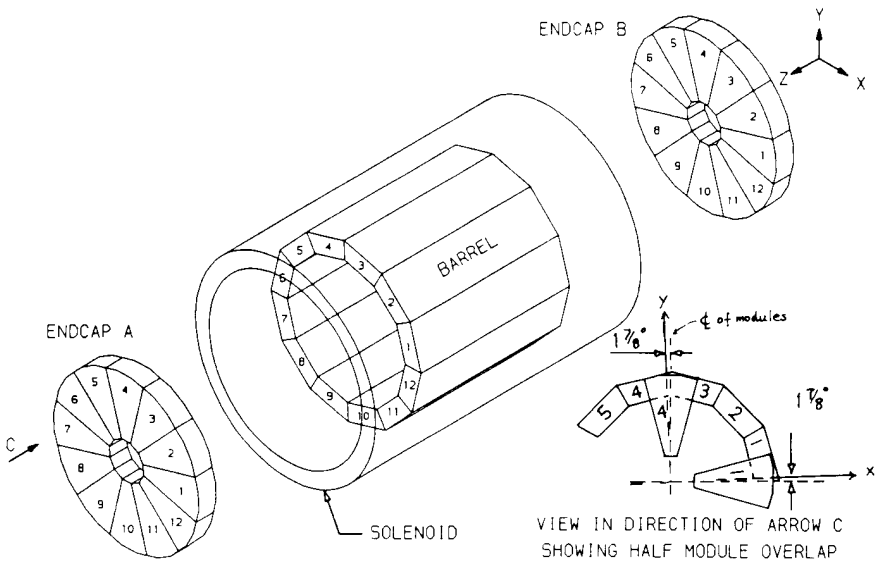

ABBILDUNG 2.4: Der Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL)

Die Auslese des elektromagnetischen Kalorimeters erfolgt über die Drähte und die etwa $\mathbf{30\ mm \times 30\ mm}$ großen Kathodenpads. Diese sind zu auf den Sollwechselwirkungspunkt ausgerichtete Türmen verschaltet und werden in drei Segmenten von vier, neun und neun Strahlungslängen ausgelesen.

Die feine Segmentierung des Kalorimeters ermöglicht die Messung des räumlichen Schauerprofils der Teilchen, welches zur Trennung von Elektronen, Photonen und Hadronen benutzt werden kann, da sich Hadronen durch räumlich ausgedehntere Schauer auszeichnen. Aus dieser Messung werden zwei Größen gebildet, die das transversale und longitudinale Schauerprofil beschreiben. Die "*Schauerbreite*" $\boldsymbol{X_T}$ und die "*Schauerlänge*" $\boldsymbol{X_L}$ eines Teilchens mit dem Impuls $\boldsymbol{p}$ werden wie folgt definiert:

$$\boldsymbol{X_T} = \frac{\sum_{i=1}^{3} \boldsymbol{E_4^i}}{\boldsymbol{p}}, \quad \boldsymbol{X_L} = \frac{\sum_{i=1}^{3} \boldsymbol{E_4^i}}{\sum_{i=1}^{3} \boldsymbol{E_4^i S_i}}. \tag{2.1}$$

Dabei ist $\boldsymbol{E_4^i}$ die in den vier zentral um den Schauerschwerpunkt gelegenen Türmen des $\boldsymbol{i}$'ten Segmentes gemessene Energie und $\boldsymbol{S_i}$ die Tiefe des Schauerschwerpunktes im diesem Segment. Diese Messungen werden auch in der vorgestellten Analyse zur Elektronidentifizierung verwendet (siehe Abschnitt 4.2.2).

Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt eine Energie– $\boldsymbol{\sigma(E)}$ und eine Winkelauflösung $\boldsymbol{\sigma_{\theta,\phi}}$ von:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma(E)/E} &= \mathbf{0.179/\sqrt{E/GeV} + 0.009,} \\ \boldsymbol{\sigma_{\theta,\phi}} &= \mathbf{2.5/\sqrt{E/GeV} + 0.25\ mrad.} \end{aligned}$$

2.2.5 Die supraleitende Spule und das hadronische Kalorimeter

Die supraleitende Spule erzeugt mit einem Strom von **5000 A** ein homogenes Magnetfeld von **1.5 T** in z–Richtung. Das Magnetfeld hat eine Uniformität von etwa **2%**.

Als Rückflußjoch für das Magnetfeld dient das hadronische Kalorimeter (HCAL: **H**adronic **CAL**orimeter). Dieses besteht ähnlich wie das ECAL aus einem Barrel und zwei Endkappen (siehe Abbildung 2.5). Das HCAL–Barrel deckt einen Polarwinkelbereich von $\mathbf{0.72\ rad < \theta < 2.42\ rad}$ ab. Die Endkappen des hadronischen Kalorimeters schließen an das Barrel an und erweitern den abgedeckten Raumwinkel bis $\boldsymbol{\theta = 110\ mrad}$. Das HCAL ist aus sich abwechselnden Lagen von Eisenplatten und Streamerrohr–Kammern aufgebaut. Die Streamerröhren werden mit einem Gasgemisch aus **22.5%** Argon, **47.5%** Kohlendioxid und **30%** Isobuthan gefüllt.

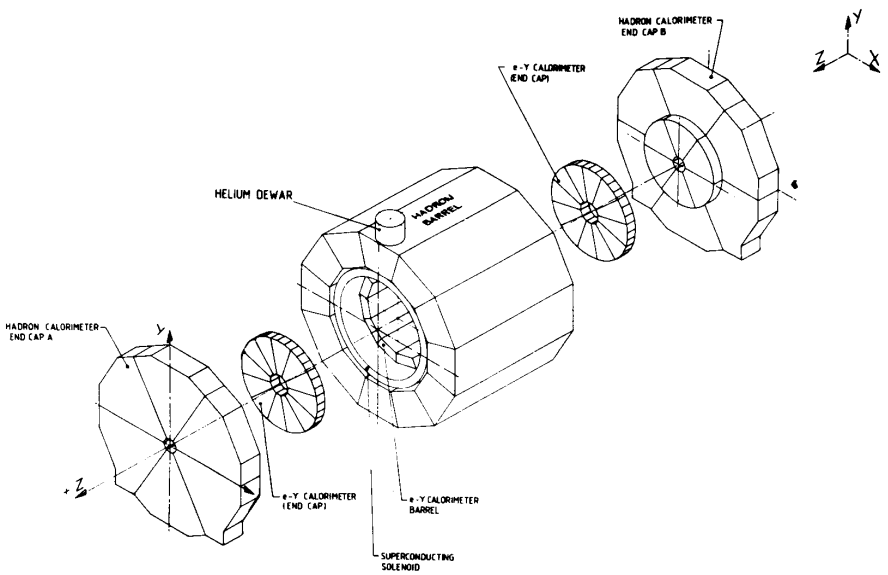

ABBILDUNG 2.5: Der Aufbau des hadronischen Kalorimeters (HCAL)

Das hadronische Kalorimeter dient in Kombination mit dem ECAL zur Messung von hadronischer Energie mit einer Auflösung von:

$$\boldsymbol{\sigma(E)/E \;=\; 0.84/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}.}$$

Das HCAL wird auch zur Identifikation von Myonen verwendet. Myonen mit einem Impuls von mehr als etwa $\mathbf{3\ GeV/}\boldsymbol{c}$ können das ganze HCAL durchdringen. Sie hinterlassen auch noch in den äußeren Streamerrohr–Kammern ein Signal, wodurch sie von Hadronen, die schon im vorderen oder mittleren Bereich aufschauern und gestoppt werden, unterschieden werden können.

2.2.6 Die Myonkammern

Die Myonkammern werden zur Identifikation von Myonen verwendet. Nur Myonen (und natürlich Neutrinos) können das HCAL durchdringen und werden in den Myonkammern nachgewiesen. Die Myonkammern bestehen aus zwei Doppelschichten von Streamerrohr–Kammern, die den gesamten Detektor umschließen.

2.2.7 Die Luminositäts– und Untergrundmonitore

Zur Bestimmung der Luminosität und des Strahluntergrundes sind weitere Detektorkomponenten direkt am Strahlrohr installiert:

Das SICAL (**SI**licon luminosity **CAL**orimeter) ist ein Kalorimeter zum Nachweis von Teilchen, die unter kleinem Winkel gestreut werden. Es besteht aus zwölf Schichten Wolframplatten mit dazwischenliegenden Siliziumstreifenzählern mit insgesamt **23.3** Strahlungslängen. Das SICAL befindet sich in einer Entfernung von $z = \pm 2.5$ **m** vom Wechselwirkungspunkt und deckt einen Polarwinkelbereich von **24 mrad** $< \theta <$ **58 mrad** ab. Wegen des höheren Strahluntergrundes bei Ansteigen der Schwerpunktsenergie, wurde 1996 eine zusätzliche Abschirmung ans Strahlrohr angebracht, welche auch den Polarwinkelbereich bis **34 mrad** des SICAL abdeckt. Das SICAL liefert eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 0.34/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

Das Luminositätskalorimeter (LCAL: **L**uminosity **CAL**orimeter) ist ähnlich aufgebaut wie das elektromagnetische Kalorimeter und befindet sich direkt hinter dem SICAL zwischen Strahlrohr und den ECAL–Endkappen. Eine kleine Lücke zwischen den ECAL–Endkappen und dem Luminositätskalorimeter wird durch das hadronische Kalorimeter abgedeckt. Das LCAL besteht aus zwei halbkreisförmigen Komponenten mit je **38** Lagen und **24.6** Strahlungslängen, die gegeneinander geschoben um das Strahlrohr befestigt sind. Im dem schmalen Bereich zwischen diesen LCAL–Komponenten ist eine insensitive Zone, die nur teilweise von SICAL oder HCAL abgedeckt werden kann. Das LCAL deckt einen Polarwinkelbereich von **45 mrad** $< \theta <$ **190 mrad** ab.

SAMBA (**S**mall **A**ngle **M**onitor of the **BA**ckground) besteht aus vier halbkreisförmigen Vieldrahtproportionalkammern, die in acht Pads ausgelesen werden. Er befindet sich $+2.3$ **m** und -2.3 **m** vom Wechselwirkungspunkt entfernt um das Strahlrohr herum. Mit SAMBA wird der Strahluntergrund, der aus Elektronen und Photonen besteht, gemessen. Der SAMBA–Detektor wurde für die Datennahme bei LEP2 wesentlich erweitert. Er verfügt nun über je zwei Lagen, was eine bessere Elektron–Photon–Trennung möglich macht. Außerdem wurde die Zeitauflösung stark verbessert, so daß festgestellt werden kann, von welchem Streuzentrum die jeweiligen Untergrundkomponenten stammen.

2.3 Die Datenerfassung

Die Schwierigkeit der Datennahme am ALEPH–Detektor besteht im wesentlichen darin, eine schnelle Auswahl ("*Trigger*") für zu rekonstruierende Ereignisse zu fällen und die große Datenmengen aus den Subdetektoren auszulesen und zu kombinieren.

2.3.1 Der Trigger

Der Trigger soll möglichst alle e^+e^-–Annihilationen und Bhabha–Ereignisse sowie einen Teil der Photon–Photon–Wechselwirkungen aufzeichnen. Untergrundereignisse, wie z.B. Strahl–Restgas–Wechselwirkungen oder Synchrotronstahlung, und Strahlkreuzungen, bei denen keine Wechselwirkung stattfindet, sollen nicht aufgezeichnet werden, um die Totzeit und die aufgenommene Datenmenge so gering wie möglich zu halten. Dazu ist der ALEPH–Trigger in drei Stufen aufgebaut.

- Die erste Triggerstufe verwendet Spuren in der ITC und Energiedepositionen in den Kalorimetern. Eine Entscheidung wird innerhalb von nur **5 μs** getroffen. Falls die Triggerentscheidung positiv ausfällt wird die TPC ausgelesen.
- In der zweiten Triggerstufe werden nur die Spurinformationen der ITC durch die der TPC ersetzt. Aufgrund der Driftzeit der Elektronen stehen TPC Koordinaten erst nach etwa **50 μs** zur Verfügung.
- Die dritte Triggerstufe besteht aus einem reinem Software–Trigger. Die Entscheidung wird anhand des vollständig ausgelesenen Detektors mit bereits teilweise rekonstruierten Daten gefällt, bevor diese abgespeichert werden.

Um eine Auswahlentscheidung zu treffen benutzt der Trigger unterschiedliche Klassifizierungen. Die wesentlichsten für die vorgestellte Analyse sind:

single muon: Wenn ein Teilchen mindestens vier Doppelebenen des HCAL durchquert hat und in der ITC detektiert wurde, wird der Myon Trigger ausgelöst. Diese Triggerentscheidung wird von der zweiten Stufe nicht beeinflußt, d.h. es werden keine TPC Informationen verwendet.

single charged electromagn. energy: Falls im ECAL–Barrel mindestens **1.0 GeV** oder in den Endkappen **1.2 GeV** Energie gemessen und in der ITC eine Spur gesehen wurde, wird der Trigger für geladene elektromagnetische Ereignisse ausgelöst. Auch hierbei werden keine TPC Informationen verwendet.

random: Für einige Studien werden "Ereignisse" benötigt, bei denen der Detektor bei Strahlkreuzungen zufällig ausgelesen wurde, ohne daß ein Indiz für eine Wechselwirkung verlangt wird.

Der Trigger leistet eine Reduktion der Ausleserate auf etwa $\mathbf{2-10\ Hz}$ nach der ersten und $\mathbf{1-5\ Hz}$ nach der zweiten Triggerstufe. Die Ineffizienz des Triggers ist für die meisten in dieser Arbeit betrachteten Signaltopologien vernachlässigbar ($\lesssim \mathbf{0.1\%}$). Für Signalereignisse, die dem Photon–Photon–Prozeß ähneln, ist die Effizienz $\approx \mathbf{99.5\%}$, allein durch die ersten beiden o.g. Trigger.

2.3.2 Die Datenaufnahme

Nach einer positiven Entscheidung der zweiten Triggerstufe soll der gesamte Detektor mit über 700000 Kanälen ausgelesen werden. Der modulare Aufbau des ALEPH–Detektors erfordert eine modulare Auslese der einzelnen Detektorkomponenten. Diese wird jeweils von einem Read Out Controler gesteuert, welche ihre Informationen an spezielle Computer Module (sogenannte "*Event Builder*") weitergeben. Der Main Event Builder kombiniert alle Informationen der Subdetektoren zu einem Ereignis. Dieses Ereignis wird an die dritte Triggerstufe weitergegeben und, falls es von dieser akzeptiert wird, abgespeichert. Die Ereignisse werden nach etwa zwei Stunden Datennahme (oder wenn sich der Status der Datennahme ändert) in "*Runs*" zusammengefaßt und auf Magnetbänder (DLT) geschrieben. Außer den Ereignisdaten werden auch die Informationen über den Zustand des Detektors mitabgespeichert, so daß nachher für jeden Run bekannt ist, welche Detektorkomponenten einwandfrei gearbeitet haben.

Die Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt sofort, nachdem der Run abgespeichert wurde. Dazu wird das Programmpaket Julia (**J**ob to **U**nderstand **L**EP **I**nteractions at **A**LEPH) [25] verwendet, welches u.a. die Spurerkennung und Kalorimeterrekonstruktion leistet. Die Ergebnisgrößen werden in "*BOS–Bänken*" abgespeichert. Das Format der Daten nach dieser Rekonstruktion wird POT (**P**roduction **O**utput **T**ape) genannt.

Der Speicherbedarf der POT–Ereignisse (etwa **100 kB** für hadronische und **20 kB** für leptonische Ereignisse) kann durch ein spezielles Programm namens Mini, welches nur die wesentlichen Ereignisvariablen als MINI–Format abspeichert, auf etwa **20%** reduziert werden.

Sowohl POT–Ereignisse, als auch MINI–Ereignisse können mit Hilfe des ALEPH–Analyseprogrammpakets Alpha [26] bearbeitet werden. Ein für diese Arbeit sehr wichtiger Bestandteil dieses Paketes sind die Energiefluß Größen (EFLW: **E**nergy **FL**o**W**) [23]. Dabei werden die Ereignisse wie folgt rekonstruiert:

- Alle Spuren werden bis zu den Kalorimetern extrapoliert und räumlich benachbarte Energiedepositionen werden ihnen zugeordnet (Kalorimeterobjekte).

- Falls eine Spur als Elektron identifiziert wurde, wird die zugehörige Energiedeposition im ECAL durch den Spurimpuls ersetzt und als "elektromagnetisch" bezeichnet.

- Handelt es sich bei einer Spur um ein Myon, so wird auch hier die Energiemessung in den Kalorimetern durch den Spurimpuls ersetzt.

- Photonen und neutrale Pionen werden als "neutrale elektromagnetische" Objekte bezeichnet.

- Die restlichen Kalorimeterobjekte sind neutrale und geladene Hadronen. Für die geladenen Hadronen kann die Energiemessung durch die Impulsmessung (unter Annahme der Pionmasse) ersetzt werden. Neutrale Hadronen werden als signifikante Überschüsse der im Kalorimeter gemessenen Energie identifiziert.

2.4 Die Monte Carlo–Simulation

Die Simulation von e^+e^-–Wechselwirkungen ist für viele Analysen notwendig, um Effizienzen oder Auflösungen zu berechnen. Dazu werden "*Monte Carlo–Ereignisse*" in drei Schritten generiert.

- Zuerst wird die Elektron–Positron–Wechselwirkung für einen bestimmten Prozeß, wie z.B. die Annihilation oder Bhabha–Streuung, simuliert und die Vierer–Impulsvektoren der dabei entstehenden Teilchen berechnet.

  PYTHIA: Mit dem PYTHIA [27] Programm lassen sich eine Vielzahl unterschiedlicher Prozesse simulieren. In dieser Arbeit wird es für alle Vier–Fermion–Ereignisse $e^+e^- \to 4f$ benutzt.

  PHOPHO: Leptonische Photon–Photon–Ereignisse $e^+e^- \to e^+e^-l^+l^-$ werden mit PHOPHO [28] berechnet.

  UNIBAB: Zur Simulation von Bhabha–Ereignissen $e^+e^- \to e^+e^-$ [29] wird der Generator UNIBAB [29] verwendet.

  KORALZ: Andere Zwei–Lepton–Ereignisse $e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ werden mit dem Programm KORALZ [30] generiert.

  KORALW: Für $e^+e^- \to W^+W^-$–Ereignisse wird außer PYTHIA auch der speziell hierfür geschriebene Generator KORALW [31] verwendet, um systematische Untersuchungen zu machen.

  SUSYGEN: Supersymmetrische Signalprozesse können mit SUSYGEN [32] simuliert werden.

  Photonabstrahlung im Endzustand (FSR: **F**inal **S**tate **R**adiation) ist mit Hilfe von PHOTOS [33] in die Programme implementiert.

- Für die von den Monte Carlo–Generatoren generierten Teilchen, wird das Verhalten des ALEPH–Detektors mit dem Programmpaket GALEPH simuliert, welches auf GEANT [34] aufbaut. Hierbei werden die Wechselwirkungen der Teilchen im Detektor (z.B. das Aufschauern der Teilchen in den Kalorimetern, Bremsstrahlung, Kernwechselwirkungen und Konversionen) vollständig simuliert, um das Ansprechverhalten und die Auflösung des Detektors zu berechnen. Zur Simulation der Teilchen in der Zeitprojektionskammer wird ein spezielles Programm namens TPCSIM verwendet.

- Die Rekonstruktion der Ereignisse wird genau wie in den aufgenommenen Daten mit dem JULIA Programm durchgeführt.

Die Informationen über die tatsächlich generierten Größen ("*Monte Carlo truth*") werden nicht bei der Rekonstruktion, sondern nur zur Berechnung von Auflösungen und Effizienzen in der Analyse verwendet.

Kapitel 3

Die Methoden der Datenanalyse

In dieser Arbeit wird die Suche nach supersymmetrischen Teilchen beschrieben, die sich durch ihren leptonischen Zerfall auszeichnen. Ziel einer solchen Analyse ist es, noch unbekannte Teilchen so signifikant wie möglich nachzuweisen oder, falls es sie nicht gibt, effektiv auszuschließen. In diesem Kapitel werden die Methoden der Datenanalyse vorgestellt.

Zuerst wird die Signatur des Signals beschrieben. Dann werden die Standardmodellereignisse betrachtet, deren Endzustand der Signaltopologie ähnelt und die daher Untergrundkomponenten darstellen. Die Kenntnis der Eigenschaften solcher Ereignisse ist notwendig, um sie vom Signal separieren zu können. Danach werden Methoden zur Abschätzung der Signaleffizienz, sowie des zu erwartenden Standardmodell Untergrundes gezeigt und die Berechnung von Ausschlußgrenzen erläutert. Um Selektionen unabhängig von den aufgenommenen Daten optimieren zu können, wird eine zu erwartende Ausschlußgrenze eingeführt [35], welche auch benutzt werden kann, um verschiedene Analysen zu kombinieren. Die Fisher–Diskriminante [36], eine Methode der Separation zwischen Signal und Untergrund, wird vorgestellt.

3.1 Die Signalsignatur

Wie in Kapitel 1.4 beschrieben, können Sleptonen nur paarweise produziert werden und zerfallen hauptsächlich in ihr Partnerlepton und das leichteste Neutralino, welches unsichtbar den Detektor verläßt. Die Signaltopologie zeichnet sich also durch zwei Leptonen der gleichen Generation und den "*fehlenden Impuls*" der nur schwach wechselwirkenden Neutralinos aus.

In Kapitel 1.5 wurde aufgezeigt, daß für bestimmte MSSM–Parameter, der Zweikörperzerfall eines Charginos in ein Lepton und ein Sneutrino möglich ist. Da Sneutrinos unsichtbar in das leichteste Neutralino und ein Neutrino zerfallen ähnelt diese Signaltopologie den oben erwähnten Slepton–Ereignissen mit der Ausnahme, daß die beiden Leptonen nicht notwendigerweise der selben Generation angehören.

Die assoziierte Produktion eines rechtshändigen und eines linkshändigen Selektron zeichnet sich für bestimmte Massenkombinationen durch Ereignisse aus, bei denen nur ein Elektron im Detektor gesehen werden kann.

3.2 Die verschiedenen Untergrundkomponenten

Ziel der Signalselektion ist es, anhand der aufgenommenen Ereignisgrößen zu entscheiden, ob ein Ereignis von dem gesuchten Signalprozeß stammt. Im Standardmodell gibt es Prozesse, deren Endzustände im Detektor eine ähnliche Signatur haben und daher von der Ereignisselektion ausgewählt werden können. Diese Untergrundkomponenten lassen sich in zwei Klassen unterteilen:

1. Ereignisse, die selbst bei perfekter Messung den Kriterien möglicher Signalselektionen zumindest für bestimmte Massenkombinationen genügen ("*irreduzibler Untergrund*"). Bei der vorgestellten Analyse gehören hierzu folgende Prozesse, deren Feynman–Graphen in Abbildungen 3.1 und 3.2 gezeigt sind:

   - Die Produktion von W^+W^-–Paaren, wobei dann beide $W^\pm$–Bosonen in das gleiche Lepton $e^\pm, \mu^\pm$ und ein Neutrino $\nu_{e,\mu}$, welches den fehlenden Impuls verursacht, zerfallen, stellt die größte Untergrundkomponente für die Suche nach Sleptonen dar. Falls ein $W^\pm$–Boson (oder beide) über ein Tau in ein Elektron oder Myon und das andere direkt in ein Lepton der gleichen Generation sowie ein Neutrino zerfällt ergibt dies eine weitere Untergrundkomponente, bei der der fehlende Impuls durch die zusätzlichen Neutrinos vom Tau–Zerfall sogar noch größer ist.

     Auch für die Suche nach leptonisch zerfallenden Charginos bildet die W^+W^-–Produktion den wichtigsten Untergrund, hier müssen sogar Ereignisse mit Leptonen aus unterschiedlichen Generationen berücksichtigt werden. Falls Sneutrinos existieren, müssen sie schwerer sein als $\mathbf{43\ GeV/c^2}$ sein ($CL: 95\%$) [37]. Daher ist eine kinematische Unterscheidung zwischen direkten $W^\pm$–Zerfällen und Charginos zumindest teilweise möglich.

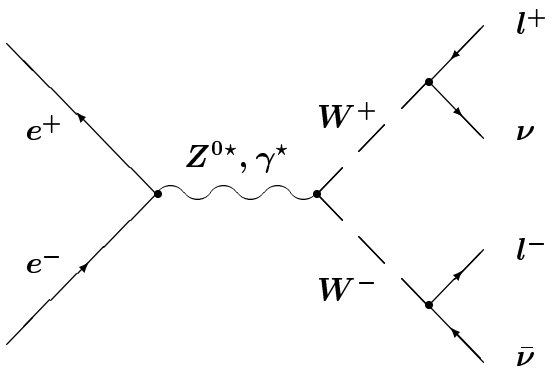

ABBILDUNG 3.1: Der Feynman–Graph für die Produktion eines W^+W^-–Paares, wobei dann beide $W^\pm$–Bosonen in Leptonen $l^\pm$ und Neutrinos ν zerfallen. Diese Ereignisse bilden die wichtigste Komponente zum irreduziblen Untergrund zur Slepton– und Chargino–Produktion.

- Vier–Fermion–Ereignisse, wie die Produktion von $W^{\pm}e^{\mp}\nu$ oder $Z^0e^+e^-$ führen zu irreduziblen Untergrund zum Selektronkanal, falls das $W^{\pm}$–Boson in $e^{\pm}\nu_e$ oder das Z^0 in $\nu\bar{\nu}$ zerfällt.

  In der Selektion von Charginos ergeben außerdem auch $W^{\pm}e^{\mp}\nu$–Ereignisse, in denen das $W^{\pm}$–Boson in $\mu^{\pm}\nu_\mu$ oder $\tau^{\pm}\nu_\tau$ zerfällt, einen Beitrag zum irreduziblen Untergrund.

  Für die Suche nach einzelnen Elektronen ist der Untergrund aus Vier–Fermion–Ereignissen der wichtigste Beitrag. Häufig kann ein Elektron undetektiert durch das Strahlrohr entkommen, so daß nur ein Teilchen im Detektor gesehen wird.

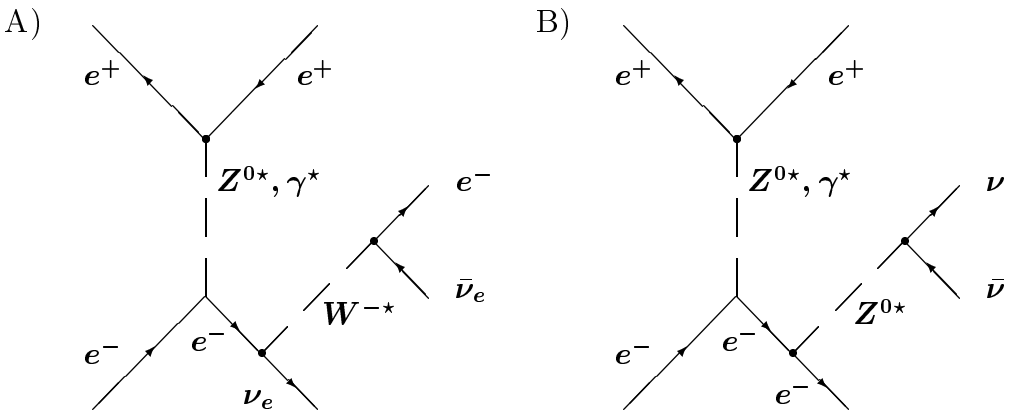

ABBILDUNG 3.2: Die Feynman–Graphen für Vier–Fermion–Ereignisse, welche zum irreduziblen Untergrund beitragen.
A) Die Produktion von $W^{\pm}e^{\mp}\nu$ mit anschließendem Zerfall des $W^{\pm}$–Bosons in Elektron $e^{\pm}$ und Neutrino ν_e.
B) Produktion von $Z^0e^+e^-$ und Zerfall des Z^0–Bosons in Neutrinos $\nu\bar{\nu}$.

2. Ereignisse, bei denen Meßungenauigkeiten oder Rekonstruktionsfehler dazu führen, daß sie einem Signal ähneln ("*reduzibler Untergrund*"). In dieser Arbeit sind das hauptsächlich:

   - Bhabha– und Zwei–Myon–Ereignisse bei denen ein Photon abgestrahlt wird können dem Signal ähneln, falls das Photon nicht detektiert wird. Diese Ereignisse liefern für die Suche nach Charginos oder einzelnen Elektronen keinen Untergrund. Auch für Sleptonen ist ihr Beitrag sehr klein.
   - In Zwei–Tau–Ereignissen wird der Impuls der Neutrinos nicht beobachtet. Falls die Taus in Leptonen der gleichen Generation zerfallen, bildet dies einen potentiell wichtigen Untergrund zur Suche nach Sleptonen. Bei der Suche nach Charginos bilden alle Zwei–Tau–Ereignisse, bei denen mindestens ein Tau leptonisch zerfällt, einen möglichen Untergrund. Falls eines der Taus in ein Elektron und Neutrinos zerfällt, ist dies eine Untergrundkomponente zur Suche nach einzelnen Elektronen, falls das andere Tau nicht detektiert wird (z.B. weil es sehr energiearm ist oder einen kleinen Winkel zur Strahlachse hat).

- Bei Photon–Photon–Produktion entkommen die streuenden Elektronen häufig durch das Strahlrohr und können so zu fehlendem Impuls führen, so daß leptonische Ereignisse ein möglicher Untergrund sind. Ein solches Ereignis ist schematisch mit dem ALEPH–Ereignis Display (DALI: **D**isplay for **AL**EPH **I**nteractions) in Abbildung 3.3 dargestellt. Hierbei handelt es sich um ein Monte Carlo–Ereignis; die gestreuten Elektronen $e^{\pm}$ wären im Detektor nicht sichtbar.

