

**Produktion und Zerfall von Neutralinos
im Nichtminimalen
Supersymmetrischen Standardmodell**

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität
Würzburg

vorgelegt von

Fabian Franke

aus Bochum

Würzburg 1995

Eingereicht am: 20. Juni 1995
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Fraas
2. Gutachter: Prof. Dr. M. Böhm
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. H. Fraas
2. Prüfer: Prof. Dr. M. Scheer
der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung: 26. September 1995

Doktorurkunde ausgehändigt am:

*There are more things in heaven and earth, Horatio,
Than are dreamt of in your philosophy.*

William Shakespeare
Hamlet, 1. Akt, 5. Szene

*Sé como el ruiseñor, que no mira a la tierra
desde la rama verde donde canta.*

Ramón del Valle-Inclán

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das Nichtminimale Supersymmetrische Standardmodell	7
2.1	Motivation des NMSSM	9
2.1.1	Warum Supersymmetrie?	9
2.1.2	Warum nichtminimale Supersymmetrie?	10
2.2	Der Teilcheninhalt	13
2.3	Die Lagrange-Funktion	14
2.4	Die Parameter	17
2.5	Der Higgs-Sektor	19
2.6	Der Slepton- und Squarksektor	23
2.7	Der Charginosektor	24
2.8	Der Neutralinosektor	25
3	Experimentelle Einschränkungen	31
3.1	Neutralinosuche	32
3.2	Higgs-Suche	39
4	Szenarien	46
5	Neutralinoproduktion im NMSSM	59
6	Neutralinozerfle	73
6.1	Zerfallskane	73
6.2	Signaturen und Standardmodell-Untergrund	84
7	Zusammenfassung	87
A	Feynman-Regeln f das NMSSM	91
A.1	Feynman-Regeln mit zwei Higgs-Bosonen und einem Vektorboson	91

A.2	Feynman-Regeln mit zwei Vektorbosonen und einem Higgs-Teilchen . . .	92
A.3	Feynman-Regeln mit zwei Higgs-Bosonen und zwei Vektorbosonen . . .	93
A.4	Feynman-Regeln mit einem Higgs-Boson und einem Quarkpaar	95
A.5	Feynman-Regeln mit einem Higgs-Boson und zwei skalaren Quarks . . .	96
A.6	Feynman-Regeln mit zwei Higgs-Bosonen und zwei skalaren Quarks . . .	99
A.7	Feynman-Regeln mit drei Higgs-Bosonen	105
A.8	Feynman-Regeln mit vier Higgs-Bosonen	106
A.9	Feynman-Regeln mit einem Higgs-Boson und zwei Neutralinos oder Char- ginos	108
B	Produktionsquerschnitte und Zerfallsbreiten	111
B.1	Neutralinoproduktion	112
B.2	Neutralinozerfall	112
B.3	Higgs-Zerfall	114

Kapitel 1

Einleitung

Das endgültige Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, alle Phänomene in der Natur, Materie wie Kräfte, in einer allumfassenden Theorie zurückzuführen auf einen fundamentalen Katalog von Teilchen und eine universelle Wechselwirkung. Ein Schritt auf dem Weg dorthin war die Entwicklung des Glashow-Salam-Weinberg-Modells [1], das die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung vereinigt und Symmetrie als fundamentales Prinzip der Naturbeschreibung verwendet. Doch auch wenn die Experimente an den derzeitigen Teilchenbeschleunigern bisher dieses elektroschwache Standardmodell mit hervorragender Genauigkeit bestätigen [2], so kann doch kein Zweifel bestehen, daß es nicht die gesuchte universale, also in allen Energiebereichen und für alle Arten von Wechselwirkungen gültige Theorie sein kann. Dazu bleiben in ihm zu viele Fragen offen. So enthält es mindestens 18 freie Parameter, die im Rahmen einer übergeordneten Theorie festgelegt werden müssen. In solch einer auf einer einzigen Eichgruppe basierenden Großen Vereinheitlichten Theorie („Grand Unified Theory“ oder „GUT“) vereinigen sich dann bei der GUT-Energie die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung zu einer fundamentalen Wechselwirkung. Hier ist im Rahmen des Standardmodells jedoch bereits die einfachste, auf der Eichgruppe $SU(5)$ basierende Große Vereinheitlichte Theorie aufgrund der experimentell bestimmten Lebensdauer des Protons und der Extrapolation der Kopplungskonstanten zu hohen Energien ausgeschlossen: Das Proton erweist sich als mit der Theorie unvereinbar stabil [3], und die Kopplungskonstanten treffen sich nicht in einem Punkt [4].

Ein weiteres Argument spricht für die Existenz „neuer“ Physik bei einer Energieskala zwischen 1 TeV — also knapp oberhalb des von den existierenden Beschleunigern erreichbaren Energiebereichs — und der GUT-Energie von 10^{16} GeV: Das Higgs-Boson erhält im Standardmodell aufgrund von Schleifenkorrekturen einen Massenzuwachs in der Größenordnung der GUT-Energie $\delta m_H^2 \sim \mathcal{O}(m_X^2)$. Nur durch unnatürliches Adjustieren („Fine-Tuning“) des Renormierungsparameters, und zwar in jeder Ordnung der Störungstheorie neu, kann im Standardmodell die Masse des Higgs-Bosons bei der Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung gehalten werden.

Außerdem bleibt im Standardmodell das Hierarchieproblem ungelöst: Es bietet keine Erklärung dafür, wie der riesige Unterschied zwischen der Skala der elektroschwa-

chen Symmetriebrechung und der großen Vereinheitlichung $m_W^2/m_X^2 \approx 10^{-28}$ zustande kommt.

Somit erwartet man eine über das Standardmodell hinausgehende Physik ab einer Energieskala von ungefähr 1 TeV. Das wichtigste Ziel neuer Hochenergiebeschleuniger ist es daher, Spuren solch neuer Physik zu finden.

Das Konzept der Supersymmetrie (SUSY) [5, 6, 7] ist — neben einigen anderen Theorien wie Technicolor [8] oder Modellen zusammengesetzter Leptonen („composite models“) [9] — der Hauptkandidat für neue Physik, da es das Potential beinhaltet, die oben dargestellten Probleme des Standardmodells zu lösen. In supersymmetrischen Modellen kann die Vereinigung der Kopplungskonstanten in einem Punkt erfolgen. In ihnen treten keine quadratischen Divergenzen auf, sie lösen das *Fine-Tuning*-Problem und erklären auf natürliche Weise das Verhältnis der Energieskalen der elektroschwachen Symmetriebrechung und der großen Vereinheitlichung. Zudem bietet Supersymmetrie eine Verbindung zwischen den Eichtheorien der Teilchenphysik und der Gravitation, da nur eine supersymmetrische Theorie die interne Symmetriegruppe des Standardmodells mit der Raum-Zeit-Symmetriegruppe (Poincaré-Gruppe) auf nichttriviale Art verbinden kann.

Doch beruht die Motivation für eine Beschäftigung mit Supersymmetrie nicht nur auf diesen praktischen Erwägungen. Man kann ihre Vorzüge auch aus einer ganz anderen Sicht beschreiben. Sie stellt die Vollendung des Symmetrieprinzips in der Physik dar, indem sie bosonische und fermionische Zustände miteinander verbindet, eine Symmetrie zwischen Teilchen und Wechselwirkung herstellt. Aufgrund ihrer konzeptionellen Schönheit fasziniert sie viele Physiker, unzählige Arbeiten basieren auf dieser Idee, obwohl bisher kein experimenteller Beweis für ihre Verwirklichung in der Natur gefunden wurde. Sie steht für den Triumph des menschlichen Geistes, der die Naturgesetze aus einfachen, grundlegenden Prinzipien und auch unter Berücksichtigung ästhetischer Aspekte ableiten will. M.F. Sohnius drückt das so aus: „*In a truly philosophical spirit it has even been said of the theory that it is so beautiful it must be true.*“ [5].

Die supersymmetrische Algebra wurde von Wess und Zumino [10] entwickelt. Ausgangspunkt war das *No-Go-Theorem* von Coleman und Mandula 1967 [11], nach dem jede bosonische Symmetrie der S-Matrix das direkte Produkt der Poincaré-Gruppe mit einer internen Symmetriegruppe ist, also nur trivial mit den Generatoren der Poincaré-Gruppe verbunden ist. Im *Haag-Łopuszański-Sohnius-Theorem* 1975 [12] wurden dann fermionische Generatoren einbezogen und damit die supersymmetrische Algebra aufgestellt.

Die Symmetrie zwischen Teilchen mit ganzzahligen und halbzahligen Spin kann in der Natur nur verwirklicht sein, wenn zu jedem Boson ein fermionischer Partner existiert und umgekehrt. Die Suche nach den supersymmetrischen Teilchen bildet daher einen Schwerpunkt der Forschungsprogramme an den existierenden und geplanten Teilchenbeschleunigern. Fast alle Berechnungen der Produktionsquerschnitte und Zerfallsraten erfolgen jedoch im *Minimalen Supersymmetrischen Standardmodell* (MSSM) [13], der einfachsten supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells. Die Produktion von Neutralinos, den supersymmetrischen Partnern der neutralen Eich- und

Higgs-Bosonen des Standardmodells, erscheint hierbei als aussichtsreicher Prozeß zur Entdeckung von Supersymmetrie. Im MSSM wurden daher Neutralinoproduktion an Elektron-Positron-Beschleunigern sowie die relevanten Zerfälle ausführlich untersucht, z. B. in [14, 15], und ihre möglichen Massen und Mischungen und der Parameterraum des MSSM aufgrund der erfolglosen Suche an den bestehenden Teilchenbeschleunigern eingeschränkt [16, 17].

Viele GUT- und Superstringtheorien führen jedoch auf das Nichtminimale Supersymmetrische Standardmodell (NMSSM) [18, 19, 20] als effektive Theorie bei niedrigen Energien. Das NMSSM ist die einfachste Erweiterung des MSSM um ein Singlett-Superfeld mit der Hyperladung 0 [21]. Die Higgs-Komponente dieses Superfelds führt zu einer Vergrößerung des Higgs-Sektors des MSSM auf nunmehr drei skalare Higgs-Bosonen (statt zwei) und zwei physikalische pseudoskalare Higgs-Teilchen (anstelle von einem im MSSM) [22], während das zusätzliche Higgsinofeld die Anzahl der Neutralinos in diesem Modell von vier auf fünf erhöht [23]. Ansonsten ist der Teilcheninhalt im MSSM und NMSSM identisch. Das NMSSM vermag das sogenannte μ -Problem des MSSM [24, 25] zu lösen, zudem werden die strengen Massengrenzen für das Higgs-Boson im MSSM abgeschwächt [26], so daß das NMSSM auch dann noch eine lebensfähige Theorie bleibt, wenn das MSSM aufgrund eines zu schweren Higgs-Teilchens ausgeschlossen werden kann [27]. Da es keinerlei Hinweise darauf gibt, warum die Natur, wenn in ihr schon Supersymmetrie realisiert ist, ausgerechnet durch das minimale Modell beschrieben wird, sollen in dieser Arbeit Produktion und Zerfall von Neutralinos im NMSSM untersucht werden.

Wir werden im zweiten Kapitel dieser Arbeit das NMSSM ausführlich vorstellen, die Lagrange-Funktion konstruieren und die Vorzüge von Supersymmetrie im allgemeinen und des NMSSM im besonderen erörtern.

Im Gegensatz zum MSSM sind im NMSSM Higgs- und Neutralinosektor eng miteinander verknüpft. Sind die Parameter des Neutralinosektors festgelegt, so ist auch das Massenspektrum der Higgs-Bosonen eingeschränkt, und ist umgekehrt der Higgs-Sektor bestimmt, so reicht ein weiterer Parameter zur Ermittlung der Neutralinomassen und -zustände. Daher werden wir neben der Analyse der Massen und Eigenzustände der Neutralinos auch das Higgs-Massenspektrum untersuchen, um schließlich speziell die Neutralinozerfälle in Higgs-Bosonen diskutieren zu können.

Zum experimentellen Nachweis von Neutralinos sind Elektron-Positron-Beschleuniger am besten geeignet, da dort ihre Paarproduktion in Prozessen niedrigster Ordnung möglich ist und hadronischer Untergrund weitgehend reduziert werden kann. Der bisher größte e^+e^- -Speicherring ist der *Large Electron-Positron Collider* LEP am *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) in Genf. Bisher konnten an ihm keine Neutralinos oder andere supersymmetrische Teilchen nachgewiesen werden. Das kann damit erklärt werden, daß diese Teilchen zu schwer sind, um bei der am LEP verfügbaren Energie $\sqrt{s} = 95$ GeV produziert zu werden. Zusätzlich wird der Nachweis dadurch erschwert, daß das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) im MSSM wie im NMSSM stabil, neutral und schwach wechselwirkend ist und somit an den Hochenergiebeschleunigern nur indirekt nachgewiesen werden kann.

Im dritten Kapitel werden wir die Massenuntergrenzen für Neutralinos und Higgs-Bosonen im NMSSM berechnen, die mit den experimentellen Ergebnissen vereinbar sind. Auch werden wir den Parameterraum des NMSSM aufgrund der bisher erfolglosen Suche nach supersymmetrischen Teilchen eingrenzen. Es wird sich aber herausstellen, daß diese Einschränkungen die Lebensfähigkeit dieses supersymmetrischen Modells nicht beeinflussen.

Die nächste Ausbaustufe LEP2 am CERN, die etwa 1997 in Betrieb gehen soll, erhöht die verfügbare Schwerpunktennergie auf ungefähr 190 GeV. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Produktion von Neutralinos im NMSSM durch Elektron-Positron-Annihilation speziell bei dieser Energie und deren anschließenden Zerfällen. Daher konstruieren wir im vierten Kapitel typische Szenarien, in denen wir Neutralinoproduktion und -zerfall studieren wollen. Es ist anzunehmen, daß die physikalischen Neutralinos, wenn sie denn existieren, nicht reine Photinos, Zinos oder Higgsinos sind, sondern Mischungszustände aus diesen Komponenten. Unterschiede zwischen MSSM und NMSSM werden sich vor allem dann ergeben, wenn leichte, bei LEP2 produzierbare Neutralinos einen hohen Singlettanteil besitzen. Diese Bedingung werden unsere Szenarien erfüllen, die sich ansonsten in den Massen und Mischungen der Neutralinos und Higgs-Bosonen unterscheiden.

Im fünften Kapitel berechnen wir die Wirkungsquerschnitte für die Neutralinoproduktion in diesen Szenarien. Dabei legen wir einen Schwerpunkt auf die LEP2-Energie, wollen aber darüber hinaus im Hinblick auf einen geplanten 500-GeV- e^+e^- -Linearbeschleuniger (NLC) auch das Verhalten der Produktionsraten bis hin zu dieser Energie studieren.

Der Nachweis der Neutralinos ist nur über ihre Zerfälle möglich. Daher untersuchen wir im sechsten Kapitel die dominanten Zerfallskanäle und berechnen die Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse. Dabei spielen vor allem auch die Neutralinozerfälle in Higgs-Bosonen und deren anschließende Zerfälle eine wesentliche Rolle. Am Schluß dieses Kapitels steht eine Analyse der möglichen Signaturen für Neutralinos im NMSSM, verbunden mit einer Diskussion der Chancen, diese bei LEP2 oder am NLC zu entdecken. Als Ergebnis sei an dieser Stelle schon vorweggenommen, daß in einem zwar eingeschränkten, aber vernünftigen Parameterraum auch bei LEP2 schon NMSSM-Neutralinos entdeckt werden können, daß aber mit Sicherheit der Nachweis eines leichten Neutralinos erst am NLC erfolgen kann.

Die Feynman-Regeln des NMSSM sind in der Literatur bisher nur bruchstückhaft zu finden. Daher geben wir im Anhang eine vollständige Liste aller Feynman-Regeln mit Higgs-Bosonen im NMSSM an, die sich von denjenigen des MSSM unterscheiden. Ferner enthält er die Formeln für den Wirkungsquerschnitt für die Neutralinoproduktion und die analytischen Ausdrücke für die Zerfallsbreiten von Neutralinos und Higgs-Bosonen.

Das Nichtminimale Supersymmetrische Standardmodell

Das Nichtminimale Supersymmetrische Standardmodell (NMSSM) — im Englischen wird es oft treffender *Next-To-Minimal Supersymmetric Standard Model* genannt — ist die einfachste Erweiterung des Minimalen Supersymmetrischen Standardmodells (MSSM) um ein Higgs-Singlettsuperfeld. Es handelt sich dabei um eine supersymmetrische Yang-Mills-Eichtheorie, die, wie auch das elektroschwache Standardmodell (SM), auf der nichteinfachen, nichtabelschen Eichgruppe $SU(2)_W \times U(1)_Y$ basiert. Als supersymmetrische Version des Standardmodells enthält es daher die der Eichstruktur entsprechenden Vektormultipletts mit den Eichbosonen und ihren fermionischen Partnern, chirale Multipletts, die die Leptonen und Quarks und die jeweiligen bosonischen Felder enthalten, sowie die chiralen Multipletts mit den Higgs- und Higgsinofeldern. Tabelle 2.1 stellt die Eich- und Materiemultipletts des NMSSM mit ihren Quantenzahlen vor.

Im Standardmodell wie auch in den supersymmetrischen Erweiterungen werden die Massen der Eichbosonen und Fermionen mittels des Higgs-Kibble-Mechanismus [28] erzeugt, durch den die $SU(2)_W \times U(1)_Y$ -Eichsymmetrie spontan zur elektromagnetischen Untergruppe $U(1)_{\text{em}}$ gebrochen wird. Während im Standardmodell dazu die Einführung eines komplexen Higgs-Dubletts mit nichtverschwindendem Vakuumerwartungswert ausreicht, erfordert ein supersymmetrisches Modell mindestens zwei Dublett-Higgs-Felder, um Anomalien zu vermeiden und sowohl Up- als auch Down-Quarks Masse zu verleihen. Superstringtheorien enthalten jedoch oft als Niederenergienäherung eine supersymmetrische Theorie mit einem zusätzlichen Higgs-Singlett [18, 19, 20]. Die Vorteile des NMSSM werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels ausführlich dargestellt.

Aber auch Supersymmetrie existiert in der Natur offenbar nicht ungebrochen. Während gemäß dem Theorem von O’Raifeartaigh [29] alle Elemente eines Multipletts dieselbe Masse besitzen, ist dies in der Realität nicht der Fall, ansonsten wäre längst der Nachweis eines supersymmetrischen Teilchens gelungen. In konkreten supersymmetrischen Modellen für Energien weit unterhalb der Planck-Skala simuliert man die Supersymmetriebrechung durch explizite Symmetriebrechungsterme, und zwar in der

	bosonische Felder	fermionische Felder	$SU(2)_W$	Y
Eichfelder				
	V^a	λ^a	Triplet	0
	V'	λ'	Singlett	0
chirale Felder				
(skalare) Leptonen	$\tilde{L} = (\tilde{\nu}, \tilde{e}_L^-)$	$L = (\nu, e_L^-)$	Dublett	-1
	$\tilde{R} = \tilde{e}_R^+$	$R = e_L^C$	Singlett	2
(skalare) Quarks	$\tilde{Q} = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$Q = (u_L, d_L)$	Dublett	1/3
	$\tilde{U} = \tilde{u}_R^*$	$U = u_L^C$	Singlett	-4/3
	$\tilde{D} = \tilde{d}_R^*$	$D = d_L^C$	Singlett	2/3
Higgs-Teilchen	H_1^1, H_1^2	$(\tilde{H}_1^1, \tilde{H}_1^2)$	Dublett	-1
	H_2^1, H_2^2	$(\tilde{H}_2^1, \tilde{H}_2^2)$	Dublett	1
	N	\tilde{N}	Singlett	0

Tabelle 2.1: Multipletts im NMSSM. Die jeweilige Ladung ergibt sich mit $Q = T_3 + Y/2$.

Form, daß bei den skalaren Massen Divergenzen weiterhin nicht auftreten. Diese *soft symmetry breaking terms* wurden vollständig von Girardello und Grisaru [30] angegeben. Im zweiten Abschnitt dieses Kapitels werden sie bei der Konstruktion der Lagrange-Funktion des NMSSM vorgestellt.

Sowohl im MSSM wie auch im NMSSM existiert eine multiplikativ erhaltene Quantenzahl, die sogenannte R -Parität [31]. Für ein Teilchen mit dem Spin j , der Baryonenzahl B und der Leptonenzahl L ist sie definiert als $R = (-1)^{2j+3B+L}$, daher besitzen alle Teilchen des Standardmodells die R -Parität $+1$ und ihre supersymmetrischen Partner erhalten $R = -1$. Die Erhaltung der R -Parität hat zwei wesentliche Konsequenzen: Supersymmetrische Teilchen können nur in Paaren produziert werden, und das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) ist stabil, da es nicht ausschließlich in gewöhnliche Standardmodellteilchen zerfallen kann. Natürlich können auch supersymmetrische Theorien mit gebrochener R -Parität konstruiert werden [32]. Da in ihnen jedoch entweder die Erhaltung der Leptonen- oder der Baryonenzahl verletzt wird, unterliegen sie strengen Einschränkungen aufgrund experimenteller Ergebnisse bezüglich des Protonzerfalls. Wir werden solche Modelle in dieser Arbeit nicht weiter betrachten.

Unterschiede zwischen MSSM und NMSSM treten in den Bereichen auf, in denen das Higgs-Singlettfeld eine Rolle spielt, also bei den Higgs-Bosonen und den Neutralinos, den Mischungszuständen zwischen den fermionischen Partnern der neutralen Eichbosonen und Higgs-Bosonen. Deshalb werden Neutralino- und Higgs-Sektor in den folgenden Abschnitten einzeln dargestellt und die Charakteristika bei Massen und Mischungszuständen ausgearbeitet. Somit sind dann die theoretischen Grundlagen

geschaffen, um im NMSSM konkrete Prozesse untersuchen zu können.

2.1 Motivation des NMSSM

Zunächst stellen wir noch einmal kurz die Vorteile des Konzepts der Supersymmetrie allgemein dar, unabhängig von speziellen Modellen, bevor dann im zweiten Abschnitt ausführlich auf die Vorzüge des NMSSM gegenüber dem minimalen Modell eingegangen wird.

2.1.1 Warum Supersymmetrie?

Hier sind einige Gründe angeführt, warum Supersymmetrie die am häufigsten diskutierte Idee für eine über das Standardmodell hinausgehende Physik ist. Einzelheiten und Ergänzungen zu dieser Liste lassen sich finden in den zahlreichen Übersichtsartikeln und supersymmetrischen *Top Ten Lists* [6, 33].

- **Eleganz**

Supersymmetrie ist die elegante Erweiterung des Konzepts von Symmetrien als grundlegendem Prinzip aller Theorien der fundamentalen Teilchen und Wechselwirkungen.

Supersymmetry is a beautiful generalization of the concept of continuous symmetries; it would be surprising if nature did not make use of it. (H.E. HABER [33])

It could even be that nature knows nothing of supersymmetry – but that would be a waste of a beautiful theory. (J. ELLIS [34])

- **Einbeziehung der Gravitation**

Die einzigen konsistenten Quantentheorien, die die Gravitation einbeziehen, sind Superstring-Theorien, die die Supersymmetrie als Niederenergienäherung enthalten.

- **Hierarchieproblem**

Supersymmetrische Modelle lösen das Problem, wie das Verhältnis $m_W^2/m_X^2 \approx 10^{-28}$ zwischen der elektroschwachen Skala und derjenigen einer GUT-Theorie zustande kommt. Im Rahmen einer Supergravitationstheorie kann nämlich die spontane $SU(2) \times U(1)$ -Symmetriebrechung dadurch erfolgen, daß der an der GUT-Skala positive Higgs-Massenterm durch radiative Korrekturen bei der elektroschwachen Skala negativ wird .

- **Natürlichkeit**

Wenn das elektroschwache Standardmodell in einer fundamentaleren Theorie ent-

halten ist, die durch eine weitaus größere Energie-Skala (Planck-Skala) gekennzeichnet ist, erhält das Higgs-Boson durch radiative Korrekturen einen Massenzuwachs in der Größenordnung dieser Skala. Im Standardmodell kann seine Masse nur durch unnatürliches *Fine tuning*, und zwar in jeder Ordnung der Störungstheorie neu, unter Kontrolle gebracht werden. In supersymmetrischen Modellen hingegen tritt dieses Problem nicht auf, da durch Bosonen- und Fermionenschleifen mit umgekehrten Vorzeichen quadratische Divergenzen kompensiert werden.

- **Vereinigung der Eichkopplungen**

Im Gegensatz zum Standardmodell kann in supersymmetrischen Modellen die Vereinigung der Eichkopplungen der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung innerhalb einer $SU(5)$ -GUT-Theorie in einem Punkt bei einer Energie von ca. 10^{16} GeV erfolgen.

- **Dunkle Materie**

Das leichteste supersymmetrische Teilchen ist ein idealer Kandidat für die kalte dunkle Materie im Universum.

2.1.2 Warum nichtminimale Supersymmetrie?

Das minimale supersymmetrische Standardmodell löst zwar technisch das Hierarchieproblem des Standardmodells und enthält die oben aufgeführten Vorzüge, doch bleiben auch in ihm noch einige Fragen offen, die im NMSSM beantwortet werden können.

- **Das μ -Problem**

Das Superpotential enthält im MSSM den Term

$$W_\mu = \mu H_1 H_2, \quad (2.1)$$

wodurch die beiden Higgs-Doublets H_1 und H_2 miteinander gekoppelt werden. Hierbei ist μ ein freier Parameter (mit der Einheit der Masse) der Theorie, der in die Berechnung der Massen der supersymmetrischen Teilchen miteingeht. Insbesondere führt ein verschwindender Parameter μ auf je ein masseloses Neutralino und Chargino, den fermionischen Partnern der neutralen bzw. geladenen Eich- und Higgs-Bosonen, deren Existenz aber durch die aktuellen unteren Massenschranken für diese Teilchen aufgrund der experimentellen Ergebnisse am Elektron-Positron-Beschleuniger LEP bereits ausgeschlossen ist. Zudem tritt bei $\mu = 0$ ein phänomenologisch unakzeptables leichtes Axion auf. Daher muß μ einen von 0 verschiedenen Wert besitzen.

Auf der anderen Seite muß μ in der Größenordnung der Skala der Supersymmetriebrechung $\mathcal{O}(10^3 \text{ GeV})$ liegen, damit die Massendifferenz zwischen Standard- und Supersymmetrieteilchen nicht so groß wird, daß zusätzliches *Fine Tuning* notwendig wird.

Die einzige zur Verfügung stehende Energieskala eines in eine supersymmetrische Vereinigungstheorie eingebundenen MSSM ist jedoch die Vereinigungsenergie $m_X \approx 10^{16}$ GeV, so daß theoretisch der Wert von μ in dieser Größenordnung zu erwarten ist.

Zur Lösung dieses Widerspruchs existieren verschiedene, über das MSSM hinausgehende Ansätze [24], [35], [36], z.B. die Einführung neuer gebrochener Symmetrien (Peccei-Quinn- und R -Symmetrien) im Rahmen von Superstringtheorien, verbunden mit dem Konzept der Gauginokondensation [25].

Im NMSSM wird das μ -Problem jedoch auf einfache Weise umgangen. Der betreffende Ausdruck im Superpotential lautet hier

$$W_\lambda = \lambda H_1 H_2 N \quad (2.2)$$

und weist damit als trilineare Kopplung zwischen den Higgs-Dubletts und dem Singlett N dieselbe kubische Struktur auf wie auch alle weiteren Terme des Superpotentials. Dem μ Parameter entspricht also im NMSSM das Produkt aus dem Kopplungsparameter λ und dem Vakuumerwartungswert des Singletts x . Da unter der Annahme der Gültigkeit der perturbativen Behandlung der Physik bis hin zur Vereinigungsenergie $\lambda = \mathcal{O}(1)$ gilt, liegt mit $x = \mathcal{O}(\text{TeV})$ nun λx in der Größenordnung der Skala der Supersymmetriebrechung ~ 1 TeV, und das μ -Problem tritt nicht mehr auf.