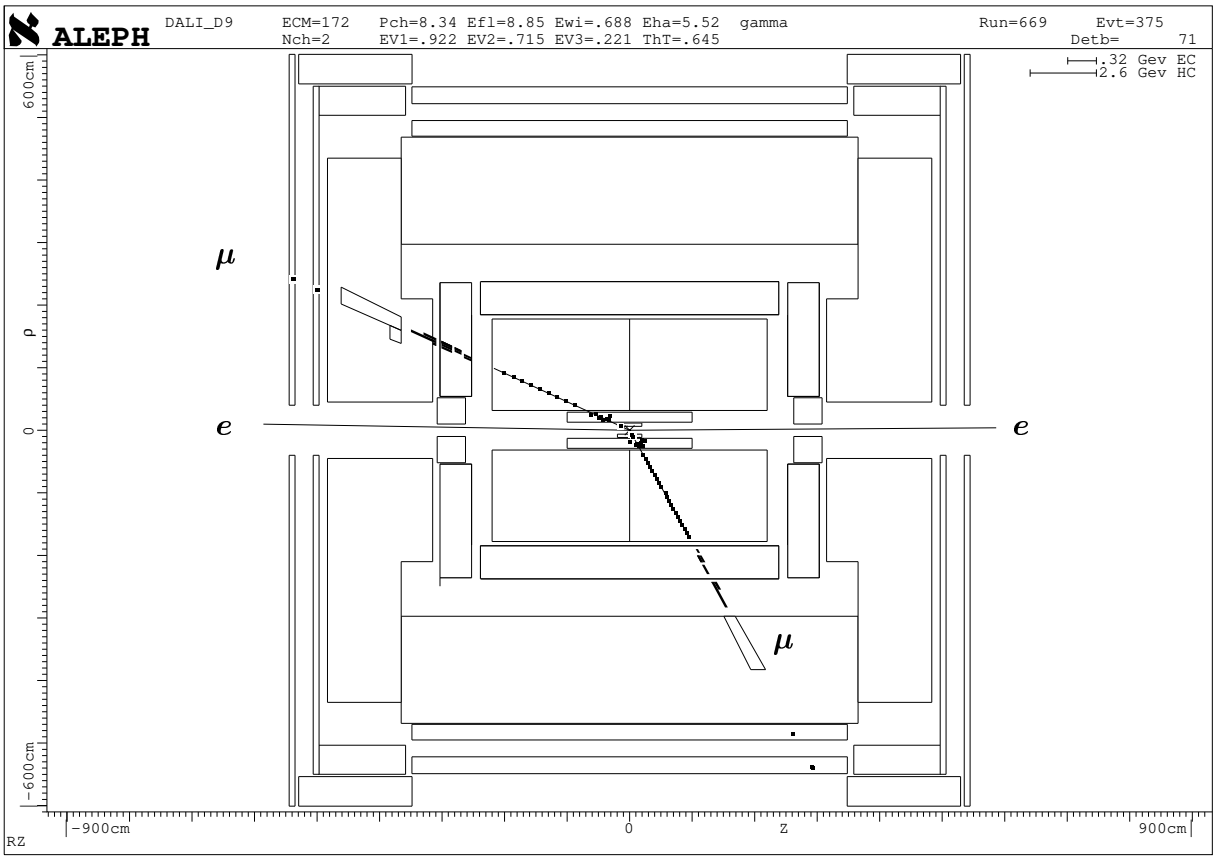

ABBILDUNG 3.3: Leptonische Zwei–Photon–Ereignisse können zum Untergrund beitragen, falls die gestreuten Elektronen durch das Strahlrohr entkommen ohne detektiert zu werden. Gezeigt ist ein $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ Ereignis.

3.3 Die Abschätzung von Effizienz und Untergrund

Um zu gewährleisten, daß ein mögliches Signal detektiert werden kann und den im vorherigen Abschnitt beschriebenen reduziblen Untergrund zu separieren, wird auf charakteristische Ereignisgrößen geschnitten ("*Ereignisselektion*"). Diese Ereignisselektion verwirft auch einen Teil der Signalereignisse N_{rej}. Der Anteil der akzeptierten Signalereignisse, kann an mit Monte Carlo–Methoden generierten Ereignissen bestimmt werden. Für große Ereignismengen (Anzahl der generierten Ereignisse N) entspricht dieser der Wahrscheinlichkeit für ein Signalereignis von den Selektionsschnitten akzeptiert zu werden (Effizienz ϵ):

$$\epsilon \;=\; \lim_{N\to\infty} 1 - \frac{N_{\mathrm{rej}}(N)}{N}. \tag{3.1}$$

Ein Teil der Standardmodellereignisse kann von der Selektion akzeptiert werden. Die Unterdrückung δ durch die Selektionsschnitte wird aus der Anzahl akzeptierter Monte Carlo–Ereignisse N_{acc} eines Standardmodellprozesses bestimmt. Im Grenzfall großer Ereigniszahlen N ergibt sich die Wahrscheinlichkeit ein Standardmodellereignis zu akzeptieren:

$$\delta \;=\; \lim_{N\to\infty} \frac{N_{\mathrm{acc}}(N)}{N}. \tag{3.2}$$

Um eine Abschätzung des zu erwartenden Untergrundes σ_{bg} zu erhalten, muß der Wirkungsquerschnitt σ_i eines Standardmodellprozesses mit der jeweiligen Unterdrückung δ_i multipliziert und für alle Prozesse addiert $\sum_i$ werden:

$$\sigma_{\mathrm{bg}} \;=\; \sum_i \delta_i \sigma_i. \tag{3.3}$$

Die mit Hilfe der Monte Carlo–Simulation ermittelten Werte für die Signaleffizienz und Untergrundunterdrückung lassen sich für bestimmte Schnitte anhand der Daten korrigieren oder kontrollieren. Diese Methode wird in Kapitel 4 und 5 näher beschrieben und hat den Vorteil, daß sie weniger sensitiv auf theoretische Modellannahmen ist.

Andere Ereignisgrößen lassen sich allein durch kinematische Grundgrößen, wie z.B. den Massen der gesuchten Teilchen, berechnen und werden vom Detektor mit sehr guter Auflösung rekonstruiert. Auch solche Schnitte sind vergleichsweise sicher gegen Ungenauigkeiten in der Detektorsimulation.

Rekonstruktionsfehler oder Unvollkommenheiten des Detektors, wie zum Beispiel das Entkommen eines gestreuten Elektrons oder eines Photons durch den LCAL–Spalt ohne detektiert zu werden, sind schwieriger abzuschätzen. Daher wird in solchen Fällen auch auf korrelierte, kinematische Größen geschnitten, wie im obigen Beispiel die Richtung des fehlenden Impulses.

Ziel der Ereignisselektion ist es, die Unterdrückung von Untergrund und die Effizienz auf Signalereignisse zu maximieren. Außerdem soll die Ereignisselektion für einen möglichst großen kinematischen Bereich sensitiv auf Sleptonen bzw. Charginos sein.

3.4 Die Signifikanz eines Signals

Die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(r;\mu)$, aus einer großen Gesamtmenge die Anzahl r von einander unabhängige Ereignisse zu selektieren, wenn eine durchschnittliche Rate μ erwartet wird, wird durch die "*Poisson–Verteilung*" beschrieben:

$$\mathcal{P}(r;\mu) \;:=\; \frac{\mu^r \exp(-\mu)}{r!}. \tag{3.4}$$

Der Mittelwert der Poisson–Verteilung und ihre Varianz sind durch μ gegeben. Für große Werte von μ nähert sich die Poisson–Verteilung einer Gaußverteilung.

Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem erwarteten Untergrund von n_B Ereignissen durch eine statistische Fluktuation tatsächlich n_0 oder mehr Ereignisse selektiert werden, ist:

$$\alpha \;=\; \sum_{n=n_0}^{\infty} \mathcal{P}(n;n_B). \tag{3.5}$$

Diese Wahrscheinlichkeit ist ein Maß für die "*Signifikanz*" eines Signals und muß vernachlässigbar klein sein, damit von einer Entdeckung ausgegangen werden kann.

3.5 Die Berechnung von Ausschlußgrenzen

Werden in der Ereignisselektion nicht signifikant mehr Ereignisse selektiert, als aus Standardmodellprozessen erwartet, so kann kein Signal beobachtet werden. In diesem Fall können Ausschlußgrenzen für den Wirkungsquerschnitt des betrachteten Signalprozesses ermittelt werden. Auf die Berechnung dieser Grenzen wird im folgenden eingegangen [2].

3.5.1 Ausschlußgrenzen ohne Abzug von Untergrund

Falls der erwartete Untergrund und die Anzahl der tatsächlich gesehenen Ereignisse n_0 klein sind, so können die Ausschlußgrenzen auch konservativ unter Vernachlässigung des Untergrundes berechnet werden. Dazu wird eine Grenze $N(n_0)$ für den Mittelwert μ, als der Wert berechnet, so daß mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens $1-\alpha$ (dem sogenannten "*Confidence Level*" CL) mehr als n_0 Ereignisse beobachtet worden wären. Es gilt also:

$$\alpha \;=\; \sum_{n=0}^{n_0} \mathcal{P}(n;N). \tag{3.6}$$

Um daraus eine Grenze auf den Produktionsquerschnitt $\sigma_{1-\alpha}$ des gesuchten Prozesses zu ermitteln, muß die Effizienz ϵ und die betrachtete Luminosität $\int L dt$ berücksichtigt werden, so daß folgt:

$$\sigma_{1-\alpha} \;=\; \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{N(n_0)}{\int L dt} \tag{3.7}$$

Damit lassen sich dann bestimmte Massenkombinationen oder Modellparameter, bei denen der Wirkungsquerschnitt für das Signal größer wäre, ausschließen.
Diese Methode hat den Vorteil, das die tatsächlichen Ausschlußgrenzen unabhängig vom erwarteten Untergrund sind.

3.5.2 Ausschlußgrenzen mit Abzug von Untergrund

Der irreduzible Untergrund führt dazu, daß der zu erwartende Untergrund nicht immer vernachlässigbar ist. Daher wird der zuverlässig berechenbare Anteil des irreduziblen Untergrundes in dieser Berechnung der Ausschlußgrenzen wie folgt berücksichtigt.
Es wird angenommen, daß sich die Anzahl n_0 aus einer Poisson–Verteilung mit zwei Komponenten, Signal und Untergrund, ergibt. Die Mittelwerte seien μ_S für das Signal und $\mu_{B'}$ für den abzuziehenden Untergrund. In Erweiterung der oben gezeigten Methode läßt sich eine obere Grenze $N(n_0)$ für μ_S finden, wobei gilt:

$$\alpha \;=\; \frac{\sum_{n=0}^{n_0} \mathcal{P}(n;\mu_{B'}+N)}{\sum_{n=0}^{n_0} \mathcal{P}(n;\mu_{B'})}. \tag{3.8}$$

Daher ist $1-\alpha$ die Wahrscheinlichkeit, daß mit $\mu_S = N$ und dem gegebenen $\mu_{B'}$ mehr als n_0 Ereignisse beobachtet werden. Die Ausschlußgrenze für den Wirkungsquerschnitt eines möglichen Signals wird wie in Formel 3.7 berechnet.
Da diese Methode keinen Fehler auf $\mu_{B'}$ berücksichtigt, muß dieser vernachlässigbar klein sein. In der vorgestellten Analyse wird deshalb nur der Untergrund aus der Produktion von W^+W^-–Paaren abgezogen.

3.6 Die Optimierung der Analyse

Ereignisselektionen für die Suche nach neuen Teilchen sollen unabhängig von den tatsächlich aufgenommenen Daten optimiert werden. Dazu wird in diesem Abschnitt die erwartete Ausschlußgrenze für den Wirkungsquerschnitt eines nicht–existierenden Signals eingeführt.
Falls es das gesuchte Signal nicht gibt, so ist die Wahrscheinlichkeit, r Ereignisse zu selektieren durch die Poisson–Verteilung in Gleichung 3.4 gegeben. Das heißt, in einem Anteil $\mathcal{P}(r;\mu_B)$ (hier bezeichnet μ_B den gesamten Untergrund) der Experimente werden r Kandidaten selektiert und damit dann gemäß der Beziehung 3.7 eine Ausschlußgrenze von $\sigma_{1-\alpha}(r)$ erreicht. Der Erwartungswert wird wie folgt berechnet:

$$\bar{\sigma}_{1-\alpha} \;=\; \sum_{r=0}^{\infty} \sigma_{1-\alpha}(r)\mathcal{P}(r;\mu_B). \tag{3.9}$$

Er dient in der vorgestellten Arbeit für $\alpha = 5\%$ (dies entspricht $CL = 95\%$) zur Optimierung der Ereignisselektion.

3.7 Die Fisher–Diskriminante

Die Fisher–Diskriminante ist eine Methode, mit der unter bestimmten Annahmen die am besten zwischen zwei Mengen (Signal und Untergrund) separierende Verteilung gefunden werden kann. Dazu werden einzelne Ereignisgrößen $\boldsymbol{x_i}$ zu dem Vektor $\vec{\boldsymbol{x}}_{\mathbf{sig}}$ für das Signal und $\vec{\boldsymbol{x}}_{\mathbf{bg}}$ für den Untergrund zusammengefaßt. Die Mittelwerte $\vec{\boldsymbol{M}}_{\mathbf{sig,bg}}$ und Kovarianzmatrizen $\boldsymbol{C}_{\mathbf{sig,bg}}$ der Verteilungen werden wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} \vec{\boldsymbol{M}}_{\mathbf{sig,bg}} &= \Big(\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{N}} \sum_{i}^{N} \vec{\boldsymbol{x}}(\boldsymbol{i})\Big)_{\mathbf{sig,bg}}, \\ (\boldsymbol{C}_{\boldsymbol{\alpha\beta}})_{\mathbf{sig,bg}} &= \Big(\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{N}} \sum_{i}^{N} \boldsymbol{x}_{\boldsymbol{\alpha}}(\boldsymbol{i})\boldsymbol{x}_{\boldsymbol{\beta}}(\boldsymbol{i}) - \boldsymbol{M}_{\boldsymbol{\alpha}}\boldsymbol{M}_{\boldsymbol{\beta}}\Big)_{\mathbf{sig,bg}}. \end{aligned} \tag{3.10}$$

Außerdem werden der Abstandsvektor $\vec{\boldsymbol{\Delta}}$ und eine gemeinsame Kovarianzmatrix $\boldsymbol{C}$ definiert:

$$\begin{aligned} \vec{\boldsymbol{\Delta}} &:= \vec{\boldsymbol{M}}_{\mathbf{sig}} - \vec{\boldsymbol{M}}_{\mathbf{bg}} \\ \boldsymbol{C} &:= \frac{\boldsymbol{C}_{\mathbf{sig}} + \boldsymbol{C}_{\mathbf{bg}}}{\mathbf{2}}. \end{aligned} \tag{3.11}$$

Die Richtung der besten Separation zwischen den beiden Verteilungen ist gegeben durch:

$$\vec{\boldsymbol{\lambda}} := \boldsymbol{C}^{-1}\vec{\boldsymbol{\Delta}}. \tag{3.12}$$

Für jedes Ereignis wird daher die Fisher–Variable $\boldsymbol{y}$ wie folgt berechnet:

$$\boldsymbol{y} := \vec{\boldsymbol{\lambda}}\vec{\boldsymbol{x}}. \tag{3.13}$$

In Abbildung 3.4 ist diese Methode an einem einfachen Beispiel gezeigt. In diesem Beispiel würde eine einfache Anforderung an $\boldsymbol{x_1}$ oder $\boldsymbol{x_2}$, welche $\mathbf{85\%}$ des Untergrundes verwirft nur etwa $\mathbf{50\%}$ des Signals selektieren. Ein Schnitt auf die Fisher–Variable $\boldsymbol{y}$ mit der gleichen Reduktion des Untergrundes hat eine Signaleffizienz von $\mathbf{85\%}$. Durch die Wahl von Anforderungen an beide Variablen $\boldsymbol{x_1}$ und $\boldsymbol{x_2}$ können ähnlich gute Werte erreicht werden. Allerdings hat die Fisher–Diskriminante den großen methodischen Vorteil, daß es sich hierbei nur um eine Verteilung handelt, auf die geschnitten wird.

Die Optimierung mit Hilfe der Fisher–Diskriminanten funktioniert am besten für Gauß–verteilte Variablen. Außerdem sollten die Breiten der Verteilungen für Signal und Untergrund nicht zu verschieden sein. In der vorgestellten Analyse in Abschnitt 4.3.2 werden einige Eingabevariablen daher entsprechend transformiert.

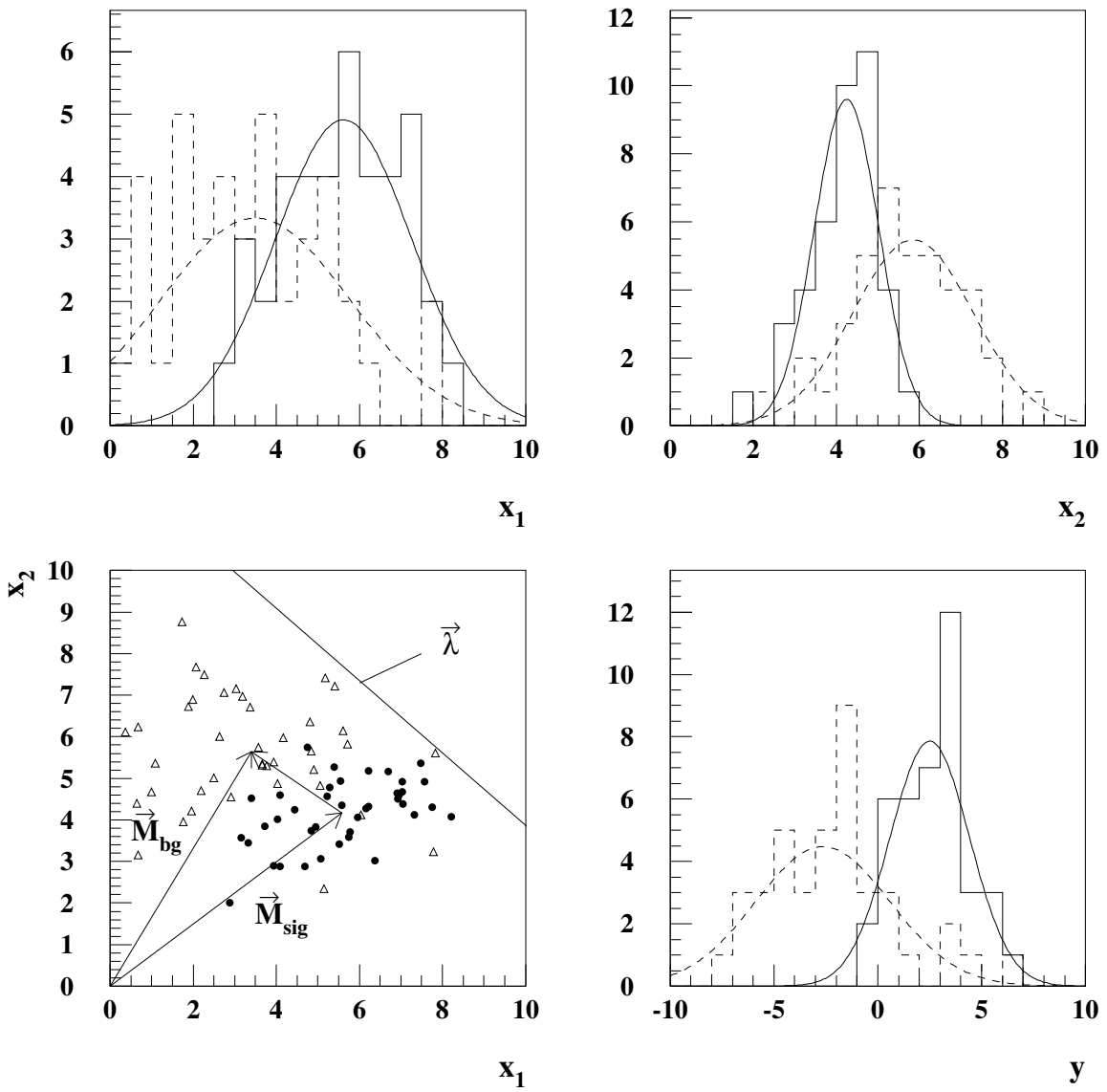

Abbildung 3.4: Ein einfaches Beispiel für die Berechnung der Fisher Diskriminante mit zwei Variablen.

Oben) Die beiden Histogramme oben zeigen die fiktiven Verteilungen von Signal (durchgezogen) und Untergrund (gestrichelt) in den Variablen $\boldsymbol{x_1}$ und $\boldsymbol{x_2}$, sowie deren Parametrisierung durch eine Gaußkurve.

Links) Unten sind diese Verteilungen zweidimensional dargestellt (Punkte für das Signal, Dreiecke für den Untergrund). Die Mittelwerte $\vec{\boldsymbol{M}}_{\mathbf{sig,bg}}$, der Abstandsvektor und die Hauptachse $\vec{\boldsymbol{\lambda}}$ sind eingezeichnet.

Rechts) Hier sind die Verteilungen in der resultierenden Fisher–Variable $\boldsymbol{y}$ mit ihren Anpassungen an eine Gaußkurve für dieses Signal (durchgezogen) und den Untergrund (gestrichelt) gezeigt.

Kapitel 4

Die Suche nach Ereignissen mit acoplanaren Leptonen

In diesem Kapitel wird die Suche nach Sleptonen und leptonisch zerfallenden Charginos mit dem ALEPH–Detektor beschrieben. Die Topologie dieser Ereignisse wird zeichnet sich durch "*acoplanare Leptonen*" aus. Außerdem wird nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen (oder Positronen) gesucht, da diese für die Suche nach assoziierter Produktion eines rechtshändigen und eines linkshändigen Selektrons berücksichtigt werden sollen.

Zuerst werden die der Analyse zugrunde liegenden Monte Carlo–Ereignisse und Datensätze vorgestellt. Auf die Identifikation von Elektronen und Myonen und die Rekonstruktion von Taus wird im folgenden Abschnitt eingegangen. Die Selektion von leptonischen Ereignissen wird dargestellt. Danach werden einige wichtige kinematische Verteilungen vorgestellt, mit denen die Ereignistopologie für Selektron–, Smyon– und leptonische Chargino–Ereignisse beschrieben und mit denen der Standardmodellprozesse verglichen werden kann. Zur weiteren Separation zwischen Signal und Untergrund werden Anforderungen an diese Größen eingeführt. Dabei werden kinematische Unterschiede zwischen Signalereignissen mit kleiner Massendifferenz $\boldsymbol{\Delta m := m_{\tilde{l}} - M_{\tilde{\chi}^0}}$ bzw. $\boldsymbol{\Delta m := M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}}}$ zu Ereignissen bei denen die Massendifferenz groß ist, durch zwei unterschiedliche Selektionen berücksichtigt. Auf die Suche nach $\boldsymbol{\tilde{e}_R \tilde{e}_L}$–Produktion wird zum Schluß noch näher eingegangen.

4.1 Die verwendeten Daten– und Monte Carlo–Mengen

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse wurden Daten benutzt, die in den Jahren 1996 und 1997 mit dem ALEPH–Detektor bei Schwerpunktsenergien zwischen **161 GeV** und **184 GeV** aufgenommenen wurden. Es werden nur Daten verwendet, bei deren Aufnahme alle wesentlichen Detektorkomponenten fehlerfrei funktioniert haben. Diese werden von einem Qualitätsprogramm als "*perfect*" oder "*maybe perfect*" klassifiziert. Eine Übersicht über die Schwerpunktsenergien und integrierten Luminositäten der verwendeten Daten ist in Tabelle 4.1 gegeben.

Jahr	$\sqrt{s}$ [GeV]	$\int Ldt$ [pb^{-1}]
1996	161.31 ± 0.05	11.08 ± 0.08
	170.28 ± 0.06	1.11 ± 0.01
	172.30 ± 0.06	9.54 ± 0.07
1997	181.3 ± 0.1	0.17 ± 0.01
	182.3 ± 0.1	4.12 ± 0.04
	183.3 ± 0.1	52.29 ± 0.20
	184.3 ± 0.1	1.98 ± 0.02

TABELLE 4.1: Die verwendeten Datensätze, mit ihrer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und integrierten Luminosität $\int Ldt$.

Zur Vereinfachung werden die Daten des Jahres 1996 mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} < 170$ GeV ($\sqrt{s} > 170$ GeV) als "*161 GeV–Daten*" ("*172 GeV–Daten*") und die Daten des Jahres 1997 mit $\sqrt{s} > 180$ GeV als "*183 GeV–Daten*" bezeichnet.

Wie in Kapitel 3 beschrieben wurde, können die Effizienz und der zu erwartende Untergrund der Selektion mit Monte Carlo–Ereignissen abgeschätzt werden.

Für das Sleptonsignal wurden bei jeder Energie ($\sqrt{s} = 161, 172, 183$ GeV) Sätze mit jeweils **2000** Ereignissen bei verschiedenen Massenkombinationen mit SUSYGEN [32] simuliert. Hierbei werden Slepton– und LSP–Massen jeweils in 5 GeV$/c^2$ Schritten und die Sleptonmasse in 1 GeV$/c^2$ Schritten, falls sie nicht mehr als 10 GeV$/c^2$ größer ist als die LSP–Masse, variiert (für $m_{\tilde{l}} > 45$ GeV$/c^2$). Die SUSY–Parameter wurden so eingestellt, daß nur der direkte Zerfall in ein Lepton und Neutralino möglich ist und es wurde nur die Produktion von zwei rechtshändigen Sleptonen zugelassen. Für Massendifferenzen kleiner als 10 GeV$/c^2$ wurden mit den gleichen Parametern auch Ereignismengen ausschließlich mit der assoziierten Produktion eines rechtshändigen und eines linkshändigen Selektrons generiert.

Für die Charginos wurde bei einer Energie $\sqrt{s} = 183$ GeV Massen von $80, 85$ und 90 GeV$/c^2$ gewählt und die Sneutrinomasse ab 40 GeV$/c^2$ in 5 GeV$/c^2$ Schritten bis zu einer Massendifferenz von 10 GeV$/c^2$ variiert. Für kleinere Massendifferenzen wurden Ereignismengen in Abständen der Sneutrinomassen von nur 1 GeV$/c^2$ generiert. Die Parameter wurden so eingestellt, daß das leichteste Chargino ausschließlich in Lepton und Sneutrino zerfällt.

Das Programm MSSM02 [39] wurde verwendet, um das Orginalprogramm SUSYGEN in einigen Stellen zu berichtigen oder zu erweitern sowie in die ALEPH–Software einzupassen. Photonabstrahlung im Endzustand wurde mit PHOTOS implementiert.

Die für diese Analyse wichtigsten Monte Carlo–Mengen für Standardmodellprozesse sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Dabei ist der jeweilige Prozeß und der dafür verwendete Generator angegeben. Der zitierte Wirkungsquerschnitt σ_{MC} wurde von dem jeweiligen Monte Carlo–Programm berechnet und berücksichtigt Einschränkungen der Ereignisgrößen, die teilweise schon auf Generatorebene gemacht wurden. In diesen Fällen muß in der Ereignisselektion auf die jeweilige rekonstruierte Größe so stark geschnitten werden, daß alle schon auf Generatorebene verworfenen Ereignisse ebenfalls verworfen würden. Darauf wird im

Einzelfall noch näher eingegangen. Aus dem Wirkungsquerschnitt und der Anzahl der generierten Ereignisse N läßt sich die simulierte Luminosität $\int Ldt$ des jeweiligen Prozesses berechnen. Auch diese ist in Tabelle 4.2 angegeben.

$\sqrt{s}$ [GeV]	Generator	Prozeß $e^+e^- \to X$	σ_{MC} [pb]	N	$\int Ldt$ [pb^{-1}]
161	Unibab	e^+e^-	1450	300000	207
	Koralz	$\mu^+\mu^-$	12.9	10000	775
		$\tau^+\tau^-$	12.1	10000	825
	Pythia	W^+W^-	3.341	7000	2095
		$W^\pm e^\mp \nu$	0.366	1000	2730
		$Z^0 Z^{0\star}$	3.562	7000	1965
		$Z^0 e^+e^-$	6.229	12000	1925
	Phopho	$e^+e^-e^+e^-$	1750	1400000	800
		$e^+e^-\mu^+\mu^-$	1630	1400000	860
		$e^+e^-\tau^+\tau^-$	391	300000	770
172	Unibab	e^+e^-	1186	300000	255
	Koralz	$\mu^+\mu^-$	11.1	10000	900
		$\tau^+\tau^-$	10.8	10000	925
	Pythia	W^+W^-	11.77	12000	1020
		$W^\pm e^\mp \nu$	0.483	1000	2070
		$Z^0 Z^{0\star}$	3.066	3000	980
		$Z^0 e^+e^-$	6.520	7000	1070
	Phopho	$e^+e^-e^+e^-$	1840	1300000	705
		$e^+e^-\mu^+\mu^-$	1730	1300000	750
		$e^+e^-\tau^+\tau^-$	408	300000	735
183	Unibab	e^+e^-	1500	360000	240
	Koralz	$\mu^+\mu^-$	8.9	100000	11235
		$\tau^+\tau^-$	8.9	100000	11235
	Pythia	W^+W^-	14.94	150000	10040
		$W^\pm e^\mp \nu$	0.608	6000	9870
		$Z^0 Z^{0\star}$	2.930	30000	10240
		$Z^0 e^+e^-$	6.800	60000	8825
	Phopho	$e^+e^-e^+e^-$	3650	2970000	815
		$e^+e^-\mu^+\mu^-$	3450	3000000	870
		$e^+e^-\tau^+\tau^-$	424	400000	945

Tabelle 4.2: Die verwendeten Monte Carlo–Sätze für Standardmodellprozesse. Der angegebene Wirkungsquerschnitt σ_{MC} berücksichtigt Einschränkungen die schon auf Generatorebene gemacht wurden. Außerdem sind die Gesamtanzahl N der simulierten Ereignisse sowie die entsprechende integrierte Luminosität $\int Ldt$ gegeben.

4.2 Die Rekonstruktion von Leptonen

Selektron– und Smyon–Ereignisse zeichnen sich durch ein Elektron– bzw. Myon–Paar aus. Ereignisse mit Charginos, die in ein Lepton und ein reelles Sneutrino zerfallen, sind sehr ähnlich zur Produktion von Sleptonen. Ein wesentlicher Unterschied ist, daß hierbei auch Ereignisse mit Leptonen aus verschiedenen Generationen vorkommen. Daher soll auch nach Ereignissen mit einem Elektron und einem Myon oder mit einem Lepton (e oder μ) und einem hadronisch zerfallenden Tau gesucht werden. Dabei werden Taus, die leptonisch zerfallen, durch ihr Tochterlepton nachgewiesen. Ereignisse mit zwei hadronisch zerfallenden Taus in der Suche nach Charginos nicht berücksichtigt, da dies nur mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa **5%** auftritt.

Die assoziierte Produktion von einem linkshändigem und einem rechtshändigem Selektron kann sich, wenn das Tochterlepton aus dem Zerfall des rechtshändigem Selektrons nur einen sehr kleinen Impuls hat, durch eine einzelne hochenergetische Elektronspur auszeichnen. Da die Paarproduktion von rechtshändigen Sleptonen in diesem Fall nicht beobachtbar wäre, ist diese spezielle Topologie sehr wichtig.

Zuerst müssen also geladene Spuren selektiert werden, die vom primären Wechselwirkungspunkt stammen und hinreichend gut vermessen wurden. Diese Selektion und die Rekonstruktion von Konversionen wird im ersten Abschnitt beschrieben. Die Erkennung von Elektronen und Myonen, sowie die Rekonstruktion von Taus wird in den nächsten drei Abschnitten erklärt.

Im fünften Abschnitt wird die Selektion von leptonischen Ereignissen mit einem oder zwei nachgewiesenen Teilchen beschrieben.

4.2.1 Die Selektion geladener Spuren

In dieser Analyse wird davon ausgegangen, daß das Slepton oder das Chargino ohne detektierbare Lebensdauer am primären Wechselwirkungspunkt zerfällt. Als mögliche Lepton–Kandidaten sollen deshalb nur Spuren betrachtet werden, die vom Sollwechselwirkungspunkt stammen. Daher wird auf folgende Größen geschnitten:

- Den minimalen Abstand zur Strahlachse $|d_0| < 2$ **cm**.
- Den z–Abstand zwischen dem Punkt größter Annäherung an die Strahlachse und dem Sollwechselwirkungspunkt $|z_0| < 5$ **cm**.