- **Symmetriebrechung in Supergravitationstheorien**

Einer der entscheidenden Vorzüge supersymmetrischer Theorien ist die Möglichkeit, auch die Gravitation in eine allumfassende *Theory of Everything* miteinzubeziehen, so daß bei der Planck-Energie m_P alle Kräfte auf einer universellen Wechselwirkung beruhen. Tatsächlich führt eine spontan gebrochene $N=1$ Supergravitationstheorie auf das NMSSM als phänomenologisch akzeptable effektive Niederenergienäherung, da im Gegensatz zum MSSM das Superpotential nur dimensionslose Parameter enthält und somit skaleninvariant ist.

Bei der Konstruktion von Supergravitation mit spontan gebrochener lokaler Supersymmetrie erhält man auf natürliche Weise eine neue Energieskala, die Gravitinomasse $m_{3/2}$. Die Skala der Supersymmetriebrechung ist dann von der Ordnung $\mathcal{O}(\sqrt{m_P m_{3/2}})$ [20], tatsächlich aber wirkt sie sich schon bei der Skala von $m_{3/2}$ auf die Multipletts der Eichtheorie aus, da das zugehörige Goldstone-Gravitino nur durch Gravitationskräfte der Stärke m_P^{-1} an Materiefelder koppelt. In solchen Modellen wird dann die Physik bei den an den heutigen Beschleunigern erreichbaren Energien $\ll m_P$ durch effektive Theorien mit weich gebrochener globaler Supersymmetrie beschrieben. Sie werden festgelegt durch ein skaleninvariantes effektives kubisches Superpotential, wie es nur das NMSSM, nicht aber das MSSM aufweist. Außerdem wird die $SU(2) \times U(1)$ Symmetriebrechung automatisch durch die durch Supergravitation motivierten Symmetriebrechungsterme induziert. Sie erfolgt durch radiative Korrekturen, und zwar im NMSSM

allein innerhalb des supersymmetrischen Higgs-Sektors, während im MSSM Top-Quark-Schleifen miteinbezogen werden müssen.

Das Superpotential des NMSSM ist dann das einfachste dieser Art, das zur spontanen $SU(2) \times U(1)$ Symmetriebrechung führt [19] — ein weiteres starkes Argument, sich mit dem NMSSM zu beschäftigen.

- **Abschwächung der Massenschranken des MSSM**

In supersymmetrischen Modellen gibt es prinzipiell zwei Arten von Massenschranken für die bisher noch unentdeckten Teilchen: untere Massengrenzen für die SUSY-Teilchen und Higgs-Bosonen aufgrund der experimentellen Daten und obere Schranken durch modellbedingte Einschränkungen wie z.B. die Forderung nach Vermeidung von *Fine Tuning*.

Während letzteres die Massen der supersymmetrischen Teilchen allgemein in allen supersymmetrischen Modellen auf einen Bereich bis ungefähr 1 TeV eingrenzt, sind doch die oberen Higgs-Massengrenzen stark modellabhängig. So gilt im MSSM auf Baumgraphenniveau für die Masse des leichtesten skalaren Higgs-Bosons

$$m_h^2 \leq m_Z^2 \cos^2 2\beta, \quad (2.3)$$

unter Berücksichtigung radiativer Korrekturen wird diese Schranke bis auf etwa 130 GeV angehoben [37]. Im NMSSM hingegen mit dem trilinearen Term (2.2) im Superpotential lautet die obere Massengrenze für das leichteste skalare Higgs-Teilchen [26]

$$m_{S_1}^2 \leq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 (v_1^2 + v_2^2) \sin^2 2\beta, \quad (2.4)$$

was schon auf Baumgraphenniveau Higgs-Massen bis 151 GeV zuläßt, wenn man die Kopplung λ auf Werte bis zum Infrarotfixpunkt $\lambda_{\max} = 0.87$ beschränkt, damit alle Kopplungen bis zur Vereinigungsenergie perturbativ behandelbar bleiben [21]. Auch diese Schranke wird durch radiative Korrekturen weiter erhöht [38, 39].

Berücksichtigt man zusätzlich noch die Tatsache, daß ein Higgs-Boson mit einem großen Singlettanteil experimentell nur schwer zu produzieren und identifizieren ist, so liegen die möglichen Konsequenzen für die beiden Modelle auf der Hand: Selbst wenn das MSSM aufgrund erfolgloser Higgs-Suche an neuen Beschleunigern ausgeschlossen werden muß, so kann das NMSSM doch noch als phänomenologisch akzeptables Modell lebensfähig bleiben.

Ein ganz anderer Aspekt ist mit den experimentell bestimmten Massenuntergrenzen für die supersymmetrischen Teilchen verknüpft. Während die Massendifferenz zwischen den Teilchen im Standardmodell und ihren supersymmetrischen Partnern im MSSM doch schon beachtlich ist — das leichteste supersymmetrische Teilchen besitzt eine Masse von mindestens etwa 20 GeV — kann das LSP im NMSSM durchaus noch masselos sein, so daß die Supersymmetriebrechung, die zur Aufhebung der Massenentartung in einem Multiplett führt, sehr schwach sein

kann. Genaue Ergebnisse hierzu finden sich im dritten Kapitel. Hier bleibt festzustellen, daß aufgrund der im NMSSM möglichen geringen Massenunterschiede in einem Multiplett aus ästhetischen Gründen dieses Modell gegenüber dem MSSM bevorzugt werden kann.

2.2 Der Teilcheninhalt

Zu Beginn der Beschäftigung mit Supersymmetrie herrschte die Hoffnung, sowohl die bosonischen als auch die fermionischen Felder eines Multipletts bereits bekannten Teilchen zuordnen zu können. Da dieser Versuch fehlschlug, muß in den aktuellen supersymmetrischen Theorien zu jedem Teilchen des Standardmodells ein supersymmetrischer Partner postuliert werden. In Tabelle 2.2 sind die in den Multipletts aus Tabelle 2.1 enthaltenen physikalischen Teilchen aufgelistet. Wie auch im Standardmodell die physikalischen Eichbosonen Linearkombinationen der Eichfelder in der Lagrange-Funktion sind, so mischen sich auch im NMSSM jeweils die neutralen und geladenen Eichfermionen und Higgsinos zu neuen Masseneigenzuständen, nämlich Neutralinos und Charginos. Diese und die Mischungen der links- und rechtshändigen Squarks und Sfermionen sowie der Higgs-Bosonen werden im folgenden Abschnitt nach der Vorstellung der Lagrange-Funktion genau beschrieben.

Standard-Teilchen		Supersymmetrische Teilchen			
Wechselwirkungs-eigenzustände	Massen-eigenzustände	Symbol	Name	Symbol	Massen-eigenzustände
$q = u, d, s, c, b, t$		\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	Squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	Squark
$l = e, \mu, \tau$		\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	Slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	Slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$		$\tilde{\nu}$	Sneutrino	$\tilde{\nu}$	Sneutrino
$W^{1,2}$	W^\pm	\tilde{W}^\pm	Wino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	Chargino
H_1^-, H_2^+	H^\pm	\tilde{H}^\pm	Higgsino		
B	γ, Z^0	$\tilde{\gamma}$	Photino	$\tilde{\chi}_{1,\dots,5}^0$	Neutralino
W^3		\tilde{Z}^0	Zino		
H_1^0	S_1, S_2, S_3, P_1, P_2	\tilde{H}_1^0	Higgsino		
H_2^0		\tilde{H}_2^0	Higgsino		
N		\tilde{N}	Higgsino		
g		\tilde{g}	Gluino	\tilde{g}	Gluino

Tabelle 2.2: Physikalische Teilchen im Nichtminimalen Supersymmetrischen Standardmodell.

2.3 Die Lagrange-Funktion

In einer supersymmetrischen Yang-Mills-Theorie wird die Lagrange-Funktion aus chiralen Multipletts $\Phi_i = (A_i, \psi_i, F_i)$ mit den komplexen skalaren Feldern A_i , den Weyl-Spinoren ψ_i und den komplexen Hilfsfeldern F_i sowie aus Vektormultipletts $V_\alpha = (V_\alpha^\mu, \lambda_\alpha, D_\alpha)$ bestehend aus den Vektorfeldern V_α , den Weyl-Spinoren λ_α und den reellen Hilfsfeldern D_α so aufgebaut, daß die Eichinvarianz erhalten bleibt. Dazu sind nach der Konstruktion der supersymmetrischen Feldstärke die Vektorsuperfelder in eichinvarianter Weise an die chiralen Materiesuperfelder zu koppeln. Eine genaue Beschreibung der Konstruktion supersymmetrischer Lagrange-Funktionen sowohl für die abelsche Eichgruppe $U(1)$ als auch für die nichtabelsche $SU(2)$ ist in verschiedenen Lehrbüchern, z. B. [40], gegeben.

Hier stellen wir die Lagrange-Funktion des NMSSM vor, die aus den in Tabelle 2.1 enthaltenen Multipletts gebildet wird und als Erweiterung des Standardmodells sowie aufgrund der phänomenologischen Erfahrung folgende Forderungen erfüllen muß:

- Um den Eichbosonen und Fermionen Masse zu verleihen, wird die zugrunde liegende Eichgruppe $SU(2) \times U(1)$ spontan durch den Higgs-Kibble-Mechanismus zu $U(1)$ gebrochen.
- Um die Massenentartung zwischen Standard- und Supersymmetrieteilchen innerhalb eines Multipletts aufzuheben, wird die Supersymmetrie durch die in [30] angegebenen Terme „weich“ gebrochen.

Nach Elimination der unphysikalischen Hilfsfelder besteht die Lagrange-Funktion des NMSSM aus vier Anteilen, die wir in der für Supersymmetrie „natürlichen“ Darstellung mit zweikomponentigen Spinoren für die Fermionen angeben.

1. Der Yang-Mills-Anteil beschreibt die Selbstwechselwirkung der Eichmultipletts:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} = & -\frac{1}{4} V_{\mu\nu}^a V^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} (\partial_\mu V'_\nu - \partial_\nu V'_\mu)^2 \\ & - i \bar{\lambda}^a (\delta_{ab} \sigma^\mu \partial_\mu - f_{abc} \sigma^\mu V_\mu^c) \lambda^b \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit

$$V_{\mu\nu}^a = \partial_\mu V_\nu^a - \partial_\nu V_\mu^a + g f_{abc} V_\mu^b V_\nu^c. \quad (2.6)$$

Hierbei sind die f_{abc} die Strukturkonstanten der nichtabelschen Eichgruppe $SU(2)$ und σ^μ die Paulimatrizen

$$\sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}), \quad \bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}) = \sigma_\mu. \quad (2.7)$$

2. Für die Wechselwirkung zwischen Eich- und Materiemultipletts ergibt sich der Anteil

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_\Phi &= (-gT_{ij}^a V_\mu^a - \frac{1}{2}g'y_i\delta_{ij}V'_\mu)(\bar{\psi}_i\bar{\sigma}^\mu\psi_j + iA_i^*\partial A_j) \\
&\quad + ig\sqrt{2}T_{ij}^a(\lambda^a\psi_j A_i^* - \bar{\lambda}^a\bar{\psi}_i A_j) + \frac{ig'}{\sqrt{2}}y_i(\lambda'\psi_i A_i^* - \bar{\lambda}'\bar{\psi}_i A_i) \\
&\quad + A_i^* A_j (gT_{ik}^a V_\mu^a + \frac{1}{2}g'y_i\delta_{ik}V'_\mu)(gT_{kj}^b V_\mu^b + \frac{1}{2}g'y_j\delta_{kj}V'_\mu). \quad (2.8)
\end{aligned}$$

In der benutzten Spinordarstellung entsprechen die Erzeuger T_{ij}^a der nichtabelschen Gruppe $SU(2)$ den Paulimatrizen. Die Kopplungskonstanten g und g' gehören jeweils zu den Eichgruppen $SU(2)$ und $U(1)$, die Parameter y sind die Hyperladung des entsprechenden Feldes.

3. Der Anteil der Selbstwechselwirkung der Materiemultipletts enthält außer einem kinetischen Term

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = \partial_\mu A_i \partial^\mu A_i^* + i\bar{\psi}_i \sigma^\mu \partial_\mu \psi_i \quad (2.9)$$

die Fermionenmassenterme, die Yukawakopplungen sowie das skalare Potential, durch das die $SU(2) \times U(1)$ Eichinvarianz spontan gebrochen wird. Allgemein setzt sich das skalare Potential in supersymmetrischen Modellen aus sogenannten D- und F-Termen zusammen:

$$\begin{aligned}
V &= V_D + V_F \\
&= \frac{1}{2}(D^a D^a + D'^2) + F_i^* F_i \quad (2.10)
\end{aligned}$$

mit *

$$D^a = gA_i^* T_{ij}^a A_j, \quad D' = \frac{1}{2}g'y_i A_i^* A_i \quad (2.11)$$

und der Ableitung eines *Superpotentials* W nach den skalaren Materiefeldern

$$F_i = \partial W / \partial A_i. \quad (2.12)$$

Bei dem Superpotential handelt es sich um eine kubische eichinvariante Funktion der skalaren Materiefelder, durch die das bezüglich der Supersymmetrie ungebrochene Modell vollständig bestimmt wird. Im NMSSM hat es die Form

$$\begin{aligned}
W &= \lambda \varepsilon_{ij} H_1^i H_2^j N - \frac{1}{3}k N^3 \\
&\quad + h_U \varepsilon_{ij} \tilde{Q}^i \tilde{U} H_2^j - h_D \varepsilon_{ij} \tilde{Q}^i \tilde{D} H_1^j - h_E \varepsilon_{ij} \tilde{L}^i \tilde{R} H_1^j \quad (2.13)
\end{aligned}$$

mit dem total antisymmetrischen Tensor ε_{ij} ($\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = 1$), der das Skalarprodukt festlegt. Durch den trilinearen Term mit der Kopplung λ zwischen den Higgs-Doublets $H_1 = (H_1^0, H_1^-)$ und $H_2 = (H_2^+, H_2^0)$ und dem Singlett N wird das μ -Problem des MSSM umgangen. Der in N kubische Term mit der Kopplung k ist notwendig, um eine globale $U(1)$ -Symmetrie

$$N \rightarrow N e^{i\theta}, \quad H_1 H_2 \rightarrow H_1 H_2 e^{-i\theta} \quad (2.14)$$

*Der Fayet-Iliopolous-Term [41] in D' wurde dabei vernachlässigt.

zu verhindern, die nach spontaner Symmetriebrechung durch die Vakuumerwartungswerte der Higgs-Felder zu einem phänomenologisch unakzeptablen Axion führen würde. Aus diesem Grund darf der Parameter k im NMSSM auch nicht den Wert 0 annehmen. Die Notation der Lepton- und Quarkterme im Superpotential ist Tabelle 2.2 zu entnehmen, Summation über alle drei Generationen ist auszuführen. Dieser Teil des Superpotentials ist so gewählt, daß Leptonen- und Baryonenzahl erhalten bleiben. Die Yukawa-Kopplungen h_U , h_D und h_E werden durch die Fermionenmassen bestimmt, die durch

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{1}{2}[(\partial^2 W / \partial A_i \partial A_j) \psi_i \psi_j + \text{h.c.}] \quad (2.15)$$

erzeugt werden.

Insgesamt lautet also die Lagrange-Funktion für die Selbstwechselwirkung der Materiefelder

$$\mathcal{L}_W = \mathcal{L}_{\text{kin}} - V_D - V_F + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \quad (2.16)$$

mit

$$\begin{aligned} V_D &= \frac{1}{2}(D^a D^a + D'^2) \\ &= \frac{1}{8}g^2[(H_1^{i*} H_1^i)^2 + (H_2^{i*} H_2^i)^2 + (\tilde{Q}^{i*} \tilde{Q}^i)^2 + (\tilde{L}^{i*} \tilde{L}^i)^2 \\ &\quad + 4|H_1^{i*} H_2^i|^2 - 2(H_1^{i*} H_1^i)(H_2^{j*} H_2^j) + 4|H_1^{i*} \tilde{Q}^i|^2 - 2(H_1^{i*} H_1^i)(\tilde{Q}^{j*} \tilde{Q}^j) \\ &\quad + 4|H_1^{i*} \tilde{L}^i|^2 - 2(H_1^{i*} H_1^i)(\tilde{L}^{j*} \tilde{L}^j) + 4|H_2^{i*} \tilde{Q}^i|^2 - 2(H_2^{i*} H_2^i)(\tilde{Q}^{j*} \tilde{Q}^j) \\ &\quad + 4|H_2^{i*} \tilde{L}^i|^2 - 2(H_2^{i*} H_2^i)(\tilde{L}^{j*} \tilde{L}^j) + 4|\tilde{Q}^{i*} \tilde{L}^i|^2 - 2(\tilde{Q}^{i*} \tilde{Q}^i)(\tilde{L}^{j*} \tilde{L}^j)] \\ &\quad + \frac{1}{8}g'^2[H_2^{2*} H_2^2 + H_2^{1*} H_2^1 - H_1^{1*} H_1^1 - H_1^{2*} H_1^2 \\ &\quad + y_Q(\tilde{Q}^{1*} \tilde{Q}^1 + \tilde{Q}^{2*} \tilde{Q}^2) + y_u \tilde{U}^* \tilde{U} + y_d \tilde{D}^* \tilde{D} \\ &\quad - \tilde{L}^{1*} \tilde{L}^1 - \tilde{L}^{2*} \tilde{L}^2 + 2\tilde{R}^* \tilde{R}]^2, \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} V_F &= F_i^* F_i \\ &= |\lambda \varepsilon_{ij} H_1^i H_2^j - k N^2|^2 \\ &\quad + |\lambda H_2^2 N + h_D \tilde{Q}^2 \tilde{D} + h_E \tilde{L}^2 \tilde{R}|^2 + |\lambda H_2^1 N + h_D \tilde{Q}^1 \tilde{D} + h_E \tilde{L}^1 \tilde{R}|^2 \\ &\quad + |\lambda H_1^2 N + h_U \tilde{Q}^2 \tilde{U}|^2 + |\lambda H_1^1 N + h_U \tilde{Q}^1 \tilde{U}|^2 \\ &\quad + |h_U H_2^2 \tilde{U} - h_D H_1^2 \tilde{D}|^2 + |-h_U H_2^1 \tilde{U} + h_D H_1^1 \tilde{D}|^2 \\ &\quad + |h_U \varepsilon_{ij} \tilde{Q}^i H_2^j|^2 + |h_D \varepsilon_{ij} \tilde{Q}^i H_1^j|^2 + |h_E \varepsilon_{ij} \tilde{L}^i H_1^j|^2 \\ &\quad + |h_E H_1^2 \tilde{R}|^2 + |h_E H_1^1 \tilde{R}|^2. \end{aligned} \quad (2.18)$$

4. Da Supersymmetrie in der Natur offenbar nicht ungebrochen vorliegt, muß die Lagrange-Funktion auch Symmetriebrechungsterme enthalten. Im NMSSM werden zu der in 1. bis 3. angegebenen Lagrange-Funktion für die ungebrochene

Theorie alle möglichen expliziten weichen Symmetriebrechungsterme addiert. Sie lassen sich in zwei verschiedenen Klassen zusammenfassen: eine umfaßt alle eichinvarianten quadratischen Terme, die andere diejenigen eichinvarianten kubischen Terme, in denen keine Mischungen zwischen skalaren Feldern und komplex-konjugierten skalaren Feldern vorkommen. Diese zweite Klasse entspricht genau den kubischen Termen des Superpotentials, so daß der supersymmetriebrechende Anteil der Lagrange-Funktion lautet

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{soft}} = & -m_1^2 |H_1|^2 - m_2^2 |H_2|^2 - m_3^2 |N|^2 \\
& -m_Q^2 |\tilde{Q}|^2 - m_U^2 |\tilde{U}|^2 - m_D^2 |\tilde{D}|^2 \\
& -m_L^2 |\tilde{L}|^2 - m_E^2 |\tilde{R}|^2 \\
& + (\lambda A_\lambda \varepsilon_{ij} H_1^i H_2^j N + \text{h.c.}) + \left(\frac{1}{3} k A_k N^3 + \text{h.c.}\right) \\
& - \varepsilon_{ij} (h_U A_U \tilde{Q}^i \tilde{U} H_2^j - h_D A_D \tilde{Q}^i \tilde{D} H_1^j - h_E A_E \tilde{L}^i \tilde{R} H_1^j + \text{h.c.}) \\
& - \frac{1}{2} M \lambda^a \lambda^a - \frac{1}{2} M' \lambda' \lambda' .
\end{aligned} \tag{2.19}$$

Damit ist die Lagrange-Funktion des NMSSM vollständig angegeben, es folgt nach der Charakterisierung der Parameter die Berechnung und Untersuchung der Massen, Mischungen und Kopplungen der skalaren Leptonen und Quarks, Higgs-Bosonen, Eichfermionen und Higgsinos.

2.4 Die Parameter

Die im letzten Abschnitt beschriebene Lagrange-Funktion des NMSSM enthält zahlreiche freie Parameter, die an der Skala der durch Teilchenbeschleuniger mittelfristig erreichbaren Energien im TeV-Bereich experimentell bestimmt werden müssen, aber auch unter der Annahme universeller Symmetriebrechungsterme aus den Werten an der GUT-Skala durch Renormierungsgruppengleichungen berechnet werden können. Obwohl wir von dieser Annahme in dieser Arbeit keinen Gebrauch machen werden, um das NMSSM möglichst allgemein zu untersuchen, unterliegen die Parameter doch auch im Niederenergiebereich Einschränkungen aus zwei verschiedenen Quellen. Einerseits werden durch die experimentellen Ergebnisse Teile des Parameterraums ausgeschlossen, was im dritten Kapitel dieser Arbeit ausführlich untersucht wird. Andererseits ergeben sich aber auch aus theoretischen Gründen Beschränkungen des Parameterbereichs, die wir in diesem Abschnitt darstellen wollen.

In Tabelle 2.3 sind die Parameter des NMSSM angegeben. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden wir annehmen, daß sie folgende Bedingungen erfüllen:

1. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann durch die Wahl einer geeigneten globalen Phase von H_2 und N

$$\lambda A_\lambda \in R^+, k A_k \in R^+ \tag{2.20}$$

$\tan \beta = v_2/v_1$	Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Dubletts
x	Vakuumerwartungswert des Higgs-Singletts
λ, k	trilineare Kopplungen im Superpotential
M, M'	$SU(2)$ und $U(1)$ Gaugino-Massenparameter
h_U, h_D, h_E	Yukawakopplungen (3 Generationen)
A_U, A_D, A_E	symmetriebrechende Fermionenmassenparameter (3 Generationen)
A_λ, A_k	symmetriebrechende skalare Massenparameter
m_{H_1}, m_{H_2}, m_N	symmetriebrechende Higgs-Massenparameter
m_Q, m_U, m_D, m_L, m_E	symmetriebrechende Fermionenmassen (3 Generationen)

Tabelle 2.3: Freie Parameter des NMSSM.

angenommen werden.

2. Eine hinreichende Bedingung zur Vermeidung expliziter CP-Verletzung im skalaren Sektor ist

$$\lambda k \in R^+. \quad (2.21)$$

Der Einfachheit halber wird im folgenden

$$\lambda, k, A_\lambda, A_k \in R^+ \quad (2.22)$$

angenommen, was die Bedingungen (2.20) und (2.21) erfüllt.

3. Wir wählen ein Vakuum mit

$$v_1, v_2, x > 0. \quad (2.23)$$

4. Die $SU(2)$ und $U(1)$ Gaugino-Massenparameter M und M' sind an der elektroschwachen Skala untereinander und mit der Gluinomasse $m_{\tilde{g}}$ durch die Relationen

$$M' = \frac{5}{3} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} M \simeq 0.5M, \quad |M| = \frac{\alpha_2}{\alpha_3} m_{\tilde{g}} \simeq 0.3m_{\tilde{g}}, \quad (2.24)$$

miteinander verbunden, wobei die $\alpha_i = g_i^2/(4\pi)$, $i = 1, 2, 3$ jeweils die Eichkopplungen der $U(1)_{Y^-}$, $SU(2)_{W^-}$ und $SU(3)_C$ -Symmetriegruppen sind. Diese Beziehung ergibt sich aus der Annahme der Vereinigung der Massenparameter im Rahmen einer GUT-Theorie.

5. Damit eine supersymmetrische Theorie eine Lösung für das *Naturalness*-, Hierarchie- [43] und *Fine-Tuning*-Problem [44] beinhaltet, sollten die supersymmetrischen Teilchen nicht wesentlich schwerer als 1 TeV sein. Auf das Gluino bezogen, bedeutet diese Massengrenze für den Gauginomassenparameter M mit (2.24)

$$-400 \text{ GeV} \leq M \leq 400 \text{ GeV}. \quad (2.25)$$

Auf dieses Intervall wollen wir uns im folgenden beschränken.

6. Um die supersymmetrische Eichtheorie perturbativ behandeln zu können, müssen die Kopplungen λ und k als Entwicklungsparameter einer Störungsreihe von der Größenordnung $\mathcal{O}(1)$ sein. Im Rahmen einer GUT-Theorie wären diese Parameter dann durch ihre Infrarot-Fixpunkte

$$\lambda_{\max} = 0.87, \quad k_{\max} = 0.63. \quad (2.26)$$

begrenzt, die sicherstellen, daß die Kopplungen bei der GUT-Energie den Wert 1 nicht übersteigen. Wir wollen hier jedoch ganz allgemein annehmen

$$\lambda, k \leq 1. \quad (2.27)$$

7. Wir betrachten Singlett-Vakuumerwartungswerte im Bereich

$$0 \text{ GeV} \leq x \leq 1000 \text{ GeV}. \quad (2.28)$$

2.5 Der Higgs-Sektor

Für die Massen und Mischungen der Higgs-Bosonen sind entsprechende exakte Ausdrücke und Näherungen auf Baumgraphenniveau [22] und Formeln für die Strahlungskorrekturen [39] in der Literatur bekannt. Wir wollen daher hier nur der Vollständigkeit halber die wichtigsten Ergebnisse wiedergeben.

Die volle 10×10 Massenquadratmatrix für die Real- und Imaginärteile der Higgs-Felder

$$H_1^0 = \frac{\phi_1 + i\phi_4}{\sqrt{2}}, \quad (2.29)$$

$$H_2^0 = \frac{\phi_2 + i\phi_5}{\sqrt{2}}, \quad (2.30)$$

$$N = \frac{\phi_3 + i\phi_6}{\sqrt{2}}, \quad (2.31)$$

$$H_1^- = \frac{\phi_7 - i\phi_9}{\sqrt{2}}, \quad (2.32)$$

$$H_2^+ = \frac{\phi_8 + i\phi_{10}}{\sqrt{2}} \quad (2.33)$$

ergibt sich aus dem skalaren Potential der Lagrange-Funktion durch

$$\mathcal{M}_{ij}^2 = \left. \frac{\partial^2 (V_0 + \Delta V_1)}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{v_1, v_2, x}, \quad (2.34)$$

wobei V_0 das skalare Potential auf Baumgraphenniveau

$$V_0 = V_D + V_F + V_{\text{soft}} \quad (2.35)$$

ist und ΔV_1 die radiativen Korrekturen enthält

$$\Delta V_1 = \frac{1}{64\pi^2} STr \mathcal{M}_0^4 \left(\log \frac{\mathcal{M}_0^2}{\mu^2} - \frac{3}{2} \right). \quad (2.36)$$

Hierbei ist μ die $\overline{\text{MS}}$ Renormierungsskala, \mathcal{M}_0^2 die Massenquadratmatrix auf Baumgraphenniveau ohne eingesetzte Vakuumerwartungswerte, und die Superspur erstreckt sich über alle Felder, die an die Higgs-Felder koppeln.