Außerdem sollen die Spuren in der TPC gut vermessen sein. Um das zu gewährleisten wird gefordert:

- Die Anzahl der gemessenen TPC–Punkte $N_{\mathrm{TPC}} \geq 4$ ist.
- Für den Cosinus des Polarwinkels $|\cos\vartheta| < 0.95$ gilt.

Spuren, die alle oben genannten Kriterien erfüllen werden auch als "*gute Spuren*" bezeichnet. Falls eine Spur die beiden letzten Anforderungen erfüllt, aber nicht die auf den minimalen Abstand zum primären Wechselwirkungspunkt, so stammt sie wahrscheinlich

aus dem Zerfall eines langlebigen ($c\tau = \mathcal{O}(\mathrm{cm})$) neutralen Teilchens "$V^0$" (wie zum Beispiel: $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ oder $\Lambda \to p\pi^-$), einer Konversion oder einer nuklearen Wechselwirkung mit dem Detektormaterial ("V^0–*Spuren*").

In Signalereignissen kann im Endzustand ein Photon abgestrahlt werden, das mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa **5%** im Strahlrohr oder in den Spurkammern zu einem e^+e^-–Paar konvertiert. Solche Spuren sollen weder als Leptonen berücksichtigt werden, noch dazu führen, daß ein Ereignis verworfen wird. Daher werden die V^0–Spuren zusammen mit den guten Spuren verwendet, um Konversionen zu rekonstruieren. Dazu wird die Alpha–Routine "QPAIRF" benutzt, diese ermittelt die Punkte auf zwei Spuren, an denen die Projektionen auf die xy–Ebene parallel sind und der Abstand zwischen ihnen minimal ist. Der Mittelpunkt der Geraden, die diese Punkte verbindet, wird als möglicher Konversionsort angenommen.

Ein Paar ungleich geladener Spuren werden als Konversion bezeichnet, wenn sie folgende Anforderungen erfüllen:

- Mindestens eine der beiden Spuren wird auf die im nächsten Abschnitt beschriebene Weise schwach oder sogar stark als Elektron identifiziert.
- Der minimale Abstand zwischen zwei parallelen Tangenten an die beiden Spurprojektionen auf die xy–Ebene ist $|d_{xy}| < \mathbf{2\ cm}$.
- Der Abstand der beiden Spurpunkte, zwischen denen d_{xy} gemessen wird, in z Richtung ist $d_z < \mathbf{2\ cm}$.
- Die invariante Masse der beiden Spuren am Konversionsort ist $m_{ee} < \mathbf{50\ MeV/c^2}$, wobei für die Spuren Elektronmasse angenommen wird.
- Der Abstand des rekonstruierten Konversionsortes zur Strahlachse beträgt zwischen $\mathbf{4\ cm} < \rho_{\mathbf{Konv}} < \mathbf{180\ cm}$.
- Es gibt kein weiteres Spurpaar, das alle obigen Anforderungen erfüllt und eine kleinere invariante Masse hat.

Die Spuren von Konversionen werden im folgenden nicht verwendet, statt dessen wird die rekonstruierte Konversion als Photon behandelt. Dabei wird die am Konversionsort errechnete Impulssumme der beiden geladenen Spuren als Photonimpuls angenommen. Insbesondere werden Ereignisse verworfen, bei denen das in Abschnitt 4.2.5 eingeführte Photon–Veto durch das Konversionsphoton gesetzt wird.

Eine zuverlässige Messung ist für Spuren mit Transversalimpuls von $p_T \gtrsim \mathbf{200\ MeV/c}$ zur Strahlachse möglich. Die meisten Spuren von Zwei–Photon–Ereignissen haben nur einen sehr kleinen Transversalimpuls. Für die selektierten Spuren wird deshalb verlangt, daß:

- Der Transversalimpuls $p_T > \mathbf{0.5\%} \cdot \sqrt{s}$ ist, um Spuren von Photon–Photon–Wechselwirkungen zu verwerfen.

4.2.2 Die Elektron–Identifikation

Zur Identifikation von Elektronen werden die in Abschnitt 2.2.3 beschriebene Messung der spezifischen Ionisation $\boldsymbol{dE/dx}$ und in Abschnitt 2.2.4 erklärte Messung des Schauerprofils $\boldsymbol{X_T, X_L}$ verwendet.

Der $\boldsymbol{dE/dx}$–Mittelwert ist für verschiedene Teilchen als Funktion des Impulses in Abbildung 4.1 gezeigt. Die Separation zwischen Elektronen und Pionen, den häufigsten hadronischen Teilchen, ist für kleine Impulse $\boldsymbol{p \approx 1\ \mathrm{GeV}/c}$ besonders gut und wird für größere Impulse schlechter. Myonen haben eine ähnliche Masse wie Pionen und können daher durch die Messung des spezifischen Ionisation nicht von ihnen getrennt werden.

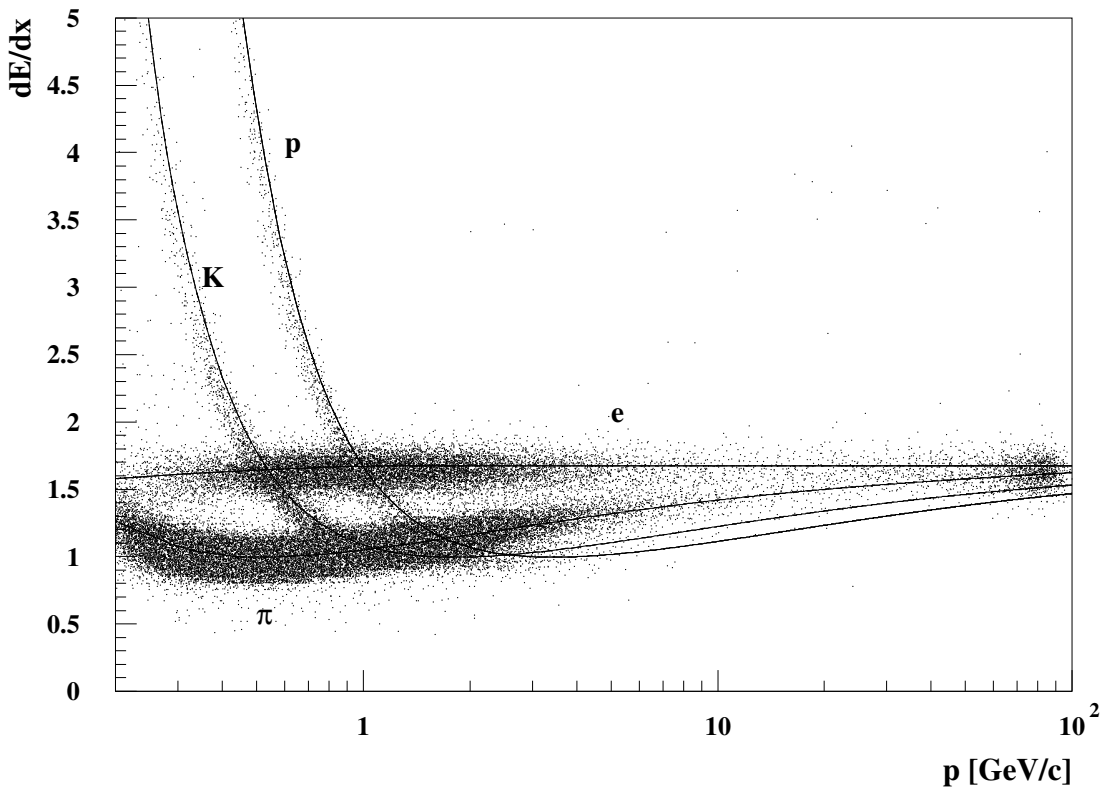

ABBILDUNG 4.1: Der in der TPC gemessene spezifische Energieverlust $\boldsymbol{dE/dx}$, von unterschiedlichen, geladenen Teilchen als Funktion des Impulses und die entsprechenden Vorhersage der Bethe–Bloch–Formel.

Mit der Bethe–Bloch–Formel läßt sich der zu erwartende Ionisationsverlust $\boldsymbol{(dE/dx)_{\mathrm{exp}}}$ für Elektronen berechnen. Zusammen mit dem gemessenen Energieverlust $\boldsymbol{dE/dx}$ und der simulierten Auflösung $\boldsymbol{\sigma_{dE/dx}}$ wird ein Schätzwert für Elektronen gebildet:

$$\boldsymbol{R_{\mathrm{I}}} \;=\; \frac{\boldsymbol{dE/dx - (dE/dx)_{\mathrm{exp}}}}{\boldsymbol{\sigma_{dE/dx}}}. \tag{4.1}$$

Dieser Schätzwert wird im folgenden nur berechnet, falls die dE/dx Messung von mindestens **50** Drähten verfügbar ist, um eine hinreichend gute Auflösung und sichere Reproduzierbarkeit zu erreichen. Er ist für alle guten Spuren mit $p_T > 0.5\% \cdot \sqrt{s}$ in Abbildung 4.2 gezeigt.

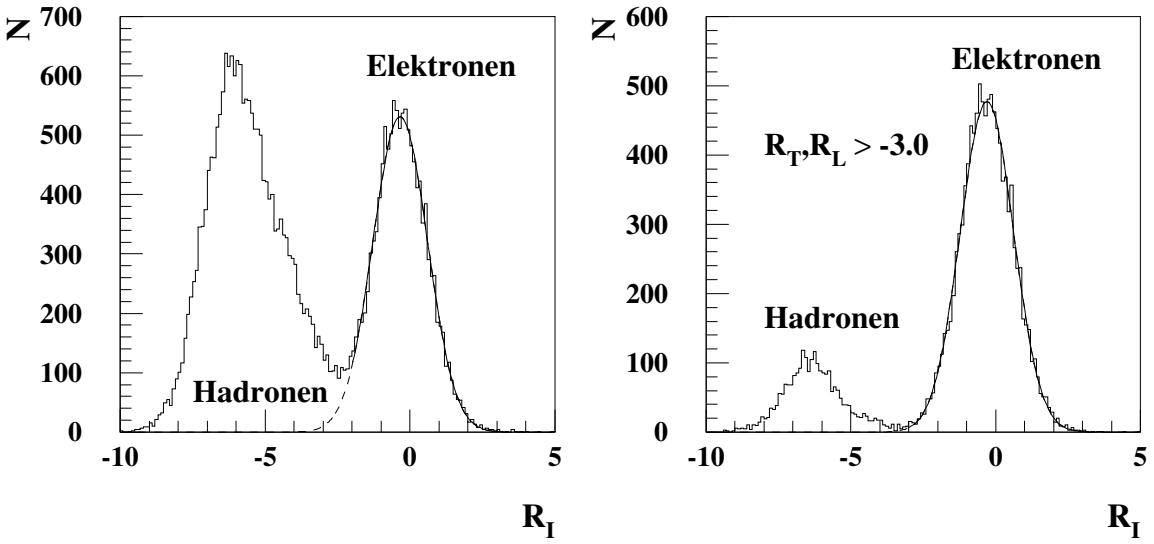

Abbildung 4.2: Die Verteilung des Schätzwertes R_I für alle guten Spuren mit $p_T > 0.5\% \cdot \sqrt{s}$. An die Verteilungen wurde für Elektronen eine Gauß–Kurve angepaßt, die ebenfalls eingezeichnet ist.

Links) Die Verteilung von zeigt eine sehr klare Separation von Hadronen bei $R_I \approx -6$ und Elektronen bei $R_I \approx 0$.

Rechts) Nach der Forderung, daß die Spur im ECAL als Elektron erkannt werde ($R_T, R_L > -3$) ist eine deutliche Abnahme der hadronischen Spuren ($R_I \lesssim -3$) zu erkennen.

Analog wie für die spezifische Ionisation können für die gemessene Schauerform im elektromagnetischen Kalorimeter (siehe Abschnitt 2.2.4) folgende Schätzwerte gebildet werden:

$$R_T = \frac{X_T - X_T^0}{\sigma_{X_T}}, \quad R_L = \frac{X_L - X_L^0}{\sigma_{X_L}}. \tag{4.2}$$

Hierbei beziehen sich X_T, X_L auf das tatsächlich gemessene und X_T^0, X_L^0 auf das für Elektronen erwartete Schauerprofil. Die Auflösungen werden durch σ_{X_T} und σ_{X_L} parametrisiert.

Für Teilchen, die einen Impuls kleiner als etwa $1-2$ GeV/c haben oder im Überlappbereich zwischen Endkappen und Barrel nachgewiesen werden, kann das Schauerprofil häufig nicht zuverlässig gemessen werden. In diesen Fällen werden R_T und R_L nicht berechnet. In Abbildung 4.3 sind diese Schätzwerte für alle guten Spuren gezeigt.

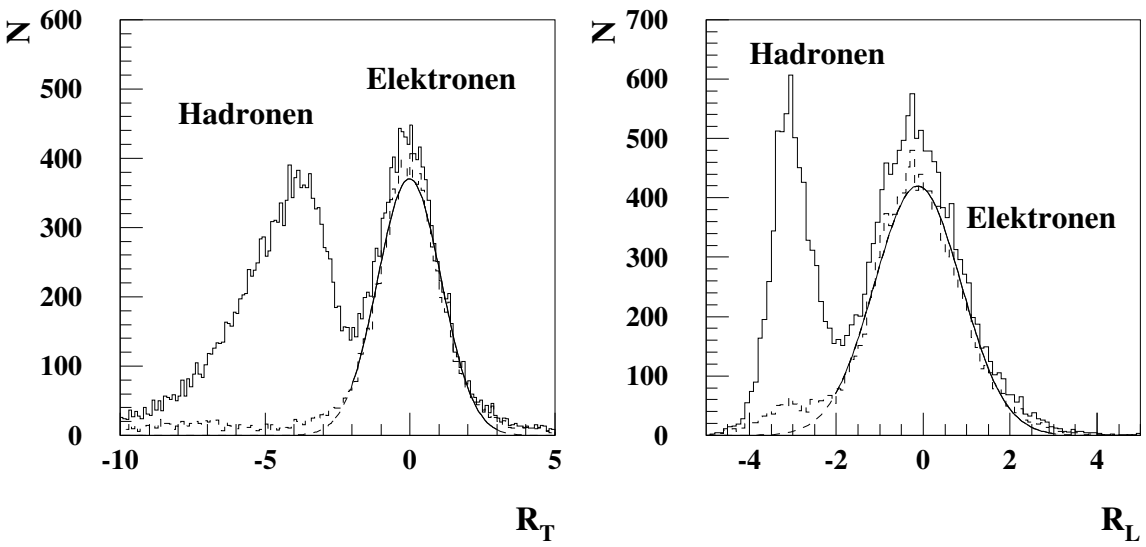

ABBILDUNG 4.3: Die Verteilungen der Schauerparameter $\boldsymbol{R_T}$ und $\boldsymbol{R_L}$. Das durchgezogene Histogramm stellt alle Spuren und das gestrichelte die in der TPC identifizierten Elektronen ($\boldsymbol{R_I > -3}$) dar. An die Verteilungen für Elektronen wurde eine Gauß–Kurve angepaßt, die ebenfalls eingezeichnet ist.
LINKS) Die Verteilung des transversalen Schauerprofils $\boldsymbol{R_T}$.
RECHTS) Die Separation in der Verteilung des longitudinalen Schauerprofils $\boldsymbol{R_L}$ ist schlechter als für $\boldsymbol{R_T}$.

Zur starken Identifikation von Elektronen müssen $\boldsymbol{R_I}$, $\boldsymbol{R_T}$ und $\boldsymbol{R_L}$ berechnet worden sein und folgenden Anforderungen erfüllen:

- $\boldsymbol{R_I > -3}$;
- $\boldsymbol{R_T > -3}$;
- $\boldsymbol{R_L > -3}$.

Falls $\boldsymbol{R_I}$ nicht berechnet werden konnte, genügt:

- $\boldsymbol{R_T > -3}$;
- $\boldsymbol{R_L > -3}$,

zur schwachen Identifikation von Elektronen. Anderenfalls, wenn $\boldsymbol{R_T}$ und/oder $\boldsymbol{R_L}$ nicht berechnet werden konnten, ist:

- $\boldsymbol{R_I > -3}$

ebenfalls hinreichend zur schwachen Identifikation.

4.2.3 Die Myon–Identifikation

Myonen können über ihr charakteristisches Schauerprofil im HCAL (siehe Kapitel 2.2.5) und über den Nachweis in den Myonkammern identifiziert werden. Zur Identifikation mit Hilfe des HCAL Schauers müssen folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Die erwartete Anzahl von Ebenen, in denen ein Myon nachgewiesen werden könnte, ist $\boldsymbol{N_{\mathrm{exp}} \geq 10}$.
- Der Anteil der tatsächlich angesprochenen Ebenen ist $\boldsymbol{N_{\mathrm{fire}}/N_{\mathrm{exp}} \geq 0.4}$.
- Von den letzten zehn Ebenen wurde in $\boldsymbol{N_{10} > 4}$ ein Signal gemessen.

Außerdem werden Spuren geladener Teilchen als in den Myonkammern identifizierte Myonen betrachtet, wenn:

- Ein Signal in mindestens einer Ebene der Myonkammern zu ihnen assoziiert werden kann.

Die Identifikation in HCAL oder Myonkammern wird schwache Identifikation genannt. Falls das Myon sowohl in HCAL als auch in den Myonkammern erkannt wurde, so gilt es als stark identifiziert.

4.2.4 Die Tau–Rekonstruktion

Mit einem Verzweigungsverhältnis von **35%** zerfällt ein Tau in ein Elektron oder Myon und Neutrinos. Diese Taus können wie oben beschrieben als das jeweilige Lepton identifiziert und nachgewiesen werden. Für leptonisch zerfallende Taus findet also keine spezielle Tau–Rekonstruktion statt.

Außerdem zerfallen Taus mit einem Verzweigungsverhältnis von **50%** in ein geladenes und mindestens ein neutrales Teilchen. Die Zerfälle in nur ein geladenes Lepton oder Hadron werden "*1–prong*" Zerfälle genannt, neben ihnen sind auch "*3–prong*" Zerfälle in drei geladene Hadronen und mindestens ein neutrales Teilchen wichtig. Andere Zerfälle haben ein Verzweigungsverhältnis von nur etwa **0.1%** und werden daher in der Tau–Rekonstruktion nicht berücksichtigt.

Hadronische 1– und 3–prong Zerfälle werden folgendermaßen rekonstruiert: Mit dem "*Durham Algorithmus*" [38] werden alle Teilchen eines Ereignisses zu zwei Jets gebündelt. Alle Teilchen eines Jets mit einem Winkel kleiner als **18.2°** um die Jetachse werden als Tau–Kandidat zusammengefaßt. Taus mit kleinen Impulsen haben einen größeren Öffnungswinkel, daher wird der Konus um die Jetachse auf $\boldsymbol{\arccos\left(1 - 2 \cdot (m_{\mathrm{Jet}}/E_{\mathrm{Jet}})^2\right)}$ erweitert, wobei $\boldsymbol{m_{\mathrm{Jet}}}$ die Masse und $\boldsymbol{E_{\mathrm{Jet}}}$ die Energie des Jets bezeichnet. Von diesen Kandidaten wird gefordert, daß:

- Sie entweder genau eine oder drei geladene Spuren besitzen oder aus einem mindestens schwach identifizierten Elektron und einer weiteren Spur bestehen.
- Die invariante Masse aller Tochterteilchen kleiner als $\boldsymbol{2\ \mathrm{GeV}/c^2}$ ist.

- Der "*Cluster–Radius*" $(\sum_i \boldsymbol{p_i} \cos \boldsymbol{\vartheta_i})/(\sum_i \boldsymbol{p_i})$ größer als $\mathbf{0.98}$ ist. Dabei ist $\boldsymbol{p_i}$ der Impuls und $\boldsymbol{\vartheta_i}$ der Winkel des $\boldsymbol{i}$'ten Teilchens zur Jetachse. Für Taus mit kleinen Impulsen genügt ein Cluster–Radius von $\mathbf{(1 - 0.8 \cdot (m_{Jet}/E_{Jet})^2)}$. Diese Modifikation berücksichtigt den größeren Konus für Taus mit kleinen Impulsen.

4.2.5 Die Selektion leptonischer Ereignisse

Die gesuchte Signaltopologie der acoplanaren Leptonen zeichnen sich durch die zwei geladenen Leptonen aus. Deshalb wird an die Ereignissen, die für die jeweilige Suche nach einer bestimmten Signaltopologie verwendet werden sollen, folgende Forderungen aufgestellt:

- Ereignisse, die in der Selektronanalyse berücksichtigt werden sollen, müssen genau zwei identifizierte Elektronen enthalten, wobei mindestens eines sogar stark identifiziert wurde.

- Analog müssen in Ereignissen, die für die Suche nach Smyonen betrachtet werden, genau zwei Teilchen als Myonen identifiziert worden sein. Auch hier muß zumindest ein Teilchen die starke Identifikation besitzen.

- Für die Suche nach Charginos werden neben den oben genannten Ereignissen auch solche verwendet, in denen eine der beiden Spuren als Elektron und die andere als Myon identifiziert wurde, falls mindestens eine der beiden Lepton–Identifikationen stark ist.

- Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Tau und einem stark identifizierten Elektron oder Myon werden nur in der Charginoanalyse berücksichtigt.

Alle selektierten Ereignisse besitzen also mindestens ein stark identifiziertes Elektron oder Myon. Außerdem darf in keinem dieser Ereignisse eine geladene Spur, die nicht als Elektron oder Myon erkannt wurde und nicht zu einem Tau assoziiert wurde, enthalten sein. Daher ist der Untergrund von hadronischen Ereignissen vernachlässigbar. Dies gilt auch für hadronische Photon–Photon–Wechselwirkung, die wegen ihres großen Wirkungsquerschnitts und theoretischer Schwierigkeiten in der Berechnung besonders problematisch wären.
Außerdem werden Ereignisse verworfen, in denen ein neutrales Teilchen detektiert wird, welches folgenden Anforderungen erfüllt ("*Photon–Veto*"):

- Die gemessene Energie beträgt mindestens $\mathbf{5\ GeV}$.

- Der minimale Winkel zu einem der Leptonen ist größer als $\mathbf{10°}$.

- Die minimale invariante Masse mit einem der Leptonen ist größer als $\mathbf{2\ GeV/c^2}$.

Mit dieser Einschränkung sollen Zwei–Lepton–Ereignisse mit Bremsstrahlung im Anfangszustand (ISR: **I**nitinal **S**tate **R**adiation), bei denen ein Photon im Detektor nachgewiesen wurde, verworfen werden, ohne Signalereignisse mit Taus oder Bremsstrahlungsphotonen der Elektronen zu verlieren.

Die Topologie der Slepton–Ereignisse (Chargino–Ereignisse) hängt wesentlich von dem durch die beiden Neutralinos (Sneutrinos) verursachten fehlenden Impuls ab. Ereignisse, bei denen Teilchen mit nur kleinem Winkel zur Strahlachse gestreut wurden, sind häufig schlecht vermessen und können daher fehlenden Impuls vortäuschen.

Für einen wesentlichen Teil der leptonischen Zwei–Photon–Ereignisse kann aber die Energie eines gestreuten Elektrons zumindest teilweise in ECAL, HCAL, LCAL oder SICAL nachgewiesen werden:

- Um diese Ereignisse verwerfen zu können wird daher die Energie abzüglich niederenergetischer Depositionen, die nur im HCAL gemessen wurden, in einem Konus von $\mathbf{12^\circ}$ um die Strahlachse $\boldsymbol{E_{12^\circ}}$ betrachtet.[1] In der vorgestellten Analyse wird $\boldsymbol{E_{12^\circ} = 0}$ gefordert.

  Für die Suche nach Sleptonen und Charginos mit kleiner Massendifferenz sind Zwei–Photon–Ereignisse der dominante Untergrund. Dort wird daher sogar auf die gesamte Energie in einem Konus von $\mathbf{12^\circ}$ um die Strahlachse $\boldsymbol{E_{12^\circ(HCAL)} = 0}$ geschnitten.

  Die Ineffizienz dieser Anforderungen durch strahlinduzierten Untergrund oder Detektorrauschen wird mit Hilfe der zufällig ausgelesenen Strahlkreuzungen, d.h. mit den tatsächlich aufgenommenen Daten, bestimmt und ist in Tabelle 4.3 aufgelistet. Der Anteil dieser Ereignisse, bei denen $\boldsymbol{E_{12^\circ} > 0}$ (bzw. $\boldsymbol{E_{12^\circ(HCAL)} > 0}$) gemessen wurde, ergibt die durch den Schnitt auf die jeweilige Größe eingeführte Ineffizienz.

Datensatz	Ineffizienz [%]	
	$\boldsymbol{E_{12^\circ}}$	$\boldsymbol{E_{12^\circ(HCAL)}}$
161 GeV–Daten	$\mathbf{4.11 \pm 0.07}$	$\mathbf{5.36 \pm 0.09}$
172 GeV–Daten	$\mathbf{2.37 \pm 0.06}$	$\mathbf{4.05 \pm 0.09}$
183 GeV–Daten	$\mathbf{4.60 \pm 0.05}$	$\mathbf{7.74 \pm 0.07}$

TABELLE 4.3: Der Anteil, der zufällig getriggerten Strahlkreuzungen, bei denen $\boldsymbol{E_{12^\circ} > 0}$ (bzw. $\boldsymbol{E_{12^\circ(HCAL)} > 0}$) gemessen wurde, ist für die jeweiligen Datensätze aufgeführt. Dieser Anteil ergibt die durch den Schnitt auf die jeweilige Größe eingeführte Ineffizienz.

Wie in Kapitel 1 beschrieben wurde, folgen aus der Annahme einer großen vereinheitlichten Theorie Massenbeziehungen zwischen den Sleptonen (siehe 1.34). Diese Gleichungen besagen, daß das rechtshändige Slepton immer leichter als das linkshändige Slepton ist. Es ist also möglich, daß die Massendifferenz zwischen dem rechtshändigem Slepton und dem leichtesten Neutralino fast verschwindet, während das linkshändige Slepton deutlich schwerer ist. Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, daß die Produktion von rechtshändigen Sleptonen für $\boldsymbol{\Delta m \lesssim 3\ GeV/c^2}$ nicht mehr beobachtet werden könnte. Falls die linkshändigen Sleptonen zu schwer sind, um sie produzieren zu können, so wären Sleptonen nur über die Produktion von $\boldsymbol{\tilde{e}_R \tilde{e}_L}$ nachweisbar (falls $\boldsymbol{m_{\tilde{e}_R} + m_{\tilde{e}_L} < \sqrt{s}}$).

[1] Hierbei können Energiedepositionen unter einem Schwellenwert von etwa $\mathbf{90\ MeV}$ nicht vermessen werden.

In dieser Suche sollen auch Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen die Leptonspur aus dem Zerfall des rechtshändigen Selektrons nicht detektiert werden konnte oder die Schnitte der vorgestellten Spurselektion nicht erfüllt. An die andere Spur müssen härtere Anforderungen an die Spurqualität gestellt werden. So wird zusätzlich gefordert, daß:

- Die Anzahl der gemessenen Punkte in der ITC $N_{\mathrm{ITC}} \geq 4$ ist.
- Die Spur einen Transversalimpuls $p_{\mathrm{T}} > 6\% \cdot \sqrt{s}$ hat.
- Falls der Azimuthwinkel in den Bereichen $(90 \pm 15)^\circ$ oder $(270 \pm 15)^\circ$ liegt, muß $p_{\mathrm{T}} > 10\% \cdot \sqrt{s}$ sein. Diese Anforderung soll vermeiden, daß Zwei–Photon–Ereignisse selektiert werden, in denen ein Strahlelektron undetektiert durch den insensitiven Bereich zwischen den beiden LCAL–Hälften entkommen konnte.

Diese Spur muß zumindest schwach als Elektron identifiziert werden. Außerdem wird gefordert:

- Es darf kein neutrales Teilchen in dem Ereignis gemessen werde, welches die Anforderungen des Photon–Vetos erfüllt.
- Auch bei der Suche nach einzelnen Elektronen wird $E_{12^\circ(\mathrm{HCAL})} = 0$ verlangt, da der Untergrund aus Zwei–Photon–Ereignissen hier problematisch wäre und daher vollständig verworfen werden muß.

4.3 Die Selektion acoplanarer Ereignisse

In diesem Abschnitt werden die Ereignistopologien von Signalen mit unterschiedlichen Massenkombinationen und von leptonischen Standardmodellereignissen verglichen und Anforderungen an das Signal gezeigt.

Wichtige kinematische Größen für die Suche nach Ereignissen mit zwei acoplanaren Leptonen basieren auf der Unausgeglichenheit der beiden Leptonimpulse. Im einzelnen sind dies:

- Als die "*sichtbare Masse*" m_{vis} eines Ereignisses wird die rekonstruierte invariante Masse des Endzustandes bezeichnet. Da ein Teil des Photon–Photon–Untergrundes nur für invariante Masse $m_{\gamma\gamma} > 3.5\ \mathrm{GeV}/c^2$ generiert wurde, wird auf die sichtbare Masse $m_{\mathrm{vis}} > 4\ \mathrm{GeV}/c^2$ geschnitten. Damit wird die Detektorauflösung, die für diese Größe etwa $150\ \mathrm{MeV}/c^2$ beträgt, berücksichtigt.
- Die "*Acollinearität*" α bezeichnet den Winkel zwischen den beiden Leptonen. Für Zwei–Lepton–Ereignisse, bei denen kein Photon abgestrahlt wurde, ist die Acollinearität durch die Meßauflösung nur wenig kleiner als 180°. Diese Ereignisse werden aber auch durch die nachfolgende Anforderung an die Acoplanarität verworfen. Für radiative Neutrino–Antineutrino–Ereignisse, bei denen das Photon im Detektor in ein e^+e^-–Paar konvertiert, ist die Acoplanarität sehr klein. Falls eine solche Konversion nicht rekonstruiert werden konnte, stellen diese Ereignisse einen potentiellen Untergrund dar, daher wird auf $\alpha > 2^\circ$ geschnitten.

- Die "*Acoplanarität*" $\mathbf{\Phi_{aco}}$ ist der Winkel zwischen den Projektionen der beiden Leptonimpulse auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse. Die Acoplanarität ist auch für Ereignisse, bei denen Teilchen undetektiert durch das Strahlrohr entkommen, fast $\mathbf{180°}$ groß. Damit können Zwei–Lepton–Ereignisse und Photon–Photon–Wechselwirkungen vom Signal separiert werden. Von den Signalereignissen wird gefordert, daß $\mathbf{\Phi_{aco} < 170°}$ ist.

- Die Komponente des "*fehlenden Impulses*" transversal zur Strahlachse $\boldsymbol{(p_T)_{miss}}$ ist sehr gut geeignet, um zwischen Signal und Zwei–Photon–Ereignissen zu unterscheiden. Für Signalereignisse ist der fehlende Transversalimpuls sehr stark von der Massendifferenz zwischen dem erzeugten Sleptonen (Chargino) und dem leichtesten Neutralino (Sneutrino) $\boldsymbol{\Delta m}$ abhängig. Dies wird durch unterschiedliche Anforderungen an Slepton–Ereignisse (Chargino–Ereignisse) mit kleiner und mit größerer Massendifferenz in den folgenden Abschnitten berücksichtigt. Die Verteilung des fehlenden Transversalimpulses ist in Abbildung 4.5 für Standardmodellereignisse, Daten und Signal gezeigt. Außerdem wird in dieser Arbeit auch der sichtbare Gesamtimpuls $\boldsymbol{p_{miss}}$ und der Winkel des fehlenden Impulses zur Strahlachse $\boldsymbol{\theta_{miss}}$ verwendet.

- Die sogenannte "$\boldsymbol{\rho}$*–Variable*" wird wie folgt berechnet (siehe Abbildung 4.4): Die Impulse der Leptonen werden auf die Ebenen senkrecht zur Strahlachse projiziert. Falls der Winkel zwischen diesen beiden Projektionen $\mathbf{\Phi_{aco}}$ größer als $\mathbf{90°}$ ist, so ist $\boldsymbol{\rho}$ die skalare Summe aus den Komponenten der Projektionen transversal zur zweidimensionalen Impulsdifferenz. Anderenfalls wird $\boldsymbol{\rho = \sqrt{s}}$ gesetzt, d.h. es wird in dieser Analyse nicht darauf geschnitten. Auch für diese Größe werden je nach Massendifferenz unterschiedliche Anforderungen an das Signal gestellt. Die Verteilung dieser Größe ist in Abbildung 4.5 für Standardmodellereignisse, Daten und Signal gezeigt.

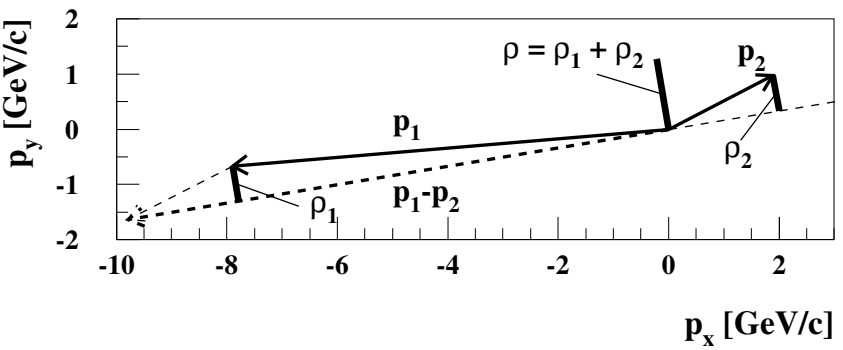

Abbildung 4.4: Ein Beispiel zur Berechnung der $\boldsymbol{\rho}$–Variable. Die Transversalimpulse der beiden Leptonen sind als Vektoren in der $\boldsymbol{xy}$–Ebenen dargestellt. Die skalaren Anteile zur $\boldsymbol{\rho}$–Variable sind als durchgezogenen Linie gekennzeichnet und stehen senkrecht auf der Impulsdifferenz (gestrichelte Linie).

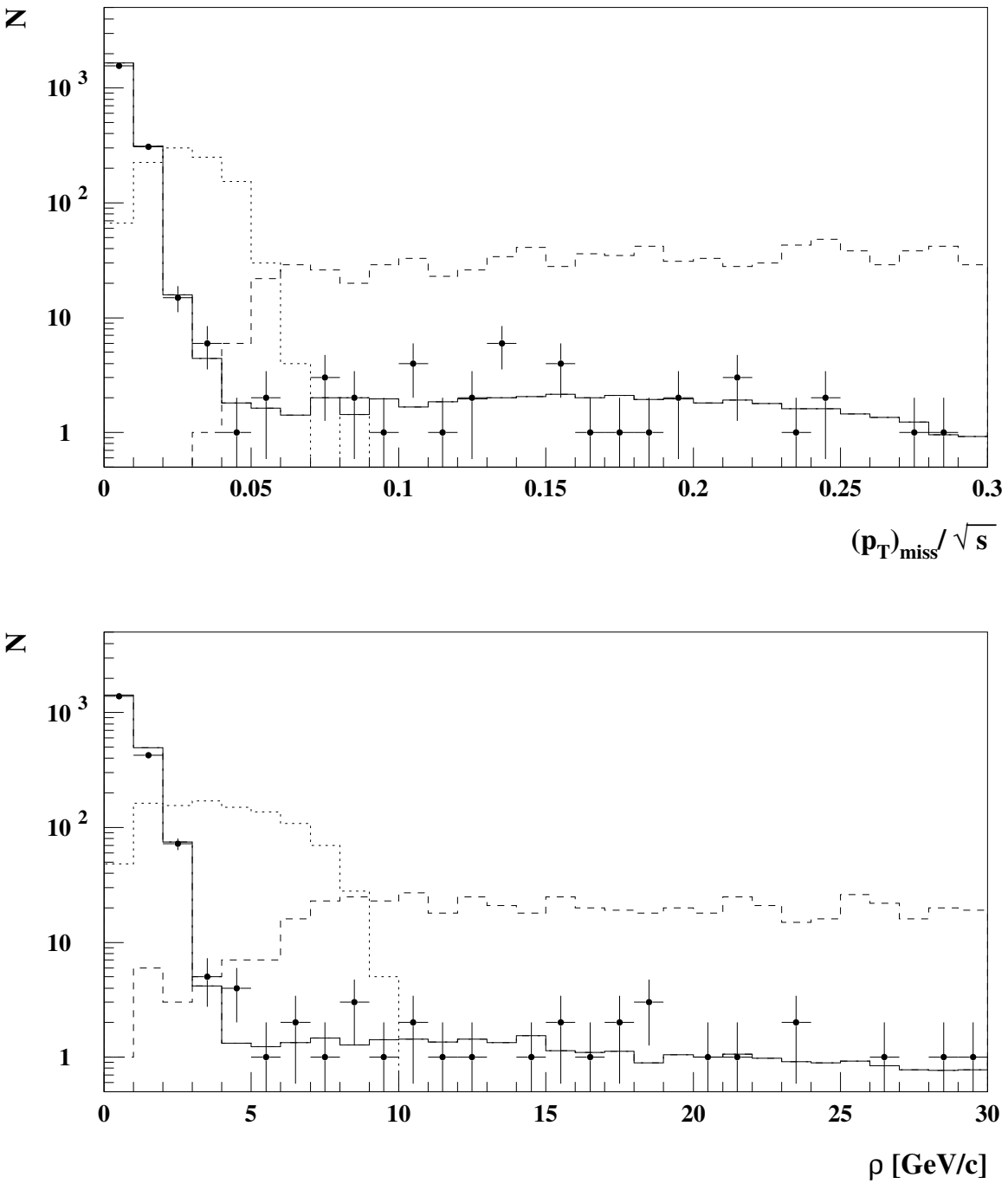

ABBILDUNG 4.5: Die Verteilungen des fehlenden Transversalimpulses (oben) und der ρ–Variable (unten) bei $\sqrt{s} = 183$ GeV für die aufgenommenen Daten (Punkte mit Fehlerbalken), den auf die Luminosität normierten Untergrund (durchgezogenes Histogramm), sowie zwei verschiedene Signale mit $m_{\tilde{e}} = 80$ GeV$/c^2$ und $\Delta m = 80$ GeV$/c^2$ (gestrichelt) und $\Delta m = 5$ GeV$/c^2$ (gepunktet).

4.3.1 Die Ereignisselektion für große Massendifferenzen

In Abbildung 4.5 sind große Unterschiede für Signale mit großen und mit kleinen Massendifferenzen zu erkennen. Nach der gemeinsamen Vorselektion, die in den vorherigen Abschnitten erläutert wurde, werden diese Unterschiede durch zwei verschiedene Ereignisselektionen berücksichtigt. Die Selektion von Ereignissen mit großer oder mittlerer Massendifferenz ist in diesem und die für kleine Massendifferenzen im nächsten Abschnitt beschrieben.

Für große Massendifferenzen kann der Zwei–Photon–Untergrund und ein Teil der Zwei–Lepton–Ereignisse durch folgende Anforderungen verworfen werden, ohne daß die Effizienz für das Signal verloren geht:

- Der fehlenden Transversalimpuls $(\boldsymbol{p_T})_{\mathbf{miss}}$ soll größer als **3%** der Schwerpunktsenergie $\sqrt{\boldsymbol{s}}$ sein. Aus der Kinematik von leptonischen Zwei–Photon–Ereignissen ($\boldsymbol{e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-}$ und $\boldsymbol{e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-}$) ergibt sich, daß dies nur vorkommen kann, falls zumindest ein Strahlelektron um mindestens **30 mrad** gestreut wurde.

- Für den Fall, daß der Azimuthwinkel des fehlenden Impulses $\boldsymbol{\varphi_{miss}}$ in den Bereichen $\mathbf{75° < \varphi_{miss} < 105°}$ oder $\mathbf{255° < \varphi_{miss} < 285°}$ liegt, wird $\boldsymbol{(p_T)_{miss} > 5\% \cdot \sqrt{s}}$ gefordert. Dadurch soll vermieden werden, daß Ereignisse mit einem gestreutem Strahlelektron, welches undetektiert durch den insensitiven Bereich zwischen den beiden LCAL–Hälften entkommt, selektiert werden.

- Die $\boldsymbol{\rho}$–Variable muß größer als $\mathbf{2\ GeV/}\boldsymbol{c}$ sein. Dieser Schnitt ist sehr effizient, um Ereignisse zu verwerfen, deren fehlender Transversalimpuls durch Neutrinos aus Tau–Zerfällen erzeugt wird.

Ein großer Teil der verbleibenden Zwei–Lepton–Ereignisse kann durch folgenden Schnitt verworfen werden:

- Die maximale Energie der Leptonen $\boldsymbol{E_{1,2}}$ soll kleiner als **46.5%** der Schwerpunktsenergie sein. Hierbei wird die Energie von neutralen Teilchen zu dem Lepton addiert, zu dem es den kleineren Winkel hat. Damit werden u.a. Bremsstrahlungsphotonen berücksichtigt.

Da in dieser Arbeit nach Zweikörperzerfällen von Sleptonen und Charginos gesucht wird, können die Leptonimpulse in Abhängigkeit von Slepton– und Neutralinomasse (bzw. Chargino– und Sneutrinomasse) weiter eingeschränkt werden. Es wird gefordert, daß die gemessenen Impulse für die jeweilige Massenkombination kinematisch möglich sind. Der maximale Impuls $\boldsymbol{p_{max}}$ und der minimale Impuls $\boldsymbol{p_{min}}$ kann unter Vernachlässigung der Leptonmassen wie folgt berechnet werden:

$$\boldsymbol{p_{max}} = \boldsymbol{(1+\beta)\cdot\gamma\cdot c\cdot\left[\frac{1}{2}\frac{m_{\tilde{l}}^2 - M_{\tilde{\chi}^0}^2}{m_{\tilde{l}}}\right]} \tag{4.3}$$

$$\boldsymbol{p_{min}} = \boldsymbol{(1-\beta)\cdot\gamma\cdot c\cdot\left[\frac{1}{2}\frac{m_{\tilde{l}}^2 - M_{\tilde{\chi}^0}^2}{m_{\tilde{l}}}\right].} \tag{4.4}$$

Wobei:

$$\beta = \sqrt{1 - 4m_{\tilde{l}}^2 c^2/s}, \quad \gamma = \frac{\sqrt{s}}{2m_{\tilde{l}}c^2}.$$

Um die zusätzliche Verbreiterung der Impulsverteilung durch die Impulsauflösung des Detektors und Bremsstrahlung zu berücksichtigen, wird gefordert daß:

$$\max(p_1, p_2) < p_{\max} + 0.5\ \mathrm{GeV}/c, \tag{4.5}$$

$$E_{\mathrm{vis}}/c - \max(p_1, p_2) > p_{\min} - 0.5\ \mathrm{GeV}/c. \tag{4.6}$$

Hierbei bezeichnet E_{vis} die gesamte detektierte Energie des Ereignisses und berücksichtigt somit, neben den beiden geladenen auch alle neutralen Teilchen.

Die Gleichungen 4.3 und 4.5 gelten ganz analog auch für Charginos, allerding muß $m_{\tilde{l}}$ durch $M_{\tilde{\chi}^\pm}$ und $M_{\tilde{\chi}^0}$ durch $m_{\tilde{\nu}}$ ersetzt werden. Auf den minimalen Impuls kann nicht geschnitten werden, da Charginos zu einem Teil auch in Taus zerfallen, deren Energie nicht vollständig rekonstruiert werden kann.

Für die Suche nach assoziierter Produktion eines linkshändigen und eines rechtshändigen Selektrons muß die unterschiedliche Masse $m_{\tilde{e}_{R,L}}$ und die daraus resultierende Energie und der Boost berücksichtigt werden:

$$E_{\tilde{e}_R} = \frac{s + (m_{\tilde{e}_R}^2 - m_{\tilde{e}_L}^2)c^2}{2\sqrt{s}}, \quad E_{\tilde{e}_L} = \frac{s + (m_{\tilde{e}_L}^2 - m_{\tilde{e}_R}^2)c^2}{2\sqrt{s}},$$

$$\beta = \sqrt{1 - m_{\tilde{e}_{R,L}}^2 c^2/E_{\tilde{e}_{R,L}}^2}, \quad \gamma = \frac{E_{\tilde{e}_{R,L}}}{m_{\tilde{e}_{R,L}}c^2}.$$

Die Schnitte wurden so gewählt, daß der Effizienzverlust für das Signal vernachlässigbar klein ist. Auch Standardmodellereignisse werden durch diesen Schnitt nicht verworfen, aber können in der $m_{\tilde{l}}M_{\tilde{\chi}^0}$–Ebene eingeschränkt werden.

Wie in Abschnitt 3.2 erwähnt wurde, läßt sich die Produktion von W^+W^-–Paaren, bei denen beide $W^\pm$–Bosonen leptonisch zerfallen, nur schlecht vom Signal unterscheiden. In dieser Analyse werden daher keine speziellen Schnitte gemacht um solche Ereignisse zu verwerfen, weil dies die Effizienz für ein Signal mit großer Massendifferenz erheblich vermindern würde. Da diese Untergrundkomponente deshalb gut bekannt ist, kann sie mit der in Kapitel 3.5.2 vorgestellten Methode abgezogen werden.

In Tabelle 4.4 werden die Wirkungsquerschnitte des gesamten Untergrundes σ_{B} und der verbleibenden W^+W^-–Ereignisse $\sigma_{\mathrm{B}'}$, sowie die Effizienz ϵ und der zu erwartende ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ dieser Analyse für Selektronen, Smyonen und Charginos aufgelistet.

Die Effizienz der Ereignisselektion ist außerdem in den Abbildungen 4.7, 4.8 und 4.9 als Funktion der Massendifferenz Δm für eine Masse von $80\ \mathrm{GeV}/c^2$ bei $183\ \mathrm{GeV}$ Schwerpunktsenergie gezeigt. In den gleichen Abbildungen ist außerdem der zu erwartenden ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ für die bei $183\ \mathrm{GeV}$ aufgenommene Datenstatistik dargestellt.

4.3.2 Die Ereignisselektion für kleine Massendifferenzen

Die Signatur von Signalereignissen mit kleiner Massendifferenz Δm ist leptonischen Zwei–Photon–Ereignissen sehr ähnlich. Der Zwei–Photon–Untergrund ist wegen seines sehr großen Wirkungsquerschnitts problematisch.
Um den Zwei–Photon–Untergrund zu reduzieren und dennoch eine hinreichend gute Effizienz zu behalten, werden bei der Suche nach solchen Ereignissen folgende Anforderungen gestellt:

- Der fehlenden Transversalimpuls $(p_T)_{miss}$ soll größer als **1%** der Schwerpunktsenergie sein.
- Für den Polarwinkel des fehlenden Impulses θ_{miss} soll $|\cos\theta_{miss}| < 0.9$ gelten.
- Die ρ–Variable muß größer sein als **1 GeV/c**.

Von Zwei–Lepton– und W^+W^-–Ereignissen unterscheiden sich die Signalereignisse allerdings deutlich. Diese können daher durch folgende Forderungen effizient verworfen werden:

- Die maximale Energie der Leptonen $E_{1,2}$ (plus der jeweilig zugeordneten Photonen) muß kleiner als **10%** der Schwerpunktsenergie sein.
- Der sichtbare Gesamtimpuls p_{vis} darf nicht größer als $10\% \cdot \sqrt{s}$ sein.

Um den verbleibenden Zwei–Photon–Untergrund, der noch einen Wirkungsquerschnitt von etwa **3 pb** hat, zu reduzieren, wird die in Abschnitt 3.7 erklärte Methode der Fisher–Diskriminanten angewendet. In dieser Analyse werden die sichtbare Masse m_{vis}, die Acollinearität α, der fehlende Transversalimpuls $(p_T)_{miss}$, der fehlende Longitudinalimpuls $(p_Z)_{miss}$, die ρ–Variable ρ, sowie der minimale und maximale Leptonimpuls p_{min} und p_{max} benutzt. Damit wird wie in Abschnitt 3.7 beschrieben die Fisher–Variable y als eine Linearkombination gebildet, welche die beste Separation zwischen Zwei–Photon–Produktion und Signal ermöglicht. Es wird gefordert, daß:

- Die Fisher–Variable y größer als -15 sein muß (siehe Abbildung 4.6).

Wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, wird der verbleibende leptonische Zwei–Photon–Untergrund nicht sehr zuverlässig simuliert. Die Ursache, daß solche Ereignisse selektiert werden, sind Unvollkommenheiten des Detektors, die nur sehr schwer simuliert werden können. Eine Schwierigkeit besteht darin, das Ansprechen der Luminositätskalorimeter auf die gestreuten Elektronen zu simulieren. Studien haben ergeben, daß die Simulation hier zu pessimistisch ist. Für die Effizienz der Signalereignisse ist dieser Effekt vernachlässigbar, da keine Teilchen mit so kleinen Winkeln zur Strahlachse nachgewiesen werden sollen. Da das Monte Carlo–Programm den Untergrund überschätzt und dieser bei der Berechnung von Ausschlußgrenzen nicht berücksichtigt wird, ist das Ergebnis davon unabhängig.
Die in den Gleichungen 4.3 bis 4.6 erklärten Anforderungen werden auch in diesem Teil der Analyse gestellt. In Tabelle 4.5 werden der verbleibende Untergrund, die Effizienz und der zu erwartende ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt für diese Analyse aufgelistet (siehe auch Abbildungen 4.7, 4.8 und 4.9).

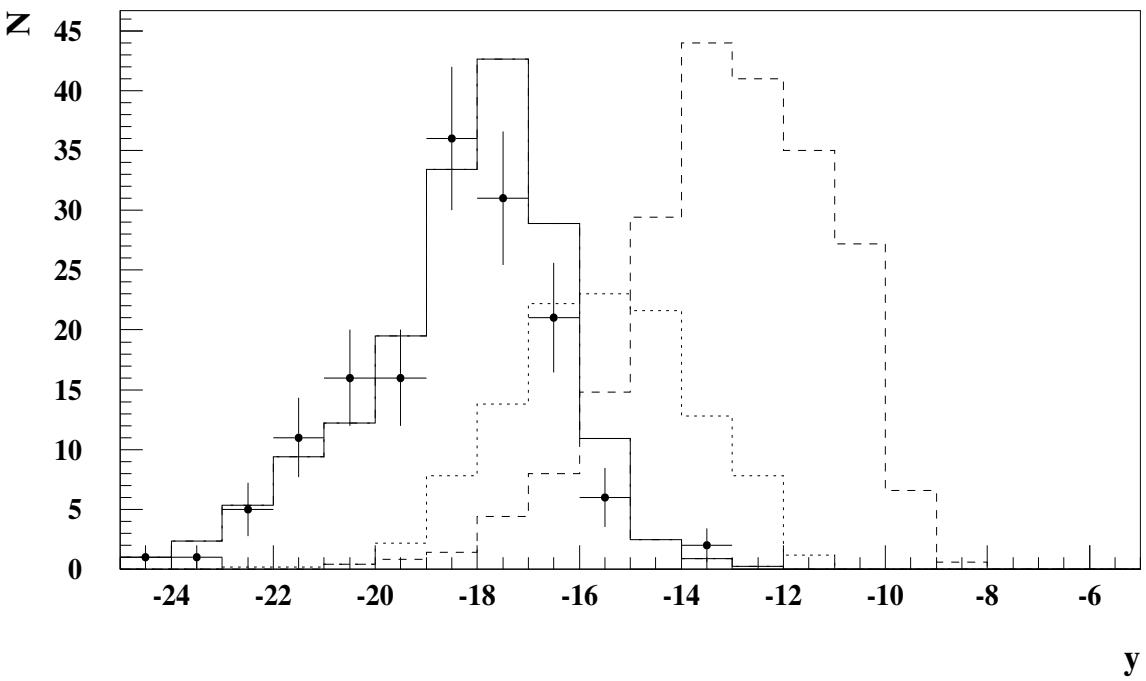

ABBILDUNG 4.6: Die Verteilung der Fisher–Variable y für die Daten (Punkte mit Fehlerbalken), den auf die Luminosität normierten Untergrund (durchgezogenes Histogramm), sowie zwei verschiedene Signale mit $m_{\tilde{\chi}^0} = 75\ \mathrm{GeV}/c^2$ und $\Delta m = 5\ \mathrm{GeV}/c^2$ (gestrichelt) und $\Delta m = 3\ \mathrm{GeV}/c^2$ (gepunktet) nach allen Schnitten mit Ausnahme des Schnitts auf die Fisher–Variable.

SUSY–Teilchen	$m_{\tilde{l}}$ [GeV/c^2]	$M_{\tilde{\chi}^0}$ [GeV/c^2]	σ_B [fb]	$\sigma_{B'}$ [fb]	$\epsilon \pm \Delta\epsilon_{MC}$ [%]	$\bar{\sigma}_{95\%}$ [fb]
Selektronen	80	0	139	125	62.8 ± 1.0	226
		40	72	62	60.7 ± 1.0	182
		70	4	1	49.7 ± 1.1	117
Smyonen	80	0	126	119	66.2 ± 1.0	200
		40	54	48	67.3 ± 1.0	148
		70	1	0	54.7 ± 1.1	95
	$M_{\tilde{\chi}^\pm}$ [GeV/c^2]	$m_{\tilde{\nu}}$ [GeV/c^2]	σ_B [fb]	$\sigma_{B'}$ [fb]	$\epsilon \pm \Delta\epsilon_{MC}$ [%]	$\bar{\sigma}_{95\%}$ [fb]
Charginos	80	40	472	420	58.8 ± 1.0	428
		55	178	145	57.0 ± 1.0	292
		70	21	7	41.3 ± 1.1	195

Tabelle 4.4: Der Wirkungsquerschnitt σ_B des gesamten Untergrundes und die Effizienz ϵ für die Suche nach Selektronen, Smyonen und leptonisch zerfallenden Charginos mit mittleren oder großen Massendifferenzen für **183 GeV** Schwerpunktsenergie. Bei der Berechnung des zu erwartenden ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitts $\bar{\sigma}_{95\%}$ wurde berücksichtigt, daß der W^+W^-–Untergrund $\sigma_{B'}$ abgezogen wird (dieser ist in $\sigma_{B'}$ enthalten).

SUSY–Teilchen	$m_{\tilde{l}}$ [GeV/c^2]	$M_{\tilde{\chi}^0}$ [GeV/c^2]	σ_B [fb]	$\epsilon \pm \Delta\epsilon_{MC}$ [%]	$\bar{\sigma}_{95\%}$ [fb]
Selektronen	80		14	37.5 ± 1.0	199
	79	75	12	24.5 ± 0.9	290
	78		11	9.0 ± 0.6	773
Smyonen	80		13	43.1 ± 1.0	169
	79	75	11	30.1 ± 0.9	230
	78		10	11.5 ± 0.7	556
	$M_{\tilde{\chi}^\pm}$ [GeV/c^2]	$m_{\tilde{\nu}}$ [GeV/c^2]	σ_B [fb]	$\epsilon \pm \Delta\epsilon_{MC}$ [%]	$\bar{\sigma}_{95\%}$ [fb]
Charginos	80	75	36	25.4 ± 0.9	427
		76	26	17.9 ± 0.8	525
		77	20	6.3 ± 0.5	1343

Tabelle 4.5: Der Wirkungsquerschnitt σ_B des Untergrundes, die Effizienz ϵ und der zu erwartende ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ für die Suche nach Selektronen, Smyonen und leptonisch zerfallenden Charginos mit kleinen Massendifferenzen für **183 GeV** Schwerpunktsenergie.

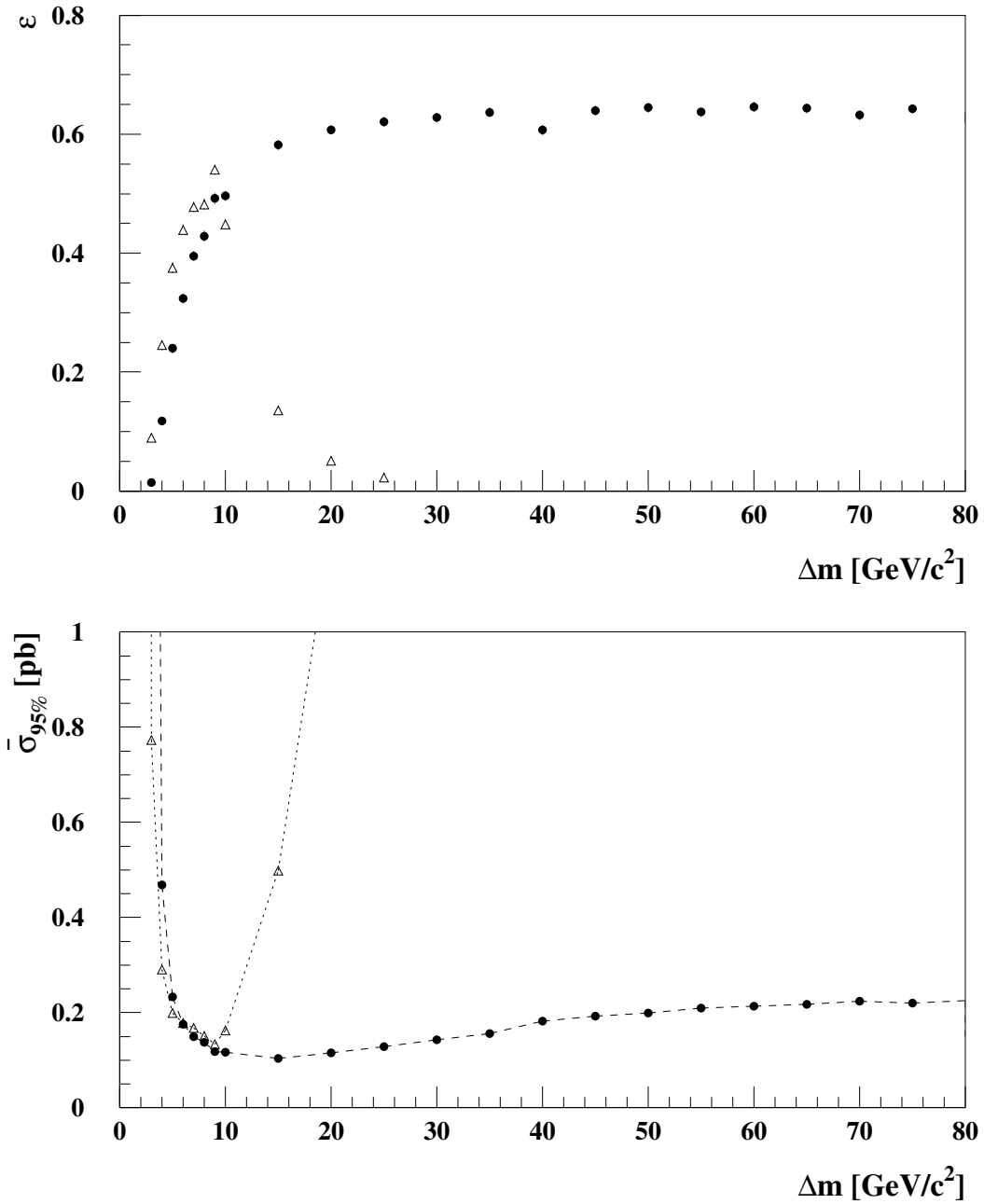

ABBILDUNG 4.7: Die Effizienz und der zu erwartende ausschließbare Wirkungsquerschnitt für die Suche nach Selektronen mit großen (Punkte) und kleinen (offene Dreiecke) Massendifferenzen zum leichtesten Neutralino:

OBEN) Die Effizienz ϵ für die Suche nach Selektronen $\tilde{e} \to e + \tilde{\chi}^0$ als Funktion der Massendifferenz $\Delta m = m_{\tilde{e}} - M_{\tilde{\chi}^0}$ bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.

UNTEN) Der zu erwartende ausschließbare Produktionswirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ für Selektronen mit 100% Verzweigungsverhältnis in $e + \tilde{\chi}^0$.

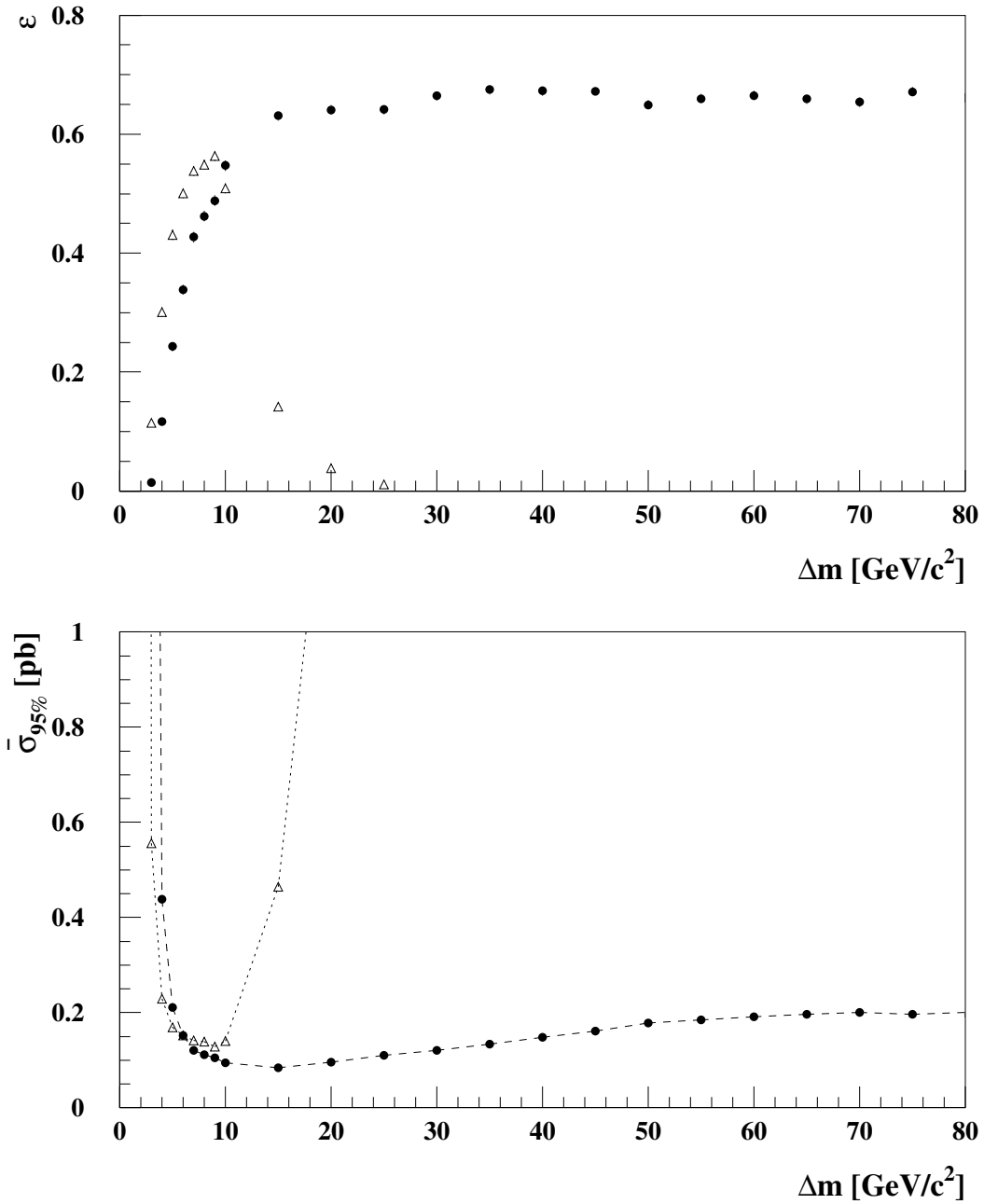

Abbildung 4.8: Die Effizienz und der zu erwartende ausschließbare Wirkungsquerschnitt für die Suche nach Smyonen mit großen (Punkte) und kleinen (offene Dreiecke) Massendifferenzen zum leichtesten Neutralino:

Oben) Die Effizienz ϵ für die Suche nach Smyonen $\tilde{\mu} \to \mu + \tilde{\chi}^0$ als Funktion der Massendifferenz $\Delta m = m_{\tilde{\mu}} - M_{\tilde{\chi}^0}$ bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.