Die Massenquadratmatrix entkoppelt in je einen 3×3 Block für die neutralen skalaren Higgs-Bosonen, die den Realteilen von H_1 , H_2 , N entsprechen, und für die sich aus den Imaginärteilen der Higgs-Felder ergebenden pseudoskalaren Higgs-Bosonen sowie in zwei 2×2 Untermatrizen für die geladenen Higgs-Teilchen. Je ein Masseneigenwert der pseudoskalaren und geladenen Mischungsmatrizen verschwindet, und der zugehörige Zustand entspricht einem unphysikalischen Goldstone-Boson. Weiterhin sind die Masseneigenwerte der physikalischen geladenen Higgs-Bosonen entartet.

Schließlich lassen sich noch die Higgs-Massenparameter $m_{H_1}^2$, $m_{H_2}^2$, m_N^2 mit Hilfe der notwendigen Bedingungen für ein lokales Minimum des neutralen Higgs-Potentials $\partial(V_0 + \Delta V_1)/\partial\phi_i = 0$, ($i = 1, 2, 3$)

$$\begin{aligned} m_1^2 v_1 - \lambda A_\lambda v_2 x + \lambda^2 v_1 (x^2 + v_2^2) \\ - \lambda k v_2 x^2 - \frac{g^2 + g'^2}{4} v_1 (v_2^2 - v_1^2) + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\partial \Delta V_1}{\partial \phi_1} \Big|_{v_1, v_2, x} = 0 \end{aligned} \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned} m_2^2 v_2 - \lambda A_\lambda v_1 x + \lambda^2 v_2 (x^2 + v_1^2) \\ - \lambda k v_1 x^2 + \frac{g^2 + g'^2}{4} v_2 (v_2^2 - v_1^2) + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\partial \Delta V_1}{\partial \phi_2} \Big|_{v_1, v_2, x} = 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} m_3^2 x - \lambda A_\lambda v_1 v_2 - k A_k x^2 + \lambda^2 x (v_1^2 + v_2^2) \\ - 2\lambda k x v_1 v_2 + 2k^2 x^3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\partial \Delta V_1}{\partial \phi_3} \Big|_{v_1, v_2, x} = 0 \end{aligned} \quad (2.39)$$

eliminieren. Unter Berücksichtigung der radiativen Korrekturen durch Top- und Stopf Schleifen lautet dann die Massenquadratmatrix für die neutralen skalaren Higgs-Bosonen

$$\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} M_{11}^{S^2} & M_{12}^{S^2} & M_{13}^{S^2} \\ M_{12}^{S^2} & M_{22}^{S^2} & M_{23}^{S^2} \\ M_{13}^{S^2} & M_{23}^{S^2} & M_{33}^{S^2} \end{pmatrix} + \delta \mathcal{M}_S^2 \quad (2.40)$$

mit den Matrixelementen auf Baumgraphenniveau

$$M_{11}^{S^2} = \frac{(g^2 + g'^2)v_1^2}{2} + \lambda x (A_\lambda + kx) \tan \beta, \quad (2.41)$$

$$M_{12}^{S^2} = \frac{v_1 v_2}{2} (4\lambda^2 - g^2 - g'^2) - \lambda x (A_\lambda + kx), \quad (2.42)$$

$$M_{13}^{S^2} = 2\lambda^2 v_1 x - 2\lambda k x v_2 - \lambda A_\lambda v_2, \quad (2.43)$$

$$M_{22}^{S^2} = \frac{(g^2 + g'^2)v_2^2}{2} + \lambda x (A_\lambda + kx) \cot \beta, \quad (2.44)$$

$$M_{23}^{S^2} = 2\lambda^2 v_2 x - 2\lambda k x v_1 - \lambda A_\lambda v_1, \quad (2.45)$$

$$M_{33}^{S^2} = 4k^2 x^2 - k A_k x + \frac{\lambda A_\lambda v_1 v_2}{x}, \quad (2.46)$$

und den radiativen Korrekturen

$$\delta\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} \Delta_{11}^2 & \Delta_{12}^2 & \Delta_{13}^2 \\ \Delta_{12}^2 & \Delta_{22}^2 & \Delta_{23}^2 \\ \Delta_{13}^2 & \Delta_{23}^2 & \Delta_{33}^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \tan\beta & -1 & -\frac{v_2}{x} \\ -1 & \cot\beta & -\frac{v_1}{x} \\ -\frac{v_2}{x} & -\frac{v_1}{x} & \frac{v_1 v_2}{x^2} \end{pmatrix} \Delta^2 \quad (2.47)$$

mit

$$\Delta^2 = \frac{3}{16\pi^2} h_t^2 \lambda x A_t f(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2), \quad (2.48)$$

$$\Delta_{11}^2 = \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 v_2^2 \lambda^2 x^2 \left(\frac{A_t + \lambda x \cot\beta}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \right)^2 g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2), \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{12}^2 &= \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 v_2^2 \lambda x \left(\frac{A_t + \lambda x \cot\beta}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \right) \\ &\times \left(\log\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right) + \frac{A_t(A_t + \lambda x \cot\beta)}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) \right), \end{aligned} \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{13}^2 &= \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 v_2^2 \lambda^2 v_1 x \left(\frac{A_t + \lambda x \cot\beta}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \right)^2 g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) \\ &- \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 \lambda^2 v_1 x f(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2), \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{22}^2 &= \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 v_2^2 \left(\log\left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2}{m_t^4}\right) + \frac{2A_t(A_t + \lambda x \cot\beta)}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \log\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right) \right) \\ &+ \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 v_2^2 \left(\frac{A_t(A_t + \lambda x \cot\beta)}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \right)^2 g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2), \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{23}^2 &= \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 v_2^2 \lambda v_1 \left(\frac{A_t + \lambda x \cot\beta}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \right) \\ &\times \left(\log\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right) + \frac{A_t(A_t + \lambda x \cot\beta)}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) \right), \end{aligned} \quad (2.53)$$

$$\Delta_{33}^2 = \frac{3}{8\pi^2} h_t^4 v_2^2 \lambda^2 v_1^2 \left(\frac{A_t + \lambda x \cot\beta}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \right)^2 g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2). \quad (2.54)$$

Für die neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen ergibt sich

$$\mathcal{M}_P^2 = \begin{pmatrix} M_{11}^{P^2} & M_{12}^{P^2} & M_{13}^{P^2} \\ M_{12}^{P^2} & M_{22}^{P^2} & M_{23}^{P^2} \\ M_{13}^{P^2} & M_{23}^{P^2} & M_{33}^{P^2} \end{pmatrix} + \delta\mathcal{M}_P^2, \quad (2.55)$$

dabei besteht die Massenquadratmatrix auf Baumgraphenniveau aus den Termen

$$M_{11}^{P^2} = \lambda x(A_\lambda + kx) \tan \beta, \quad (2.56)$$

$$M_{12}^{P^2} = \lambda x(A_\lambda + kx), \quad (2.57)$$

$$M_{13}^{P^2} = \lambda v_2(A_\lambda - 2kx), \quad (2.58)$$

$$M_{22}^{P^2} = \lambda x(A_\lambda + kx) \cot \beta, \quad (2.59)$$

$$M_{23}^{P^2} = \lambda v_1(A_\lambda - 2kx), \quad (2.60)$$

$$M_{33}^{P^2} = \lambda A_\lambda \frac{v_1 v_2}{x} + 4\lambda k v_1 v_2 + 3k A_k x, \quad (2.61)$$

und die radiativen Korrekturen sind

$$\delta \mathcal{M}_P^2 = \begin{pmatrix} \tan \beta & 1 & \frac{v_2}{x} \\ 1 & \cot \beta & \frac{v_1}{x} \\ \frac{v_2}{x} & \frac{v_1}{x} & \frac{v_1 v_2}{x^2} \end{pmatrix} \Delta^2. \quad (2.62)$$

Die Funktionen f und g sind definiert als

$$f(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) = \frac{1}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \left(m_{\tilde{t}_1}^2 \log \left(\frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{\mu^2} \right) - m_{\tilde{t}_2}^2 \log \left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{\mu^2} \right) - m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2 \right), \quad (2.63)$$

$$g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) = \frac{-1}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \left((m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2) \log \left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right) + 2(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2) \right). \quad (2.64)$$

Schließlich erhält man die Massenquadratmatrix für die geladenen Higgs-Bosonen

$$\mathcal{M}_c^2 = \left(\lambda A_\lambda x + \lambda k x^2 - v_1 v_2 \left(\lambda - \frac{g^2}{2} \right) + \Delta_c^2 \right) \begin{pmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cot \beta \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

mit der Schleifenkorrektur

$$\Delta_c^2 = \frac{3}{16\pi^2} \sum_{i \in \{\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1\}} m_i^2 \left(\log \left(\frac{m_i^2}{m_t^2} \right) - 1 \right) C(m_i) \quad (2.66)$$

und

$$C(m_{\tilde{t}_1}) = -\frac{h_t^4 v_2^2 \lambda^2 x^2 \cot \beta}{(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2)(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{b}_1}^2)} - \frac{h_t^2 \lambda x A_t}{(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2)}, \quad (2.67)$$

$$C(m_{\tilde{t}_2}) = -\frac{h_t^4 v_2^2 \lambda^2 x^2 \cot \beta}{(m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{b}_1}^2)(m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2)} + \frac{h_t^2 \lambda x A_t}{(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2)}, \quad (2.68)$$

$$C(m_{\tilde{b}_1}) = -\frac{h_t^4 v_2^2 \lambda^2 x^2 \cot \beta}{(m_{\tilde{b}_1}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2)(m_{\tilde{b}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2)}. \quad (2.69)$$

Wir bezeichnen mit S_i ($i = 1, 2, 3$), ($m_{S_1} \leq m_{S_2} \leq m_{S_3}$) die Masseneigenzustände der skalaren Higgs-Bosonen, mit P_j ($j = 1, 2$), ($m_{P_1} \leq m_{P_2}$) die physikalischen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und mit C^\pm die geladenen Higgs-Teilchen. Diese Masseneigenzustände ergeben sich aus den Higgs-Feldern (2.29)–(2.33) durch Transformation mit den Diagonalisierungsmatrizen

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \sqrt{2}U^S \left[\begin{pmatrix} \operatorname{Re}H_1^0 \\ \operatorname{Re}H_2^0 \\ \operatorname{Re}N \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ x \end{pmatrix} \right], \quad (2.70)$$

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \end{pmatrix} = \sqrt{2}U^P \begin{pmatrix} \operatorname{Im}H_1^0 \\ \operatorname{Im}H_2^0 \\ \operatorname{Im}N \end{pmatrix}. \quad (2.71)$$

Man beachte, daß einer der Eigenzustände der Massenquadratmatrix der pseudoskalaren Higgs-Bosonen einem unphysikalischen Goldstone-Teilchen entspricht und daher hier nicht aufgeführt ist. Somit ist U^P hier eine 3×2 Transformationsmatrix zwischen den physikalischen pseudoskalaren Higgs-Teilchen und den Higgs-Feldern im skalaren Potential.

Abbildungen, die die Massen der neutralen Higgs-Bosonen in Abhängigkeit von der Masse der geladenen Higgs-Teilchen für verschiedene Parameterwerte zeigen, finden sich in großer Anzahl in [39]. Wir verzichten daher hier auf eine graphische Darstellung.

2.6 Der Slepton- und Squarksektor

Die Mischungen von links- und rechtshändigen Sleptonen und Squarks bleiben gegenüber dem MSSM unverändert. Wir geben hier die Ausdrücke für Squarks an, im Falle von Leptonen sind jeweils die Down-Quarks durch Elektronen zu ersetzen. Der Massenterm der Lagrange-Funktion ergibt sich aus den D - und F -Termen des skalaren Potentials und den Symmetriebrechungstermen zu

$$\mathcal{L} = -(\tilde{u}_L^*, \tilde{u}_R^*) \begin{pmatrix} a & b \\ b & c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{u}_R \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

mit

$$a = m_Q^2 + m_u^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - e_u \sin^2 \theta_W \right), \quad (2.73)$$

$$b = m_u (\lambda x \cot \beta + A_U), \quad (2.74)$$

$$c = m_U^2 + m_u^2 + e_u m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W \quad (2.75)$$

für Up-Squarks und

$$\mathcal{L} = -(\tilde{d}_L^*, \tilde{d}_R^*) \begin{pmatrix} a' & b' \\ b' & c' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{d}_L \\ \tilde{d}_R \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

mit

$$a' = m_Q^2 + m_d^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} + e_d \sin^2 \theta_W \right), \quad (2.77)$$

$$b' = m_d (\lambda x \tan \beta + A_D), \quad (2.78)$$

$$c' = m_D^2 + m_d^2 + e_d m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W \quad (2.79)$$

für Down-Squarks.

Die Masseneigenwerte sind dann

$$m_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left(a + c \mp \sqrt{(a - c)^2 + 4b^2} \right), \quad (2.80)$$

und die Masseneigenzustände \tilde{q}_1 und \tilde{q}_2 ergeben sich aus

$$\begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_1 \\ \tilde{q}_2 \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

mit

$$\sin \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + d^2}}, \quad \cos \theta = -d \sin \theta \quad (2.82)$$

und

$$d = \frac{b}{a - m_1^2}. \quad (2.83)$$

2.7 Der Charginosektor

Der Charginomassenterm in der Lagrange-Funktion und damit die Charginomischungen ändern sich gegenüber dem MSSM nicht. Aus den Massentermen (in Zwei-Komponenten-Schreibweise)

$$\mathcal{L} = \frac{ig}{\sqrt{2}} (v_1 \lambda^+ \psi_{H_1}^2 + v_2 \lambda^- \psi_{H_2}^1) - M \lambda^+ \lambda^- + \lambda x \psi_{H_1}^2 \psi_{H_2}^1 \quad (2.84)$$

folgt

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} (\psi^+, \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} \quad (2.85)$$

mit

$$\psi^+ = (-i\lambda^+, \psi_{H_2}^1), \quad \psi^- = (-i\lambda^-, \psi_{H_1}^2) \quad (2.86)$$

und

$$X = \begin{pmatrix} -M & \sqrt{2} m_W \sin \beta \\ \sqrt{2} m_W \cos \beta & -\lambda x \end{pmatrix}. \quad (2.87)$$

Die Massenmatrix wird diagonalisiert durch die unitären 2×2 Matrizen U und V

$$M_{D_i} \delta_{ij} = U_{im}^* X_{mn} V_{jn}, \quad (2.88)$$

und als Eigenzustände zu den Masseneigenwerten M_{D_i} ergeben sich

$$\chi_i^+ = V_{ij}\psi_j^+, \quad \chi_i^- = U_{ij}\psi_j^-. \quad (2.89)$$

Benutzt man anstelle der zweikomponentigen Weyl-Spinoren die vierkomponentigen Spinoren

$$\tilde{W} = \begin{pmatrix} -i\lambda^+ \\ i\bar{\lambda}^- \end{pmatrix}, \quad \tilde{H} = \begin{pmatrix} \psi_{H_2}^+ \\ \bar{\psi}_{H_1}^- \end{pmatrix}, \quad (2.90)$$

so ermittelt man die Masseneigenzustände $\tilde{\chi}_i^\pm = (\chi_i^+, \bar{\chi}_i^-)^T$ ($i = 1, 2$) mittels

$$\begin{aligned} P_L \tilde{W} &= P_L V_{i1}^* \tilde{\chi}_i^\pm, & P_R \tilde{W} &= P_R U_{i1} \tilde{\chi}_i^\pm, \\ P_L \tilde{H} &= P_L V_{i2}^* \tilde{\chi}_i^\pm, & P_R \tilde{H} &= P_R U_{i2} \tilde{\chi}_i^\pm, \\ P_L \tilde{\tilde{W}} &= P_L U_{i1}^* \tilde{\chi}_i^\pm, & P_R \tilde{\tilde{W}} &= P_R V_{i1} \tilde{\chi}_i^\pm, \\ P_L \tilde{\tilde{H}} &= P_L U_{i2}^* \tilde{\chi}_i^\pm, & P_R \tilde{\tilde{H}} &= P_R V_{i2} \tilde{\chi}_i^\pm, \end{aligned} \quad (2.91)$$

wobei P_L und P_R die links- bzw. rechtshändigen Projektionsoperatoren sind:

$$P_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma_5). \quad (2.92)$$

Analytische Ausdrücke für die Charginomassen und die Diagonalisierungsmatrizen U_{ij} und V_{ij} sind in [45] zu finden, wenn man die Parameter μ und M des MSSM durch $-\lambda x$ und $-M$ ersetzt.

2.8 Der Neutralinosektor

Die Neutralinomassenterme sind enthalten in

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{\sqrt{2}} i g \lambda^3 (v_1 \psi_{H_1}^1 - v_2 \psi_{H_2}^2) - \frac{1}{\sqrt{2}} i g' \lambda' (v_1 \psi_{H_1}^1 - v_2 \psi_{H_2}^2) \\ &\quad - \frac{1}{2} M \lambda^3 \lambda^3 - \frac{1}{2} M' \lambda' \lambda' \\ &\quad - \lambda x \psi_{H_1}^1 \psi_{H_2}^2 - \lambda v_1 \psi_{H_2}^2 \psi_N - \lambda v_2 \psi_{H_1}^1 \psi_N + k x \psi_N^2 \\ &\quad + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (2.93)$$

Mit der Basis

$$(\psi^0)^T = (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \psi_H^a, \psi_H^b, \psi_N) \quad (2.94)$$

und

$$\begin{aligned} \psi_H^a &= \psi_{H_1}^1 \cos \beta - \psi_{H_2}^2 \sin \beta \\ \psi_H^b &= \psi_{H_1}^1 \sin \beta + \psi_{H_2}^2 \cos \beta \end{aligned} \quad (2.95)$$

erhält man den Massenterm

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T Y \psi^0 + h.c. \quad (2.96)$$

mit der Mischungsmatrix

$$Y = \begin{pmatrix} -Ms_W^2 - M'c_W^2 & (M' - M)s_Wc_W & 0 & 0 & 0 \\ (M' - M)s_Wc_W & -Mc_W^2 - M's_W^2 & m_Z & 0 & 0 \\ 0 & m_Z & -\lambda x \sin 2\beta & \lambda x \cos 2\beta & 0 \\ 0 & 0 & \lambda x \cos 2\beta & \lambda x \sin 2\beta & \lambda v \\ 0 & 0 & 0 & \lambda v & -2kx \end{pmatrix}. \quad (2.97)$$

Hierbei wurden die Abkürzungen

$$s_W \equiv \sin \theta_W, \quad c_W \equiv \cos \theta_W, \quad v \equiv \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \quad (2.98)$$

eingeführt. Im folgenden benutzen wir die Beziehung (2.24) und setzen

$$M' = \alpha M. \quad (2.99)$$

Bei der Grenzwertbildung $\lambda, k \rightarrow 0$ mit konstanten λx und kx , entkoppelt die Neutralinomischungsmatrix, und die obere 4×4 Untermatrix entspricht mit $\mu = \lambda x$ derjenigen des MSSM [42].

Die Beträge der Eigenwerte $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ von Y sind dann die physikalischen Neutralinomassen, die Masseneigenzustände ergeben sich mit

$$\chi_i^0 = N_{ij} \psi_j^0 \quad i, j = 1, \dots, 5, \quad (2.100)$$

wobei N die unitäre Diagonalisierungsmatrix von Y ist:

$$m_{\tilde{\chi}_i^0} \delta_{ij} = N_{im}^* Y_{mn} N_{jn}. \quad (2.101)$$

Zur Erstellung von Feynman-Regeln verwendet man oft vierkomponentige Majoranaspinoren

$$\tilde{\gamma} = \begin{pmatrix} -i\lambda_\gamma \\ i\bar{\lambda}_\gamma \end{pmatrix}, \quad \tilde{Z} = \begin{pmatrix} -i\lambda_Z \\ i\bar{\lambda}_Z \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_1 = \begin{pmatrix} \psi_H^a \\ \bar{\psi}_H^a \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_2 = \begin{pmatrix} \psi_H^b \\ \bar{\psi}_H^b \end{pmatrix}, \quad \tilde{N} = \begin{pmatrix} \psi_N \\ \bar{\psi}_N \end{pmatrix}. \quad (2.102)$$

Die Masseneigenzustände

$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, \dots, 5, \quad (2.103)$$

erhält man dann mit

$$\begin{aligned} P_L \tilde{\gamma} &= P_L N_{j1}^* \tilde{\chi}_j^0, & P_R \tilde{\gamma} &= P_R N_{j1} \tilde{\chi}_j^0, \\ P_L \tilde{Z} &= P_L N_{j2}^* \tilde{\chi}_j^0, & P_R \tilde{Z} &= P_R N_{j2} \tilde{\chi}_j^0, \\ P_L \tilde{H}_1 &= P_L N_{j3}^* \tilde{\chi}_j^0, & P_R \tilde{H}_1 &= P_R N_{j3} \tilde{\chi}_j^0, \\ P_L \tilde{H}_2 &= P_L N_{j4}^* \tilde{\chi}_j^0, & P_R \tilde{H}_2 &= P_R N_{j4} \tilde{\chi}_j^0, \\ P_L \tilde{N} &= P_L N_{j5}^* \tilde{\chi}_j^0, & P_R \tilde{N} &= P_R N_{j5} \tilde{\chi}_j^0. \end{aligned} \quad (2.104)$$

Die fünf Eigenwerte $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ sind die Lösungen der Eigenwertgleichung

$$\begin{aligned} & \left(\alpha M^2 + m^2 + m M (1 + \alpha) \right) \cdot \\ & \left((\lambda^2 x^2 - m^2)(2kx + m) + \lambda^2 (\lambda x \sin 2\beta + m)(v_1^2 + v_2^2) \right) \\ & - m_Z^2 \left(M(\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) + m \right) \cdot \\ & \left((\lambda x \sin 2\beta - m)(2kx + m) + \lambda^2 (v_1^2 + v_2^2) \right) = 0. \end{aligned} \quad (2.105)$$

Die Eigenwertgleichung weist folgende Symmetrien auf:

- $m(M, x, \lambda, k, \sin 2\beta) = -m(-M, -x, \lambda, k, \sin 2\beta)$,
- $m(M, x, \lambda, k, \sin 2\beta) = m(M, -x, -\lambda, -k, \sin 2\beta)$,
- $m(M, x, \lambda, k, \sin 2\beta) = m(M, x, -\lambda, -k, -\sin 2\beta)$.

Sie ist quadratisch in M und läßt sich daher nach M auflösen:

$$\begin{aligned} M_{\pm} &= \frac{1}{2} \left\{ -\frac{m(1 + \alpha)}{\alpha} \right. \\ & \quad + \frac{m_Z^2 (\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) [(\lambda x \sin 2\beta - m)(2kx + m) + \lambda^2 (v_1^2 + v_2^2)]}{\alpha [(\lambda^2 x^2 - m^2)(2kx + m) + \lambda^2 (\lambda x \sin 2\beta + m)(v_1^2 + v_2^2)]} \\ & \quad \pm \left[\left(-\frac{m(1 + \alpha)}{\alpha} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{m_Z^2 (\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) [(\lambda x \sin 2\beta - m)(2kx + m) + \lambda^2 (v_1^2 + v_2^2)]}{\alpha [(\lambda^2 x^2 - m^2)(2kx + m) + \lambda^2 (\lambda x \sin 2\beta + m)(v_1^2 + v_2^2)]} \right)^2 \right. \\ & \quad \left. \left. - 4 \left(\frac{m^2}{\alpha} - \frac{m_Z^2 m [(\lambda x \sin 2\beta - m)(2kx + m) + \lambda^2 (v_1^2 + v_2^2)]}{\alpha [(\lambda^2 x^2 - m^2)(2kx + m) + \lambda^2 (\lambda x \sin 2\beta + m)(v_1^2 + v_2^2)]} \right) \right]^{1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (2.106)$$

Außerdem ist sie linear in k

$$k = \frac{c_1}{c_2} \quad (2.107)$$

mit

$$\begin{aligned} c_1 &= \left(\alpha M^2 + m^2 + m M (1 + \alpha) \right) \left(m^3 - m \lambda^2 x^2 - \lambda^2 (\lambda x \sin 2\beta + m)(v_1^2 + v_2^2) \right) \\ & \quad + m_Z^2 \left(M(\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) + m \right) \left[(\lambda x \sin 2\beta - m)m + \lambda^2 (v_1^2 + v_2^2) \right], \\ c_2 &= \left(\alpha M^2 + m^2 + m M (1 + \alpha) \right) (2x^3 \lambda^2 - 2xm^2) \\ & \quad - 2m_Z^2 x \left(M(\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) + m \right) (\lambda x \sin 2\beta - m). \end{aligned} \quad (2.108)$$

In Abbildung 2.1 zeigen wir die physikalischen Neutralinomassen als Funktion jeweils eines Parameters für die zwei Werte $\tan \beta = 2$ und $\tan \beta = 20$. In (a) und (b) ist

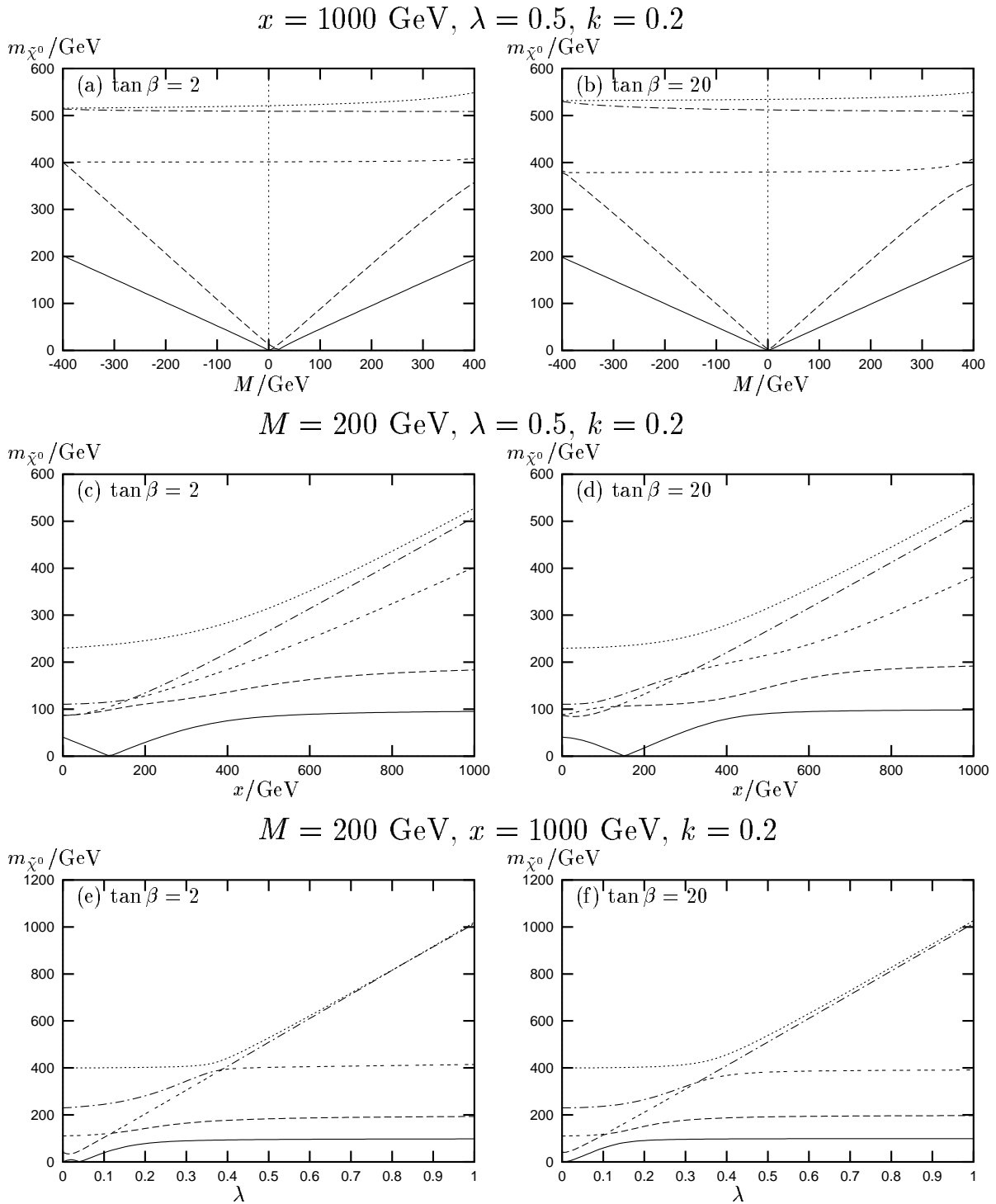


Abbildung 2.1: Neutralinmassen als Funktion der Parameter M , x und λ für $\tan \beta = 2$ und $\tan \beta = 20$.

die Abhängigkeit vom Gaugino-Massenparameter M mit $x = 1000$ GeV, $\lambda = 0.5$ und $k = 0.2$ dargestellt. Für große Werte von M oder x nähern sich die Neutralinomassen ihren asymptotischen Werten αM , M , $2kx$ und λx . Je nach Wahl der Parameter x , λ und k ergeben sich bis zu drei verbotene Massenregionen, die durch die Nullstellen der Wurzel in (2.106) begrenzt werden. In unserem Beispiel in (a) und (b) findet man eine große Massenzackung zwischen $m_{\tilde{\chi}^0} \approx 2kx$ und $m_{\tilde{\chi}^0} \approx \lambda x$ sowie zwei fast verschwindend kleine bei $m_{\tilde{\chi}^0} \approx 2kx$ und bei $m_{\tilde{\chi}^0} \approx \lambda x$.