Unten) Der zu erwartende ausschließbare Produktionswirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ für Smyonen mit 100% Verzweigungsverhältnis in $\mu + \tilde{\chi}^0$.

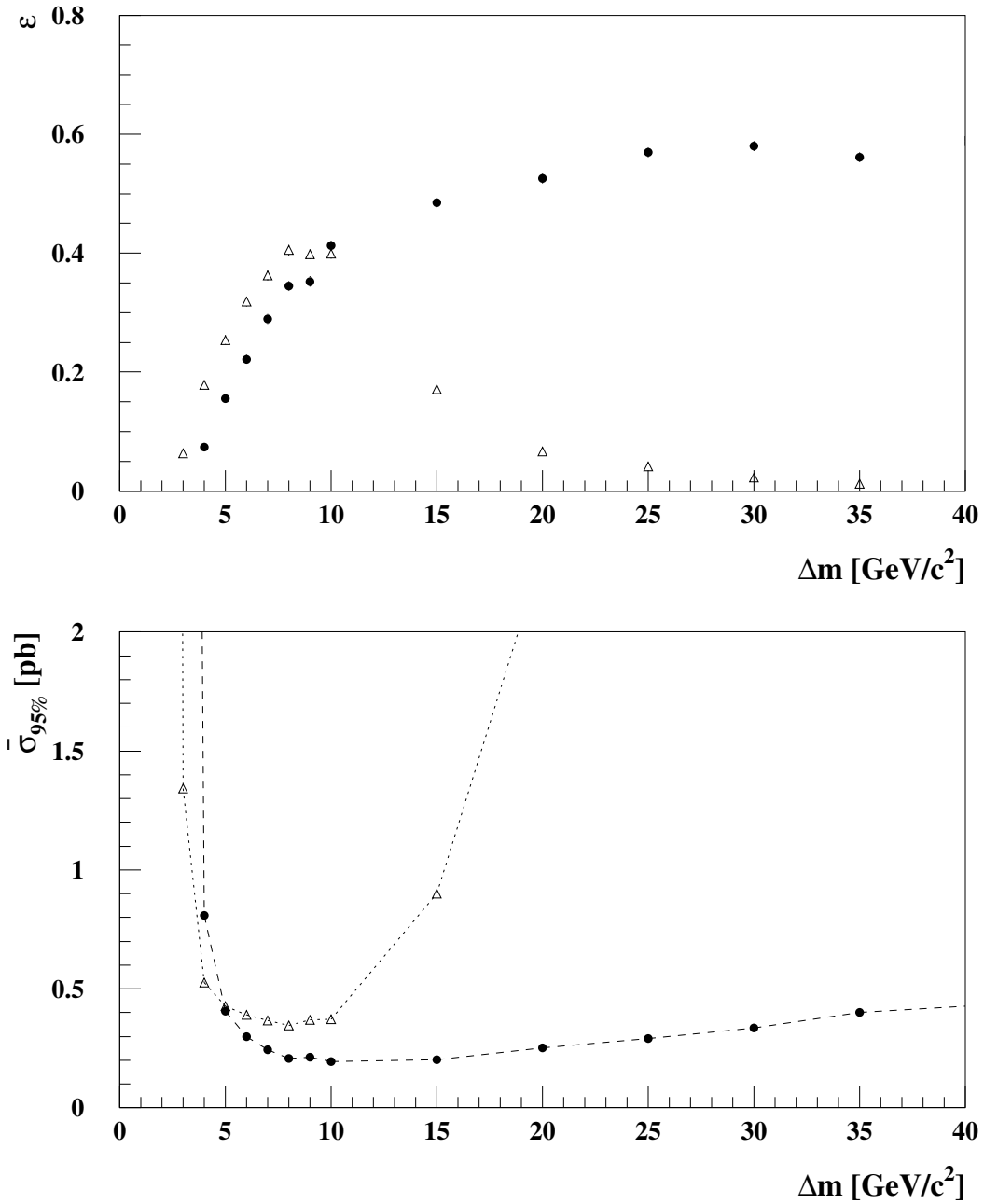

ABBILDUNG 4.9: Die Effizienz und der zu erwartende ausschließbare Wirkungsquerschnitt für die Suche nach Charginos mit großen (Punkte) und kleinen (offene Dreiecke) Massendifferenzen zum Sneutrino:

OBEN) Die Effizienz ϵ für die Suche nach Charginos $\tilde{\chi}^{\pm} \to l^{\pm} + \tilde{\nu}$ als Funktion der Massendifferenz $\Delta m = m_{\tilde{\chi}^{\pm}} - M_{\tilde{\nu}}$ bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.

UNTEN) Der zu erwartende ausschließbare Produktionswirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ für Charginos mit je 33.3% Verzweigungsverhältnis in $e + \tilde{\nu}, \mu + \tilde{\nu}$ und $\tau + \tilde{\nu}$.

4.3.3 Die Kombination der Analysen

Aus den Abbildungen 4.7, 4.8 und 4.9 ist zu entnehmen, daß der zu erwartende ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitt für ein Signal mit Massendifferenz $\Delta m < 6\ \mathrm{GeV}/c^2$ in der Analyse für kleine Massendifferenzen niedriger ist. Eine logische Verknüpfung der beiden Analysen erreicht keine signifikante Verbesserung. Deshalb wird für Massendifferenzen $\Delta m \geq 6\ \mathrm{GeV}/c^2$ nur die in Abschnitt 4.3.1 beschriebene und für $\Delta m < 6\ \mathrm{GeV}/c^2$ nur die in Abschnitt 4.3.2 vorgestellte Selektion verwendet. Die Ereignisselektionen sind in Tabelle 4.6 noch einmal zusammengefaßt.

	Selektronen $\tilde{e}$, Smyonen $\tilde{\mu}$, Charginos $\tilde{\chi}^{\pm}$	
	$\Delta m \geq 6\ \mathrm{GeV}/c^2$	$\Delta m < 6\ \mathrm{GeV}/c^2$
Geladene Spuren	Keine Spur mit $\lvert\cos\theta\rvert > 0.95$.	
Lepton–Identifikation	Ein stark identifiziertes Lepton (e, μ) und ein mindestens schwach identifiziertes Lepton oder Tau mit entgegengesetzter Ladung. Selektronen: $(e + e)$ Smyonen: $(\mu + \mu)$ Charginos: $(e, \mu + e, \mu, \tau)$	
Lepton–Impuls	$p_{T1}, p_{T2} > 0.5\% \cdot \sqrt{s}$	
Photon–Veto	Kein neutrales Teilchen mit mindestens 5 GeV Energie, einem minimalen Winkel zu den Leptonen größer als 10° und mehr als $2\ \mathrm{GeV}/c^2$ invariante Masse mit jedem Lepton.	
Energie in 12°	$E_{12^\circ} = 0$	$E_{12^\circ(\mathrm{HCAL})} = 0$
Sichtbare Masse	$m_{\mathrm{vis}} > 4\ \mathrm{GeV}/c^2$	
Sichtbarer Impuls		$p_{\mathrm{vis}} < 10\% \cdot \sqrt{s}$
Acollinearität	$\alpha > 2^\circ$	
Acoplanarität	$\Phi_{\mathrm{aco}} < 170^\circ$	
Fehlender Impuls	$(p_{\mathrm{T}})_{\mathrm{miss}} > 3\% \cdot \sqrt{s}$ falls: $75^\circ < \varphi_{\mathrm{miss}} < 105^\circ$ oder $255^\circ < \varphi_{\mathrm{miss}} < 285^\circ$ dann: $(p_{\mathrm{T}})_{\mathrm{miss}} > 5\% \cdot \sqrt{s}$	$(p_{\mathrm{T}})_{\mathrm{miss}} > 1\% \cdot \sqrt{s}$ $\lvert\cos\theta_{\mathrm{miss}}\rvert < 0.9$
ρ–Variable	$\rho > 2\ \mathrm{GeV}$	$\rho > 1\ \mathrm{GeV}$
Lepton–Energie	$E_1, E_2 < 46.5\% \cdot \sqrt{s}$	$E_1, E_2 < 10\% \cdot \sqrt{s}$
Fisher Variable y		$y > -15$

TABELLE 4.6: Selektionsschnitte zur Auswahl von Selektron–, Smyon– und leptonischen Chargino–Ereignissen.

4.4 Die Selektion von Ereignissen mit einzelnen Elektronen

In Abschnitt 4.2.5 wurden auch Ereignisse vorselektiert, bei denen nur ein Elektron im Detektor nachgewiesen werden konnte, bzw. den Anforderungen der Spurselektion genügte. Solche Ereignisse zeichnen sich also nur durch eine gute Spur aus. Die wesentlichsten Anforderungen an solche Ereignisse müssen sich daher auf diese Spur beziehen und wurden in Abschnitt 4.2.5 beschrieben.

Falls zusätzliche Teilchen detektiert werden, so wird gefordert:

- Das Teilchen darf nicht als gute Spur mit $\boldsymbol{p_T > 0.5\% \cdot \sqrt{s}}$ selektiert worden sein. Diese Forderung gewährleistet, daß dieses Ereignis nicht von der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Selektion selektiert werden kann.
- Der Winkel zwischen den Projektionen des Teilchenimpulses und des Impulses der einzelnen Spur auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse $\boldsymbol{\Phi_{aco'}}$ soll kleiner als $\mathbf{150°}$ sein. Hierbei werden auch Spuren berücksichtigt, die in der TPC nicht vermessen werden konnten, falls mindestens **4** Punkte in der ITC gemessen wurden.

Für bestimmte Massenkombinationen wird auch im Signal eine zweite, schlecht vermessene Spur erwartet. Anders als für die meisten Untergrundkomponenten ist die Richtung dieser Spur nicht ausgezeichnet.

Die in den Gleichungen 4.3 bis 4.6 erklärten Anforderungen werden auch in dieser Analyse gestellt. Falls kein zweites geladenes Teilchen vermessen werden konnte, wird dessen Energie in der Anforderung 4.6 mit $\mathbf{0.5\ GeV}$ konservativ nach oben abgeschätzt. Der verbleibende Untergrund, die Effizienz und der zu erwartende ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt für diese Analyse sind in Tabelle 4.7 aufgelistet.

Die drastische Reduktion des Untergrundes für größere Massendifferenzen zwischen dem rechtshändigem Selektron und dem Neutralino liegt daran, daß hier das Tochterelektron nachgewiesen werden müßte. Ereignisse, in denen keine zweite Spur gesehen wurde, die den Spuranforderungen nicht zu genügen braucht, stellen für diese Massenkombinationen keinen Untergrund mehr dar.

4.4.1 Die Suche nach $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$–Produktion

Für sehr kleine Massendifferenzen $\boldsymbol{\Delta m \lesssim 1\ GeV/c^2}$, kann die Produktion von $\boldsymbol{\tilde{e}_R\tilde{e}_L}$ nur durch die Suche nach einzelnen Elektronen nachgewiesen werden. Für kleine Massendifferenzen $\boldsymbol{\Delta m \approx 1-2\ GeV/c^2}$ haben die Suche nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen und die in Abschnitt 4.3.1 vorgestellte Selektion von Ereignissen mit zwei acoplanaren Elektronen eine signifikante Effizienz. Bei noch größeren Massendifferenzen zeichnen sich nahezu alle Signalereignisse durch zwei gute Spuren aus und auch die Paarproduktion rechtshändiger Sleptonen wird beobachtbar. Der verbleibende Untergrund, die Effizienz und der zu erwartende ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt der in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Analyse für die Produktion eines linkshändigen und eines rechtshändigen Selektrons sind in Tabelle 4.8 aufgelistet.

$m_{\tilde{e}_L}$ [GeV/c^2]	$m_{\tilde{e}_R}$ [GeV/c^2]	$M_{\tilde{\chi}^0}$ [GeV/c^2]	σ_B [fb]	$\epsilon \pm \Delta\epsilon_{\mathrm{MC}}$ [%]	$\bar{\sigma}_{95\%}$ [fb]
93.0	55.0	55	88	62.4 ± 1.0	291
93.3	55.5		88	43.7 ± 1.0	416
93.6	56.0		87	25.6 ± 0.9	705
94.2	57.0		3	9.1 ± 0.6	619
101.8	60.0	60	77	67.7 ± 0.9	246
102.1	60.5		77	50.1 ± 1.0	333
102.4	61.0		3	29.3 ± 1.0	192
103.0	62.0		3	9.5 ± 0.6	593
110.6	65.0	65	49	70.7 ± 0.9	181
110.9	65.5		46	56.2 ± 1.0	219
111.2	66.0		2	33.9 ± 1.0	161
111.8	67.0		2	9.4 ± 0.6	581

TABELLE 4.7: Der Wirkungsquerschnitt σ_B des Untergrundes, die Effizienz ϵ und der zu erwartende ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ für die Suche nach Ereignisse mit einzelnen Elektronen (oder Positronen) für **183 GeV** Schwerpunktsenergie.

$m_{\tilde{e}_L}$ [GeV/c^2]	$m_{\tilde{e}_R}$ [GeV/c^2]	$M_{\tilde{\chi}^0}$ [GeV/c^2]	σ_B [fb]	$\epsilon \pm \Delta\epsilon_{\mathrm{MC}}$ [%]	$\bar{\sigma}_{95\%}$ [fb]
94.2	57.0	55	6	35.8 ± 1.0	172
96.1	60.0		15	49.4 ± 1.1	154
99.2	65.0		22	52.9 ± 1.1	165
103.0	62.0	60	4	34.9 ± 1.0	166
104.8	65.0		8	49.0 ± 1.1	132
107.9	70.0		8	50.1 ± 1.1	129
111.8	67.0	65	2	34.1 ± 1.0	160

TABELLE 4.8: Der Wirkungsquerschnitt σ_B des Untergrundes, die Effizienz ϵ und der zu erwartende ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{95\%}$ für die Suche nach $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$–Ereignissen mit zwei Spuren für **183 GeV** Schwerpunktsenergie.

Bei der Suche nach $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$–Ereignissen werden die beiden Selektionen durch ein logisches "*oder*" verknüpft. Da die selektierten Ereignismengen disjunkt sind, ergibt sich die Gesamteffizienz als Summe der beiden Einzeleffizienzen.

Kapitel 5

Die Untersuchung der systematischen Unsicherheiten

In diesem Kapitel werden die systematischen Unsicherheiten der vorgestellten Analyse betrachtet. Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben wurde, ist die Abhängigkeit des Ergebnisses von statistischen Fluktuationen sehr groß. Daher ist es wesentlich, daß die Ereignisselektion unabhängig von den tatsächlich selektierten Ereignissen optimiert wurde. Falls in den Daten nicht signifikant mehr Ereignisse gefunden werden, so kann eine Ausschlußgrenze für den Produktionsquerschnitt $\boldsymbol{\sigma_{1-\alpha}}$ berechnet werden. Die Irrtumswahrscheinlichkeit $\boldsymbol{\alpha}$ ist auch hier durch die statistische Fluktuation eines möglichen Signals gegeben. Im Vergleich dazu sind die systematischen Effekte klein, trotzdem müssen sie berücksichtigt werden, da sie den ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitt vergrößern oder die Signifikanz eines Signals verringern können.

5.1 Die möglichen Fehlerquellen

Die Signaleffizienz der vorgestellten Ereignisselektion wurde mit Monte Carlo–Methoden abgeschätzt (siehe Kapitel 3). Daraus ergeben sich zwei verschiedene Ursprünge für systematische Unsicherheiten:

- Statistische Fluktuationen der Anzahl der in den jeweiligen Monte Carlo–Mengen selektierten Ereignisse.[1] Für jede verschiedene Massenkombination wurden jeweils **2000** Ereignisse simuliert. Daraus ergibt sich folgender Fehler auf die Abschätzung der Effizienz:

$$\frac{\boldsymbol{\Delta\epsilon_{MC}}}{\boldsymbol{\epsilon}} = \frac{\boldsymbol{\sqrt{1-\epsilon}}}{\boldsymbol{\sqrt{2000\epsilon}}}. \tag{5.1}$$

  Dieser Fehler ist in den Tabellen 4.4, 4.5 und 4.7 angegeben. Er beträgt für mittlere und große Massendifferenzen typischerweise etwa $\boldsymbol{1.5-2\%}$ relativ. Bei kleinen Massendifferenzen ist er etwa $\boldsymbol{2-3\%}$ groß.

[1] Der statistische Fehler der Monte Carlo–Ereignismengen wird in der Analyse als systematischer Fehler betrachtet, da er nicht von statistischen Fluktuationen der tatsächlich aufgenommenen Daten abhängt.

- Falls die Ereignisgrößen, auf die im vorigen Kapitel geschnitten wird, nicht richtig simuliert werden, so führt dies zu einer unterschiedlichen Akzeptanz von Ereignissen in den Daten und der Monte Carlo–Simulation.

  Die Effizienz der Lepton–Identifikation wird mit leptonischen Standardmodellereignissen überprüft.

  Die Kinematik der betrachteten Selektron–, Smyon– und Chargino–Ereignissen ist durch ihren leptonischen Zweikörperzerfall sehr zuverlässig simuliert und führt daher nicht zu einer systematischen Unsicherheit. Die Effizienz ist für Selektronen, die im s–Kanal produziert worden sind, etwa $\mathbf{5 - 10\%}$ höher als für solche, die durch den Austausch eines Neutralinos im t–Kanal produziert wurden. Bei den generierten Monte Carlo–Ereignismengen wurden die SUSY–Parameter daher so gewählt, daß der Beitrag durch den t–Kanal maximal ist und somit die Effizienz konservativ abgeschätzt wird.

  Die simulierte Meßauflösung kann zu Ungenauigkeiten führen und wird deshalb an den tatsächlich gemessenen Daten überprüft.

Auch der verbleibende Untergrund wurde mit Monte Carlo–Ereignissen abgeschätzt. Dies hat für verschiedene Untergrundkomponenten unterschiedliche Auswirkungen:

- Der Anteil des nicht–abziehbaren Untergrundes geht nur in die Optimierung der Analyse ein und müßte berücksichtigt werden, falls ein Signal beobachtet würde. Bei der Berechnung von Ausschlußgrenzen wird dieser Anteil konservativ vernachlässigt, so daß es hier keine systematischen Unsicherheiten gibt.

- Der $\boldsymbol{W^+W^-}$–Untergrund wird bei der Berechnung von Ausschlußgrenzen bei mittleren und großen Massendifferenzen berücksichtigt. Ein Fehler in der Erwartung dieser Untergrundkomponente hätte daher Auswirkungen auf das Ergebnis. Da aber, wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben, keine speziellen Anforderungen zur Reduzierung solcher Ereignisse gemacht werden und diese den Signalereignissen sehr ähneln, kann die Unsicherheit durch die Simulation der Lepton–Identifikation und den Ereignisgrößen genauso wie beim Signal abgeschätzt werden.

  Auch hier muß der statistische Fehler auf die Anzahl der selektierten Monte Carlo–Ereignisse berücksichtigt werden.

  Außerdem muß die Unsicherheit in der Masse des $\boldsymbol{W^\pm}$–Bosons betrachtet werden, da die Masse Auswirkungen auf die Impulse der Tochterteilchen hat. Dazu wurden mit der Monte Carlo–Simulation $\boldsymbol{W^+W^-}$–Ereignismengen mit unterschiedlichen $\boldsymbol{W^\pm}$–Massen von $\boldsymbol{M_W = 79.75, 80.25, 80.75\ \mathrm{GeV}/c^2}$ generiert. Die Unterschiede in der Anzahl der selektierten Ereignisse sind sehr klein und mit statistischen Fluktuationen der verwendeten Ereignissätze verträglich. Zur Abschätzung der abziehbaren Untergrundkomponente wurde konservativ jeweils das Minimum der selektierten Ereignisse verwendet.

  Falls die Gültigkeit des Standardmodells vorausgesetzt wird, so ist der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $\boldsymbol{W^+W^-}$–Paaren sehr genau bekannt. Bei der Berechnung der Ausschlußgrenzen wurde der Wirkungsquerschnitt um eine Standardabweichung vermindert.

5.2 Die Abschätzung der Fehlergröße

Die Effizienz der Lepton–Identifikation wird mit Zwei–Lepton–Ereignissen und leptonischen Photon–Photon–Wechselwirkungen überprüft. An solche Ereignisse werden folgende Anforderungen gestellt:

- Das Ereignis muß mindestens zwei und höchstens sechs geladene Spuren haben. Dabei müssen mindestens zwei Spuren alle Anforderungen der Spurselektion (siehe Abschnitt 4.2.1) erfüllen. Eines der beiden Teilchen muß den Anforderungen der schwachen Elektron– oder Myon–Identifikation genügen. Die dadurch eingeführte Ineffizienz ist sehr klein ($\approx$ **0.1%**), so daß sie aus der Monte Carlo–Simulation übernommen werden kann. Die anderen Spuren müssen die Anforderungen an eine gute Spur oder eine V^0–Spur erfüllen und werden als Konversion oder zusammen mit einer guten Spur als Tau–Kandidat betrachtet.

- Die sichtbare Masse muß mindestens **4 GeV/c^2** groß sein. Diese Anforderung berücksichtigt, daß für einen Teil des Zwei–Photon–Untergrundes nur invariante Massen des Endzustandes $m_{\gamma\gamma} >$ **3.5 GeV/c^2 (2.5 GeV/c^2)** generiert wurden.

- Für die Überprüfung der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Analyse werden alle Ereignisse verwendet, in denen die Gesamtenergie der geladenen Teilchen mindestens **10%** der Schwerpunktsenergie beträgt.

- Die Analyse für kleine Massendifferenzen wird mit Ereignissen kontrolliert, in denen die Gesamtenergie kleiner als **10%** der Schwerpunktsenergie ist. Außerdem muß der Winkel zwischen dem fehlenden Impuls und der Strahlachse mindestens **18.2°** betragen ($|\cos\theta_{\mathrm{miss}}| <$ **0.95**).

Nach diesen Anforderungen verbleiben hauptsächlich Bhabha–, Zwei–Myon– und leptonische Zwei–Photon–Ereignisse, sowie ein kleiner Teil Zwei–Tau–Ereignisse. Die simulierte Effizienz für die Identifikation von Ereignissen mit zwei Elektronen (ee) oder zwei Myonen ($\mu\mu$) ist für Signalereignisse größer als für die so selektierten Standardmodellereignisse. Dies liegt u.a. an der Polarwinkelverteilung; in Standardmodellereignissen haben die Leptonen häufiger einen kleinen Winkel zur Strahlachse, so daß z.B. die Messung der spezifischen Ionisation schlechter ist. Ereignisse mit einem identifizierten Myon (Elektron) werden bei der Effizienz für ee–Ereignisse ($\mu\mu$–Ereignissen) nicht mitgezählt. Ereignisse mit zwei Elektronen oder Myonen, in denen ein Lepton nicht identifiziert werden konnte, können als ein Ereignis mit einem Lepton und einem Tau ($l\tau$) selektiert werden. Diese Ereignisse wurden bei der Berechnung der Effizienz für $l\tau$ berücksichtigt. Ereignisse in denen sogar zwei Leptonen (e oder μ) identifiziert werden, bleiben für die $l\tau$–Effizienz unberücksichtigt.

Die Wahrscheinlichkeit ϵ_{SM}, daß ein selektiertes Standardmodellereignis die Anforderungen der jeweiligen Lepton–Identifikation (siehe Abschnitt 4.2.5) mit Ausnahme des Photon–Vetos erfüllt, ist für Daten und Monte Carlo–Simulation in Tabelle 5.1 gegeben.

Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo wird als Maß für die Zuverlässigkeit der Simulation genommen. Bei Vernachlässigung der statistischen Fehler, könnte

Lepton–Identifikation		Effizienz ϵ_{SM} [%]			$\epsilon_{LID} - \Delta\epsilon_{LID}$
		Daten	MC	Abweichung	[%]
ee		69.3 ± 1.1	68.1	$+1.2 \pm 1.1$	$92.4 - 0.0$
$\mu\mu$	für $\Delta m \geq 6$ GeV/c^2	91.5 ± 1.8	91.2	$+0.3 \pm 1.8$	$94.5 - 1.2$
$l\tau$		61.1 ± 2.2	60.0	$+1.1 \pm 2.2$	$75.1 - 0.8$
ee		80.1 ± 1.9	80.8	-0.7 ± 1.9	$88.2 - 2.1$
$\mu\mu$	für $\Delta m < 6$ GeV/c^2	73.4 ± 1.8	69.3	$+4.1 \pm 1.8$	$90.2 - 0.0$
$l\tau$		70.4 ± 2.1	71.4	-1.0 ± 2.1	$69.1 - 3.2$

TABELLE 5.1: Die Wahrscheinlichkeit, daß Zwei–Lepton–Ereignissen oder leptonischen Photon–Photon–Wechselwirkungen die Anforderungen für leptonische Ereignisse erfüllen in den Daten und der Monte Carlo–Simulation (MC), wird benutzt, um die Effizienz der Lepton–Identifikation für das Signal ϵ_{LID} zu überprüfen. Hierbei bezeichnet ee ($\mu\mu$) die Identifikation von Ereignissen mit zwei Elektronen (Myonen) und $l\tau$ steht für Ereignisse mit einem Elektron oder Myon und einem Tau. Für Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon wurde der mittlere Fehler auf ee und $\mu\mu$–Ereignisse verwendet.

die Abweichung zwischen der gefundenen und der für diese Ereignisse simulierten Effizienz als systematischer Fehler angenommen werden. Hier soll aber der statistische Fehler auf die Anzahl der selektierten Ereignisse in den Daten berücksichtigt werden.[2] Daher wird diese Anzahl zur Berechnung des systematischen Fehlers $\Delta\epsilon_{SM}$ sehr konservativ um eine Standardabweichung reduziert. Falls die in den Daten gefundene Effizienz der Lepton–Identifikation mehr als eine Standardabweichung größer als die aus der Monte Carlo–Simulation ist, so wird die simulierte Effizienz verwendet, da diese eine konservative Abschätzung der tatsächlichen Effizienz ist. Diese Methode wird bei allen, in dieser Arbeit vorgestellten, systematischen Studien angewandt.

Um die unterschiedlichen Effizienzen der Lepton–Identifikation für das Signal ϵ_{LID} zu berücksichtigen wurden die Abweichungen skaliert:

$$\Delta\epsilon_{LID} = \Delta\epsilon_{SM}\sqrt{\frac{\epsilon_{LID}(1-\epsilon_{LID})}{\epsilon_{SM}(1-\epsilon_{SM})}}. \tag{5.2}$$

Dieses Verfahren berücksichtigt, daß die Anzahl der selektierten Ereignisse binomialverteilt ist.

Die Effizienz der kinematischen Anforderungen an die Signalereignisse wird ebenfalls mit tatsächlich aufgenommenen Ereignissen überprüft. Dazu werden Standardmodellereignisse verwendet, bei denen bestimmte Teilchen in der Rekonstruktion der Ereignisgrößen nicht berücksichtigt werden. In e^+e^-–Kollisionen mit Schwerpunktsenergien oberhalb der Z^0–Resonanz wird in vielen Fällen ein Photon aus dem Anfangszustand abgestrahlt, so daß die verbleibende Schwerpunktsenergie der Z^0–Masse entspricht. Solche Zwei–Lepton–Ereignisse sind den gesuchten Signalereignissen mit mittleren und großen Massendifferen-

[2] Der statistische Fehler für die Anzahl der selektierten Ereignisse aus der Monte Carlo–Simulation ist so klein, daß er vernachlässigt werden kann.

zen sehr ähnlich, falls das Photon bei der Berechnung der Ereignisgrößen nicht verwendet wird. Es werden zwei Leptonen der gleichen Generation mit etwa $\mathbf{20\ GeV/}\boldsymbol{c}$ bis $\mathbf{90\ GeV/}\boldsymbol{c}$ Impuls erwartet. Da sich das erzeugte $\boldsymbol{Z^0}$–Boson nicht in Ruhe befindet, ist der Winkel zwischen diesen Leptonen deutlich kleiner als $\mathbf{180°}$. Da das Photon bei der Rekonstruktion des Ereignisses nicht berücksichtigt wird, verursacht es außerdem fehlenden Transversalimpuls.

Zwei–Photon–Ereignisse, in denen ein gestreutes Elektron nachgewiesen werden konnte, welches dann bei der Berechnung der Ereignisgrößen unterdrückt wird, ähneln Signalereignissen mit kleiner oder mittlerer Massendifferenz. Solche Elektronen werden meist unter sehr kleinem Winkel zur Strahlachse gestreut und können daher nur in den Luminositätskalorimetern nachgewiesen werden. Deshalb haben sie die gleiche Signatur wie Photonen und werden im folgenden genauso behandelt wie die abgestrahlten Photonen aus Zwei–Lepton–Ereignissen.

Diese Ereignisse werden wie folgt selektiert:

- Im ECAL oder LCAL muß ein Teilchen mit mindestens $\mathbf{25\%}$ der Schwerpunktsenergie nachgewiesen werden. Falls diese Teilchen im ECAL nachgewiesen wurde, so soll es sich um ein Photon handeln und darf zu keiner geladenen Spur assoziiert werden. Dieses Teilchen und alle Energiedepositionen in einem Konus von $\mathbf{30°}$ werden dann bei der Berechnung der Ereignisgrößen unterdrückt.