In (c) und (d) werden die Neutralinomassen als Funktion des Singlett-Vakuumerwartungswerts x gezeigt. Hier wie auch in der Darstellung der Abhängigkeit von der Kopplung λ in (e) und (f) treten Schnittpunkte zwischen den einzelnen Masseneigenwerten auf, die noch am sensibelsten auf die Wahl von $\tan \beta$ reagieren. Ansonsten ist die Abhängigkeit der Masseneigenwerte von $\tan \beta$ generell sehr schwach. Bei der Auswahl der Szenarien werden wir die Neutralinomassen speziell in der (M, x) -Ebene unter Einbeziehung der experimentellen Einschränkungen analysieren.

Auffallend in Abbildung 2.1 ist bereits, daß offenbar nicht nur bei kleinen Parametern M oder λ ein sehr leichtes Neutralino existiert. Ein masseloser Zustand ergibt sich beim Verschwinden des konstanten Terms der Eigenwertgleichung

$$M\lambda \left[\lambda^2 \alpha M (v_1^2 + v_2^2) x \sin 2\beta + \lambda \left(2k\alpha M x^3 - m_Z^2 (\sin^2 \theta_w + \alpha \cos^2 \theta_W) (v_1^2 + v_2^2) - 2m_Z^2 (\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) k x^2 \sin 2\beta \right) \right] = 0, \quad (2.109)$$

also außer bei $M = 0$ oder $\lambda = 0$ bei

$$M = \frac{m_Z^2 (\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) [2kx^2 \sin 2\beta + \lambda (v_1^2 + v_2^2)]}{\alpha \lambda x (2kx^2 + \lambda \sin 2\beta (v_1^2 + v_2^2))} \quad (2.110)$$

bzw. bei

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ 2k\alpha M x^3 + \frac{m_Z^2 (\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) (v_1^2 + v_2^2)}{\alpha M (v_1^2 + v_2^2) x \sin 2\beta} \pm \left[\left(2k\alpha M x^3 + \frac{m_Z^2 (\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) (v_1^2 + v_2^2)}{\alpha M (v_1^2 + v_2^2) x \sin 2\beta} \right)^2 + \frac{8m_Z^2 (\sin^2 \theta_W + \alpha \cos^2 \theta_W) k x^2 \sin 2\beta}{\alpha M (v_1^2 + v_2^2) x \sin 2\beta} \right]^{1/2} \right\} \quad (2.111)$$

oder

$$k = \frac{\lambda v^2 (-\alpha M \lambda x \sin 2\beta + m_Z^2 (s_W^2 + \alpha c_W^2))}{2x^2 (\alpha M \lambda x - m_Z^2 (s_W^2 + \alpha c_W^2) \sin 2\beta)}. \quad (2.112)$$

Diese Funktion divergiert bei

$$\lambda_{\infty} = \frac{m_Z^2 (s_W^2 + \alpha c_W^2) \sin 2\beta}{\alpha M x} \quad (2.113)$$

und hat zwei Nullstellen bei

$$\lambda_0 = \frac{m_Z^2(s_W^2 + \alpha c_W^2)}{\alpha Mx \sin 2\beta} \quad \text{und} \quad \lambda'_0 = 0. \quad (2.114)$$

Da für $\tan \beta > 1$ die Bedingungen

$$\begin{aligned} \lambda_\infty &< \lambda_0 \quad \text{für } Mx > 0 \\ \lambda_\infty &> \lambda_0 \quad \text{für } Mx < 0 \end{aligned} \quad (2.115)$$

und

$$\lim_{\lambda \rightarrow +\lambda_\infty} k(\lambda) = +\infty. \quad (2.116)$$

erfüllt sind, kann ein masseloser Zustand nur für $Mx > 0$ realisiert sein. Die Werte für den Parameter λ sind dann eingeschränkt auf den Bereich

$$\lambda_\infty < \lambda < \lambda_0. \quad (2.117)$$

Wir illustrieren in Abbildung 2.2 für $M = 200$ GeV und $x = 200$ GeV bzw. $x = 1000$ GeV den Parameterbereich in der (λ, k) -Ebene, der zu einem masselosen Neutralino im NMSSM führt. Im Vorgriff auf unsere Untersuchung der experimentellen Einschränkungen im nächsten Kapitel wählten wir hierbei $\tan \beta = 20$, da für kleine Werte von $\tan \beta$ ein masseloses Neutralino ausgeschlossen ist. Nicht berücksichtigt ist in Abbildung 2.2 jedoch der experimentell verbotene Parameterbereich in der (λ, k) -Ebene bei kleinen λ -Werten. Dadurch wird die bereits zu erkennende Tendenz verstärkt, daß für ein masseloses Neutralino ein sehr kleiner Wert für den Parameter k notwendig ist. Wir werden nach der Bestimmung der experimentellen Einschränkungen später im vierten Kapitel bei der Auswahl der Szenarien genauer den Parameterbereich diskutieren, der zu einem sehr leichten Neutralino führt.

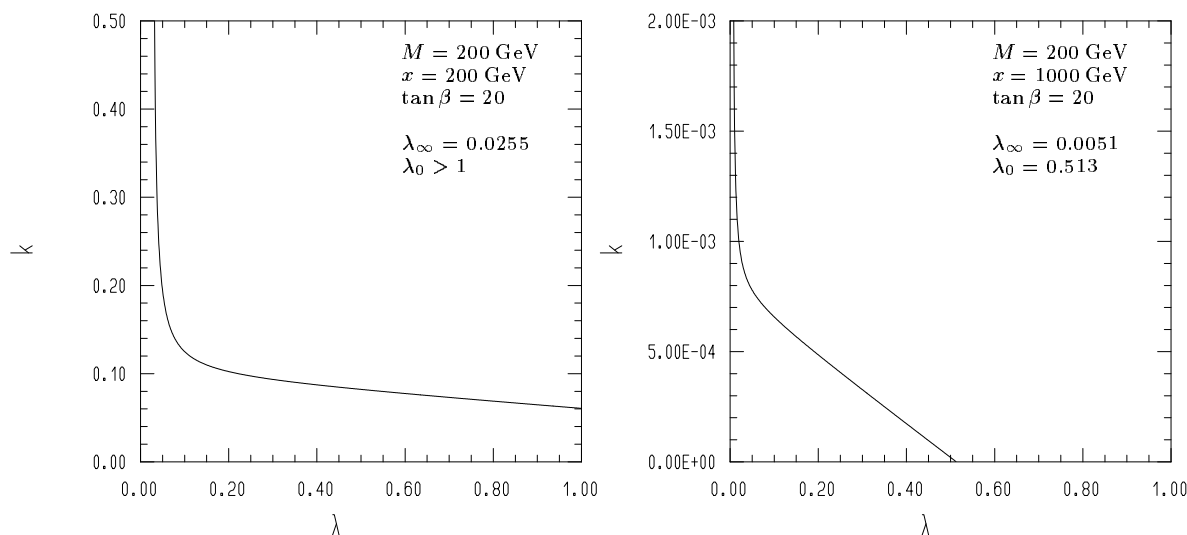


Abbildung 2.2: Konturlinie für ein masseloses Neutralino in der (λ, k) -Ebene für $\tan \beta = 20$, $M = 200$ GeV und $x = 200$ GeV bzw. $x = 1000$ GeV. Die im Text erklärten Pole und Nullstellen sind ebenfalls angegeben.

Experimentelle Einschränkungen

Die Suche nach supersymmetrischen Teilchen und Physik jenseits des Standardmodells ist neben dem Nachweis des Higgs-Bosons und Präzisionsmessungen zur Verifizierung des SM einer der Schwerpunkte der experimentellen Programme an den bestehenden wie auch an den zukünftigen Teilchenbeschleunigern. Da bisher jedoch noch kein supersymmetrisches Teilchen gefunden werden konnte, ergaben sich aus den Experimenten am Elektron-Positron-Beschleuniger LEP am CERN und am Proton-Antiproton-Beschleuniger Tevatron am Fermi-Lab lediglich untere Massengrenzen für SUSY-Teilchen und ausgeschlossene Parameterbereiche. Durch Elektron-Proton-Kollisionen bei HERA am DESY lassen sich für R -Parität erhaltende supersymmetrische Modelle wie MSSM und NMSSM keine wesentlichen Einschränkungen finden.

Im Rahmen des MSSM haben die an LEP beteiligten Kollaborationen ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL sehr detailliert die einschränkenden Bedingungen für die Parameter und Teilchenmassen untersucht. Für das leichteste skalare und pseudoskalare Higgs gibt OPAL Massengrenzen von 44.5 GeV bzw. 24.3 GeV an [46], während die unteren Massenschranken von 44 bzw. 21 GeV bei ALEPH [47] etwas geringer sind. Ferner wurde eine Massengrenze von 23 GeV für das leichteste Neutralino und 40 GeV für das skalare Neutrino ermittelt. Da auch Charginos und geladenen Sfermionen bei der Z -Resonanz nicht nachgewiesen werden konnten, wurde für sie eine untere Massengrenze von ungefähr $m_Z/2$ abgeleitet. Diagramme der ausgeschlossenen Parameterbereiche sind in [16] zu finden. Für Squarks und Gluinos werden die stärksten Massengrenzen von der CDF-Kollaboration am Fermi-Lab angegeben. Ohne Berücksichtigung von Kaskadenzerfällen des Gluinos sind die Massenschranken für Gluinos und Squarks der ersten beiden Generationen jeweils 152 und 126 GeV; sind Kaskadenzerfälle möglich, erniedrigt sich die Grenze für das Gluino auf etwa 100 GeV, während für Squarks bei Gluinomassen über 410 GeV keine Verbesserung der LEP-Schranke erzielt wurde [48].

Als Voraussetzung für die Konstruktion von realistischen supersymmetrischen Szenarien ermitteln wir in diesem Kapitel Massengrenzen und verbotene Parameterbereiche für das NMSSM aufgrund der Daten bei der erfolglosen Suche nach Neutralinos und Higgs-Bosonen an den Hochenergiebeschleunigern. Hier führt der vergrößerte Teilcheninhalt zu wesentlichen Unterschieden gegenüber dem MSSM. Insbesondere

werden wir zeigen, daß im NMSSM sehr leichte und sogar masselose Neutralinos und Higgs-Bosonen nicht ausgeschlossen sind. Hingegen sind bei Charginos und skalaren Leptonen und Quarks keine wesentlichen Änderungen zu erwarten. Daher werden wir diese Bereiche nicht weiter untersuchen. Im ersten Abschnitt beschäftigen wir uns mit den Einschränkungen, die sich durch die direkte und indirekte Suche nach Neutralinos im NMSSM ergeben. Während diese Ergebnisse nicht durch Einschränkungen aus dem Higgs-Sektor beeinflusst werden, da zur Bestimmung der Higgs-Massen die Parameter A_λ und A_k entscheidend beitragen, so sind sie jedoch bei der Analyse der Higgs-Massengrenzen im zweiten Abschnitt zu berücksichtigen.

Grundsätzlich lassen sich die Methoden bei der Suche nach neuen Teilchen und damit bei der Erstellung von Einschränkungen des Parameterbereichs in zwei Kategorien einteilen. Es gibt

- indirekte Suchmethoden, bei denen bestimmt wird, wieviel Raum für neue Physik bei den Eigenschaften des Z -Bosons bleibt, speziell bei der sichtbaren und unsichtbaren Zerfallsbreite,
- den direkten Nachweis von neuen Teilchen durch die Auswertung der Detektorsignale ihrer Zerfallsprodukte.

Wir stellen in den folgenden Abschnitten jeweils die benutzten experimentellen Ergebnisse und die daraus resultierenden Folgerungen für das NMSSM dar.

3.1 Neutralinosuche

Die Parameter M , x , $\tan\beta$, λ und k im Neutralinosektor des NMSSM und die Massen der Neutralinos werden eingeschränkt durch die LEP-Ergebnisse für

1. die obere Grenze für Beiträge neuer, über das Standardmodell hinausgehender Physik zur totalen Z -Breite [17]

$$\Delta\Gamma_Z \leq 35.1 \text{ MeV.} \quad (3.1)$$

2. die obere Grenze für Beiträge neuer Physik zur unsichtbaren Z -Breite [17]

$$\Delta\Gamma_{\text{inv}} \leq 16.2 \text{ MeV.} \quad (3.2)$$

3. die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls des Z -Bosons in zwei prinzipiell nachweisbare Neutralinos, also nicht in ein Paar LSP [16]

$$B(Z \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) < 5 \times 10^{-5} \quad (i, j) \neq (1, 1). \quad (3.3)$$

Bei ihrer Suche nach einem Neutralino hat die ALEPH-Kollaboration hierbei sowohl die Zerfallskanäle $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z^* \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 f \bar{f}$, $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 H^0$ als auch den Schleifenzerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ berücksichtigt.

Ferner folgt aus der Grenze der CDF-Kollaboration für die Gluinomasse unter Einbeziehung von Kaskadenzerfällen im MSSM [48]

$$m_{\tilde{g}} > 100 \text{ GeV} \quad (3.4)$$

mit (2.24) eine Schranke für den Gaugino-Massenparameter M

$$|M| > 30 \text{ GeV}. \quad (3.5)$$

Da im NMSSM mehr Möglichkeiten für Kaskadenzerfälle auftreten können und damit diese Grenze weiter erniedrigt werden könnte, werden wir diese Einschränkung im folgenden nicht generell benutzen, sondern ihre Konsequenzen gesondert diskutieren.

Der sich aus diesen Einschränkungen ergebende ausgeschlossene Parameterbereich in der (M, x) -Ebene für verschiedene Werte von λ , k und $\tan\beta$ ist in den Abbildungen 3.1 und 3.2 angegeben. Dazu wurde für jedes Parametertupel die Zerfallsbreite des Z -Bosons in Neutralinos und Charginos mit den Feynman-Regeln in [14] berechnet. Da das Singlettsuperfeld im NMSSM die Hyperladung 0 besitzt, koppelt die Singlettkomponente des Neutralinos nicht an Eichbosonen und (skalare) Fermionen, so daß sich die Feynman-Regeln formal gegenüber dem MSSM nicht unterscheiden. Verletzt das Ergebnis eine der experimentellen Grenzen in (3.1) – (3.3), so wird das betreffende Tupel ausgeschlossen.

In den Abbildungen 3.1 und 3.2 wurde auch bezüglich der Parameter λ , k und $\tan\beta$ ein breites Spektrum abgedeckt. Für $\tan\beta$ wurden jeweils die Werte 2 und 20 gewählt, λ und k erstrecken sich vom Infrarotfixpunkt $\lambda = 0.87$, $k = 0.63$ bis hin zu kleinen Werten $\lambda = 0.2$, $k = 0.001$. Besonderes Gewicht wurde dabei auf Szenarien gelegt, die leichte Neutralinos mit großer Singlettkomponente enthalten, somit phänomenologisch besonders interessant sind und auch der Behandlung von Neutralinoproduktion und -zerfall in den folgenden Kapiteln zugrunde liegen.

Auch wenn die Form des ausgeschlossenen Bereichs an das MSSM erinnert [16], so gibt es doch einige fundamentale Unterschiede. Grundsätzlich schrumpft der erlaubte Parameterbereich mit wachsenden Werten für $\tan\beta$ und bei kleineren Parametern λ und k . Bei allen betrachteten Parametern gibt es einen ausgeschlossenen Bereich für den Gaugino-Massenparameter M , jedoch nicht immer gleichzeitig für die Gluinomasse aufgrund von (2.24). So kann für $\tan\beta \lesssim 4$, $\lambda \lesssim 0.4$ und $k \gtrsim 0.1$ ein masseloses Gluino allein durch die LEP-Daten nicht ausgeschlossen werden. Für $\tan\beta \gtrsim 4$ hingegen führen sie zu einer unteren Schranke $|M| \gtrsim 45 \text{ GeV}$, die einer Gluinomasse von ungefähr 145 GeV entspricht, deren genauer Wert aber von dem maximal zulässigen x -Wert abhängt.

Die unteren Schranken für die Massen der Neutralinos im NMSSM werden in Abhängigkeit von den Parametern M , x und $\tan\beta$ in den Abbildungen 3.3 – 3.5 gezeigt. Dabei wurde jeweils der Parameterbereich $0 < \lambda, k < 1$ berücksichtigt sowie zusätzlich in Abbildung 3.4 die x -Werte $0 < x < 1000$ und in Abbildung 3.5 auch noch der Bereich $-400 \text{ GeV} < M < 400 \text{ GeV}$. Innerhalb des trotz der Schranken (3.1) – (3.3) erlaubten Bereichs wurde dann nach Maxima und Minima für die Neutralinomassen gesucht.

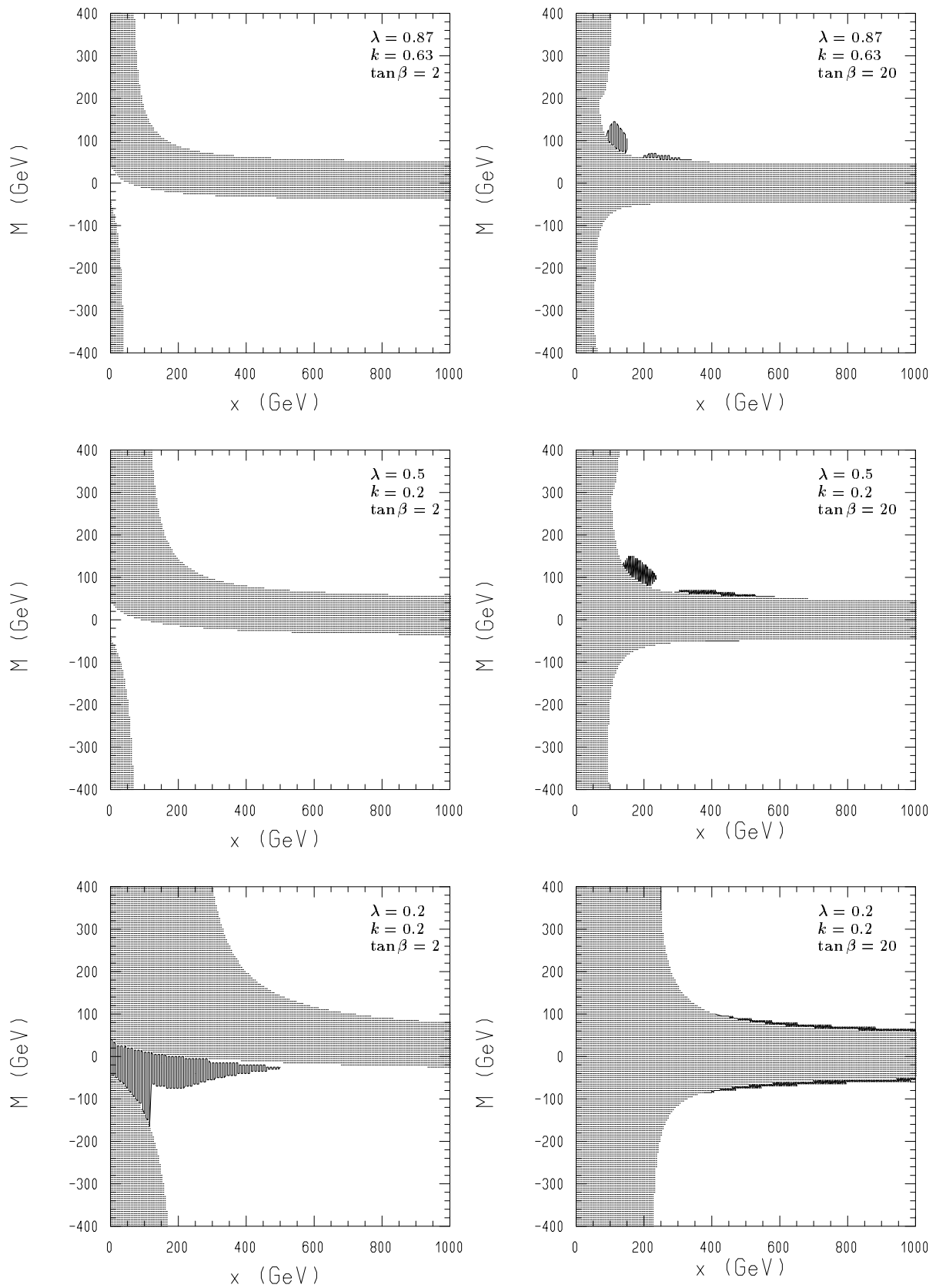


Abbildung 3.1: Der ausgeschlossene Parameterbereich in der (M, x) -Ebene aufgrund der Grenze für die totale Z -Breite (dunkel) und direkter Neutralinosuche (hell).

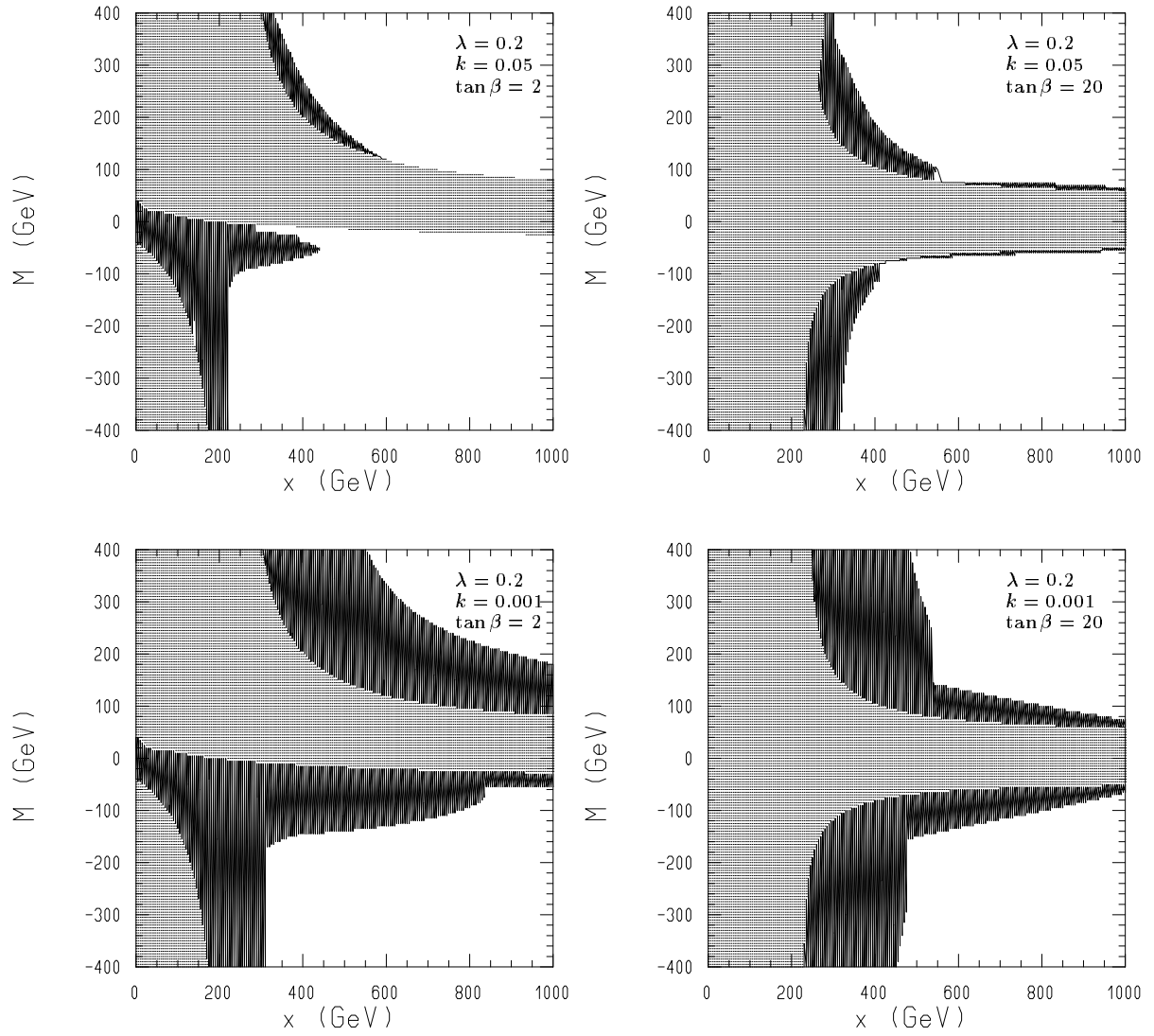


Abbildung 3.2: Der ausgeschlossene Parameterbereich in der (M, x) -Ebene aufgrund der Grenze für die totale Z -Breite (dunkel) und direkter Neutralinosuche (hell).

In Abbildung 3.3 sind die Massengrenzen für beide Werte von $\tan\beta$ recht ähnlich mit einer bedeutenden Ausnahme: Während für $\tan\beta = 20$ das LSP masselos sein kann, existiert für $\tan\beta = 2$ eine untere Massengrenze, die jedoch sehr klein (einige GeV) werden kann. Die genaue Abhängigkeit der Massengrenzen von $\tan\beta$ werden wir in Abbildung 3.5 untersuchen.

Grundsätzlich existiert eine untere Schranke für den Singlett-Vakuumerwartungswert x in Abhängigkeit von M . So muß z. B. für $M = 200$ GeV x größer als ungefähr 75 GeV sein, kleinere Werte für M erlauben dann kleinere x . In der Nachbarschaft dieser Schranke ist das erlaubte Massenspektrum sehr eingeschränkt.

Größere x -Werte ($x > M$) beeinflussen die unteren Massengrenzen aller Neutralinos nur schwach, während die oberen Schranken von dem asymptotischen Verhalten bestimmt werden. Für die beiden leichteren Neutralinos sind sie fast unabhängig von x und entsprechen ihren Grenzwerten $m_{\tilde{\chi}_1^0} \rightarrow M'$ und $m_{\tilde{\chi}_2^0} \rightarrow M$ für $x \rightarrow \infty$, während die Massen der schwereren Neutralinos linear mit x anwachsen ($m_{\tilde{\chi}_3^0}, m_{\tilde{\chi}_4^0} \rightarrow \lambda x$, $m_{\tilde{\chi}_5^0} \rightarrow 2kx$).

Dieses für $x \rightarrow \infty$ oder $M \rightarrow \infty$ auftretende asymptotische Verhalten erklärt auch den Verlauf der oberen Massengrenzen als Funktion von M in Abbildung 3.4. Wie bereits oben in Zusammenhang mit den ausgeschlossenen Parameterbereichen diskutiert, ist ein bestimmter M -Bereich experimentell verboten, und zwar $44 \text{ GeV} < M < 52 \text{ GeV}$ für $\tan\beta = 2$ und $-45 \text{ GeV} < M < 46 \text{ GeV}$ für $\tan\beta = 20$. Abgesehen von $M = 0$ GeV ist für $\tan\beta = 2$ ein masseloses Neutralino ausgeschlossen, für $|M| > 5$ GeV existiert eine untere Massengrenze für das LSP von ungefähr 2 GeV.

Ohne Beschränkung der Gluinomasse und damit des absoluten Werts des Gaugino-Massenparameters M folgt also allein aus den LEP-Daten keine allgemeine Neutralinomassenuntergrenze für beliebige $\tan\beta$. Deshalb benutzen wir in Abbildung 3.5 auch die CDF-Schranke für die Gluinomasse (3.5). Ihr genauer Wert beeinflusst jedoch die Ergebnisse in Abbildung 3.5 nicht, solange $|M| > 5$ GeV angenommen werden kann [49].

Im Gegensatz zum MSSM sinkt die Massengrenze für das LSP mit wachsendem $\tan\beta$, sie liegt bei $\tan\beta = 2$ noch bei 2 GeV und verschwindet bei $\tan\beta \approx 5.5$. Die Schranke für das zweitleichteste NMSSM-Neutralino entspricht hingegen ungefähr der des LSP im MSSM (und analog für die übrigen Neutralinos), so daß sich die Massenspektren im NMSSM und MSSM ähneln mit Ausnahme eines zusätzlichen leichten singlettartigen Neutralinos.

Als entscheidendes Ergebnis dieses Abschnitts bleibt festzuhalten, daß im NMSSM ein Neutralino sehr leicht und für $\tan\beta \gtrsim 5.5$ sogar masselos sein kann. Auf jeden Fall sind die experimentellen Massengrenzen aufgrund der Daten von LEP und CDF deutlich niedriger als im MSSM.

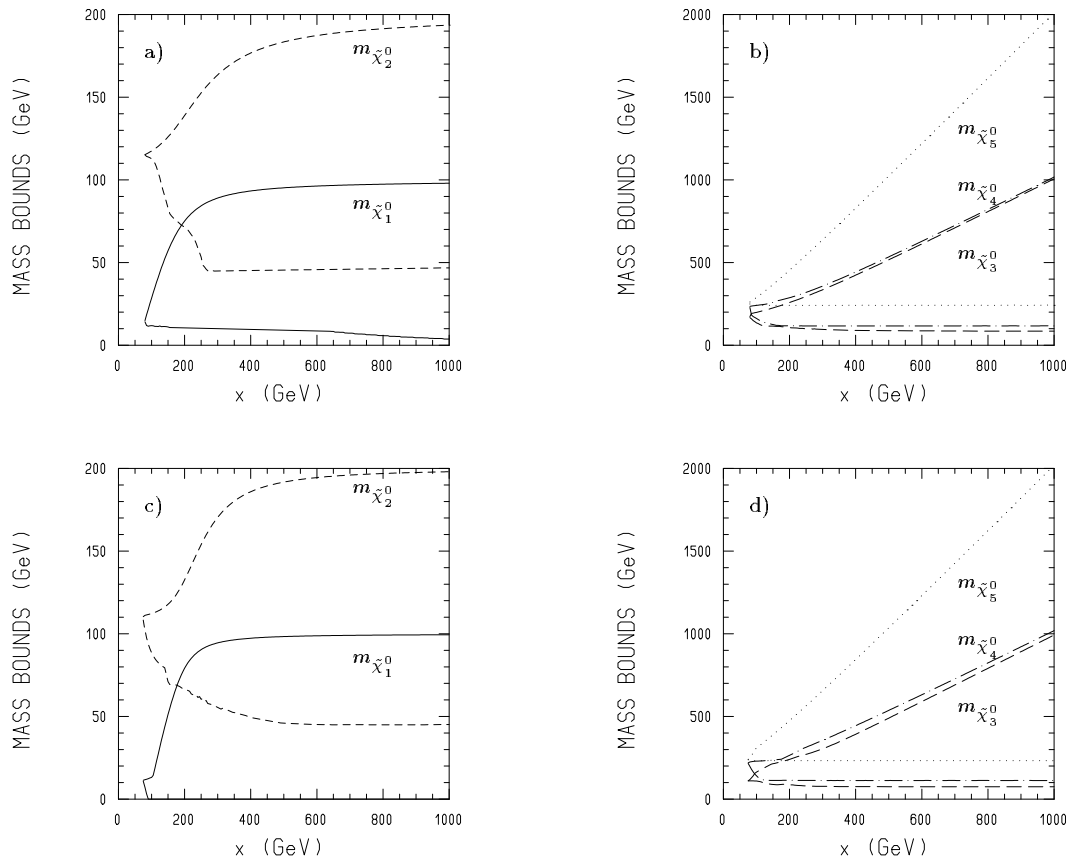


Abbildung 3.3: Obere und untere Grenzen für die Neutralinomassen im NMSSM für $M = 200$ GeV und $\tan \beta = 2$ (a,b) bzw. $\tan \beta = 20$ (c,d).

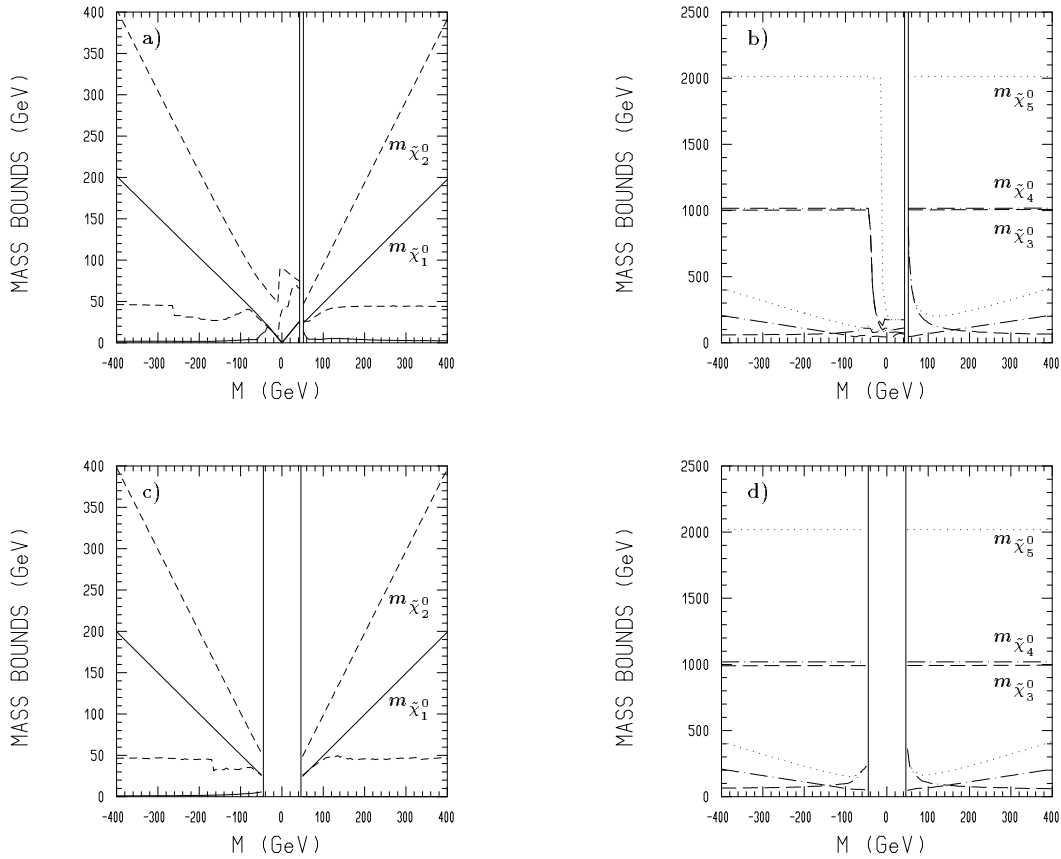


Abbildung 3.4: Untere und obere Grenzen für die Neutralinomassen im NMSSM für $\tan \beta = 2$ (a,b) bzw. $\tan \beta = 20$ (c,d).

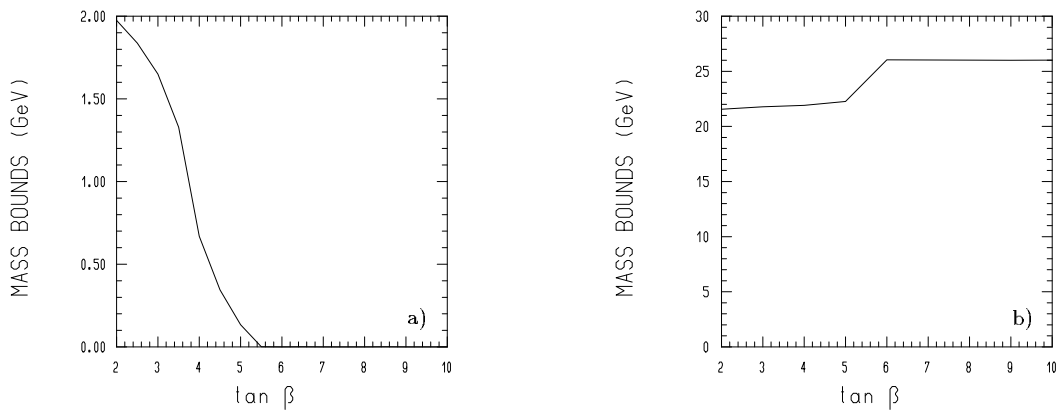


Abbildung 3.5: Unterer Grenze für die Masse des leichtesten (a) und zweitleichtesten (b) Neutralinos im NMSSM.

3.2 Higgs-Suche

Im Gegensatz zum minimalen Modell sind im NMSSM Neutralino- und Higgs-Sektor eng miteinander korreliert. Während im MSSM nur ein schwacher Zusammenhang durch $\tan\beta$ hergestellt wird, treten im NMSSM gleich vier gemeinsame Parameter λ , k , x und $\tan\beta$ auf. Sind sie festgelegt, so fehlt zur vollständigen Bestimmung der Neutralinomassen und -mischungen nur noch der Gaugino-Massenparameter M . Hingegen treten im Higgs-Sektor auf Baumgraphenniveau noch zusätzlich die Parameter im Symmetriebrechungspotential A_λ und A_k auf, unter Berücksichtigung von Schleifenkorrekturen auch noch A_t und die Stopmassen $m_{\tilde{t}_1}$ und $m_{\tilde{t}_2}$. Somit werden die Einschränkungen der Parameter des Higgs-Sektors und die Massengrenzen für die Higgs-Bosonen auch von den Ergebnissen der erfolglosen Neutralinosuche bei LEP beeinflusst, wie sie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurden, nicht jedoch umgekehrt.

Aufgrund der erfolglosen Suche nach Higgs-Bosonen bei LEP ergeben sich daher Einschränkungen des für den Higgs-Sektor relevanten Parameterbereichs im NMSSM und die Massengrenzen für die Higgs-Teilchen zusätzlich zu (3.1) – (3.3) durch

1. die obere Grenze für den Faktor $\xi_a^2 = (U_{a1}^S \cos\beta + U_{a2}^S \sin\beta)^2$, durch den die Produktion von skalaren Higgs-Bosonen in Elektron-Positron-Kollisionen $e^+e^- \rightarrow ZS_a$ ($a = 1, 2, 3$) im NMSSM gegenüber dem Standardmodell vermindert wird. Die von der ALEPH-Kollaboration angegebene 95 % c.l.-Schranke für ein modellabhängiges ξ^2 in Abhängigkeit von der Higgs-Masse [47] wird in Abbildung 3.6 gezeigt. Dabei muß unterschieden werden, ob das skalare Higgs-Boson unsichtbar in zwei LSP (Kurve B in Abbildung 3.6), in zwei pseudoskalare Higgs-Bosonen mit einer Masse unterhalb derjenigen des b-Quarks (Abschwächung der Kurve A in Abbildung 3.6 um maximal 10 %) oder wie im Standardmodell (Kurve A) zerfällt.
2. Grenzen von der direkten Suche nach einem pseudoskalaren Higgs-Boson in den Prozessen

$$e^+e^- \rightarrow S_1 P_1 \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}, \tau\bar{\tau}\tau\bar{\tau}, b\bar{b}, \tau\bar{\tau}. \quad (3.6)$$

Die verbotenen Bereiche in der Ebene der Massen des skalaren und pseudoskalaren Higgs für verschiedene Werte der entsprechenden Verzweigungsverhältnisse werden von der L3 Kollaboration in [17] angegeben.

Weiterhin ist die obere Grenze für die totale Z -Breite (3.1) zu beachten, zu der ja auch Higgs-Bosonen durch den Z -Zerfall in je ein skalares und pseudoskalares Higgs-Teilchen

$$Z \rightarrow S_a P_b \quad (a = 1, 2, 3; b = 1, 2). \quad (3.7)$$

beitragen.

Die Vorgehensweise zur Ermittlung von Massengrenzen für die Higgs-Bosonen und von ausgeschlossenen Parameterbereichen im Higgs-Sektor ist ähnlich wie im Neutralinosektor. Für vorgegebene Werte von x , λ , k , $\tan\beta$ sowie von A_t und den Stopmassen

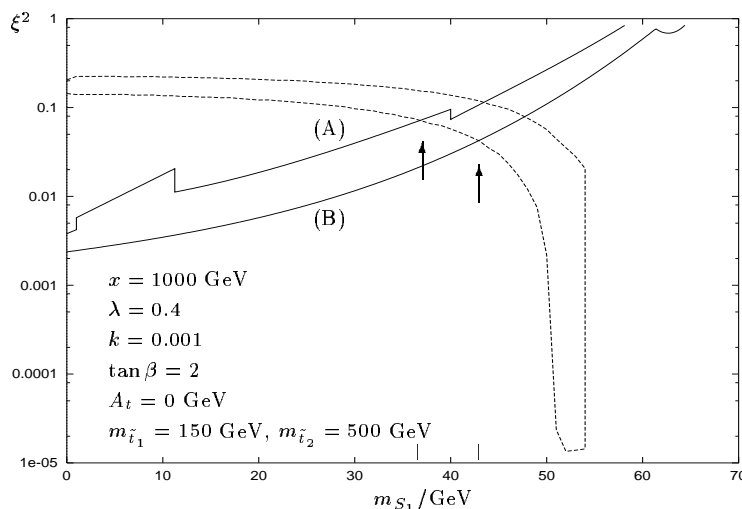


Abbildung 3.6: Obere Grenze für den Faktor ξ^2 (durchgezogene Linien) und theoretischer Massenbereich des leichtesten Higgs-Skalars S_1 (gestrichelte Linie). Zerfällt S_1 wie im Standardmodell, ist Kurve (A) gültig, zerfällt es unsichtbar, ist (B) zu nehmen. Für den Fall des Zerfalls in zwei pseudoskalare Higgs-Bosonen ist (A) um höchstens 10 % zu erniedrigen. Die Pfeile kennzeichnen die jeweiligen Massengrenzen.

durchlaufen wir die theoretisch erlaubten Werte für A_λ und A_k und berechnen für jedes Parametertupel die Massen und Mischungen der Higgs-Bosonen, die Zerfallsraten (3.6) und (3.7) sowie für jedes skalare Higgs-Teilchen den Faktor ξ^2 . Verletzen die Ergebnisse die experimentellen Grenzen oder existiert kein Wert für den Gaugino-Massenparameter M , der mit den experimentellen Grenzen aus dem Neutralinosektor verträglich ist, werden die entsprechenden Parameter ausgeschlossen.

Ein typisches Beispiel für ein Szenario mit einem leichten Neutralino der Masse $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 10$ GeV, das auch später bei der Analyse von Neutralino-Produktion und -zerfall betrachtet wird, ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Hier ist die LEP-Grenze für ξ^2 und der theoretische Massenbereich für das leichteste skalare Higgs S_1 dargestellt bei den Parametern $x = 1000$ GeV, $\lambda = 0.4$, $k = 0.001$, $\tan \beta = 2$, $A_t = 0$ GeV, $m_{\tilde{t}_1} = 150$ GeV, $m_{\tilde{t}_2} = 500$ GeV. In diesem Fall liegt dann die untere Massengrenze für S_1 zwischen 37 GeV (wenn es wie ein SM-Higgs zerfällt) und 43 GeV (im Fall eines unsichtbaren Zerfalls in zwei LSP). Der dominante Zerfallskanal hängt hier von der Wahl der Parameter A_λ und A_k ab, grundsätzlich ist für $m_{S_1} > 20$ GeV der Zerfall in zwei Neutralinos kinematisch möglich. Da im hier gezeigten Fall großer x -Werte das leichteste pseudoskalare Higgs fast ein reines Singlett ist (vergleiche hierzu die Näherungsformeln in [22]), werden diese Massengrenzen nicht durch (3.6) oder (3.7) beeinflusst.

Prinzipiell ist festzuhalten, daß in solchen Szenarien mit einem sehr leichten singlettartigen Neutralino die Existenz eines sehr leichten skalaren Higgs-Bosons mit einer Masse von einigen GeV ausgeschlossen ist, ein pseudoskalares Higgs-Teilchen jedoch sehr leicht sein kann.

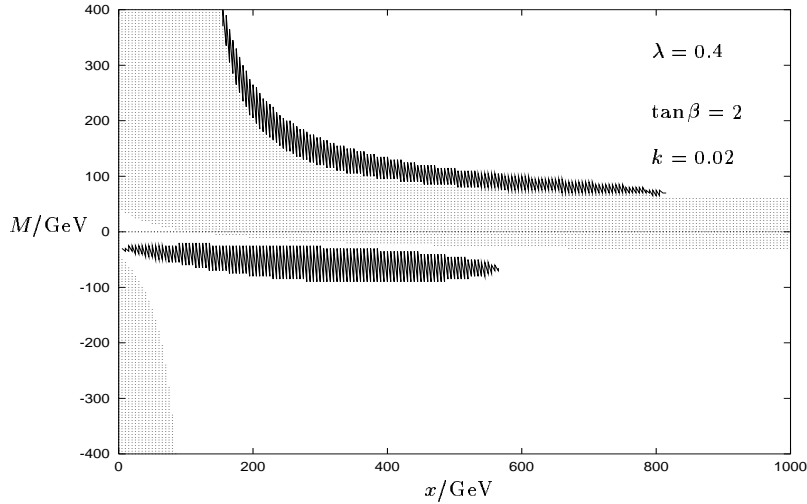


Abbildung 3.7: Der ausgeschlossene Parameterbereich in der (M, x) -Ebene aufgrund der Grenze für die totale Z -Breite (dunkel) und direkter Neutralinosuche (hell).

Die genaue Form des verbotenen Parameterbereichs und die Abhängigkeit der ausgeschlossenen Massenbereiche von den Parametern werden wir im folgenden jedoch in einem anderen Szenario untersuchen, in dem im Unterschied zu obigem auch kleine x -Werte erlaubt sind. In der Diskussion der Abbildungen haben wir bereits herausgestellt, daß aufgrund der Einschränkungen des Neutralinobereichs bei kleinen Kopplungen k kleine Singlett-Vakuumerwartungswerte ausgeschlossen sind. Deshalb wählen wir nun die Parameter $\lambda = 0.4$, $k = 0.02$, $\tan \beta = 2$, bei denen alle x -Werte erlaubt sind, wie Abbildung 3.7 zeigt. In diesem Szenario untersuchen wir die Abhängigkeit der Higgs-Massengrenzen und der verbotenen Parameterbereiche von der Wahl des Singlett-Vakuumerwartungswerts, der Stopmassen und des Parameters A_t .

Abbildung 3.8 zeigt das ausgeschlossene (A_λ, A_k) -Gebiet und den erlaubten Massenbereich für das leichteste skalare und pseudoskalare Higgs-Boson für drei verschiedene Singlett-Vakuumerwartungswerte $x = 1000, 100, 10$ GeV bei festgehaltenen $A_t = 0$ GeV und $m_{\tilde{t}_1} = 150$ GeV, $m_{\tilde{t}_2} = 500$ GeV, während in Abbildung 3.9 diese Parameter bei $x = 1000$ GeV variiert werden. In der (A_λ, A_k) -Ebene sind weiterhin die Höhenlinien für die Higgs-Massen eingezeichnet. Oberhalb der $m_{S_1} = 0$ -GeV-Linie wird das Massenquadrat für das leichteste Higgs-Skalar negativ, daher ist dieser Bereich ausgeschlossen. Ebenfalls aus theoretischen Gründen verboten ist das Gebiet jenseits der gestrichelten Linie, da dort verschwindende Vakuumerwartungswerte ein niedrigeres Minimum des Higgs-Potentials erzeugen würden. Der aufgrund der experimentellen Grenzen ausgeschlossene Bereich schließlich ist dunkel markiert. Die daraus folgenden möglichen Higgs-Massen sind in der (m_{S_1}, m_{P_1}) -Ebene dargestellt, wobei die durchgezogene Linie das theoretische Higgs-Massenspektrum umschließt.

Der erlaubte Parameterbereich und die Higgs-Massen hängen nur schwach von den Massen der Stop-Quarks ab. Höhere Stopmassen wie in Abbildung 3.9 führen lediglich zu einer unwesentlichen Vergrößerung des erlaubten Gebiets. Hingegen werden die

Massengrenzen stark von der Wahl des Parameters A_t beeinflusst. In Abbildung 3.9 ist zu sehen, wie ein großer Wert für A_t zusammen mit ziemlich kleinen Stopmassen zu substantiellen Einschränkungen des erlaubten Parameterbereichs und strengen Massengrenzen führt.

Bevor wir die Auswirkungen der experimentellen Grenzen auf das Higgs-Massenspektrum diskutieren, beschreiben wir nun kurz den theoretisch möglichen Massenbereich für verschiedene Parameter x , λ und k . Grundsätzlich ist es immer möglich, die Parameter A_λ und A_k so zu wählen, daß das leichteste Higgs-Skalar masselos ist, wogegen die untere Massengrenze für das leichte Pseudoskalar mit wachsenden Werten für x , λ und k ansteigt. Das gleiche Verhalten zeigen die oberen Massengrenzen für die leichten Higgs-Teilchen: sowohl das skalare als auch das pseudoskalare Higgs-Boson können bei größeren Parametern x , λ und k schwerer sein.

Nun kommen wir wieder auf die Einschränkungen aufgrund der experimentellen Resultate zurück. Für die Masse des leichten pseudoskalaren Higgs-Bosons sind sie bei großen x -Werten ($x \gg m_Z$) nur sehr gering, da dieses in diesem Fall fast ausschließlich singlettartig ist [22]. Mit kleineren x -Werten sinken auch die Singlettanteile der leichtesten skalaren wie pseudoskalaren Higgs-Bosonen, so daß sich die unteren Massengrenzen denjenigen des MSSM annähern. Je kleiner der Singlett-Vakuumerwartungswert x wird, desto größer muß weiterhin die Kopplung λ werden, um die experimentellen Grenzen vor allem aufgrund der Neutralinosuche einzuhalten. Ist λ jedoch gemäß (2.27) nach oben beschränkt, so sind kleine x -Werte $x \lesssim 14$ GeV bei $\tan \beta = 2$ generell ausgeschlossen. Für $x \geq 14$ GeV sind dann aber wieder sehr leichte Higgs-Teilchen möglich, wenn die anderen Parameter entsprechend gewählt werden.

Die Abhängigkeit der unteren Higgs-Massengrenzen von der Kopplung λ unter Einfluß aller Einschränkungen aufgrund der erfolglosen Higgs- wie auch Neutralinosuche ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Dabei haben wir für den Gaugino-Massenparameter den Wert $|M| = 400$ GeV gewählt, der die Einschränkungen vom Neutralinosektor gering hält, aber noch mit (2.25) vereinbar ist.

Beide Kurven in Abbildung 3.10 beginnen mit dem aufgrund der Einschränkungen aus dem Neutralinosektor kleinsten erlaubten λ -Wert ($\lambda_{\min} \approx 0.04$ bei $x = 1000$ GeV und $\lambda_{\min} \approx 0.35$ bei $x = 100$ GeV). Zunächst verschwindet die Massengrenze, steigt aber später rapide an. Je kleiner der Singlett-Vakuumerwartungswert x ist, desto mehr verschiebt sich die Kurve zu höheren λ -Werten, bis für $x \lesssim 14$ GeV der gesamte Parameterraum ausgeschlossen ist [50].

Zum Schluß dieses Abschnitts wollen wir einen Ausblick geben auf die zu erwartenden Auswirkungen eventueller stärkerer experimenteller Grenzen bei LEP2 (falls kein Neutralino oder Higgs-Boson gefunden wird). Im Neutralinosektor werden die experimentellen Resultate voraussichtlich den kleinsten erlaubten λ -Wert für ein vorgegebenes x anheben. Dieses kann dann, wie aus Abbildung 3.10 ersichtlich ist, eine nichtverschwindende Grenze für die Masse des leichtesten Higgs-Skalars bedingen. Folgendes Beispiel soll diese Situation verdeutlichen: Angenommen, LEP2 schließt Charginos mit einer Masse unter 80 GeV aus. Dann muß für $x = 100$ GeV und $\tan \beta = 2$ der Parameter λ den Wert 0.7 übersteigen, was zu einer unteren Higgs-Massengrenze von

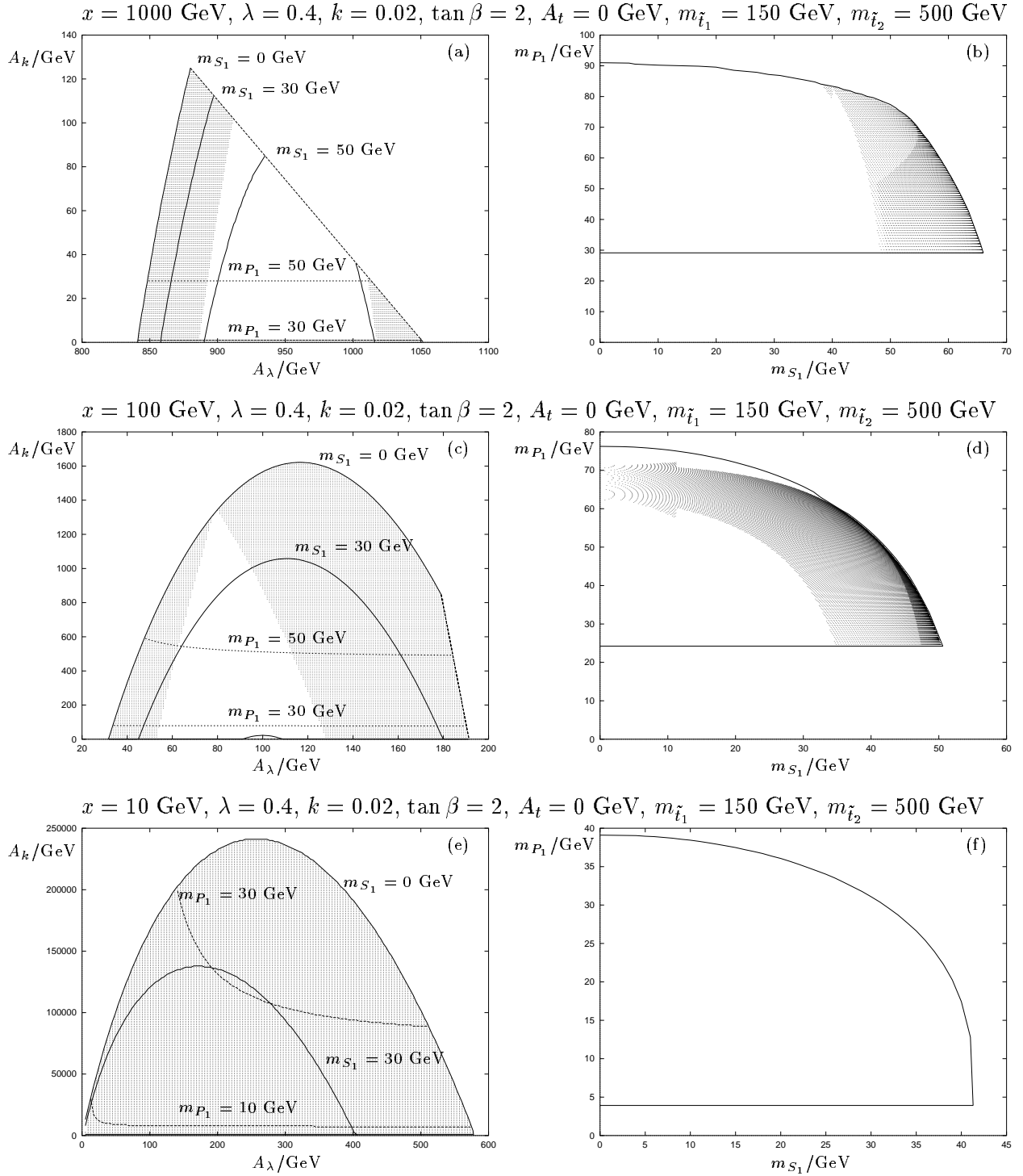


Abbildung 3.8: Der ausgeschlossene Parameterbereich in der (A_λ, A_k) -Ebene (a), (c), (e) und das erlaubte Higgs-Massenspektrum (b), (d), (f) für verschiedene Parameter. Die durchgezogenen Linien in (a), (c), (e) sind die Höhenlinien für die Masse des leichtesten skalaren, die gepunkteten Linien für die des leichten pseudoskalaren Higgs-Bosons. Das Gebiet jenseits der $m_{S_1} = 0$ -GeV-Linie und der gestrichelten Linie ist aus theoretischen Gründen verboten, wie im Text näher erläutert ist. Die durchgezogene Kurve in (b), (d), (f) umschließt den theoretisch erlaubten Massenbereich.