- Das Ereignis muß mindestens zwei und höchstens sechs geladene Spuren haben. Dabei müssen zwei Spuren die Anforderungen der Spurselektion (siehe Abschnitt 4.2.1) erfüllen.

- Es wird $\boldsymbol{E_{12°\,(HCAL)} = 0}$ gefordert, dabei werden aber nur die Energiedepositionen berücksichtigt, deren Winkel zu dem nachgewiesenen Photon (bzw. dem gestreuten Elektron) größer als $\mathbf{90°}$ ist.

- Das Ereignis muß alle in Abschnitt 4.2.5 aufgestellten Anforderungen, mit Ausnahme des Photon–Vetos, erfüllen.

Der Anteil dieser Ereignisse, die den in den Abschnitten 4.3, sowie 4.3.1 bzw. 4.3.2 beschriebenen Anforderungen und dem Photon–Veto genügen, ist für Daten und Monte Carlo–Simulation in Tabelle 5.2 aufgelistet. Auch hier wurde der Fehler $\boldsymbol{\Delta\epsilon_{SM}}$ konservativ als die maximale Verminderung der Effizienz, die innerhalb des statistischen Fehlers mit den Daten verträglich ist, abgeschätzt.

Der Fehler $\boldsymbol{\Delta\epsilon_{DET}}$ muß nach Gleichung 5.2 skaliert werden, wobei $\boldsymbol{\epsilon_{DET}}$ für $\boldsymbol{\epsilon_{LID}}$ einzusetzen ist. Die Effizienz für das Signal hängt sehr stark von der betrachteten Massenkombination der supersymmetrischen Teilchen ab. Für kleine Massendifferenzen liegt sie zwischen etwa $\mathbf{20\%}$ und $\mathbf{70\%}$. Bei großen Massendifferenzen erreicht sie bis zu $\mathbf{90\%}$. In Tabelle 5.2 ist daher, anders als bei den systematischen Studien zur Lepton–Identifikation, nur der nicht skalierte Fehler $\boldsymbol{\Delta\epsilon_{SM}}$ angegeben.

Selektion	Effizienz ϵ_{SM} [%]			$\Delta\epsilon_{SM}$
	Daten	MC	Abweichung	[%]
$\Delta m \geq 6$ GeV/c^2	60.9 ± 2.2	60.8	$+0.1 \pm 2.2$	2.1
$\Delta m < 6$ GeV/c^2	64.8 ± 2.5	66.1	-1.3 ± 2.5	3.8

TABELLE 5.2: Die Wahrscheinlichkeit ϵ_{SM}, ein Ereignis zu selektieren, in dem ein Photon oder ein gestreutes Strahlelektron bei der Berechnung der Ereignisgrößen unterdrückt wurde ist für Daten und Monte Carlo–Simulation gegeben. Zur Berechnung Fehler $\Delta\epsilon_{SM}$ wird diese Wahrscheinlichkeit in den Daten um eine Standardabweichung reduziert und mit der Monte Carlo–Simulation verglichen.

Der systematische Gesamtfehler berechnet sich als die quadratische Summe der relativen Einzelfehler:

$$\frac{\Delta\epsilon_{SYS}}{\epsilon} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon_{MC}}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon_{LID}}{\epsilon_{LID}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon_{DET}}{\epsilon_{DET}}\right)^2} \tag{5.3}$$

Für Ereignisse mit einzelnen Elektronen wird die Effizienz der schwachen Lepton–Identifikation $\epsilon_{LID'}$ mit Hilfe von Bhabha–Ereignisse überprüft. Diese Ereignisse werden mit folgenden Anforderungen selektiert:

- Das Ereignis enthält genau zwei gute Spuren.
- Eine der Spuren hat einen Impuls von mehr als **33.5%** der Schwerpunktsenergie und wird stark als Elektron identifiziert.
- Die andere Spur soll zur Überprüfung der Elektron–Identifikation benutzt werden. Die Energie des Teilchens muß zwischen **6%** und **33.5%** der Schwerpunktsenergie liegen.

Mit diesen Schnitten werden fast ausschließlich Bhabha–Ereignisse selektiert, in denen ein Photon abgestrahlt wurde.
Die Effizienz der schwachen Elektron–Identifikation wird von der Monte Carlo–Simulation unterschätzt (siehe Tabelle 5.3), so daß sie konservativ verwendet werden kann.

Effizienz ϵ_{SM} [%]			$\epsilon_{LID'} - \Delta\epsilon_{LID'}$
Daten	MC	Abweichung	[%]
95.0 ± 0.7	93.6	$+1.4 \pm 0.7$	$97.8 - 0.0$

TABELLE 5.3: Die Wahrscheinlichkeit ϵ_{SM}, daß ein Elektron aus einem Bhabha–Ereignis zumindest schwach identifiziert wird, ist für die Daten und die Monte Carlo–Simulation gegeben. Daraus wird der systematische Fehler $\Delta\epsilon_{LID'}$ auf die Effizienz $\epsilon_{LID'}$ der schwachen Elektron–Identifikation abgeschätzt.

Um systematische Unsicherheiten für die kinematischen Anforderungen an Ereignissen mit einzelnen geladenen Teilchen abzuschätzen, werden die LEP1–Daten, die bei etwa **91 GeV** Schwerpunktsenergie aufgenommen wurden, verwendet. Auf der Z^0–Resonanz beträgt der Wirkungsquerschnitt für $\tau\tau$–Ereignisse etwa **1500 pb**, so daß dies die dominante Untergrundkomponente darstellt. Da die Produktion von $Z^0 e^+ e^-$ und $W^\pm e^\mp \nu$ bei diesen Energien vernachlässigbar ist, können nur Zwei–Tau–Ereignisse, bei denen ein Tau in ein Elektron zerfällt und das Tochterteilchen des anderen Taus den Spuranforderungen nicht genügt, selektiert werden.

Die Anzahl der selektierten Ereignisse, ohne Anforderungen an die Lepton–Identifikation, ist für die LEP1–Daten und die entsprechende Monte Carlo–Simulation in Tabelle 5.4 gegeben. Die maximale Verminderung der in der Monte Carlo–Simulation selektierten Ereignisse, die innerhalb einer Standardabweichung mit den Daten verträglich ist, wird konservativ als relativer Fehler auf die Signaleffizienz angenommen.

Daten	MC	Abweichung	$\Delta\epsilon$[%]
$\mathbf{225 \pm 15}$	**221.3**	$\mathbf{+3.7 \pm 15.0}$	**5.1**

Tabelle 5.4: Die Anzahl der in den LEP1–Daten selektierten Ereignisse und die Erwartung aus der entsprechenden Monte Carlo–Simulation, werden verwendet, um die Effizienz für Ereignisse mit einzelne geladenen Teilchen zu überprüfen.

In allen Vergleichen ist die Monte Carlo–Simulation im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik gut mit den Daten verträglich. Die Fehler wurden sehr konservativ, als maximale Abweichung, die innerhalb einer Standardabweichung mit den Daten verträglich ist, gewählt. Diese Abschätzung ist nur möglich, da die Zahl der selektierten Ereignisse zur Überprüfung der Simulation, wesentlich größer als der erwartete Untergrund ist.

5.3 Die Berücksichtigung der systematischen Fehler

Je nachdem, ob eine Ausschlußgrenze gesetzt werden soll oder ein Signal beobachtet wird, müssen die systematischen Effekte unterschiedlich berücksichtigt werden.

Die Berechnung des ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{1-\alpha}$ wird durch systematische Unsicherheiten wie folgt modifiziert:

- Die Effizienz für das Signal wird um eine Standardabweichung $\Delta\epsilon_{\mathrm{SYS}}$ reduziert.
- Der Wirkungsquerschnitt für den abziehbaren W^+W^-–Untergrund wird um eine Standardabweichung reduziert.

Die vorgestellte Analyse wurde auf den zu erwartenden ausgeschlossenen Wirkungsquerschnitt optimiert. Bei Entdeckung eines Überschusses müßte sie unabhängig von den tatsächlich aufgenommenen Daten auf die Signifikanz eines möglichen Signals optimiert werden. Dies hätte ein drastische Reduktion des nicht–abziehbaren Untergrundes zur Folge. In diesem Fall wäre der statistische Fehler dann sehr viel größer als systematische Effekte sein können, so daß diese keine signifikanten Auswirkungen haben.

Kapitel 6

Die Ergebnisse der Analyse

In Kapitel 4 ist die Ereignisselektion für acoplanare Leptonen beschrieben, mit der nach Sleptonen und leptonisch zerfallenden Charginos gesucht wird. Falls es kein solches Signal gibt, so wird erwartet, in den aufgenommenen Daten nur den in Tabelle 4.4 aufgelisteten Untergrund zu selektieren. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Analyse vorgestellt.

6.1 Die Suche nach Selektronen

Bei der Suche nach Selektronen wurden in dem gesamten Datensatz die in Tabelle 6.1 aufgelisteten Kandidaten gefunden. Die Anzahl und die Signatur dieser Ereignisse ist mit den Standardmodellerwartungen für Zwei–Photon– und $\boldsymbol{W^+W^-}$–Produktion verträglich.

$\sqrt{s}$ [GeV]	Run–Nummer	Ereignis–Nummer	Lepton–Identifik.		Impulse [GeV/c]		neutrale Teilchen
161	41574	486	e	e'	**44**	**12**	
172	42481 VL	751	e'	e	**16.7**	**1.8**	
	42543 VL	59	e'	e'	**6.9**	**5.9**	**1.2 GeV** Photon
183	44122	9871	e'	e	**25**	**2**	**36 GeV** Konversion
	44140	352	e'	e'	**50**	**36**	
	44263	1159	e'	e'	**62**	**59**	
	44529	4119	e'	e'	**50**	**45**	
	44728	51	e'	e	**63**	**62**	
	44730	6652	e'	e'	**49**	**10**	

TABELLE 6.1: Die Kandidaten der Selektron–Selektion sind mit ihrer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, den Elektronimpulsen, sowie den Energien neutraler Teilchen aufgelistet. Das "VL" hinter der Ereignisnummer bedeutet, daß dieser Kandidat von der Selektion für kleine Massendifferenzen selektiert wurde. Das e steht für die schwache und e' für die starke Elektron–Identifikation.

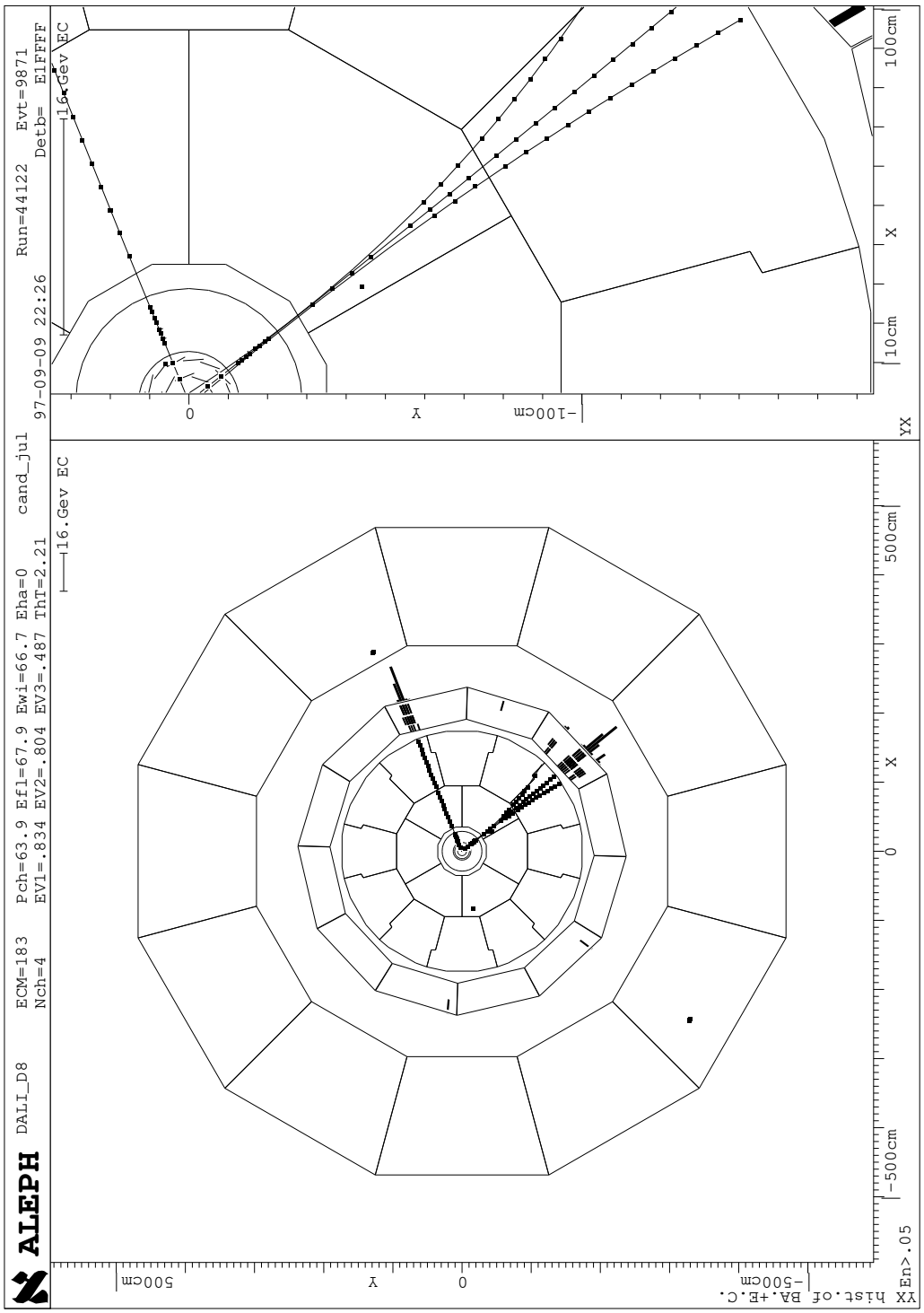

ABBILDUNG 6.1: Dargestellt ist das ALEPH–Ereignis Display eines Ereignisses, das alle Anforderungen für ein Selektron–Ereignis erfüllt. Die rekonstruierten Spuren, Spurpunkte in VDET, ITC und TPC, sowie Energiedepositionen in den Kalorimetern sind eingezeichnet. Eine mögliche Standardmodellerklärung wäre $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \tau^+\nu e^-\bar{\nu} \rightarrow e^+\nu\bar{\nu}\nu e^-\bar{\nu}$, wobei das Elektron ein Photon abgestrahlt hat, welches im Detektor zu einem e^+e^-–Paar konvertiert ist.

Ein Kandidat der Selektronanalyse (Runnummer 44122, Ereignisnummer 9871) ist in Abbildung 6.1 gezeigt. In diesem Ereignis wurden zwei Elektronen und zwei Positronen identifiziert. Ein e^+e^-–Paar wurde als Konversion mit **36 GeV** Energie rekonstruiert und zu einem Elektron mit einer Energie von **2 GeV** assoziiert. Eine Standardmodellerklärung dieses Ereignisses wäre die Produktion eines W^+W^-–Paares. Der Gesamtimpuls des Elektrons von **38 GeV/c** wäre für ein Elektron aus dem direkten Zerfall des W^-–Bosons möglich. Da das Positron einen Impuls von nur **22 GeV/c** hat, wäre nur der Zerfall $W^+ \to \tau^+\nu \to e^+\nu\bar{\nu}\nu$ möglich, so daß dieses Ereignis im Standardmodell als $e^+e^- \to W^+W^- \to \tau^+\nu e^-\bar{\nu} \to \tau^+\nu \to e^+\nu\bar{\nu}\nu e^-\bar{\nu}$ zu interpretieren wäre.

6.2 Die Suche nach Smyonen

Bei der Suche nach Smyonen wurden die in Tabelle 6.2 aufgelisteten Kandidaten gefunden. Auch hier ist die Anzahl und die Signatur der Ereignisse mit den Standardmodellerwartungen für Zwei–Photon– und W^+W^-–Produktion verträglich.

Ein Kandidat der Smyonsuche für kleine Massendifferenzen (Runnummer 42433, Ereignisnummer 36) ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Die Ereignisgrößen sind auch mit der Annahme verträglich, daß es sich um ein leptonisches Zwei–Photon–Ereignis handelt. Der fehlende Transversalimpuls beträgt **4.8 GeV/c** und hat einen Azimuthwinkel von **266°**, so daß ein gestreutes Elektron durch den LCAL–Spalt entkommen sein könnte.

$\sqrt{s}$ [GeV]	Run–Nummer	Ereignis–Nummer	Lepton–Identifik.		Impulse [GeV/c]	
161	41554 VL	4098	μ'	μ'	**3.9**	**2.4**
172	42433 VL	36	μ'	μ'	**6.2**	**2.7**
	42478	3859	μ'	μ'	**19**	**18**
	42542 VL	11958	μ'	μ	**8.0**	**2.0**
183	43630	9494	μ'	μ'	**54**	**44**
	43836	5817	μ	μ'	**45**	**43**
	43941	2294	μ'	μ'	**73**	**66**
	44139	14862	μ'	μ'	**61**	**54**
	44657	5453	μ'	μ'	**39**	**39**
	44684	9728	μ'	μ'	**47**	**37**
	44818	6207	μ'	μ'	**38**	**25**
	44850	14110	μ'	μ'	**58**	**53**

TABELLE 6.2: Die Kandidaten der Smyon–Selektion sind mit ihrer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und den Myonimpulsen aufgeführt. Das "VL" hinter der Ereignisnummer bedeutet, daß dieser Kandidat von der Selektion für kleine Massendifferenzen selektiert wurde. Das μ steht für die schwache und μ' für die starke Myon–Identifikation. In keinem dieser Ereignisse wurde ein neutrales Teilchen detektiert.

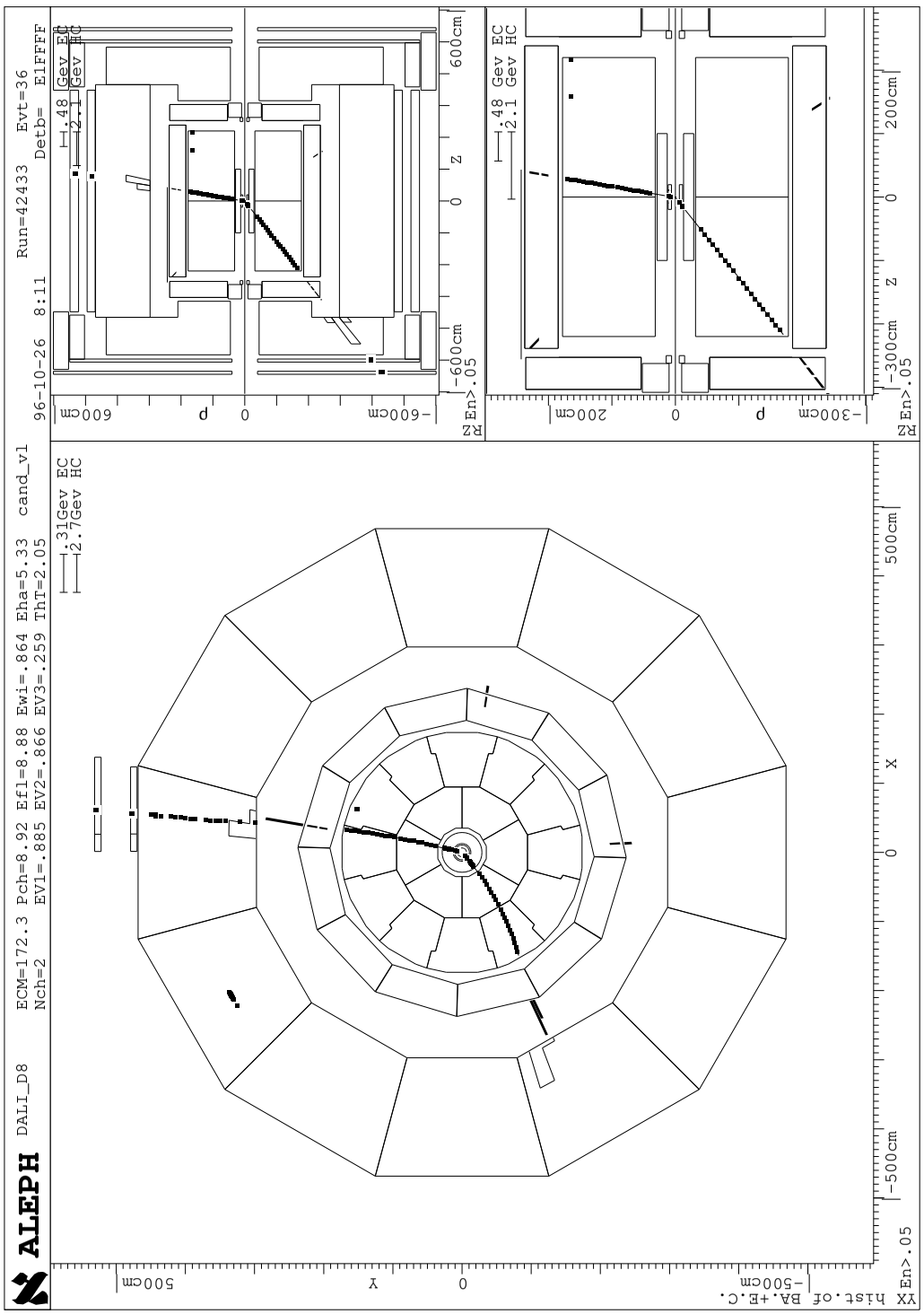

ABBILDUNG 6.2: Die DALI–Darstellung für ein Ereignis, welches alle in Abschnitt 4.3.2 aufgestellten Anforderungen für ein Smyon–Ereignis mit kleinen Massendifferenzen erfüllt. Die geladenen Spuren, Spurpunkte, Energiedepositionen ECAL und HCAL und Signale in den Myonkammern sind eingezeichnet. Eine mögliche Standardmodellerklärung wäre $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$.

6.3 Die Suche nach Charginos

Neben den Kandidaten aus Tabelle 6.1 und 6.2 sind bei der Suche nach leptonisch zerfallenden Charginos auch Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon, sowie mit einem Elektron oder Myon und einem Tau zu berücksichtigen. Insgesamt wurden **22** Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon, sowie **23** Ereignisse mit einem Lepton und einem Tau selektiert. Für Sneutrino–Massen größer als $\mathbf{43\ GeV/c^2}$ und Chargino–Massen von mindestens $\mathbf{75\ GeV/c^2}$ beträgt der maximal mögliche Leptonimpuls bei $\sqrt{s} = \mathbf{183\ GeV}$ etwa $\mathbf{49\ GeV/c}$ (bzw. $\mathbf{37\ GeV/c}$ bei $\sqrt{s} = \mathbf{161\ GeV}$ und $\mathbf{43\ GeV/c}$ bei $\sqrt{s} = \mathbf{172\ GeV}$). Nur die Ereignisse, bei denen kein Lepton oder Tau einen größeren Impuls hat, sind in Tabelle 6.3 und 6.4 aufgeführt.

$\sqrt{s}$ [GeV]	Run–Nummer	Ereignis–Nummer	Lepton–Identifik.		Impulse [GeV/c]		neutrale Teilchen
172	42503	1364	μ'	e'	**25**	**5**	**10 GeV** Photon
183	43722	4259	μ'	e'	**38**	**35**	**1.2 GeV** Konversion
	44223	11482	μ'	e'	**46**	**27**	
	44393	6076	μ'	e'	**39**	**14**	**12 GeV** Photon
	44588	12023	μ'	e'	**48**	**7**	4 Photonen (**20 GeV**)
	44636	6506	μ'	e'	**32**	**26**	
	44841	2984	e	μ'	**27**	**21**	

TABELLE 6.3: Die Kandidaten der Chargino–Selektion mit einem Elektron und einem Myon sind mit ihrer Schwerpunktsenergie, den Leptonimpulsen, sowie den Energien neutraler Teilchen aufgelistet, falls der maximale Leptonimpuls nicht größer als $\mathbf{49\ GeV/c}$ (bzw. $\mathbf{37\ GeV/c}$ bei $\sqrt{s} = \mathbf{161\ GeV}$ und $\mathbf{43\ GeV/c}$ bei $\sqrt{s} = \mathbf{172\ GeV}$) ist. Das e (μ) steht für die schwache und e' (μ') für die starke Elektron– (Myon–) Identifikation.

Ein Ereignis (Runnummer 44816, Ereignisnummer 5272) mit einem Elektron und einem 3–prong Tau ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Die invariante Masse der drei Spuren beträgt nur etwa $\mathbf{780\ MeV/c^2}$. Trotzdem könnte das Tau über ein $a_1(1260)$ zerfallen sein, da diese Resonanz etwa $\mathbf{400\ MeV/c^2}$ breit ist. Zu dem Elektron ist ein Bremsstrahlungsphoton mit einer Energie von **6 GeV** assoziiert, so daß seine Gesamtenergie von **33 GeV** im direkten Zerfall $W^- \to e^-\bar{\nu}$ möglich ist. Eine mögliche Standardmodellerklärung diese Ereignisses wäre daher $e^+e^- \to W^+W^- \to \tau^+\nu e^-\bar{\nu}$.

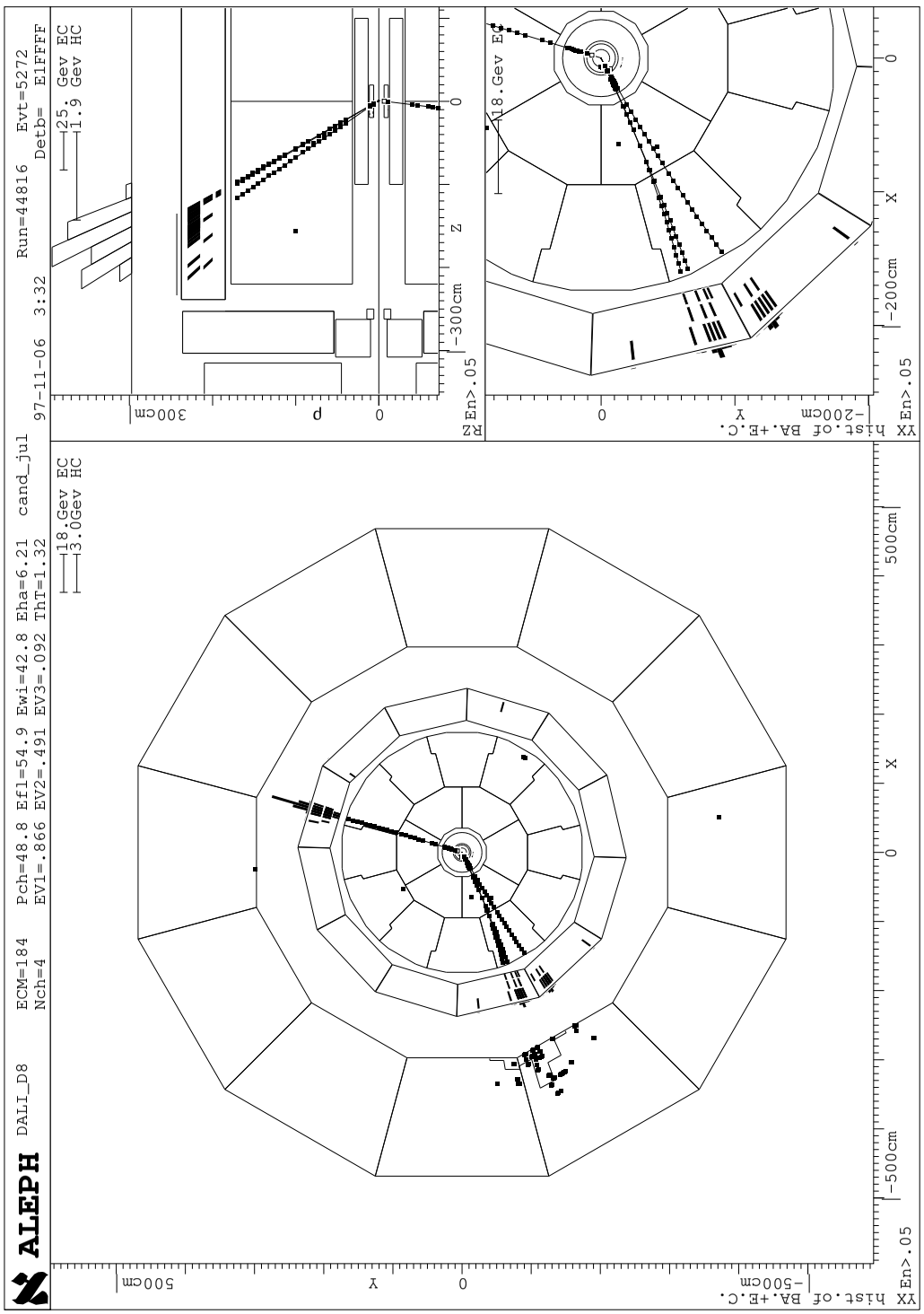

ABBILDUNG 6.3: Gezeigt ist die DALI–Darstellung eines Ereignisses, das alle in Abschnitt 4.3.1 aufgestellten Anforderungen für ein Chargino–Ereignis mit einen Elektron und einem Tau erfüllt. Die rekonstruierten Spuren, Spurpunkte, sowie Energiedepositionen ECAL und HCAL sind eingezeichnet. Eine mögliche Standardmodellerklärung wäre $e^+e^- \to W^+W^- \to \tau^+\nu e^-\bar{\nu}$.

$\sqrt{s}$ [GeV]	Run–Nummer	Ereignis–Nummer	Lepton–Identifik.		Impulse [GeV/c]	
172	42470	8708	μ'	τ	**40**	**12**
183	44163	8411	μ'	τ	**45**	**37**
	44295 VL	1562	τ	μ'	**9.9**	**4.7**
	44580	3223	τ	μ'	**49**	**49**
	44657	3137	e'	τ	**42**	**31**
	44664	4058	τ	e'	**18**	**11**
	44735 VL	11449	τ	e'	**12.8**	**5.2**
	44745	2069	e'	τ	**23**	**2**
	44808	4022	τ	e'	**36**	**21**
	44816	5272	e'	τ	**27**	**22**

TABELLE 6.4: Die Kandidaten der Chargino–Selektion mit einem Tau sind mit ihrer Schwerpunktsenergie und den Leptonimpulsen aufgelistet, falls die Impulse nicht größer als **49 GeV/c** (bzw. **37 GeV/c** bei $\sqrt{s} = 161$ **GeV** und **43 GeV/c** bei $\sqrt{s} = 172$ **GeV**) sind. Das "VL" hinter der Ereignisnummer bedeutet, daß dieser Kandidat von der Selektion für kleine Massendifferenzen selektiert wurde.

6.4 Der ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt

Die Gesamtzahl der tatsächlich selektierten und erwarteten Kandidaten ist in Tabelle 6.5 zusammengefaßt.

SUSY–Teilchen	Anzahl der Kandidaten			
	$\Delta m \geq 6$ GeV/c^2		$\Delta m < 6$ GeV/c^2	
	MC	Daten	MC	Daten
Selektronen	**12.2**	**7**	**1.8**	**2**
Smyonen	**11.6**	**9**	**2.7**	**3**
Charginos	**65.0**	**59**	**6.9**	**7**

TABELLE 6.5: Die Anzahl, der von der Selektron–, Smyon– oder Charginosuche selektierten Ereignisse, ist zusammen mit der Erwartung aus der Monte Carlo–Simulation von Standardmodellprozessen (MC) gegeben.