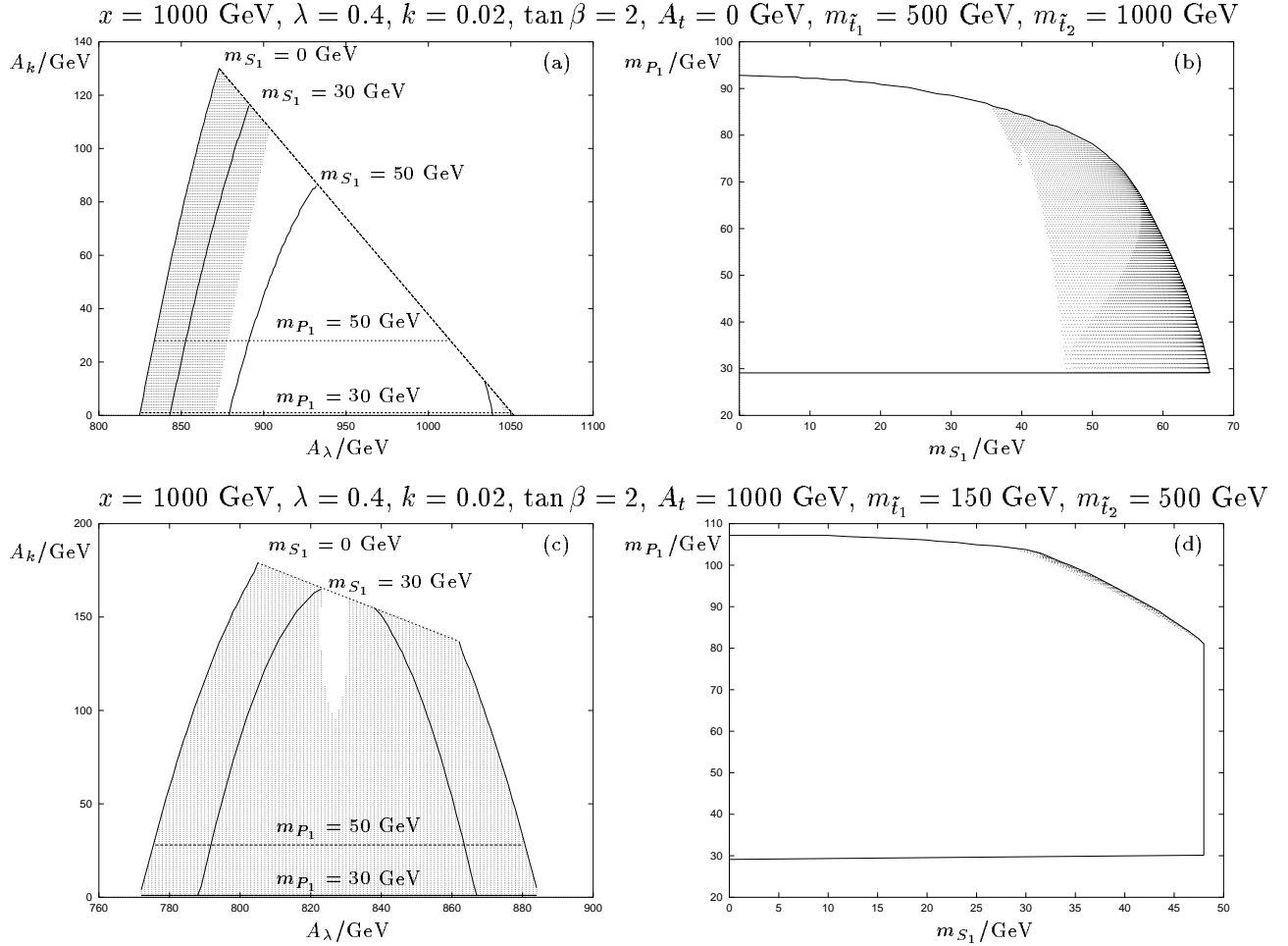


Abbildung 3.9: Der ausgeschlossene Parameterbereich in der (A_λ, A_k) -Ebene (a), (c) und das erlaubte Higgs-Massenspektrum (b), (d) für verschiedene Parameter. Die durchgezogenen Linien in (a), (c) sind die Höhenlinien für die Masse des leichtesten skalaren, die gepunkteten Linien für die des leichten pseudoskalaren Higgs-Bosons. Das Gebiet jenseits der $m_{S_1} = 0$ -GeV-Linie und der gestrichelten Linie ist aus theoretischen Gründen verboten, wie im Text näher erläutert ist. Die durchgezogene Kurve in (b), (d) umschließt den theoretisch erlaubten Massenbereich.

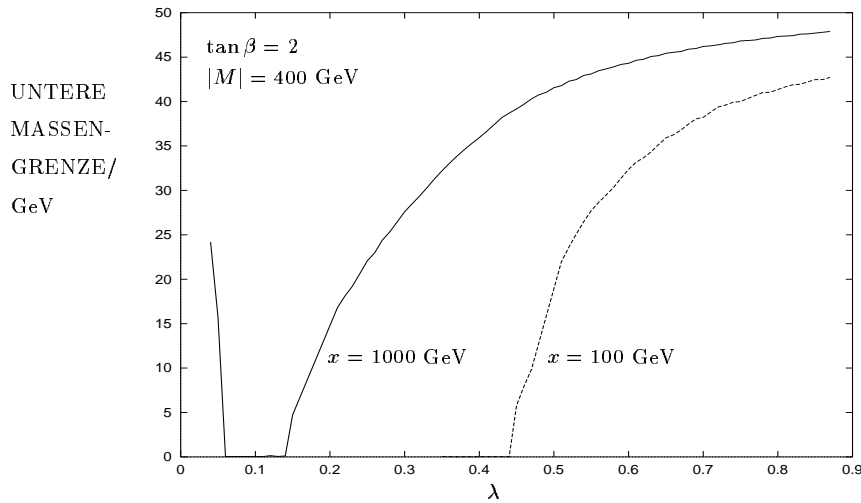


Abbildung 3.10: Untere Grenze für die Masse des leichtesten skalaren Higgs-Bosons als Funktion der Kopplung λ für die Singlett-Vakuumerwartungswerte $x = 1000$ GeV (durchgezogene Linie) und $x = 100$ GeV (gestrichelt).

ca. 40 GeV führt, selbst wenn man eventuell verbesserte Grenzen aufgrund erfolgloser Higgs-Suche gar nicht mitberücksichtigt. Weiterhin können dann x -Werte bis 80 GeV ausgeschlossen werden.

Insgesamt soll dieses Kapitel deutlich machen, daß im NMSSM alle experimentellen Ergebnisse sowohl aus dem Higgs- als auch aus dem Neutralinosektor kombiniert werden müssen, um den Parameterraum und die Massen der Higgs-Bosonen und Neutralinos möglichst effektiv einzuschränken, da im Gegensatz zum MSSM beide Sektoren durch vier gemeinsame Parameter (auf Baumgraphenniveau) stark miteinander korreliert sind.

Kapitel 4

Szenarien

In diesem Kapitel werden die Szenarien beschrieben, in denen die Produktion und der anschließende Zerfall von Neutralinos im NMSSM betrachtet werden soll. Die numerische Auswertung dieser Prozesse soll in solchen Szenarien erfolgen, die sich deutlich vom MSSM unterscheiden, in denen also mindestens eins der leichten Neutralinos eine signifikante Singlettkomponente besitzt. Außerdem sollen die Szenarien möglichst verschiedene Werte für den Gauginomassenparameter M und den Singlett-Vakuumerwartungswert x berücksichtigen und damit einen großen Bereich in der (M, x) -Ebene abdecken. Zusätzlich ist von entscheidender Bedeutung, welcher Massenbereich für die skalaren und pseudoskalaren Higgs-Bosonen möglich ist, um die entsprechenden Zerfallskanäle der Neutralinos in die neutralen Higgs-Teilchen zu diskutieren. Konkret wollen wir Neutralinoproduktion und -zerfall zum einen für sehr leichte Neutralinos mit einer Masse von ungefähr 10 GeV betrachten, zum anderen aber auch in Szenarien mit Masseneigenwerten für das leichteste Neutralino bis zu 50 GeV. Im ersten Fall liegt die LSP-Masse deutlich unter der aktuellen Massengrenze für Neutralinos im MSSM, daher muß ein solches Neutralino im NMSSM einen beträchtlichen Singlettanteil aufweisen. Um die Unterschiede zum MSSM deutlich aufzuzeigen, soll in diesen Szenarien die Singlettkomponente des LSP $|\langle \chi_1^0 | \psi_N \rangle|^2$ größer als 90 % sein. Für die höheren Neutralinomassen sollen Szenarien ausgewählt werden, in denen hauptsächlich nur die beiden leichtesten Neutralinos signifikante Singlettkomponenten besitzen.

Da aus den Abbildungen 2.1 und 3.2 zu ersehen ist, daß die Masseneigenwerte und erlaubten Parameterbereiche besonders für kleinere Werte von k nur schwach von $\tan \beta$ abhängen, beschränken wir uns im folgenden auf den Wert $\tan \beta = 2$.

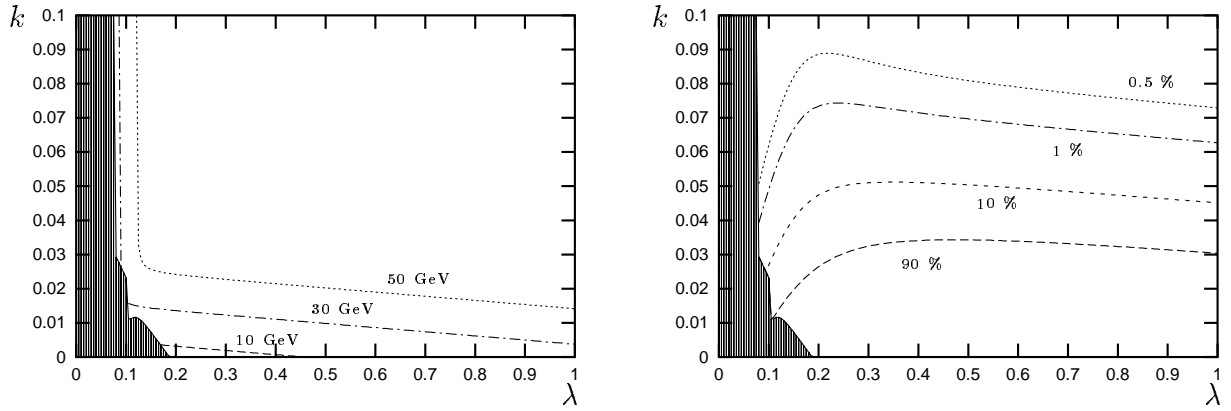
Zunächst untersuchen wir die Parameterbereiche, bei denen das LSP sehr leicht oder sehr singlettartig ist. In Abbildung 4.1 sind die Höhenlinien für die Masse $m_{\chi_1^0}$ des leichtesten Neutralinos sowie für dessen Singlettanteil $|\langle \psi_N | \chi_1^0 \rangle|^2$ in der (λ, k) -Ebene für verschiedene Werte von M dargestellt. Dabei ist der Singlett-Vakuumerwartungswert auf $x = 1000$ GeV fixiert, da nur für große x -Werte beim LSP hohe Singlettanteile über 90 % vorhanden sind. Der mit den im dritten Kapitel vorgestellten Methoden aufgrund der bisherigen experimentellen Ergebnisse ausgeschlossene Parameterbereich ist dunkel gefärbt. Man beachte, daß die k -Achse nur bis zum Wert 0.1 geht, da nur für sehr kleine Kopplungen $k \lesssim 10^{-2}$ das LSP leichter als im MSSM zulässig werden

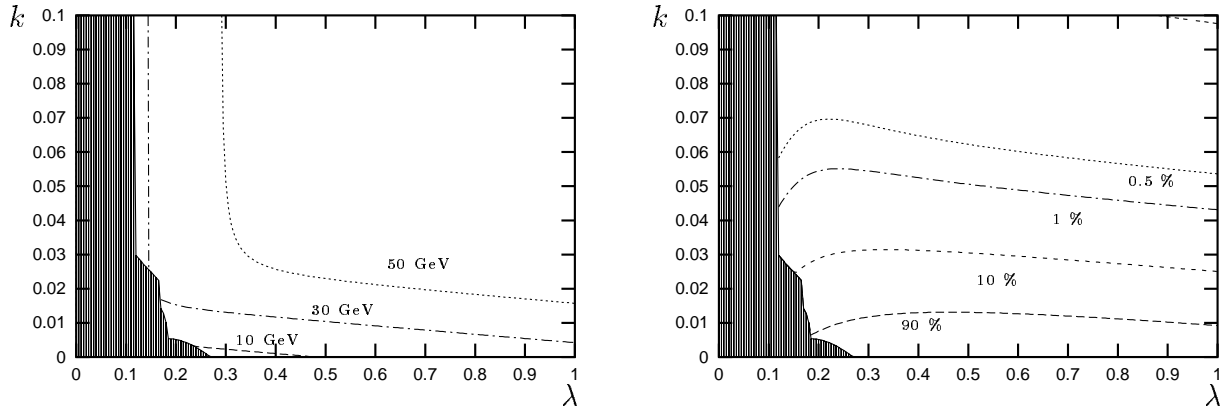
kann. Für das weitaus größte Gebiet in der (λ, k) -Ebene ist das LSP schwerer als 30 GeV oder sogar als 50 GeV. Neutralinos mit einer Masse von 30 GeV oder 50 GeV können auch mit größeren k -Werten erreicht werden, allerdings ist dann die Kopplung λ auf ein sehr enges Intervall eingegrenzt. Grundsätzlich sind für kleinere M leichtere Neutralinos in einem größeren Parameterbereich möglich. Aus der Asymptotik der Neutralinomassen bei großen x -Werten [51] $m_{\tilde{\chi}_i^0} \approx -\alpha M, -M, \lambda x, -\lambda x, -2kx$ läßt sich bereits näherungsweise der maximale Wert für das LSP in Abhängigkeit von M ansehen, $m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim \alpha M$. Somit wird auch klar, warum für $M = 65$ GeV ein LSP von 50 GeV nicht möglich ist.

Auch um einen hohen Singlettanteil in der Mischung des leichtesten Neutralinos zu erhalten, ist eine sehr kleine Kopplung k der Ordnung $\mathcal{O}(10^{-2})$ nötig. Die Bedingung kleiner Parameter k als Voraussetzung für leichte und singlettartige Neutralinos gilt umso strenger, je kleiner der Gaugino-Massenparameter M ist. Während bei $M = 200$ GeV noch ein Wert $k \approx 0.03$ zu einem Singlettanteil $|\langle \psi_N | \chi_1^0 \rangle|^2$ von über 90 % führt, kann eine solch große Singlettkomponente bei $M = 65$ GeV gar nicht mehr erreicht werden.

Die Szenarien A – C sind nun so ausgewählt, daß das leichteste Neutralino eine Masse von ca. 10 GeV hat, die somit deutlich unter der Massengrenze für ein Neutralino im MSSM liegt. Dazu fixieren wir die Kopplungen λ und k auf die Werte $\lambda = 0.4$ und $k = 0.001$ und behalten die übrigen Parameter der Abbildung 4.1 bei, also $x = 1000$ GeV und $\tan \beta = 2$. Diese Szenarien sind in Tabelle 4.1 dargestellt, sie unterscheiden sich jeweils durch den Wert für den Gaugino-Massenparameter M und damit vor allem durch die Massen des leichten Charginos und des zweit- und drittleichtesten Neutralinos. Die feste Wahl der Parameter des Higgs-Sektors in den drei Szenarien ermöglicht eine genaue Diskussion der Auswirkungen unterschiedlicher Neutralinomassen speziell beim auf die Neutralinoproduktion folgenden Zerfall, ohne daß Veränderungen der möglichen Higgs-Massen berücksichtigt werden müssen. Aufgrund dieses Vorteils nehmen wir bei diesen Szenarien in Kauf, daß wegen der Fixierung der Parameter des Higgs-Sektors das LSP eine jeweils leicht unterschiedliche Masse von 8 GeV, 10 GeV und 11 GeV hat. Die Auswirkungen dieses Massenunterschieds sollten in den numerischen Auswertungen jedoch äußerst gering sein. Die möglichen Massen der skalaren und pseudoskalaren Higgs-Bosonen und ihre Mischungen, die mit den bei der Ermittlung der Massengrenzen im dritten Kapitel vorgestellten Methoden gefunden wurden, sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Die geladenen Higgs-Bosonen haben hier jeweils eine Masse um 1 TeV und sind daher für die Neutralinozerfälle nicht relevant.

Die wesentlichen Unterschiede zwischen den Szenarien A – C lassen sich vor allem anhand der Massen der zweit- und drittleichtesten Neutralinos verdeutlichen. In Szenario A können bei LEP2 mit einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV alle drei leichtesten Neutralinos erzeugt werden, in Szenario B kommt man bei $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_3^0$ der kinematischen Grenze schon nahe, und in Szenario C ist bereits schon die Paarproduktion des zweitleichtesten Neutralinos ausgeschlossen. Für die möglichen Zerfallsmodi der erzeugbaren Neutralinos ist die Massendifferenz zwischen den Neutralinos in einem Szenario entscheidend: Während im Szenario A der Zerfall des zweitleichtesten Neu-

$$M = 200 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \tan \beta = 2$$


$$M = 120 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \tan \beta = 2$$


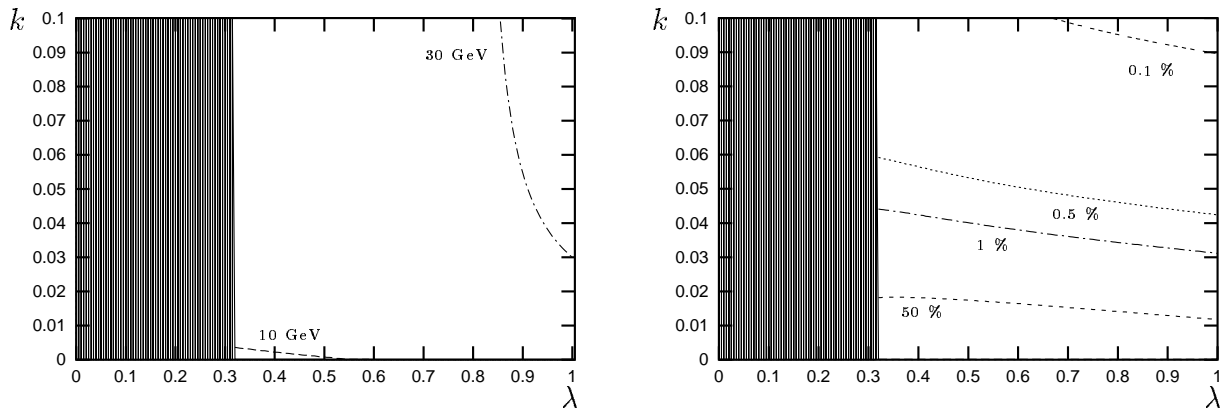
$$M = 65 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \tan \beta = 2$$


Abbildung 4.1: Massen $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ und Singlettanteil $|\langle \psi_N | \chi_1^0 \rangle|^2$ des leichtesten Neutralinos in der (λ, k) -Ebene. Der experimentell ausgeschlossene Bereich ist gekennzeichnet.

Szenario A							
$M = 65 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.001, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	-8	-0.141	0.329	0.157	-0.079	0.917
	$\tilde{\chi}_2^0$	-28	-0.712	0.602	0.086	0.125	-0.330
	$\tilde{\chi}_3^0$	-54	0.688	0.687	0.133	0.114	-0.125
	$\tilde{\chi}_4^0$	412	-0.002	0.061	0.314	-0.934	-0.157
	$\tilde{\chi}_5^0$	-423	0.008	0.231	-0.923	-0.303	0.050
Charginos	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = -50 \text{ GeV}$		$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 418 \text{ GeV}$				
Szenario B							
$M = 120 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.001, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	-10	-0.054	0.135	0.127	-0.113	0.975
	$\tilde{\chi}_2^0$	-55	0.784	-0.589	-0.115	-0.097	0.129
	$\tilde{\chi}_3^0$	-104	-0.618	-0.750	-0.186	-0.118	0.080
	$\tilde{\chi}_4^0$	412	-0.003	0.055	0.313	-0.935	-0.157
	$\tilde{\chi}_5^0$	-425	0.019	0.264	-0.915	-0.230	0.049
Charginos	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = -102 \text{ GeV}$		$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 420 \text{ GeV}$				
Szenario C							
$M = 200 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.001, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	-11	0.026	-0.070	-0.116	0.123	0.983
	$\tilde{\chi}_2^0$	-94	0.812	-0.558	-0.132	-0.088	0.066
	$\tilde{\chi}_3^0$	-178	-0.581	-0.757	-0.261	0 - 133	0.053
	$\tilde{\chi}_4^0$	412	0.004	-0.049	-0.313	0.935	0.157
	$\tilde{\chi}_5^0$	-431	0.045	0.329	-0.896	-0.291	0.047
Charginos	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = -176 \text{ GeV}$		$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 427 \text{ GeV}$				

Tabelle 4.1: Szenarien A, B, C für den Fall eines sehr leichten, singlettartigen Neutralinos. Für die Neutralinos sind neben den Masseneigenwerten auch die Mischungsparemeter N_{ij} angegeben.

Higgs-Bosonen					
$x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.001, \tan \beta = 2, A_t = 0 \text{ GeV}$					
$m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$					
		Masse [GeV]	H_1^0	H_2^0	N
Skalare	S_1	37 – 54	0.001 – 0.114	0 – 0.318	0.941 – 0.999
	S_2	96 – 100	0.436 – 0.451	0.835 – 0.894	0.004 – 0.335
	S_3	972 – 1006	0.893	0.449	0.043
Pseudoskalare	P_1	7 – 51	0.062	0.031	0.998
	P_2	973 – 1006	0.892	0.446	0.069

Tabelle 4.2: Intervall der Higgs-Massen und Mischungsparameter U_{ij}^S bzw. U_{ij}^P in den Szenarien A – D.

tralinos in ein Higgs-Skalar kinematisch verboten ist, kann es im Szenario B sowohl in ein skalares als auch pseudoskalares Higgs-Boson zerfallen.

Bei der Analyse der Produktionsquerschnitte und Zerfallsbreiten ist weiterhin zu beachten, daß in Szenario A das leichte Chargino eine Masse von 50 GeV hat und damit bei LEP2 nachgewiesen werden kann, während es in den Szenarien B und C außerhalb der Reichweite dieses Beschleunigers ist. Somit wird sich die Diskussion beim Szenario A darauf konzentrieren, ob und wie zwischen MSSM und NMSSM unterschieden werden kann, wenn ein Chargino oder Neutralino gefunden ist, wohingegen bei den anderen beiden Szenarien der Schwerpunkt darauf liegt, überhaupt ein Neutralino zu identifizieren und SUSY zu verifizieren.

Abbildung 4.2 zeigt die Masse des leichtesten Neutralinos und seinen Singlettanteil in der gesamten (M, x) -Ebene für die oben gewählten Parameter $\lambda = 0.4$, $k = 0.001$ und $\tan \beta = 2$. Hier ist der bereits experimentell ausgeschlossene Bereich ausgespart. Der Massenbereich für das LSP erstreckt sich von 10 GeV für $x = 1000 \text{ GeV}$ bis hin zu 30 GeV ($M > 0$) bzw. 55 GeV ($M < 0$) bei kleinen x -Werten. Die Singlettkomponente des LSP ist grundsätzlich sehr hoch im Bereich von 90 %, sie erniedrigt sich deutlich nur in einem sehr kleinen Streifen für kleine x unmittelbar angrenzend an das verbotene Gebiet.

In den Szenarien D und E (Tabelle 4.3) werden nun die Werte für die Parameter λ und k beibehalten, aber jeweils ein negativer Gauginomassenparameter $M = -120 \text{ GeV}$ und $M = -300 \text{ GeV}$ bzw. ein kleinerer Singlett-Vakuumerwartungswert $x = 200 \text{ GeV}$ gewählt. Mit diesen Szenarien können in den wesentlichen Parameterbereichen, die von LEP2 abgedeckt werden, Neutralinoproduktion und -zerfall untersucht werden.

Szenario D							
$M = -120 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.001, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	-12	0.022	-0.073	0.089	-0.142	0.983
	$\tilde{\chi}_2^0$	63	0.913	-0.396	-0.065	-0.047	-0.050
	$\tilde{\chi}_3^0$	130	-0.407	-0.900	-0.116	-0.123	-0.065
	$\tilde{\chi}_4^0$	413	-0.007	-0.095	-0.316	0.931	0.156
	$\tilde{\chi}_5^0$	-416	-0.008	0.164	-0.935	-0.310	0.052
Charginos			$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 129 \text{ GeV}$	$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 413 \text{ GeV}$			
Szenario E							
$M = -300 \text{ GeV}, x = 120 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.001, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	-42	-0.045	0.161	-0.512	0.437	-0.720
	$\tilde{\chi}_2^0$	-79	-0.053	0.222	-0.779	-0.416	0.369
	$\tilde{\chi}_3^0$	94	-0.058	0.083	-0.116	0.795	0.587
	$\tilde{\chi}_4^0$	158	0.905	-0.377	-0.184	0.060	0.026
	$\tilde{\chi}_5^0$	319	0.415	0.881	0.227	-0.025	-0.005
Charginos			$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 61 \text{ GeV}$	$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 318 \text{ GeV}$			
Higgs-Bosonen	$A_t = 0 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$ $m_{S_1} = 0 - 53 \text{ GeV}, m_{S_2} = 82 - 98 \text{ GeV}, m_{S_3} = 119 - 156 \text{ GeV}$ $m_{P_1} = 5 - 78 \text{ GeV}, m_{P_2} = 107 - 159 \text{ GeV}$						

Tabelle 4.3: Szenarien D und E, mit denen die Folgen eines negativen Gaugino-Massenparameters M und kleinerer Singlett-Vakuumerwartungswerte x untersucht werden sollen. Die möglichen Higgs-Massen in Szenario D sind Tabelle 4.2 zu entnehmen. Für die Neutralinos sind neben den Masseneigenwerten auch die Mischungsparameter N_{ij} angegeben.