Da diese Zahlen gut miteinander verträglich sind und die Verteilungen der Ereignisgrößen denen des erwarteten Standardmodelluntergrundes entsprechen, wurde keine Produktion von Selektronen, Smyonen oder Charginos beobachtet. In Abbildung 6.4 ist die Impulsverteilung aller Leptonen (e, μ, τ) in den selektierten Ereignisse für die Daten und die Monte Carlo–Erwartung für Standardmodellprozesse gezeigt. Der Anteil der W^+W^-–Ereignisse ist besonders hervorgehoben, da dies die größte Untergrundkomponente darstellt und diese bei der Berechnung der Ausschlußgrenzen für die in Abschnitt 4.3.1 beschriebene

Analyse berücksichtigt wird. Alle anderen Untergrundkomponenten werden konservativ vernachlässigt.

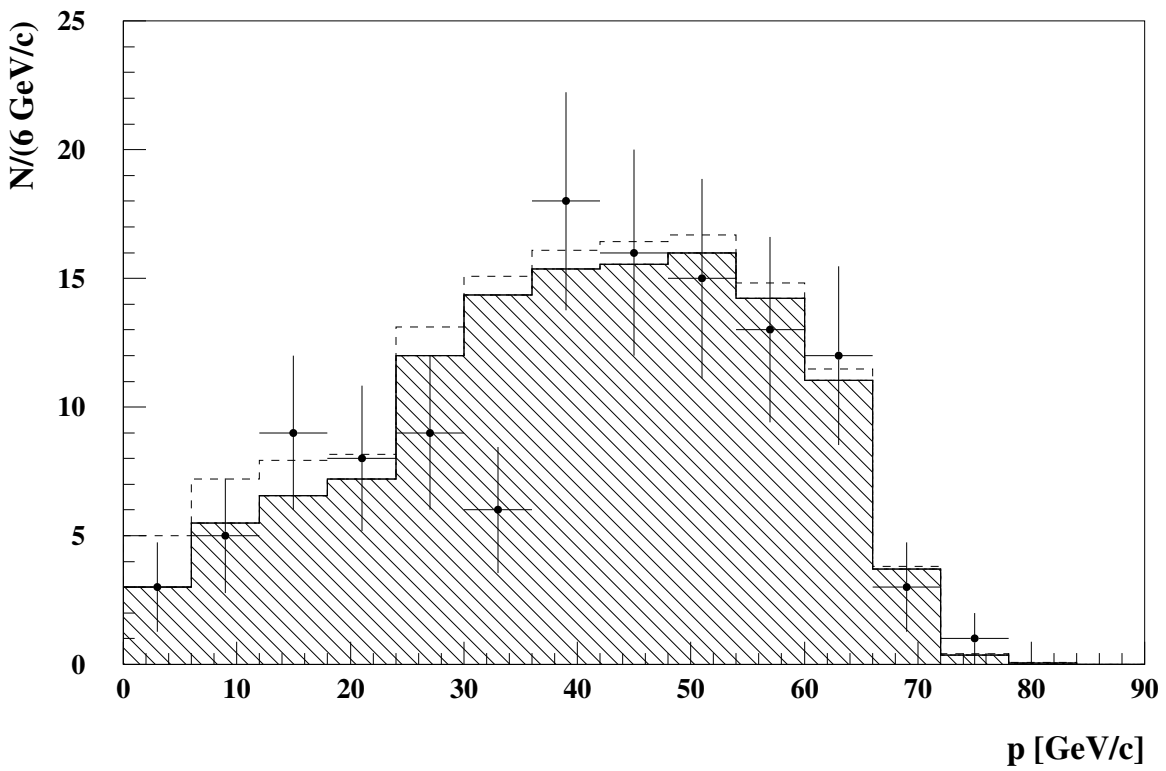

ABBILDUNG 6.4: Die Impulsverteilung der Leptonen in den selektierten Kandidaten für die Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und die Monte Carlo–Erwartung für Standardmodellprozesse (gestricheltes Histogramm). Das schraffierte Histogramm zeigt die erwartete Impulsverteilung aus selektierten W^+W^-–Ereignissen.

In Abbildung 6.5, 6.6 und 6.7 ist die obere Grenze ($CL = 95\%$) für das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt bei $\sqrt{s} = 183$ GeV und dem Quadrat des Verzweigungsverhältnisses in ein Lepton (e, μ, τ) und das leichteste Neutralino (bzw. Sneutrino) $\sigma_{95\%}$ für Selektronen, Smyonen und Charginos mit einer Masse von 80 GeV/c^2 gegen die Massendifferenz $\Delta m := m_{\tilde{l}} - M_{\tilde{\chi}^0}$ bzw. $\Delta m := M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}}$ aufgetragen. Der ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt für Sleptonen und Charginos ist nicht stark von der ihrer Masse abhängig, vorausgesetzt, daß diese kleiner als die halbe Schwerpunktsenergie ist.

Um unabhängig von der Skalierung des Wirkungsquerschnitts mit der Schwerpunktsenergie zu sein, wurden hier nur die 183 GeV–Daten verwendet. Die Anzahl der für die jeweilige Massenkombination zu berücksichtigenden Kandidaten ist ebenfalls eingezeichnet und erklärt die Unstetigkeiten in den Ausschlußgrenzen.

Für sehr kleine Massendifferenzen ($\Delta m \lesssim 3$ GeV/c^2) steigt die Grenze für den Produktionsquerschnitt von Sleptonen und Charginos steil an, da solche Ereignisse nicht von leptonischer Zwei–Photon–Produktion unterschieden werden können, die einen sehr großen Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{\gamma\gamma} = \mathcal{O}(\text{nb})$) hat.

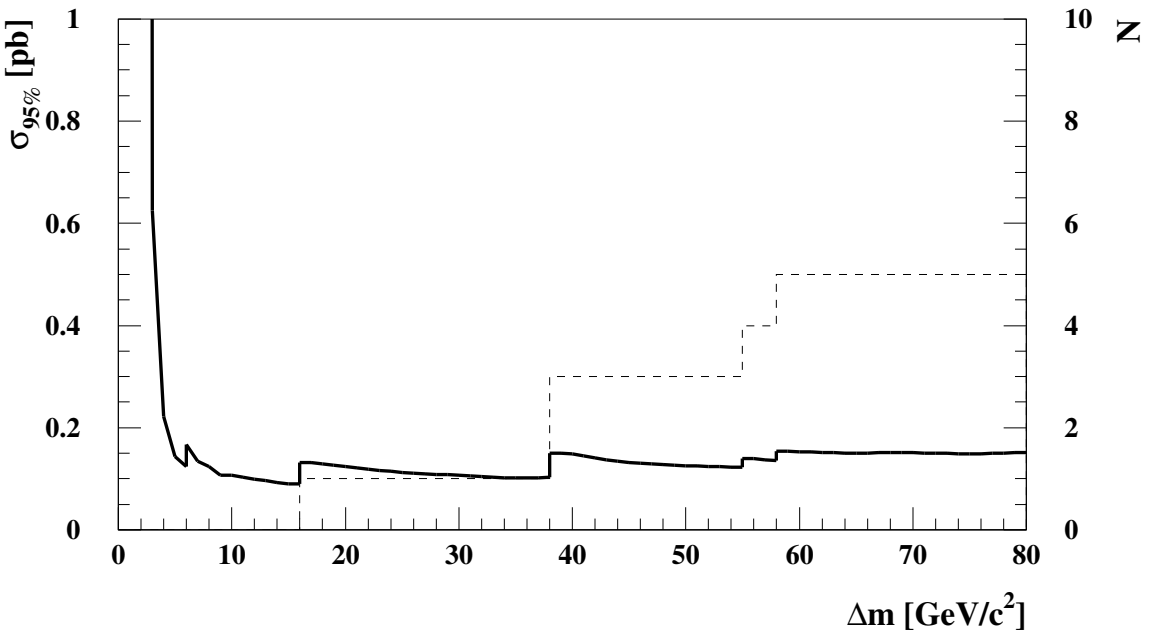

Abbildung 6.5: Die Ausschlußgrenze ($\boldsymbol{CL = 95\%}$) auf den Produktionswirkungsquerschnitt $\boldsymbol{\sigma_{95\%}}$ von Selektronen ist als durchgezogenen Linie gekennzeichnet. Das gestrichelte Histogramm gibt die Anzahl der Kandidaten wieder (rechte Skala).

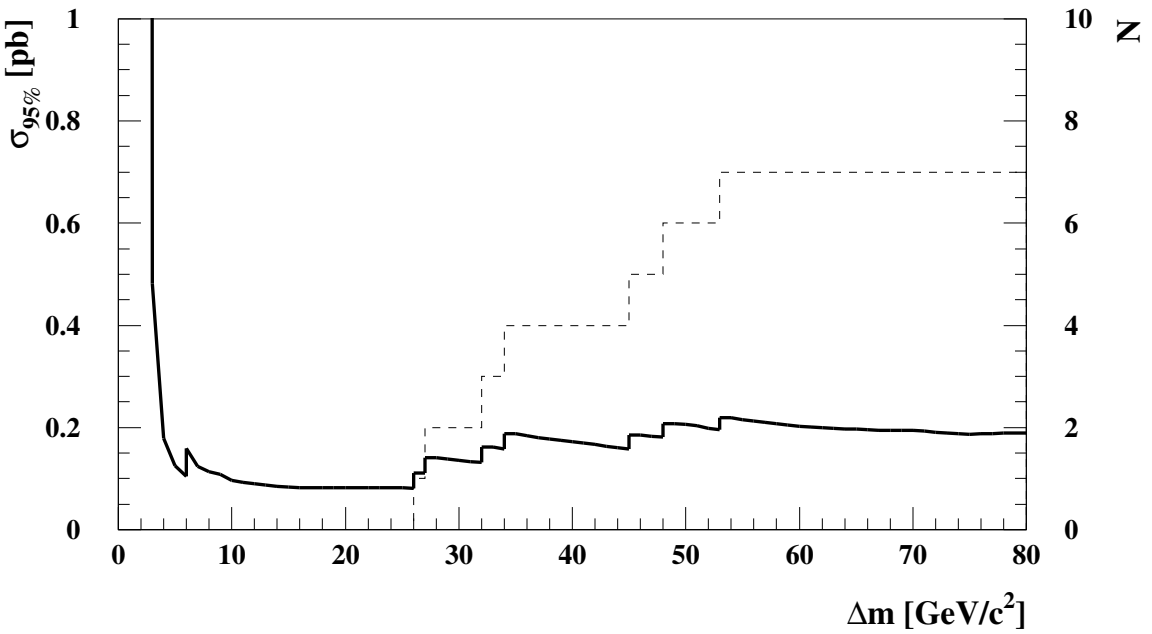

Abbildung 6.6: Die Ausschlußgrenze ($\boldsymbol{CL = 95\%}$) auf den Produktionswirkungsquerschnitt $\boldsymbol{\sigma_{95\%}}$ von Smyonen ist als durchgezogenen Linie gekennzeichnet. Das gestrichelte Histogramm gibt die Anzahl der Kandidaten wieder (rechte Skala).

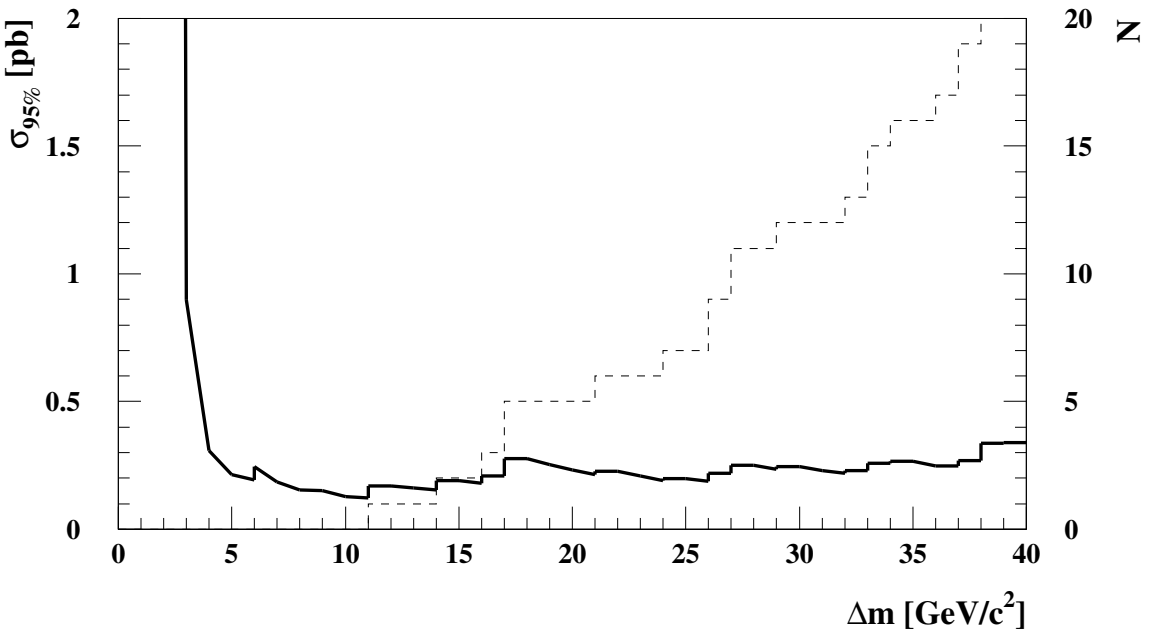

ABBILDUNG 6.7: Die Ausschlußgrenze ($\boldsymbol{CL = 95\%}$) auf den Produktionswirkungsquerschnitt $\boldsymbol{\sigma_{95\%}}$ von Charginos ist als durchgezogenen Linie gekennzeichnet. Das gestrichelte Histogramm gibt die Anzahl der zu berücksichtigenden Kandidaten wieder (rechte Skala).

6.5 Die Suche nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen

Bei der Suche nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen (oder Positronen) wurden fünf Ereignisse selektiert. Diese Kandidaten sind in Tabelle 6.6 vorgestellt. Aus der Monte Carlo–Simulation der Standardmodellprozesse werden **7.8** Ereignisse erwartet. Auch die untersuchten Ereignisgrößen der Kandidaten sind mit der Standardmodellerwartung für Vier–Fermion–Produktion verträglich.

$\sqrt{s}$ [GeV]	Run–Nummer	Ereignis–Nummer	p [GeV/c]	p_z	Q
172	42388	3043	**41**	**+12**	**+1**
	42510	5675	**16**	**+10**	**−1**
	42534	7621	**28**	**+14**	**−1**
183	43994	424	**21**	**−3**	**+1**
	44318	8472	**23**	**+13**	**−1**

Tabelle 6.6: Die Kandidaten der Suche nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen (oder Positronen) sind mit ihrer Energie und dem Leptonimpuls p aufgelistet. Außerdem sind die Impulskomponente in Strahlrichtung p_z und die Landung Q gegeben.

Ein Ereignis (Runnummer 44318, Ereignisnummer 8472) ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Im Standardmodell ist dieses Ereignis mit der Produktion von $Z^0e^+e^-$ verträglich, falls das Z^0–Boson in ein Neutrino–Antineutrino–Paar zerfallen und das Positron undetektiert durch das Strahlrohr entkommen ist.

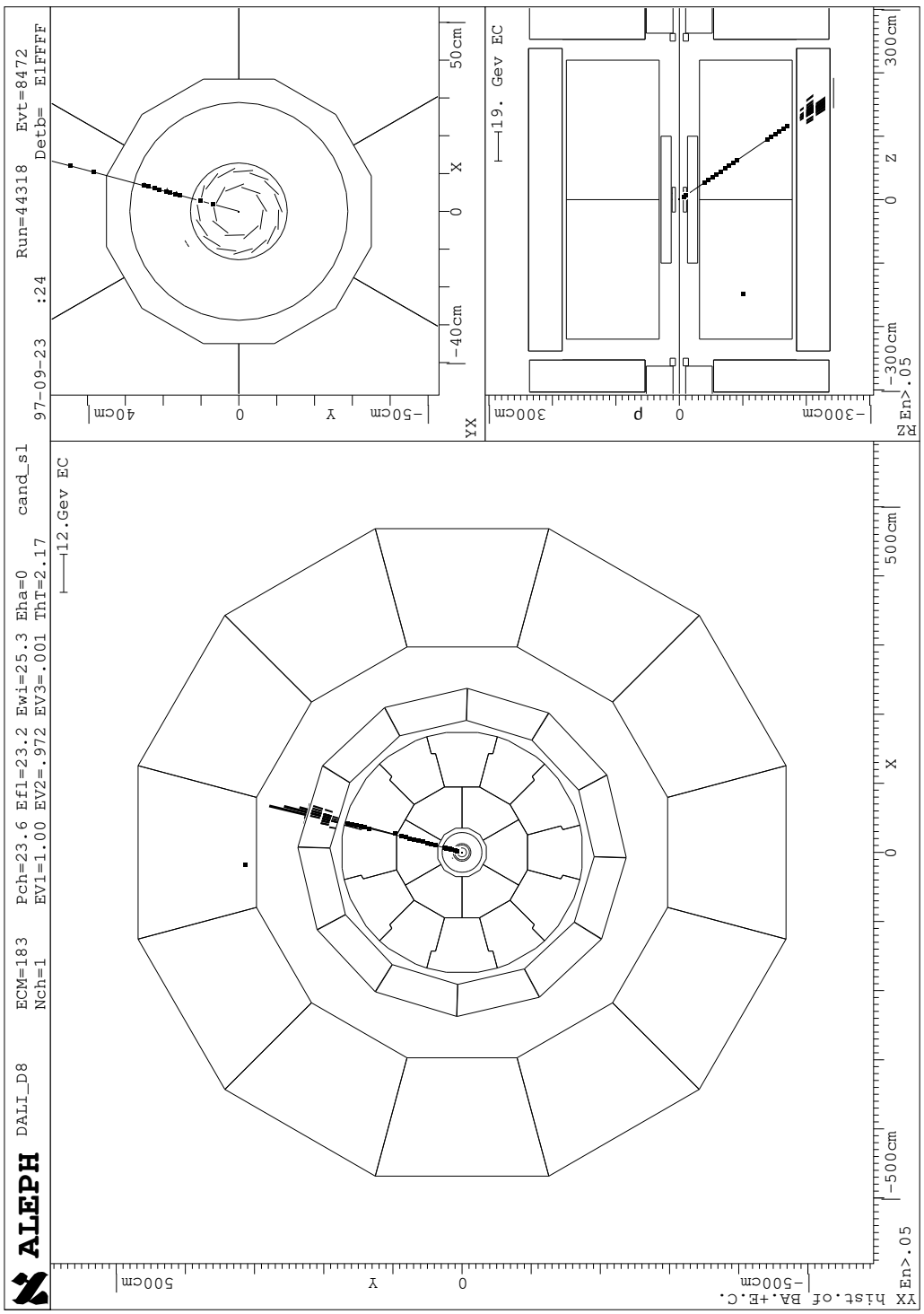

ABBILDUNG 6.8: Das ALEPH–Ereignis Display für ein Ereignis, das alle in Abschnitt 4.4 aufgestellten Anforderungen erfüllt ist dargestellt. Die geladenen Spuren, Spurpunkte in VDET, ITC und TPC, sowie Energiedepositionen ECAL sind eingezeichnet. Eine mögliche Standardmodellerklärung wäre $e^+e^- \to Z^0e^+e^- \to \nu\bar{\nu}e^+e^-$, wobei das Positron undetektiert durch das Strahlrohr entkommt.

Kapitel 7

Die Interpretation der Ergebnisse im MSSM

Wie in Kapitel 1 erläutert, kann der Produktionswirkungsquerschnitt und das Verzweigungsverhältnis für Sleptonen und Charginos im minimalen supersymmetrischen Standardmodell berechnet werden. Mit den Ergebnissen aus Kapitel 6 läßt sich dieses Modell einschränken. Dazu werden alle in Tabelle 4.1 aufgeführten Daten verwendet. Dies wird für Selektronen und Smyonen im ersten Abschnitt dieses Kapitels erläutert. Im nächsten Abschnitt werden die Massengrenzen für leptonisch zerfallende Charginos gezeigt.

In diesem Kapitel wird berücksichtigt, daß aus der Messung der $\boldsymbol{Z^0}$–Breite sehr allgemeine Ausschlußgrenzen an SUSY–Teilchen berechnet werden können. So wurde mit den LEP1–Daten der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Quark–Antiquark–Paaren und von geladenen Leptonen gemessen. Daraus können die partiellen Breiten berechnet werden. Die Gesamtbreite des $\boldsymbol{Z^0}$–Bosons wurde durch die Messung des Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen Schwerpunktsenergien zwischen etwa **88 GeV** und **95 GeV** direkt bestimmt. Aus der Differenz ("*unsichtbare* $\boldsymbol{Z^0}$*–Breite*") wurde u.a. die Anzahl der Neutrinogenerationen bestimmt. Auch für supersymmetrische Teilchen, die an das $\boldsymbol{Z^0}$–Boson koppeln, lassen sich hieraus sehr allgemeine Einschränkungen ableiten. Ihr Beitrag zur unsichtbaren Breite muß kleiner als **2.8 MeV** sein ($\boldsymbol{CL = 95\%}$) [37]. Daraus kann eine Massengrenze von **41 GeV/$\boldsymbol{c^2}$** für Sleptonen, **43 GeV/$\boldsymbol{c^2}$** für Sneutrinos und etwa **45 GeV/$\boldsymbol{c^2}$** für Charginos berechnet werden. Auch auf die Masse der Neutralinos ergibt dies starke Einschränkungen, die aber sehr stark von dem jeweiligen Feldinhalt und damit von den SUSY–Parametern abhängen. Diese Ausschlußgrenzen werden im folgenden vorausgesetzt.

7.1 Die Massengrenzen für Sleptonen

Falls keine weiteren Einschränkungen an das Modell, wie z.B. GUT–Annahmen, gemacht werden, so ergeben sich die in den Abbildungen 7.1 und 7.2 gezeigten Ausschlußgrenzen ($\boldsymbol{CL = 95\%}$) für die Massen der rechtshändigen Selektronen und Smyonen. Während der Produktionswirkungsquerschnitt von Selektronen auch von den Parametern $\boldsymbol{\tan\beta_0}$ und

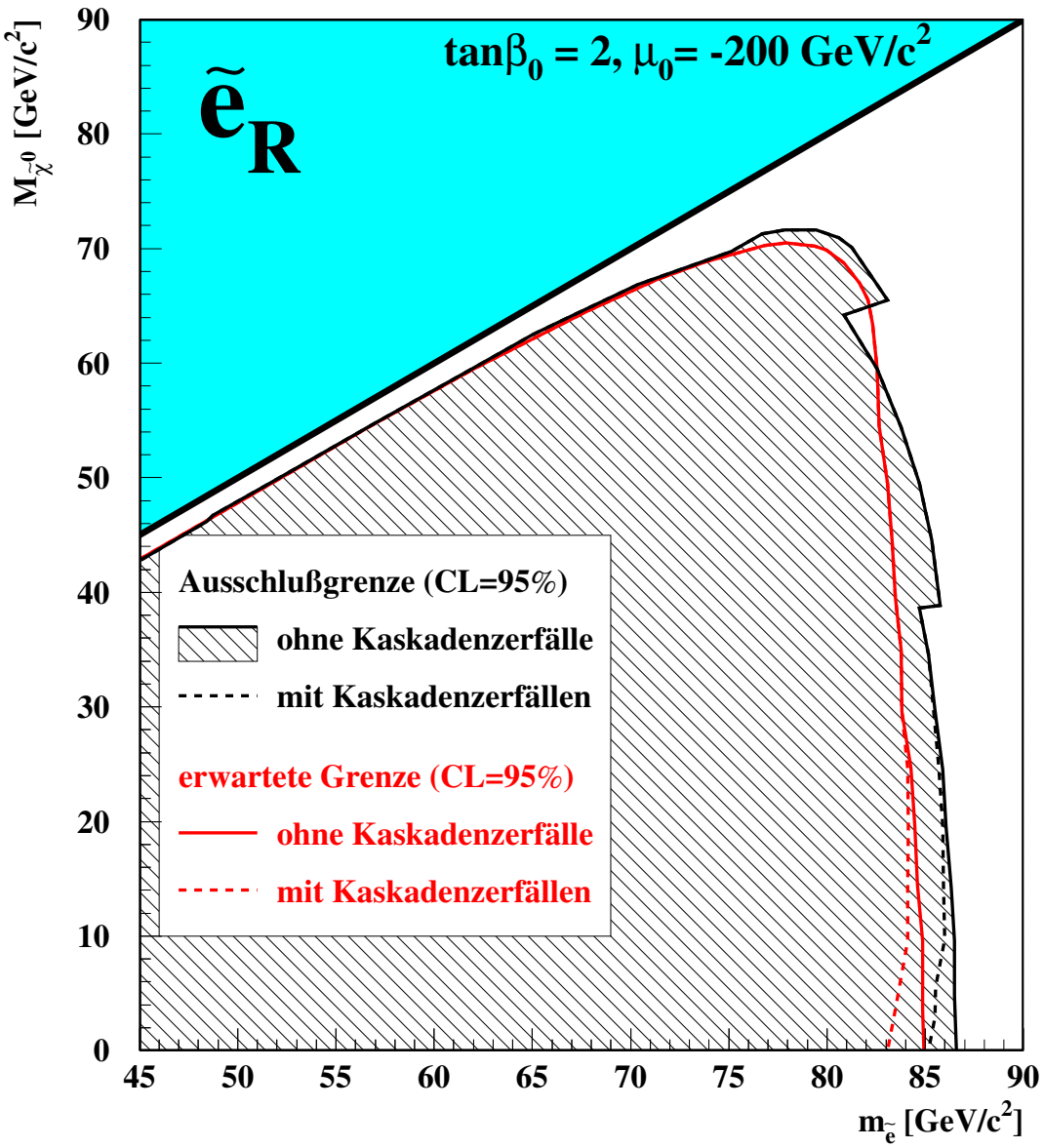

ABBILDUNG 7.1: Die Ausschlußgrenzen ($CL = 95\%$) für die Masse $m_{\tilde{e}}$ des rechtshändigen Selektrons. Die tatsächlich erreichten Grenzen sind als schwarze Linien und die erwarteten Grenzen als graue Linien eingetragen. Für die gestrichelten Linien werden Kaskadenzerfälle berücksichtigt, während die durchgezogene Grenze für ein Verzweigungsverhältnis des Selektrons in ein Elektron und das leichteste Neutralino von 100% gilt. Sowohl für die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts, als auch bei der Berücksichtigung von Kaskadenzerfällen wurde $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200\ \mathrm{GeV}/c^2$ gesetzt.

μ_0 abhängt, so ist er für Smyonen nur von der Sleptonmasse abhängig. Das Verzweigungsverhältnis von Sleptonen in ihr Partnerlepton und das leichteste Neutralino ist ebenfalls von $\tan\beta_0$ und μ_0 abhängig. Falls Sleptonen die zweitleichtesten SUSY–Teilchen sind, so ist dieses Verzweigungsverhältnis **100%**. In den Abbildungen 7.1 und 7.2 sind die erreichten und die erwarteten Ausschlußgrenzen für diesen Fall und unter der Annahme von $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200\ \mathrm{GeV}/c^2$ gezeigt. Für alle Kaskadenzerfälle (hauptsächlich $\tilde{l}_R^{\pm} \to \tilde{\chi}_2^0 + l^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 + f\bar{f} + l^{\pm}$) wurde konservativ die Effizienz zu **0%** gesetzt.
Folgende Massenbereiche lassen sich mit **95%** Vertrauensinterval ausschließen:

- Die rechtshändigen Selektronen müssen schwerer sein als $81\ \mathrm{GeV}/c^2$, falls die Massendifferenz zum leichtesten Neutralino Δm mindestens $10\ \mathrm{GeV}/c^2$ beträgt. Hierbei wird für die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts und bei der Berücksichtigung von Kaskadenzerfällen $\mu = -200\ \mathrm{GeV}/c^2$ und $\tan\beta = 2$ gesetzt.

- Für Selektronen mit $\Delta m > 5\ \mathrm{GeV}/c^2$ ($\Delta m > 3\ \mathrm{GeV}/c^2$) ergibt sich eine untere Grenze von $74\ \mathrm{GeV}/c^2$ ($68\ \mathrm{GeV}/c^2$) (für $\mu = -200\ \mathrm{GeV}/c^2$, $\tan\beta = 2$).

- Rechtshändige Smyonen müssen schwerer als $71\ \mathrm{GeV}/c^2$ sein, falls die Massendifferenz mindestens $5\ \mathrm{GeV}/c^2$ beträgt. Hierfür wird ein Verzweigungsverhältnis von **100%** in ein Myon und das leichteste Neutralino vorausgesetzt.

- Beträgt die Massendifferenz zwischen Smyon und dem leichtesten Neutralino mindestens $3\ \mathrm{GeV}/c^2$, so wird eine untere Schranke auf die Smyonmasse von $56\ \mathrm{GeV}/c^2$ erreicht.

Für kleine Massendifferenzen zwischen den Sleptonen und dem leichtesten Neutralino kann hier keine Einschränkung der Sleptonmasse gemacht werden.

7.1.1 Die Massengrenzen für Sleptonen unter GUT–Annahmen

Im folgenden werden die GUT–Relationen aus Abschnitt 1.3.3 vorausgesetzt, um Ausschlußgrenzen zu erhalten, die nicht von μ_0 abhängen. Die Massen der Sleptonen sind dann durch die Gleichungen in 1.34 miteinander verknüpft. Das ermöglicht eine Kombination der verschiedenen Ausschlußgrenzen. Diese wurden wie folgt ermittelt: Für festgelegte Werte von $\tan\beta_0$ und μ_0, läßt sich $m_{1/2}$ aus der Masse des leichtesten Neutralinos berechnen. Der Wert von m_0 wird aus der Masse des rechtshändigen Sleptons ermittelt.[1] Damit sind alle SUSY–Parameter festgelegt. Die Massen und Produktionswirkungsquerschnitte von Neutralinos, Charginos und den linkshändigen Sleptonen können berechnet werden. Falls die Charginos, Neutralinos oder Sneutrinos durch die Messung der unsichtbaren Z^0–Breite ausgeschlossen werden können, so wird diese Parameterwahl nicht weiter berücksichtigt. Anderenfalls wird die gefundene Parameterwahl als erlaubt betrachtet. Durch eine Variation von μ_0 zwischen $-1000\ \mathrm{GeV}/c^2$ und $1000\ \mathrm{GeV}/c^2$ lassen sich

[1] Falls es für eine bestimmte Sleptonmasse keine reelle Lösung für m_0 gibt ($m_0^2 < 0$), so ist dieser Punkt theoretisch ausgeschlossen.