Während im Szenario D das LSP weiterhin sehr leicht ist, wird es für kleine x -Werte schwerer, wie Abbildung 4.2 zu entnehmen ist.

In den Szenarien mit großen x -Werten (A–D, F–H) überwiegen bei den leichten Neutralinos mit geringen Singlettanteilen die Photino-/Zinokomponenten deutlich, wogegen sie für kleinere x -Werte (Szenarien E und I) vorwiegend higgsinoartig sind. Je nach Mischungstyp werden nun die Produktionsraten bei hohen Schwerpunktsenergien verstärkt oder unterdrückt und die dominanten Zerfallskanäle beeinflusst, was in den folgenden Kapiteln diskutiert wird.

Szenario E ist bereits das erste in einer Reihe von Szenarien, in denen das LSP schwerer ist und auch das zweitleichteste Neutralino eine bedeutende Singlettkomponente besitzt. Wie bereits aus Abbildung 4.1 zu ersehen ist, erfordert dies bei hohen Singlett-Vakuumerwartungswerten vor allem größere k -Werte. Wir untersuchen daher zunächst in den Abbildungen 4.3 und 4.4, wie sich die Parameterwahl $k = 0.02$ und $k = 0.1$ auf die Massen und Mischungen des leichtesten und zweitleichtesten Neutralinos in der (M, x) -Ebene auswirkt. Bei $\lambda = 0.4$, $k = 0.02$ und $\tan\beta = 2$ besitzt das LSP fast in der gesamten erlaubten (M, x) -Ebene eine Masse im Bereich zwischen 40 und 50 GeV und eine Singlettkomponente von über 0.9. Doch gibt es bei diesem k -Wert bereits Parameterbereiche, in denen auch das zweitleichteste Neutralino einen großen Singlettanteil enthält. Handelt es sich hier zunächst noch um einen schmalen Streifen im Bereich von $M \approx -100$ GeV, so vergrößert sich dieses Gebiet beträchtlich bei leicht wachsenden k -Werten, wie Abbildung 4.4 mit $k = 0.1$ zeigt. Die Massen des zweitleichtesten Neutralinos bei $k = 0.02$ und der beiden leichtesten Neutralinos bei $k = 0.1$ steigen jeweils mit wachsenden M - und x -Werten stark an, sie liegen zwischen $39 \text{ GeV} \leq m_{\tilde{\chi}_2^0} \leq 250 \text{ GeV}$ im ersten Fall und $0 \text{ GeV} \leq m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq 205 \text{ GeV}$ sowie $52 \text{ GeV} \leq m_{\tilde{\chi}_2^0} \leq 250 \text{ GeV}$ für den größeren Wert des Kopplungsparameters k .

In den Szenarien F – I (Tabellen 4.4 und 4.5) variieren wir den Parameter k zwischen 0.015 und 0.1, so daß nun das zweite Neutralino eine wesentliche Singlettkomponente erhält. In Szenario F behalten wir den Wert für den Gaugino-Massenparameter $M = 65$ GeV des Szenarios A bei und erhöhen lediglich den Wert für k auf 0.015. Damit bleibt das leichte Chargino sichtbar bei der bei LEP2 erreichbaren Energie, so daß in Zusammenhang mit diesem Szenario die Diskriminierung zwischen MSSM und NMSSM auch für den Fall der Existenz eines zweitleichtesten, vorwiegend singlettartigen Neutralinos diskutiert werden kann, wenn bei LEP2 ein Chargino nachgewiesen wird.

Da nun der Mischungstyp des LSP ähnlich wie im MSSM ist, sind leichte Neutralinomassen wie in den Szenarien A – D nicht mehr erlaubt. Wir wählen daher in den Szenarien G – I als Masse des leichtesten Neutralinos $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV. In allen diesen Szenarien wird die Massendifferenz zwischen den leichten Neutralinos recht gering gehalten, damit bei der Schwerpunktsenergie von LEP2, $\sqrt{s} = 190$ GeV, auch die nächstleichteren Neutralinos noch mit ausreichender Produktionsrate erzeugt werden können. Das hat zur Folge, daß in den Szenarien G und H der Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \text{Higgs}$ kinematisch nicht möglich ist. Prinzipiell sollte es aber auch im gegenteiligen Fall kein Problem sein, die Ergebnisse bezüglich des Higgs-Zerfalls von den Szenarien A – C zu übertragen.

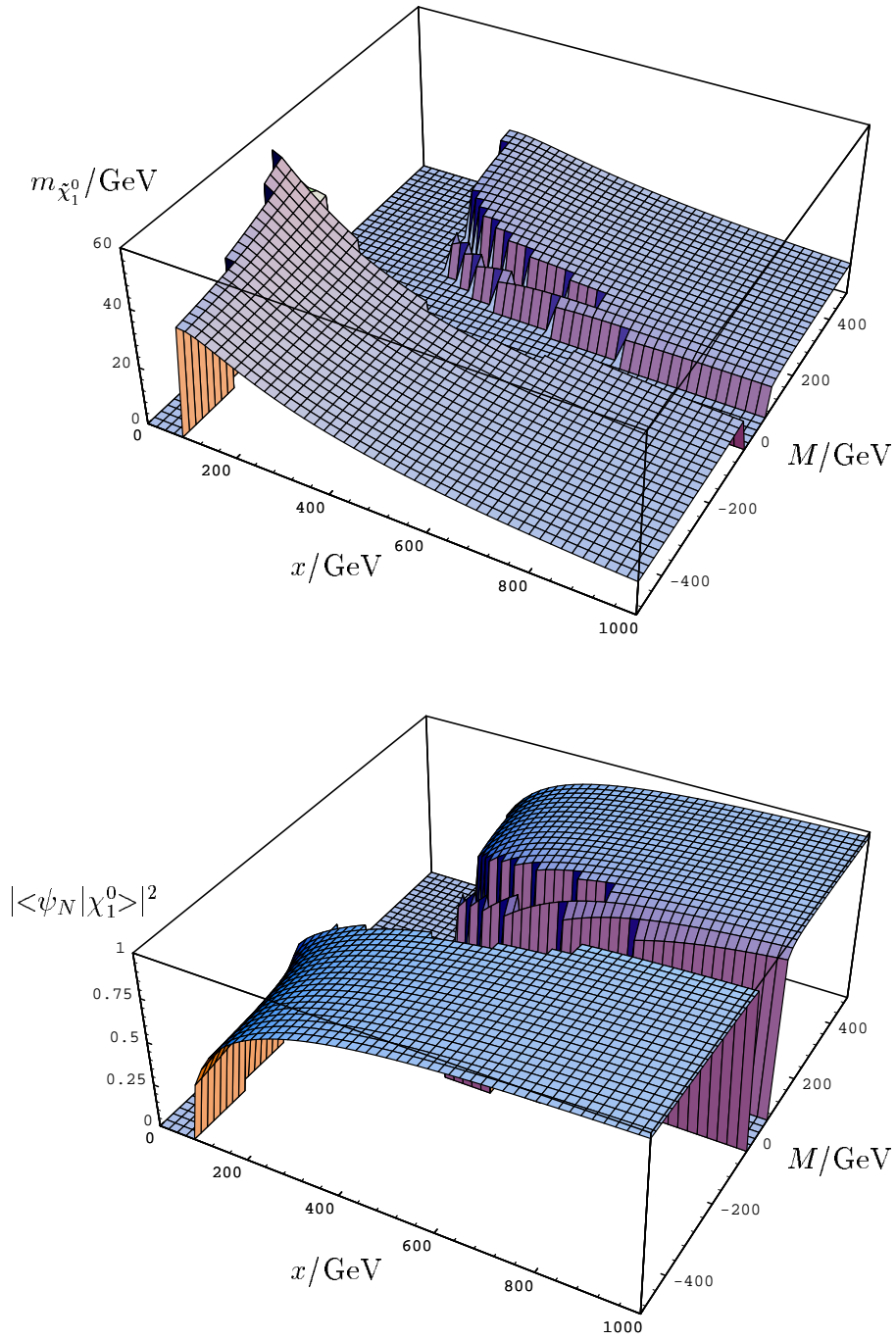


Abbildung 4.2: Masse und Singlettanteil des leichtesten Neutralinos für $\lambda = 0.4$, $k = 0.001$, $\tan \beta = 2$. Der experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist ausgespart.

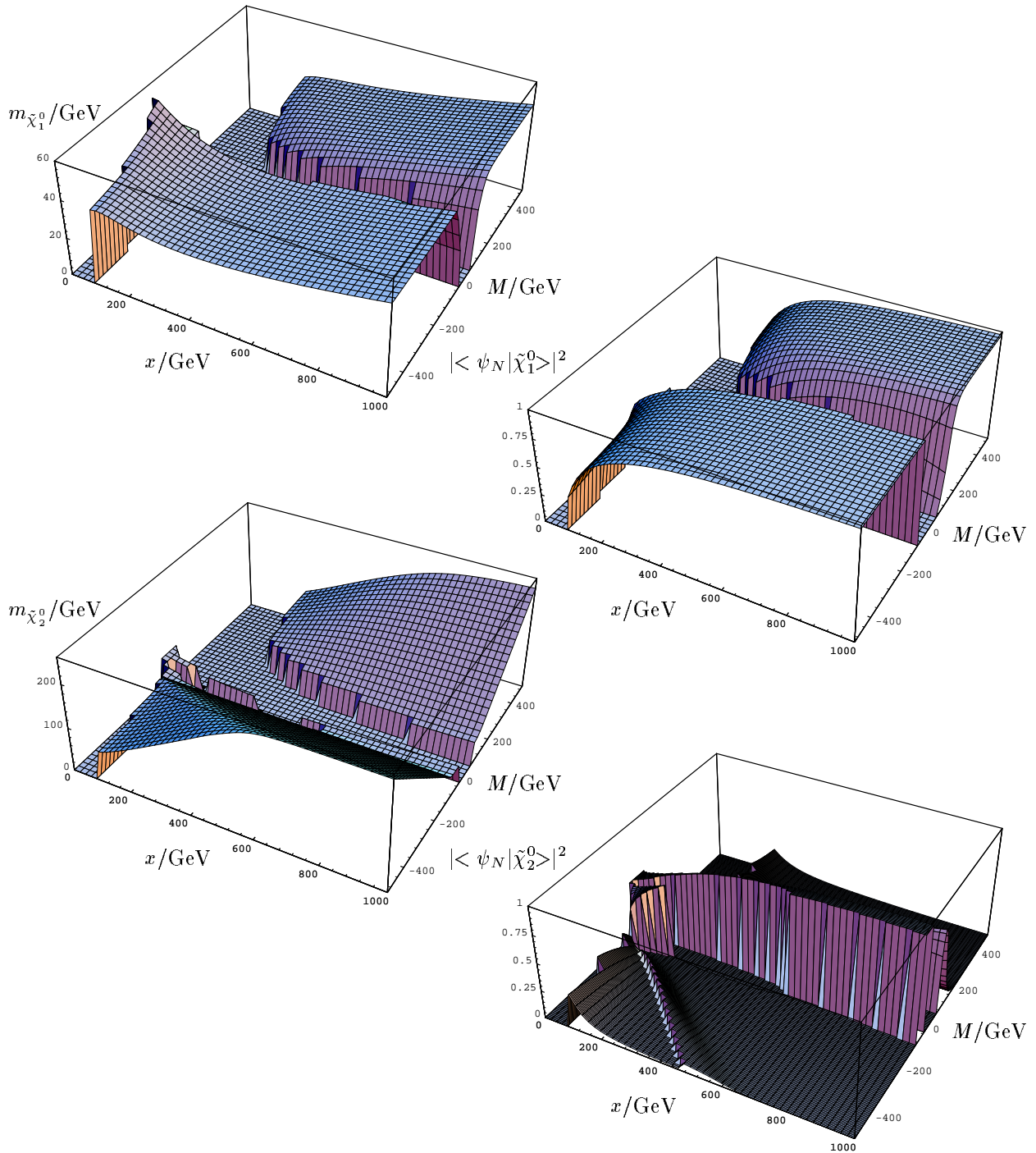


Abbildung 4.3: Massen und Singlettanteile der beiden leichtesten Neutralinos für $\lambda = 0.4$, $k = 0.02$, $\tan \beta = 2$. Der experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist ausgespart.

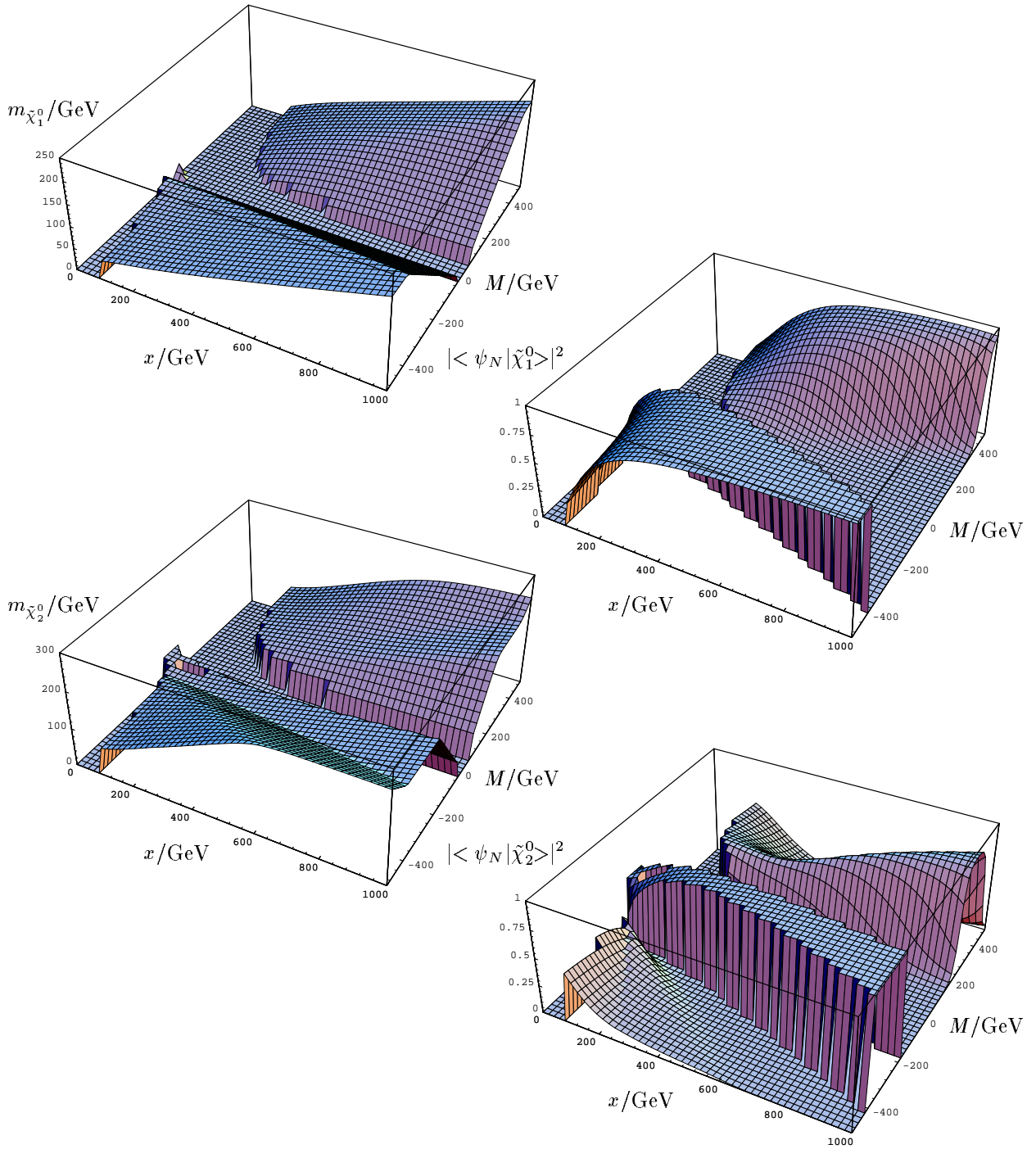


Abbildung 4.4: Massen und Singlettanteile der beiden leichtesten Neutralinos für $\lambda = 0.4$, $k = 0.1$, $\tan\beta = 2$. Der experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist ausgespart.

Im Vergleich der Szenarien G und H sollen die Auswirkungen des Vorzeichens des Parameters M diskutiert werden, hier ändert sich vor allem das Vorzeichen der Masse des leichtesten und drittleichtesten Neutralinos. Gleichzeitig kann für negative M ein höherer Singlettanteil beim zweitleichtesten Neutralino erreicht werden.

Zum Schluß kann im Szenario I noch der Effekt kleinerer Singlett-Vakuumerwartungswerte x analysiert werden. In diesem Fall können, wie im dritten Kapitel dargestellt, die Higgs-Bosonen wiederum sehr leicht werden, so daß trotz des geringen Massenunterschieds der leichten Neutralinos Zerfälle in Higgs-Bosonen möglich werden.

Mit der Auswahl von neun für das NMSSM typischen Szenarien, die alle relevanten Parameterbereiche abdecken, in denen leichte Neutralinos mit hohen Singlettanteilen existieren, und der Diskussion der Massen und Singlettkomponenten der leichten Neutralinos in der (M, x) -Ebene wurden in diesem Kapitel die Voraussetzungen geschaffen, um im folgenden Produktion und Zerfall von Neutralinos im NMSSM zu untersuchen.

Szenario F							
$M = 65 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.015, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	-23	0.560	-0.695	-0.179	-0.042	-0.412
	$\tilde{\chi}_2^0$	-39	0.568	-0.038	0.078	-0.105	0.812
	$\tilde{\chi}_3^0$	-55	0.603	0.678	0.107	0.139	-0.383
	$\tilde{\chi}_4^0$	412	-0.002	0.061	0.315	-0.936	-0.147
	$\tilde{\chi}_5^0$	-422	0.008	0.231	-0.923	-0.304	0.054
Charginos	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = -50 \text{ GeV}$		$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 418 \text{ GeV}$				
Higgs-Bosonen	$A_t = 0 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$ $m_{S_1} = 38 - 61 \text{ GeV}, m_{S_2} = 96 - 104 \text{ GeV}, m_{S_3} = 960 - 1019 \text{ GeV}$ $m_{P_1} = 25 - 72 \text{ GeV}, m_{P_2} = 961 - 1019 \text{ GeV}$						
Szenario G							
$M = 115 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.035, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	-50	-0.735	0.621	0.156	0.061	0.214
	$\tilde{\chi}_2^0$	-77	0.360	0.089	0.120	-0.088	0.917
	$\tilde{\chi}_3^0$	-102	-0.574	-0.732	-0.154	-0.138	0.303
	$\tilde{\chi}_4^0$	411	-0.003	0.056	0.315	-0.938	-0.136
	$\tilde{\chi}_5^0$	-425	0.018	0.260	-0.916	-0.301	0.059
Charginos	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = -97 \text{ GeV}$		$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 420 \text{ GeV}$				
Higgs-Bosonen	$A_t = 0 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$ $m_{S_1} = 43 - 86 \text{ GeV}, m_{S_2} = 96 - 119 \text{ GeV}, m_{S_3} = 930 - 1028 \text{ GeV}$ $m_{P_1} = 38 - 123 \text{ GeV}, m_{P_2} = 930 - 1029 \text{ GeV}$						

Tabelle 4.4: Szenarien F und G, in denen das zweitleichteste Neutralino den größten Singlettanteil besitzt. Für die Neutralinos sind neben den Masseneigenwerten auch die Mischungsparameter N_{ij} angegeben.

Szenario H							
$M = -95 \text{ GeV}, x = 1000 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.035, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	50	0.922	-.379	-.062	-.048	-.028
	$\tilde{\chi}_2^0$	-78	0.008	-.054	0.094	-.116	0.988
	$\tilde{\chi}_3^0$	105	-.387	0.904	-.124	-.123	-.049
	$\tilde{\chi}_4^0$	412	-.005	-.089	-.318	0.934	0.135
	$\tilde{\chi}_5^0$	-416	0.008	-.170	0.933	0.310	-.062
Charginos			$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 104 \text{ GeV}$	$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 413 \text{ GeV}$			
Higgs-Bosonen	$A_t = 0 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$ $m_{S_1} = 43 - 86 \text{ GeV}, m_{S_2} = 96 - 119 \text{ GeV}, m_{S_3} = 930 - 1028 \text{ GeV}$ $m_{P_1} = 38 - 123 \text{ GeV}, m_{P_2} = 930 - 1029 \text{ GeV}$						
Szenario I							
$M = -90 \text{ GeV}, x = 300 \text{ GeV}, \lambda = 0.4, k = 0.1, \tan \beta = 2$							
		Masse [GeV]	Photino	Zino	Higgsino A	Higgsino B	Singlett
Neutralinos	$\tilde{\chi}_1^0$	50	0.953	-.258	-.115	-.092	-.058
	$\tilde{\chi}_2^0$	-79	0.022	-.154	0.264	-.256	0.917
	$\tilde{\chi}_3^0$	105	-.286	-.750	-.150	-.532	-.224
	$\tilde{\chi}_4^0$	156	-.091	0.485	0.387	-.741	-.238
	$\tilde{\chi}_5^0$	-157	-.030	0.335	-.863	-.306	0.220
Charginos			$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 100 \text{ GeV}$	$m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 159 \text{ GeV}$			
Higgs-Bosonen	$A_t = 0 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$ $m_{S_1} = 7 - 73 \text{ GeV}, m_{S_2} = 91 - 107 \text{ GeV}, m_{S_3} = 252 - 326 \text{ GeV}$ $m_{P_1} = 60 - 136 \text{ GeV}, m_{P_2} = 245 - 323 \text{ GeV}$						

Tabelle 4.5: Szenarien H und I mit negativem Gaugino-Massenparameter M bzw. kleinerem Singlett-Vakuumerwartungswert x , in denen das zweitleichteste Neutralino den größten Singlettanteil besitzt. Für die Neutralinos sind neben den Masseneigenwerten auch die Mischungsparameter N_{ij} angegeben.

Neutralinoproduktion im NMSSM

In diesem Kapitel wird die Neutralinoproduktion durch Elektron-Positron-Annihilation in den im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Szenarien A - I numerisch ausgewertet und diskutiert. Hierbei soll zunächst abgeschätzt werden, ob der Wirkungsquerschnitt prinzipiell ausreicht, um eventuell ein NMSSM-Neutralino zu identifizieren. Eine genaue Analyse möglicher Signaturen erfolgt dann im nächsten Kapitel nach der Bestimmung der dominanten Zerfallskanäle.

Die Neutralinoproduktion $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ ($i, j = 1, \dots, 5$) erfolgt durch den Austausch eines Z -Bosons im s -Kanal und durch Selektронаustausch im t - und u -Kanal. Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abbildung 5.1 dargestellt, dort sind auch die relevanten eeZ -, $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0 Z$ - und $e\tilde{e}\tilde{\chi}_i^0$ -Vertexfaktoren angegeben. Alle verwendeten Abkürzungen sind im Anhang B erklärt, wo auch die analytischen Formeln zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts zu finden sind.

Da das Singlett-Superfeld die Hyperladung 0 hat, koppelt die Singlettkomponente der Neutralinos nicht an (S)Fermionen und Eichbosonen, so daß sich die Formeln für die Neutralinoproduktion im NMSSM formal nicht von denen im MSSM unterscheiden. Die oft drastischen Unterschiede ergeben sich allein aufgrund der Mischungstypen der

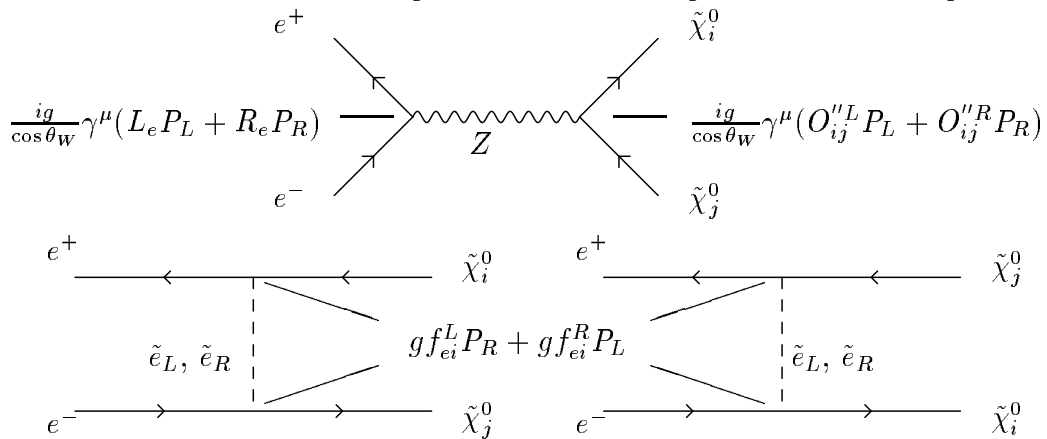


Abbildung 5.1: Feynman-Graphen und Vertexfaktoren für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ ($i, j = 1, \dots, 5$)

beteiligten Neutralinos. Bevor wir konkret auf die Neutralinoproduktion in den ausgewählten Szenarien eingehen, wollen wir ganz allgemein an zwei einfachen Beispielen charakteristische Unterschiede zwischen MSSM und NMSSM verdeutlichen. Als ersten Fall stelle man sich ein Szenario im MSSM vor, in dem nur das LSP an einem Beschleuniger, z.B. LEP2, erzeugt werden kann, die anderen Neutralinos also zu schwer sind, um bei der verfügbaren Schwerpunktsenergie produziert werden zu können. Da das LSP aufgrund der Erhaltung der R-Parität unsichtbar ist, kann in einem solchen Szenario kein Neutralino identifiziert werden. Im NMSSM hingegen ist die Existenz eines weiteren leichten, singlettartigen Neutralinos als LSP möglich, so daß das im MSSM noch unsichtbare Neutralino durch den Zerfall ins LSP nachgewiesen werden kann.

Während dieses Beispiel einen Fall aufzeigt, in dem ein NMSSM-Szenario eventuell leichter experimentell verifiziert werden könnte als ein analoges MSSM-Szenario, so läßt sich auch der umgekehrte Fall vorstellen: Im NMSSM ist die Produktion eines möglichen singlettartigen zweitleichtesten Neutralinos stark unterdrückt, so daß hier zwei Neutralinos praktisch unsichtbar sein können, obwohl ihre Produktion kinematisch möglich ist.

Nach diesen qualitativen Überlegungen wenden wir uns nun den numerischen Ergebnissen zu. In den Abbildungen 5.2 – 5.4 werden die Wirkungsquerschnitte für die Neutralinoproduktion $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ ($i, j = 1, \dots, 5$) als Funktion der Schwerpunktsenergie im Bereich $100 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 600 \text{ GeV}$ gezeigt. Dieses Intervall beginnt oberhalb der zur Zeit bei LEP1 verfügbaren Energie $\sqrt{s} = 95 \text{ GeV}$ und verläuft über die bei LEP2 zu erwartenden 190 GeV bis hin zu den diskutierten Schwerpunktsenergien eines möglichen Linearbeschleunigers NLC. Anhand dieser Abbildungen wollen wir den Verlauf der Wirkungsquerschnitte über ein breites Energiespektrum untersuchen. Speziell wird uns hierbei interessieren, bei welcher Energie die Produktionsraten bei unseren Szenarien in einen Bereich kommen, in dem vernünftige Chancen für eine Identifizierung vorhanden sind, und ob hierzu der Beschleuniger LEP2 ausreicht. Hierzu nehmen wir mit Bezug auf [52] ein Entdeckungslimit von ungefähr 10 fb an. Zur Feststellung exakter Signaturen sind jedoch neben der Kenntnis der dominanten Zerfallskanäle, die im nächsten Kapitel behandelt werden, genaue Monte-Carlo-Simulationen der Detektorempfindlichkeit und möglicher Untergrundprozesse notwendig, die den Rahmen dieser Arbeit übersteigen.