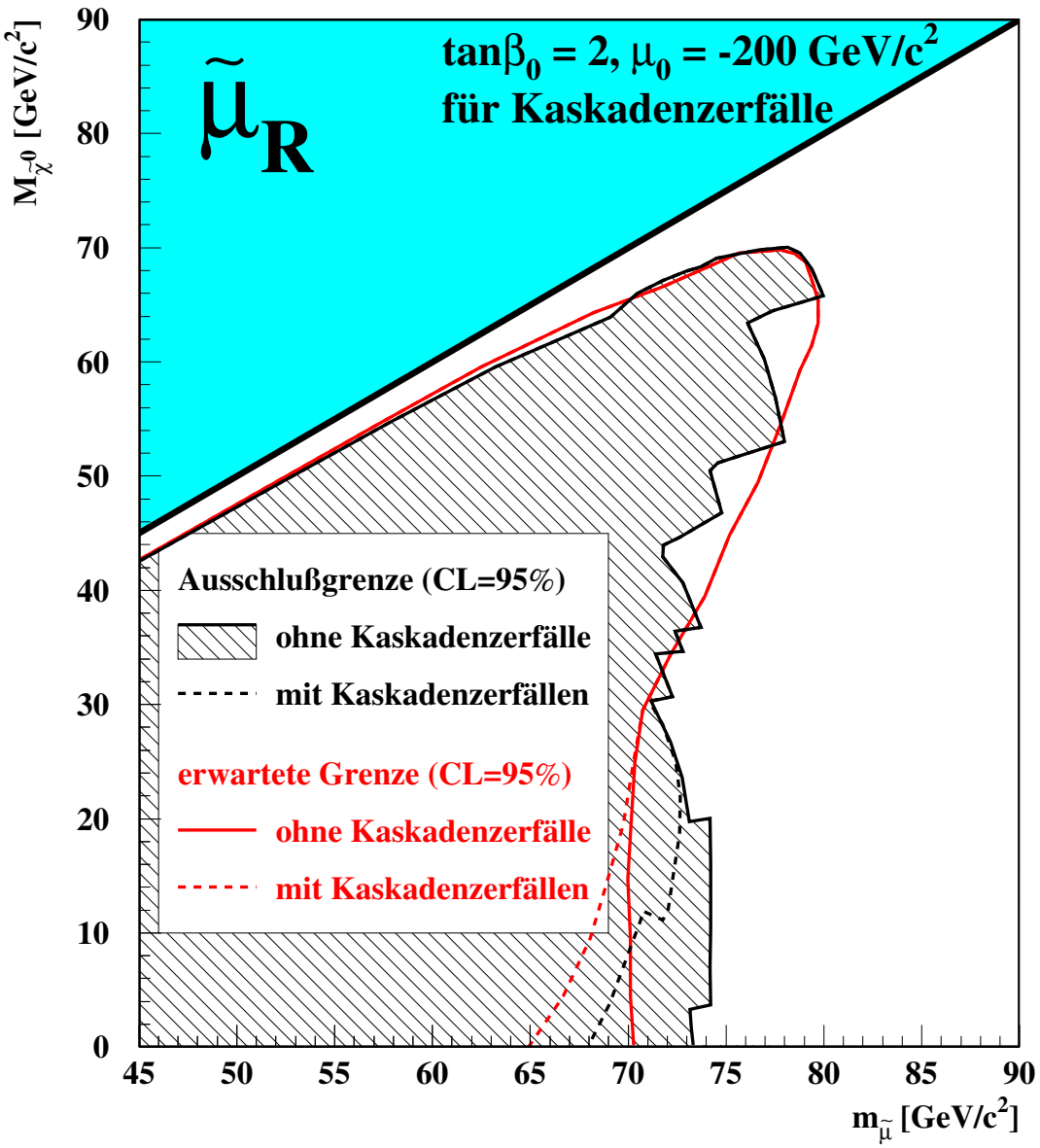

ABBILDUNG 7.2: Die Ausschlußgrenzen ($\boldsymbol{CL = 95\%}$) für die Masse $\boldsymbol{m_{\tilde{\mu}}}$ des rechtshändigen Smyons. Die tatsächlich erreichten Grenzen sind als schwarze Linien und die erwarteten Grenzen als graue Linien eingetragen. Für die gestrichelten Linien werden Kaskadenzerfälle berücksichtigt, während die durchgezogene Grenze für ein Verzweigungsverhältnis des Smyons in ein Myon und das leichteste Neutralino von **100%** gilt. Der Produktionswirkungsquerschnitt für Smyonen hängt nur von ihrer Masse ab. Bei der Berücksichtigung von Kaskadenzerfällen wurde $\boldsymbol{\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200\ \mathrm{GeV}/c^2}$ gesetzt.

als Funktion von $m_{\tilde{l}_R}$ und $M_{\tilde{\chi}^0}$ die erlaubten Punkte finden, in denen die Anzahl der erwarteten selektierten Ereignisse minimal ist. Falls dieses Minimum ausgeschlossen werden kann, so ist diese Massenkombination für den betrachteten Wert von $\tan\beta_0$ unabhängig von μ_0 ausgeschlossen.

Das Ergebnis ist für verschiedene Werte von $\tan\beta_0$ in Abbildung 7.3 dargestellt.

Für große Werte von $\tan\beta_0$ sind kleine Massendifferenzen zwischen den rechtshändigen Sleptonen und dem leichtesten Neutralino theoretisch nicht erlaubt, da sie für alle Werte von μ_0 zu negativen m_0^2 führen würden. Dieser Bereich ist in Abbildung 7.3 dunkelgrau gekennzeichnet. Auch die Ausschlußgrenzen aus der Messung der unsichtbaren Z^0–Breite schränken die Sleptonmasse für große Werte von $\tan\beta_0$ am meisten ein (hellgraue Fläche). Mit der Suche nach rechtshändigen Selektronen läßt sich die schraffierte Fläche für alle Werte von μ_0 mit einem Vertrauensinterval von mindestens **95%** ausschließen. Falls $\tan\beta_0 = 35$ angenommen wird, so müssen rechtshändige Selektronen schwerer als $78\ \mathrm{GeV}/c^2$ sein. Da rechtshändigen Sleptonen die gleiche Masse besitzen und linkshändige Sleptonen schwerer sind, so gilt diese Grenze bei Vernachlässigung von Mischungseffekten, die hauptsächlich bei den Staus auftreten können, für alle geladenen Sleptonen. Werden auch linkshändige Selektronen und die Suche nach Smyonen betrachtet, so ergibt sich die durch eine graue Linie gekennzeichnete Ausschlußgrenze, die für große Neutralinomassen restriktiver ist. Bei der Suche nach geladenen Sleptonen ist es interessant, den Fall zu betrachten, daß diese die zweitleichtesten SUSY–Teilchen sind. Werden nur die Kombinationen der SUSY–Parameter betrachtet, bei denen die Charginos und das zweitleichteste Neutralino schwerer als das rechtshändige Slepton sind, so ergibt sich die grau gestrichelte Ausschlußgrenze.[2] Unter dieser Annahme ergibt sich für $\tan\beta_0 = 35$ eine Massengrenze für die geladenen Sleptonen von $82\ \mathrm{GeV}/c^2$.

Für $\tan\beta_0 = 2$ können sehr kleine Massendifferenzen ($\Delta m \approx 3\ \mathrm{GeV}/c^2$) durch die Forderung, daß m_0^2 positiv sein muß, nur noch für Sleptonmassen bis zu $58\ \mathrm{GeV}/c^2$ ausgeschlossen werden. Da die Suche nach rechtshändigen Selektronen in diesem Bereich nicht mehr sensitiv ist, kann diese Massenkombination nicht ausgeschlossen werden. Werden nur rechtshändige Selektronen betrachtet, so ergibt sich also bei $\tan\beta_0 = 2$ eine untere Massengrenze von $58\ \mathrm{GeV}/c^2$. Bei noch kleineren Werten von $\tan\beta_0$ kann mit der Suche nach rechtshändigen Sleptonen bei sehr kleinen Massendifferenzen keine Massengrenze mehr erreicht werden. Aus Gleichung 1.34 ist ersichtlich, daß für die Masse der linkshändigen Sleptonen gilt:

$$m_{\tilde{l}_R} < m_{\tilde{l}_L} < 1.88 m_{\tilde{l}_R}. \tag{7.1}$$

Daher kann auch durch Betrachtung der Paarproduktion von linkshändigen Sleptonen dieser Bereich nicht unabhängig von μ_0 ausgeschlossen werden, da diese zu schwer sein können, um paarweise produziert zu werden. Die Produktion von $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$ ist bei einer Schwerpunktsenergie von **183 GeV** für Massen des rechtshändigen Selektrons von bis zu etwa $63\ \mathrm{GeV}/c^2$ unabhängig von den SUSY–Parametern möglich. Für Massendifferenzen kleiner als $3\ \mathrm{GeV}/c^2$ wird daher nur nach $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$–Produktion gesucht, hierzu werden sowohl die in Abschnitt 4.3.1, als auch die in 4.4 vorgestellte Analyse verwendet.

[2] Da nicht direkt nach Sneutrinos gesucht werden kann, wird nicht verlangt, daß sie schwerer als die geladenen Sleptonen sein müssen.

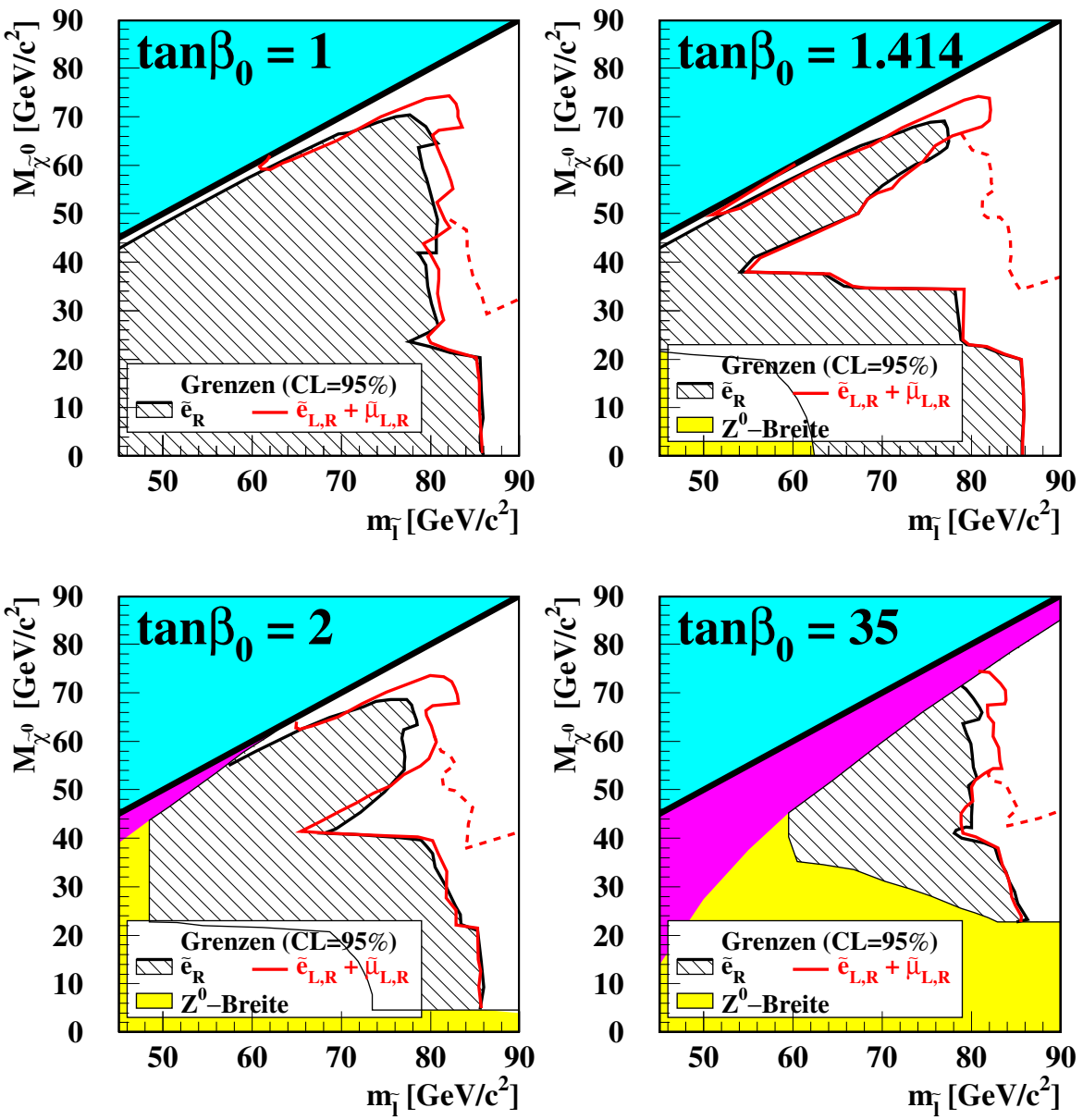

ABBILDUNG 7.3: Die Ausschlußgrenzen ($CL = 95\%$) für rechtshändige Sleptonen, bei Annahme einer großen vereinheitlichten Theorie, sind μ_0–unabhängig für verschiedene Werte von $\tan\beta_0$ gezeigt. Die hellgraue Fläche kennzeichnet den Bereich, der durch die Messung der unsichtbaren Z^0–Breite ausgeschlossen ist. Der dunkelgrau eingezeichnete Bereich der Massenebene führt zu negativen Werten von m_0^2 und ist daher theoretisch verboten. Die schraffierte Fläche kann durch die Suche nach rechtshändigen Selektronen ausgeschlossen werden. Die durchgezogene graue Linie zeigt die Ausschlußgrenze für rechts– und linkshändigen Selektronen und Smyonen.

Damit kann für $\tan\beta_0 = 2$ eine untere Massenschranke auf rechtshändige Sleptonen von $64\ \mathrm{GeV}/c^2$ gesetzt werden. Für $\tan\beta_0 = \sqrt{2}$ ($\tan\beta_0 = 1$) wird so eine Massengrenze von $52\ \mathrm{GeV}/c^2$ ($61\ \mathrm{GeV}/c^2$) erreicht, ohne daß die SUSY–Parameter durch die Forderung nach einem positiven Wert für m_0^2 eingeschränkt werden können.

Für $1.2 \lesssim \tan\beta_0 \lesssim 1.5$ werden Kaskadenzerfälle des linkshändigen Selektrons dominant, so daß die vorgestellte Suche hier weniger sensitiv ist. Mit der Suche nach $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$–Produktion kann daher für sehr kleine Massendifferenzen keine $\tan\beta_0$–unabhängige Massengrenze auf Sleptonen gefunden werden.

7.2 Die Massengrenzen für leptonisch zerfallende Charginos

In Abbildung 7.4 sind die Ausschlußgrenzen ($CL = 95\%$) für leptonisch zerfallende Charginos gezeigt. Dabei wird ein Verzweigungsverhältnis von jeweils 33.3% in ein Sneutrino und ein Elektron, Myon oder Tau vorausgesetzt und für die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts $\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200\ \mathrm{GeV}/c^2$ gewählt.

Folgende Massenbereiche für Charginos lassen sich mit einem Vertrauensinterval von 95% ausschließen:

- Für eine Massendifferenz $\Delta m := M_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\nu}}$ größer als $8\ \mathrm{GeV}/c^2$ kann eine Massengrenze von $86\ \mathrm{GeV}/c^2$ für leptonisch zerfallende Charginos gesetzt werden.
- Leptonisch zerfallende Charginos mit einer Massendifferenz zum Sneutrino von mindestens $5\ \mathrm{GeV}/c^2$ müssen schwerer als $75\ \mathrm{GeV}/c^2$ sein.

Unter GUT–Annahmen können die vorgestellten Grenzen für Sleptonen und Charginos kombiniert werden. Bereiche, in denen Kaskadenzerfälle des linkshändigen Selektrons dominant werden, lassen sich teilweise durch die Suche nach leptonisch zerfallenden Charginos ausschließen. Damit kann die, im vorigen Abschnitt vorgestellte, μ_0–unabhängige Massengrenze auf Sleptonen mit der Suche nach Charginos für $1.2 \lesssim \tan\beta_0 \lesssim 1.5$ und sehr kleine Massendifferenzen erweitert werden. Für $\tan\beta_0 = \sqrt{2}$ wird eine Massengrenze von $55\ \mathrm{GeV}/c^2$ erreicht. Unter diesen Annahmen kann eine Massengrenze ($CL = 95\%$) für Sleptonen von $48\ \mathrm{GeV}/c^2$ gefunden werden, die weder von den SUSY–Parametern noch von der Massendifferenz abhängt.

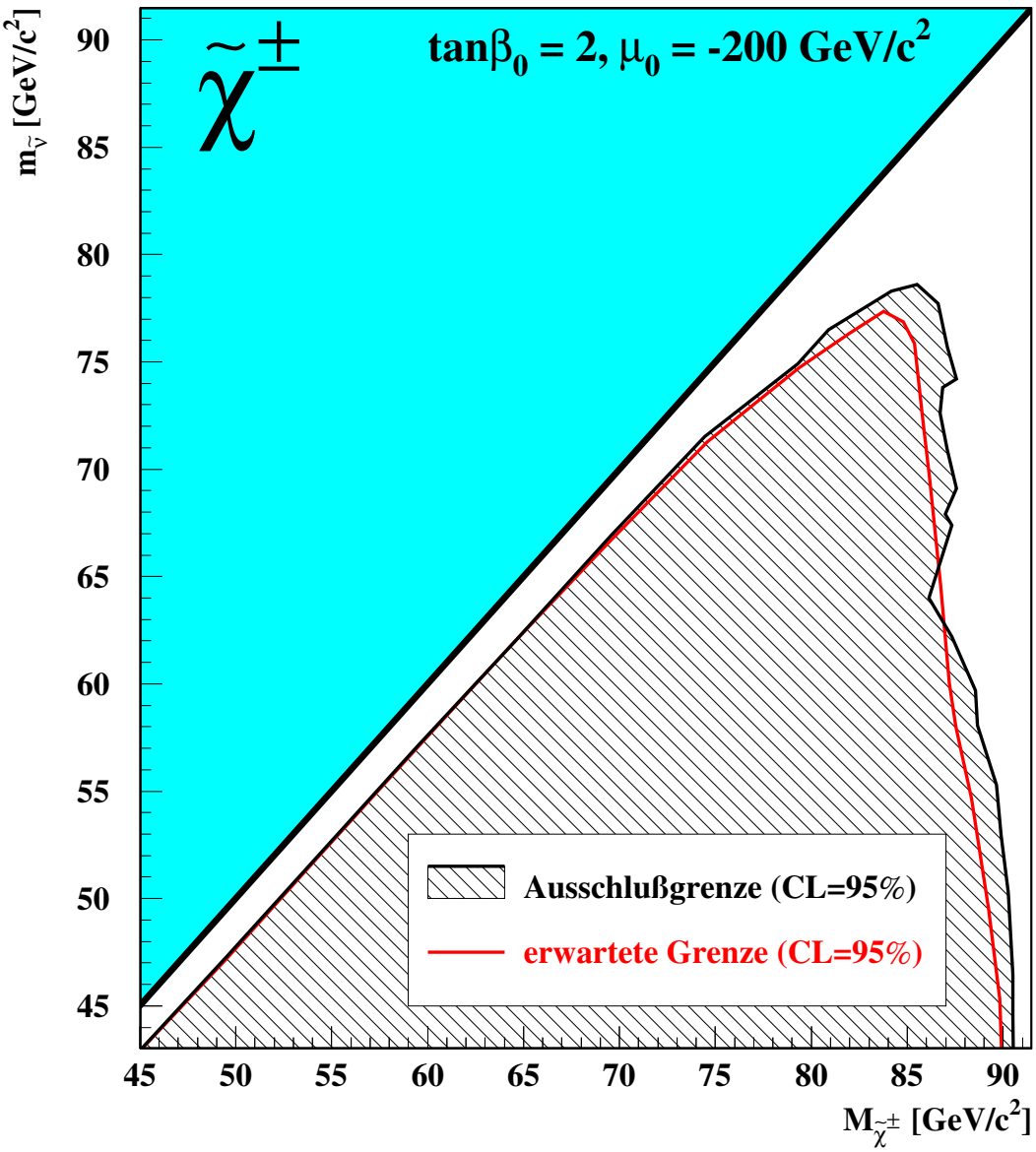

ABBILDUNG 7.4: Die Ausschlußgrenzen ($\boldsymbol{CL = 95\%}$) für die Masse $\boldsymbol{M_{\tilde{\chi}^{\pm}}}$ von leptonisch zerfallenden Charginos. Die tatsächlich erreichte Grenze ist als schwarze Linie und die erwartete Grenze als graue Linie für ein Verzweigungsverhältnis des Charginos von jeweils **33.3%** in ein Sneutrino und ein Elektron, Myon oder Tau eingezeichnet. Für die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts wurde $\boldsymbol{\tan\beta_0 = 2, \mu_0 = -200\ \mathrm{GeV}/c^2}$ gesetzt.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten 9
1.2 Die Feynman–Graphen für Slepton–Produktion 17
1.3 Der Produktionswirkungsquerschnitt von Sleptonen 18
1.4 Die Feynman–Graphen für verschiedene Slepton–Zerfälle 19
1.5 Das Verzweigungsverhältnis von Sleptonen 20
1.6 Die Feynman–Graphen für Chargino–Produktion 21
1.7 Der Produktionswirkungsquerschnitt von Charginos 22
1.8 Die Feynman–Graphen für verschiedene Chargino–Zerfälle 23

2.1 Der LEP–Speicherring 26
2.2 Der ALEPH–Detektor 27
2.3 Die Zeitprojektionskammer 29
2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter 31
2.5 Das hadronische Kalorimeter 32

3.1 Der Feynman–Graph für die Produktion eines WW–Paares 38
3.2 Die Feynman–Graphen für Vier–Fermion–Ereignisse 39
3.3 Ein Zwei–Photon–Ereignis 40
3.4 Die Berechnung der Fisher Diskriminante 45

4.1 Der spezifische Energieverlust 52
4.2 Der Schätzwert der spezifischen Ionisation 53
4.3 Die Schauerparameter 54
4.4 Ein Beispiel zur Berechnung der ρ–Variable 59
4.5 Die Verteilungen des fehlenden Transversalimpulses und der ρ–Variable . . 60
4.6 Die Verteilung der Fisher–Variable 64
4.7 Die Effizienz und $\bar{\sigma}_{95\%}$ für die Suche nach Selektronen 66
4.8 Die Effizienz und $\bar{\sigma}_{95\%}$ für die Suche nach Smyonen 67
4.9 Die Effizienz und $\bar{\sigma}_{95\%}$ für die Suche nach Charginos 68

6.1 Ein Selektron–Kandidat 82
6.2 Ein Smyon–Kandidat 84

6.3 Ein Chargino–Kandidat 86
6.4 Die Impulsverteilung der Kandidaten 88
6.5 Die Ausschlußgrenze auf den Wirkungsquerschnitt von Selektronen 89
6.6 Die Ausschlußgrenze auf den Wirkungsquerschnitt von Smyonen 89
6.7 Die Ausschlußgrenze auf den Wirkungsquerschnitt von Charginos 90
6.8 Ein $\widetilde{e}_R\widetilde{e}_L$–Kandidat 92

7.1 Ausschlußgrenzen für die Masse des rechtshändigen Selektrons 94
7.2 Ausschlußgrenzen für die Masse des rechtshändigen Smyons 96
7.3 Ausschlußgrenzen für Sleptonmassen unter GUT–Annahmen 98
7.4 Ausschlußgrenzen für die Masse von leptonisch zerfallenden Charginos . . . 100

Tabellenverzeichnis

1.1 Die Fermionen des Standardmodells 3
1.2 Die Eichbosonen der nicht–gravitativen Wechselwirkungen 4
1.3 Die Fermionen der elektroschwachen Wechselwirkung 5
1.4 Die Superfelder des minimalen supersymmetrischen Standardmodells . . . 12

4.1 Die verwendeten Datensätze 48
4.2 Die verwendeten Monte Carlo–Sätze 49
4.3 Die Ineffizienz durch Energiedepositionen in Strahlrichtung 57
4.4 Der Untergrund und die Effizienz für große Massendifferenzen 65
4.5 Der Untergrund und die Effizienz für kleine Massendifferenzen 65
4.6 Die Ereignisselektion 69
4.7 Der Untergrund und die Effizienz für Ereignisse mit einzelnen Elektronen . 71
4.8 Der Untergrund und die Effizienz für die Suche nach $\widetilde{e}_R\widetilde{e}_L$–Ereignissen mit zwei Spuren 71

5.1 Überprüfung der Effizienz der Lepton–Identifikation an den Daten 76
5.2 Überprüfung der Effizienz der kinematischen Schnitte an den Daten 78
5.3 Überprüfung der Effizienz für schwache Elektron–Identifikation 78
5.4 Überprüfung der Effizienz für Ereignisse miteinzelne geladene Teilchen mit den LEP1–Daten 79

6.1 Die Kandidaten der Selektron–Selektion. 81
6.2 Die Kandidaten der Smyon–Selektion. 83
6.3 Die Kandidaten der Chargino–Selektion mit einem Elektron und einem Myon. 85
6.4 Die Kandidaten der Chargino–Selektion mit einem Tau. 87
6.5 Die Anzahl der Kandidaten. 87
6.6 Die Kandidaten der Suche nach Ereignissen mit einzelnen Elektronen . . . 91

Literaturverzeichnis

[1] R. Barate et al. (ALEPH–Collaboration), Phys. Lett. 407 B (1997) 377

[2] The American Physical Society, Phys. Rev. D 54 (1996)

[3] F. Abe et al. (CDF–Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626;
S. Abachi et al. (D0–Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632

[4] R. Jacobsen, "XXXIXth Rencontres de Moriond", Frankreich (1994)

[5] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579

[6] A. Salam and J. C. Ward, Phys. Lett. 13 (1964) 168

[7] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264

[8] C. N. Yang and R. Mills, Phys. Rev. 96 (1954) 191

[9] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508

[10] R. Barate et al. (ALEPH–Collaboration), CERN–PPE/97–070,
submitted to Phys. Lett. B

[11] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97 (1983) 31

[12] G. Abbiendi, J. Chyla, I.G. Knowles, G. Marchesini, M.H. Seymour, B.R. Webber,
Comput. Phys. Comm. 67 (1992) 465

[13] R. Barate et al. (ALEPH–Collaboration), CERN–PPE/96–186,
submitted to Phys. Rep.

[14] D. Buskulic et al. (ALEPH–Collaboration), Z. Phys. C 73 (1997) 409

[15] S. Coleman and J. Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1251

[16] G. t'Hooft, "Recent Developments in Gauge Theories",
ed. by G. t'Hooft et al. (Plenum, New York, 1980)

[17] D.V. Volkov and V.P. Akulov, Phys. Lett. 46 B (1973) 109;
J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B 70 (1974) 39

[18] L. Giradello and M. Grisaru, Nucl. Phys. B 194 (1982) 65

[19] D. Freedman, S. Ferrara and P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rev. D 13 (1976) 3214

[20] T.K. Hemmick et al., Phys. Rev. D 41 (1990) 2074

[21] E. Diehl, G.L. Kane, C. Kolda, J.D. Wells, Phys. Rev. D 52 (1995) 4223

[22] D. Decamp et al. (ALEPH–Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A 294 (1990) 121

[23] D. Buskulic et al. (ALEPH–Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A 360 (1995) 481

[24] A. Wagner et al. "5th international Conference on Advanced Technology and Particle Physics", Italien (1996)

[25] J. Knobloch, ALEPH 90-115 (1990)

[26] J. Boucrot, ALEPH 97-058 (1997)

[27] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[28] J.A.M. Vermaseren "IVth international Workshop on Gamma Gamma Interactions", ed. by G. Cochard an P. Kessler (Springer, 1980)

[29] H. Anlauf et al., Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 466

[30] S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Comm. 36 (1985) 191

[31] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek and Z. Was, Comp. Phys. Comm. 94 (1996) 216

[32] S. Katsanevas and S. Melachroinos "Physics at LEP2", ed. by G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner (CERN Report 96–01, 1996)

[33] E. Barberio and Z. Was, Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 291

[34] R. Brun et al., CERN DD/EE/81–1 (1984)

[35] J.F. Grivaz and F. Le Diberder, Nucl. Instr. Meth. A 333 (1993) 320

[36] R.A. Fisher, "The use of multiple measurements in taxonomic problems", Annals of Eugenics 7 (1936);
M.G. Kendall and A. Stuart, "The advanced theory of statistics", Griffin, London (1966).

[37] G. Quast, "29th International Conference on High Energy Physics", Israel (1997)

[38] W.J. Stirling, J. Phys. G 17 (1991) 1567

[39] P. Morawitz and M. Williams, ALEPH 97-045 (1997)

Danksagung

An erster Stelle habe ich der gesamten ALEPH–Kollaboration und insbesondere dem "SUSY Task Force" zu danke, da diese Arbeit ohne sie nicht möglich gewesen wäre.

Desweiteren danke ich Herrn Prof. Dr. H.G. Sander für die interessante Themenstellung und seine nützlichen Hinweise. Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Jakobs für die sehr hilfreichen Diskussionen und die starke Unterstützung. Herrn Prof. Dr. K. Kleinknecht möchte ich dafür danken, daß er meine Mitarbeit in der Mainzer ALEPH–Gruppe möglich gemacht hat.

Der Mainzer ETAP–Gruppe danke ich für das freundliche Arbeitsklima. Ganz besonders möchte ich Christian Hoffmann, Eric Rohne, Hans–Arno Nürnberger und dem "ATLAS–Eric" Marschalkowski für ihre Kollegialität danken. Dr. Günter Quast und Dr. Christian Zeitnitz standen mir bei vielen technischen Problemen hilfreich zur Seite, hierfür bedanke ich mich an dieser Stelle herzlich.

Ich möchte es nicht versäumen, mich bei Volker Büscher (München) und Michael Schmitt (CERN) für die positive Zusammenarbeit zu bedanken.

Lebenslauf

Anschrift : Peter van Gemmeren
Am Kirchborn 25
D–55126 Mainz

Persönliche Daten :

geboren am :	05. 04. 1969 in Siegen
Familienstand :	ledig

Bildungsgang :

Grundschule in Siegen-Geisweid	8/1976 – 6/1980
Realschule am Schießberg in Siegen	8/1980 – 6/1986
Abend–Gymnasium in Siegen	2/1988 – 10/1990
Abschluß : allgemeine Hochschulreife	
Studium der Physik an der Universität–Gesamthochschule Siegen	10/1990 – 6/1995
Abschluß : Diplom in Physik (23.06.1995)	
Thema : "Bestimmung des inklusiven π^0–Spektrums in hadronischen Zerfällen des Z^0–Bosons"	
Mitglied der ALEPH–Kollaboration	seit 4/1994
wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Physik der Johannes Gutenberg–Universität in Mainz;	seit 7/1995
Studium zur Promotion	
Einreichung der Dissertation	14/ 1/1998
Mündliche Promotionsprüfung	3/ 3/1998

Berufstätigkeit :

Ausbildung zum Energieanlagen–Elektroniker bei der Schloemann–Siemag AG in Hilchenbach	9/1986 – 6/1989
Elektroniker bei der Schloemann–Siemag AG in Hilchenbach	7/1989 – 11/1989
Elektroniker bei der Siemens AG in Siegen	12/1989 – 9/1990
Ableistung des Zivildienstes	2/1992 – 4/1993