Alle Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Wert $m_{\tilde{\varepsilon}_{L,R}} = 200 \text{ GeV}$ für die Massen des links- und rechtshändigen Selektrens berechnet. Dieser Wert liegt deutlich über der aktuellen Massengrenze für Selektrenen, ist aber noch nicht so groß, daß die Produktionsraten zu stark unterdrückt würden. Dabei vernachlässigen wir die Massenaufspaltung zwischen links- und rechtshändigen Selektrenen, die sich im Rahmen einer übergeordneten GUT-Theorie ergibt [53], aber auf unsere Ergebnisse keine wesentlichen Auswirkungen hat. Die Abhängigkeit der Produktionsraten von der Selektrenmasse wurde bereits in [52] untersucht. Für $m_{\tilde{\varepsilon}_{L,R}} = 100 \text{ GeV}$ vergrößern sie sich um einen Faktor 2 – 5, für $m_{\tilde{\varepsilon}_{L,R}} = 1000 \text{ GeV}$ erniedrigen sie sich um eine Größenordnung. Da dieser Effekt aber auch identisch im MSSM auftritt und relativ unabhängig

vom genauen supersymmetrischen Szenario ist, wollen wir ihn nicht im Detail untersuchen, sondern nur kurz bei der Diskussion des bei LEP zugänglichen Parameterraums (Abbildung 5.9) darauf eingehen.

Die Wirkungsquerschnitte für die Paarproduktion des leichtesten Neutralinos sind in den Abbildungen 5.2 – 5.4 nicht enthalten, da das LSP an den Teilchenbeschleunigern nicht direkt nachgewiesen werden kann.

Für den hier betrachteten Energiebereich oberhalb der Z -Resonanz stammen die dominanten Beiträge zur Neutralinoproduktion vom Selektroaustausch. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ist daher in allen Szenarien in den Abbildungen 5.2 – 5.4 ähnlich: Nach Überschreiten der Schwellenenergie beginnt zunächst ein steiler Anstieg zum maximalen Wert, auf den ein nur sehr flacher Abfall folgt. Da in den für Selektroaustausch relevanten Kopplungen (siehe Abbildung 5.1) nur die Photino- und Zinokomponenten der beteiligten Neutralinos vorkommen, wird außer durch den Phasenraumfaktor auch durch die Mischungstypen der leichten Neutralinos in unseren Szenarien deren Produktion gegenüber den schwereren Neutralinos bevorzugt. Daß dieser Mischungstyp für die nächstleichteren Neutralinos charakteristisch ist, wenn das LSP sehr leicht und singlettartig ist, kann die experimentelle Bestätigung eines solchen Szenarios erleichtern.

Im Szenario A ist die Produktion der drei leichtesten Neutralinos kinematisch möglich und in den Kanälen $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_3^0$ mit Wirkungsquerschnitten größer als 10 fb verbunden. Obwohl das Maximum jeweils etwa zwischen Schwerpunktsenergien von 250 GeV und 300 GeV liegt, wird dieses Entdeckungslimit auch bei der LEP2-Energie von 190 GeV deutlich übertroffen. Bei diesem Wert ist der Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion des zweit- und drittleichtesten Neutralino mit etwa 200 fb gleich groß. Da jedoch auch das singlettartige LSP zusammen mit $\tilde{\chi}_2^0$ mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 30 fb produziert wird, sollte dieses Szenario vom MSSM abgegrenzt werden können. Dies wollen wir in Zusammenhang mit den Zerfällen im nächsten Kapitel diskutieren.

Im Szenario B mit einem größeren Wert für den Gaugino-Massenparameter M erreichen bei $\sqrt{s} = 190$ GeV nur noch $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ - und $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktion Wirkungsquerschnitte über 10 fb, ab $\sqrt{s} \approx 250$ GeV auch die Paarproduktion von $\tilde{\chi}_3^0$. Bei weiter anwachsendem M in Szenario C ist schließlich bei LEP2-Energien nur noch die Produktion der beiden leichtesten Neutralinos kinematisch möglich, aber wie auch schon in den beiden anderen Szenarien aufgrund des Singlettanteils stark unterdrückt. Dieses Szenario dient als Beispiel dafür, daß bei LEP2 ein 10-GeV-Neutralino im NMSSM nicht notwendigerweise nachgewiesen werden muß, während ein 500-GeV-Linearbeschleuniger dazu in der Lage sein sollte, wenn der Parameter M gemäß (2.25) und damit auch die Massen der nächstleichtesten Neutralinos beschränkt sind.

In Abbildung 5.3 werden die Wirkungsquerschnitte in den Szenarien D – F gezeigt. Szenario D unterscheidet sich von Szenario B vor allem durch das unterschiedliche Vorzeichen des Gaugino-Massenparameters und damit der Masseneigenwerte des zweit- und drittleichtesten Neutralinos. Zudem ist für negative M der Singlettanteil des LSP leicht höher. Beides zusammen hat zur Folge, daß die Wirkungsquerschnitte speziell

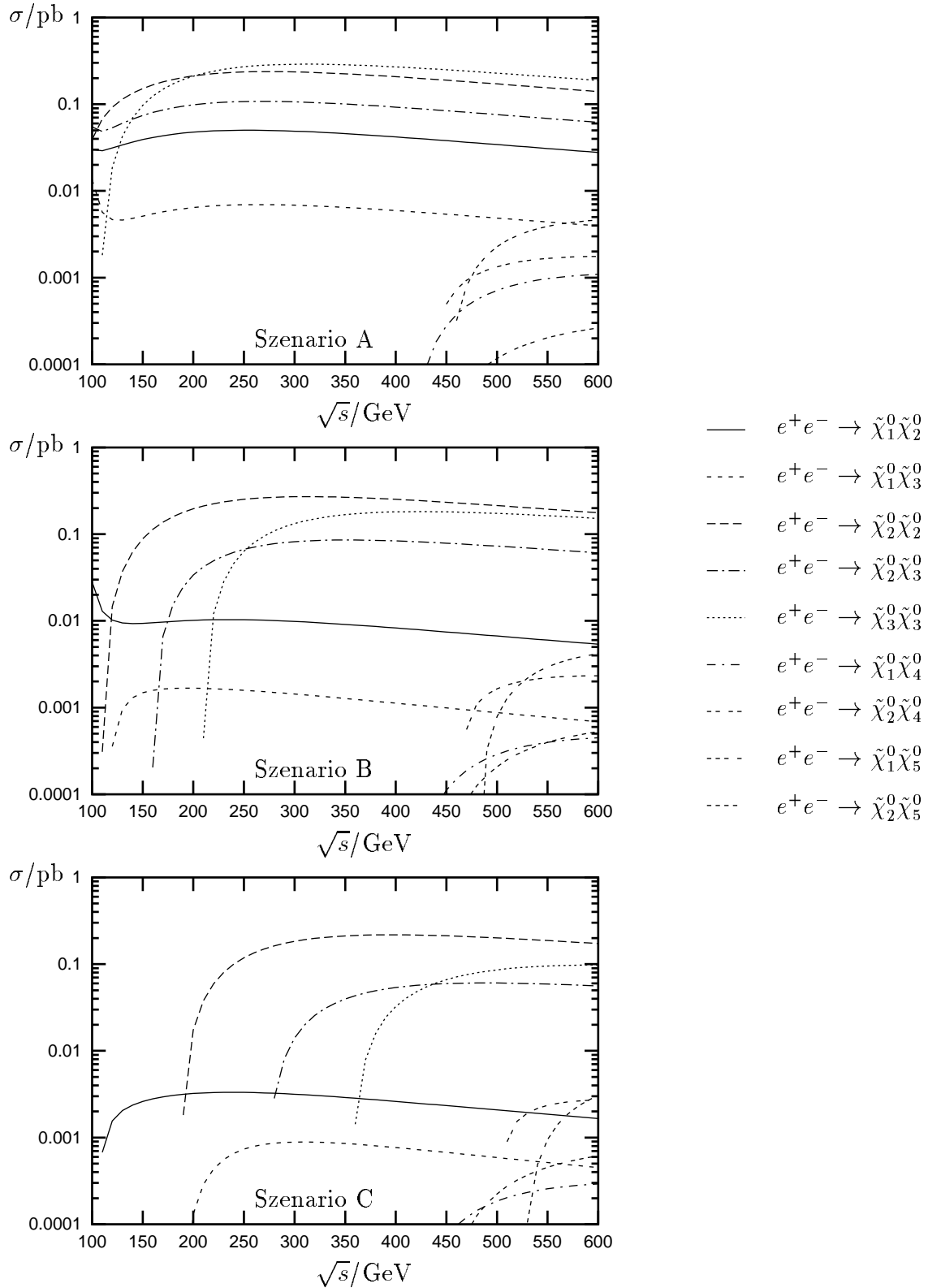


Abbildung 5.2: Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ in den Szenarien A – C.

der $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ - und $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktion in Szenario D gegenüber Szenario B leicht erniedrigt sind. Dagegen ist der Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion des zweitleichtesten Neutralinos in Szenario aufgrund des größeren Photino-/Zinoanteils etwas erhöht.

Im Szenario E betrachten wir nun den kleineren Singlett-Vakuumerwartungswert $x = 120$ GeV bei den vorher gewählten Werten für die Kopplungen $\lambda = 0.4$ und $k = 0.001$. Hier ist nun das LSP zwar etwas schwerer, jedoch sind die nächsten Neutralinos relativ leicht, so daß bei $\sqrt{s} = 190$ GeV wiederum vier Produktionskanäle zur Verfügung stehen, sich jedoch für leicht höhere Schwerpunktsenergien ab ca. 200 GeV bereits eine Vielzahl weiterer Kanäle öffnen. Gleichzeitig werden aufgrund der günstigen Mischungen der Neutralinos Wirkungsquerschnitte bis zu knapp 1 pb erreicht, speziell für die $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktion.

In diesem Szenario wie auch in den Szenarien A und F ist ein Chargino relativ leicht ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \lesssim 60$ GeV), so daß es bei LEP2 unabhängig von Neutralinos entdeckt werden könnte. Daher liegt bei diesen Szenarien der Schwerpunkt nicht allein auf der Diskussion der grundsätzlichen Entdeckbarkeit von Neutralinos, sondern vor allem auf den Unterscheidungsmöglichkeiten zwischen MSSM und NMSSM im Neutralinosektor. Bezogen auf die Produktion sind daher diejenigen Kanäle besonders wichtig, in denen ein Neutralino mit hohem Singlettanteil direkt produziert wird. Im Szenario E, in dem das LSP den höchsten Singlettanteil besitzt, erreichen bei $\sqrt{s} = 190$ GeV die Wirkungsquerschnitte für die $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ - und $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktion Werte um 100 fb, im Szenario F mit einem vorwiegend singlettartigen $\tilde{\chi}_2^0$ trifft dies für die $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ -, $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ - und $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktion zu.

In den Szenarien F – I besitzt das zweitleichteste Neutralino die größte Singlettkomponente. Im Szenario F sind schon bei $\sqrt{s} = 190$ GeV alle drei leichten Neutralinos produzierbar. Im Vergleich zu Szenario A ist hier die Paarproduktion des zweitleichtesten Neutralinos aufgrund seines hohen Singlettanteils unterdrückt. Bei dem relativ niedrigen Wert für M hat dieses aber auch noch eine nicht zu vernachlässigende Photino-/Zinokomponente, so daß hier im Gegensatz zum Szenario A auch die $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ -Produktion einen Wirkungsquerschnitt von 100 fb erreicht.

In den Szenarien G – I (Abbildung 5.4) hat das LSP eine Masse von 50 GeV. Dementsprechend hoch sind die Schwellenenergien und folgerichtig niedrig die Wirkungsquerschnitte für Energien im LEP2-Bereich. Bei $\sqrt{s} = 190$ GeV weist im Szenario G nur die Produktion von $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ und $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ Wirkungsquerschnitte über 10 fb auf, in den Szenarien H und I gar nur die Produktion des LSP zusammen mit dem drittleichtesten Neutralino. Die Unterdrückung des $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ -Kanals in diesen beiden letztgenannten Szenarien ist neben dem hohen Singlettanteil von $\tilde{\chi}_2^0$ im Szenario H auch in dem relativen Vorzeichen der Masseneigenwerte der beiden leichten Neutralinos begründet. Während diese in den Szenarien A – C und E – G gleich sind, (p-Wellen-Verhalten), ist ihr Produkt in den Szenarien D, H und I negativ (s-Welle). Im Rahmen des MSSM wird dieses Verhalten z. B. in [14, 54] diskutiert.

Auch bei hohen Schwerpunktsenergien sind in den Szenarien G – I mit einem relativ schweren LSP die Möglichkeiten für eine detektierbare Neutralinoproduktion deutlich reduziert: Jeweils nur das drittleichteste Neutralino wird bei $\sqrt{s} = 500$ GeV mit Raten

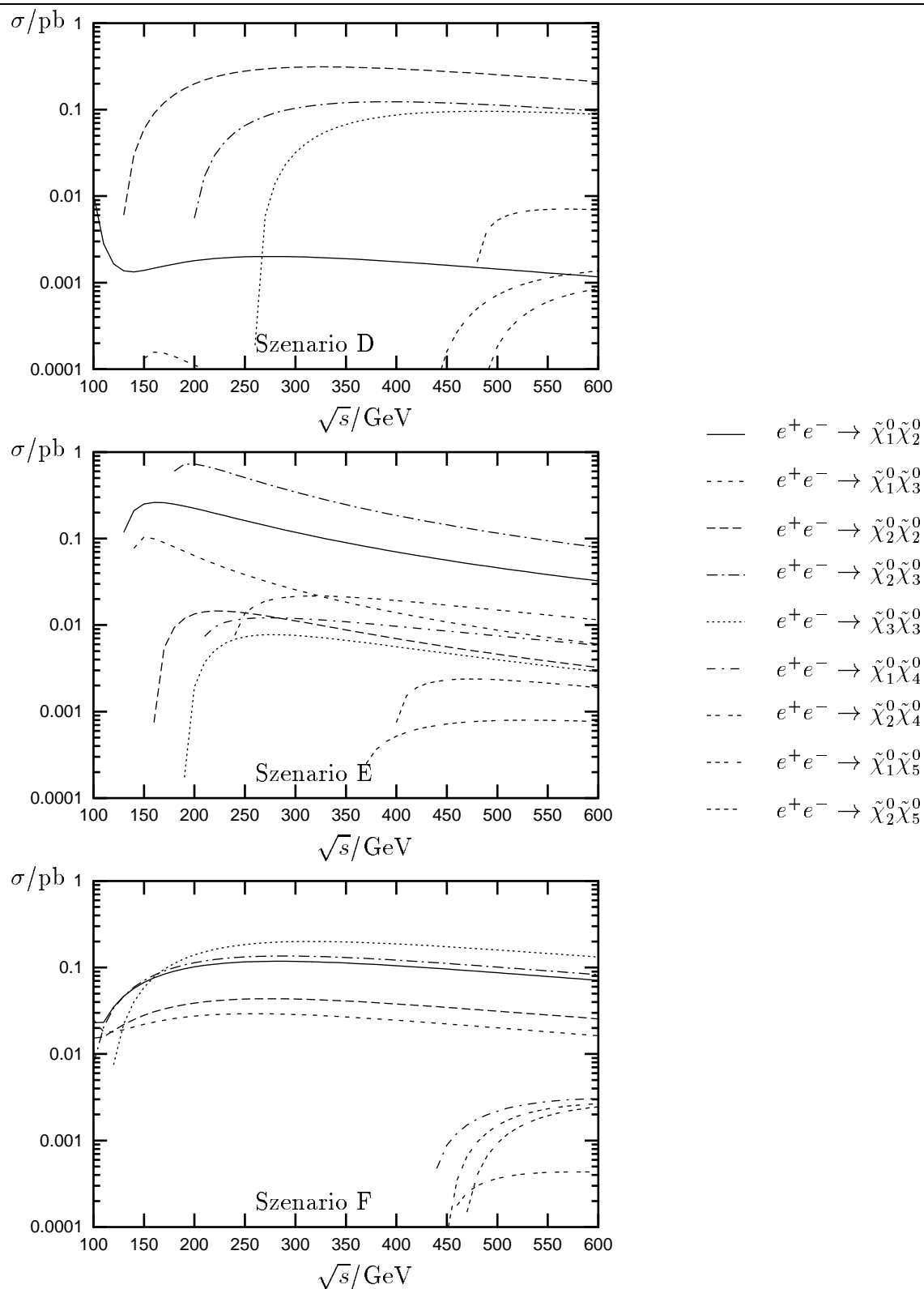


Abbildung 5.3: Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ in den Szenarien D – F.

im Bereich von 100 fb produziert.

Die Szenarien H und I sind Beispiele dafür, daß das singlettartige Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ bei $\sqrt{s} = 190$ GeV praktisch überhaupt nicht produziert wird und lediglich über die Zerfälle der schwereren Neutralinos mit Mischungen wie im MSSM zwischen dem minimalen und nichtminimalen Modell unterschieden werden kann. Mit dieser Aufgabe werden wir uns im nächsten Kapitel beschäftigen.

Schließlich betrachten wir in Szenario I wiederum noch den Fall kleinerer x -Werte. Während sich die Neutralinoproduktion für $\sqrt{s} = 190$ GeV kaum vom Szenario H unterscheidet (jeweils nur $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktion), ändert sich die Situation drastisch schon für etwas höhere Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \gtrsim 200$ GeV: Nun spielt auch die Produktion des schwersten Neutralinos zusammen mit dem LSP eine wesentliche Rolle bei Produktionsraten um 30 – 50 fb. In solch einem Fall werden aufgrund der zahlreichen Produktionskanäle und vielen anschließenden Kaskadenzerfälle der schweren Neutralinos die Auswertung der Meßergebnisse und die experimentelle Verifizierung eines konkreten Szenarios äußerst kompliziert.

Als nächstes wollen wir die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der leichteren Neutralinos bei der LEP2-Energie $\sqrt{s} = 190$ GeV in der (M, x) -Ebene analysieren und damit die Parameterbereiche charakterisieren, in denen bei LEP2 eventuell ein NMSSM-Neutralino identifiziert werden kann. Die Abbildungen 5.5 – 5.7 zeigen die $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktionsraten für die schon bei der Untersuchung der Massen und Singlettanteile im dritten Kapitel benutzten Parameter $\lambda = 0.4$, $k = 0.001, 0.02, 0.1$ und $\tan\beta = 2$. Bei der Diskussion dieser Wirkungsquerschnitte sind deshalb die Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.4 heranzuziehen. Wie schon in diesen Abbildungen werden auch hier keine Ergebnisse für den experimentell ausgeschlossenen Parameterbereich gezeigt.

Für den kleinsten k -Wert $k = 0.001$ ist das LSP fast über den gesamten (M, x) -Bereich annähernd ein reines Singlett, so daß die $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ -Produktion stark unterdrückt ist. Sie erreicht lediglich bei kleinen Singlett-Vakuumerwartungswerten x , wo der Singlettanteil des LSP zurückgeht, trotz LSP-Massen von über 40 GeV Wirkungsquerschnitte zwischen 100 fb und 300 fb. Die größten Wirkungsquerschnitte ergeben sich für die Produktion des zweit- und drittleichtesten Neutralinos, die hier Mischungen wie im MSSM aufweisen. Bei $\tilde{\chi}_2^0$ -Paarproduktion liegen sie bei 50 GeV $\lesssim |M| \lesssim 120$ GeV zwischen 100 fb und 400 fb. Da bei negativen M -Werten $\tilde{\chi}_2^0$ einen höheren Photino-/Zinoanteil besitzt, sind sie hier um einen Faktor 1.5 – 2 größer.

Bei allen drei k -Werten treten Wirkungsquerschnitte von knapp 1 pb bei der $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$ -Produktion für kleine x -Werte $x \lesssim 200$ GeV und für negative M auf. Hier sind beide beteiligten Neutralinos nämlich relativ leicht, und ihre Masseneigenwerte besitzen ein unterschiedliches Vorzeichen, was, wie oben diskutiert, die Produktionsraten anhebt. In diesem Bereich ist jedoch auch das Chargino so leicht, daß es bei LEP2 sichtbar sein sollte — somit liegt bei diesen Parametern der Schwerpunkt bei der Analyse der Neutralinoproduktion nicht unbedingt beim experimentellen Nachweis eines supersymmetrischen Neutralinos, sondern bei den Differenzierungsmöglichkeiten zwischen dem minimalen und nichtminimalen Modell.

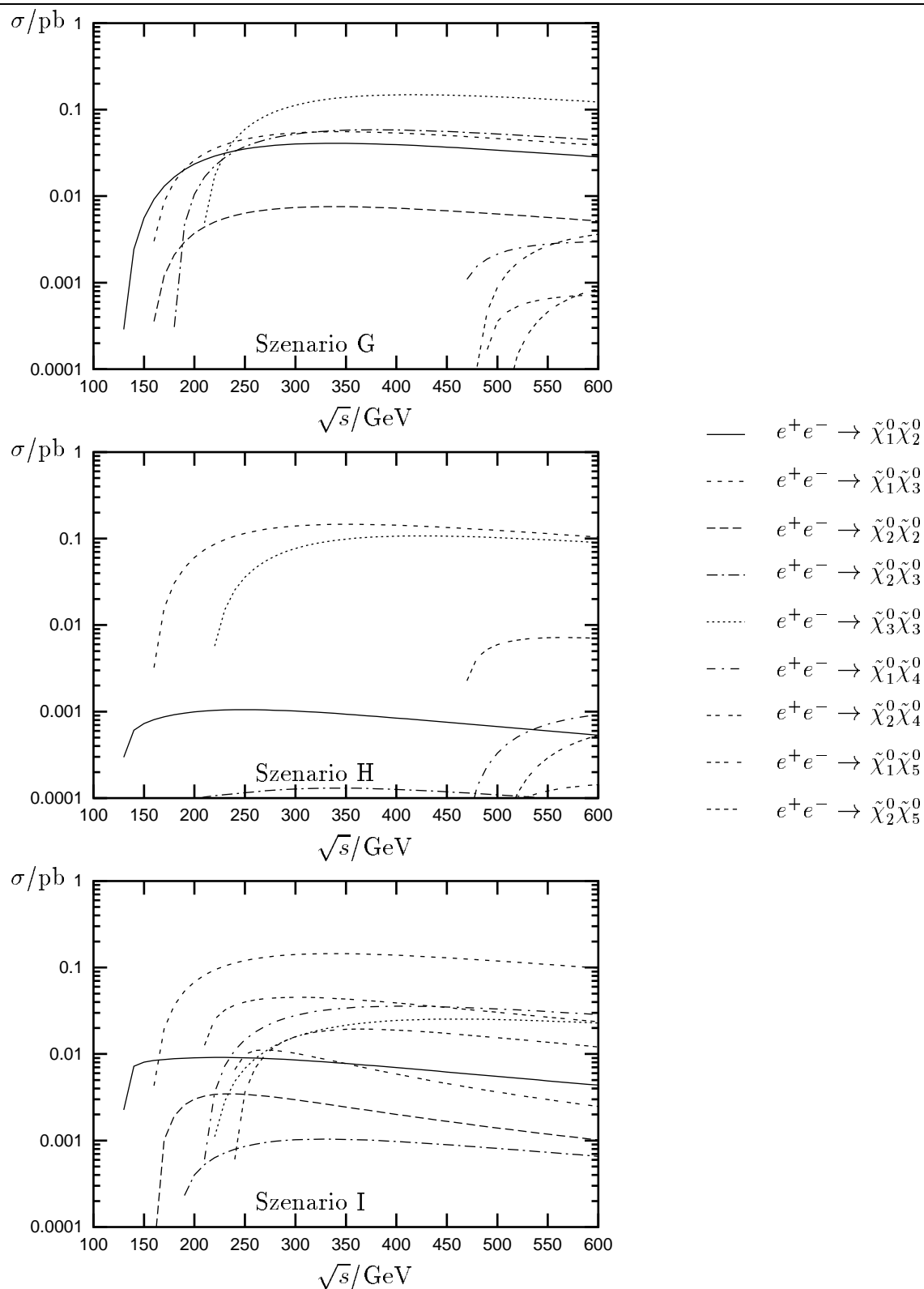


Abbildung 5.4: Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ in den Szenarien G – I.

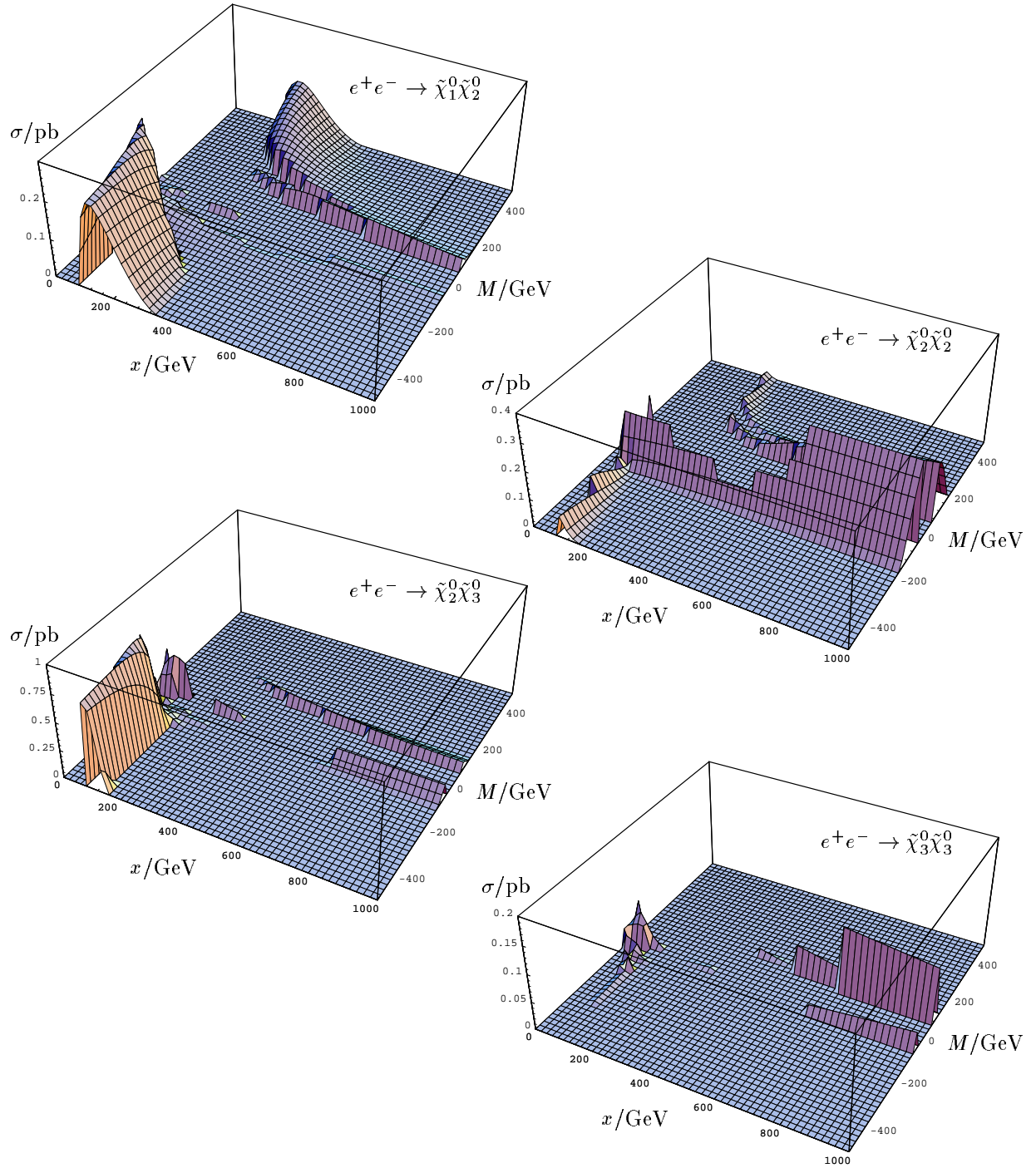


Abbildung 5.5: Wirkungsquerschnitte für die Neutralinoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV und $\lambda = 0.4$, $k = 0.001$, $\tan \beta = 2$. Der experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist ausgespart.

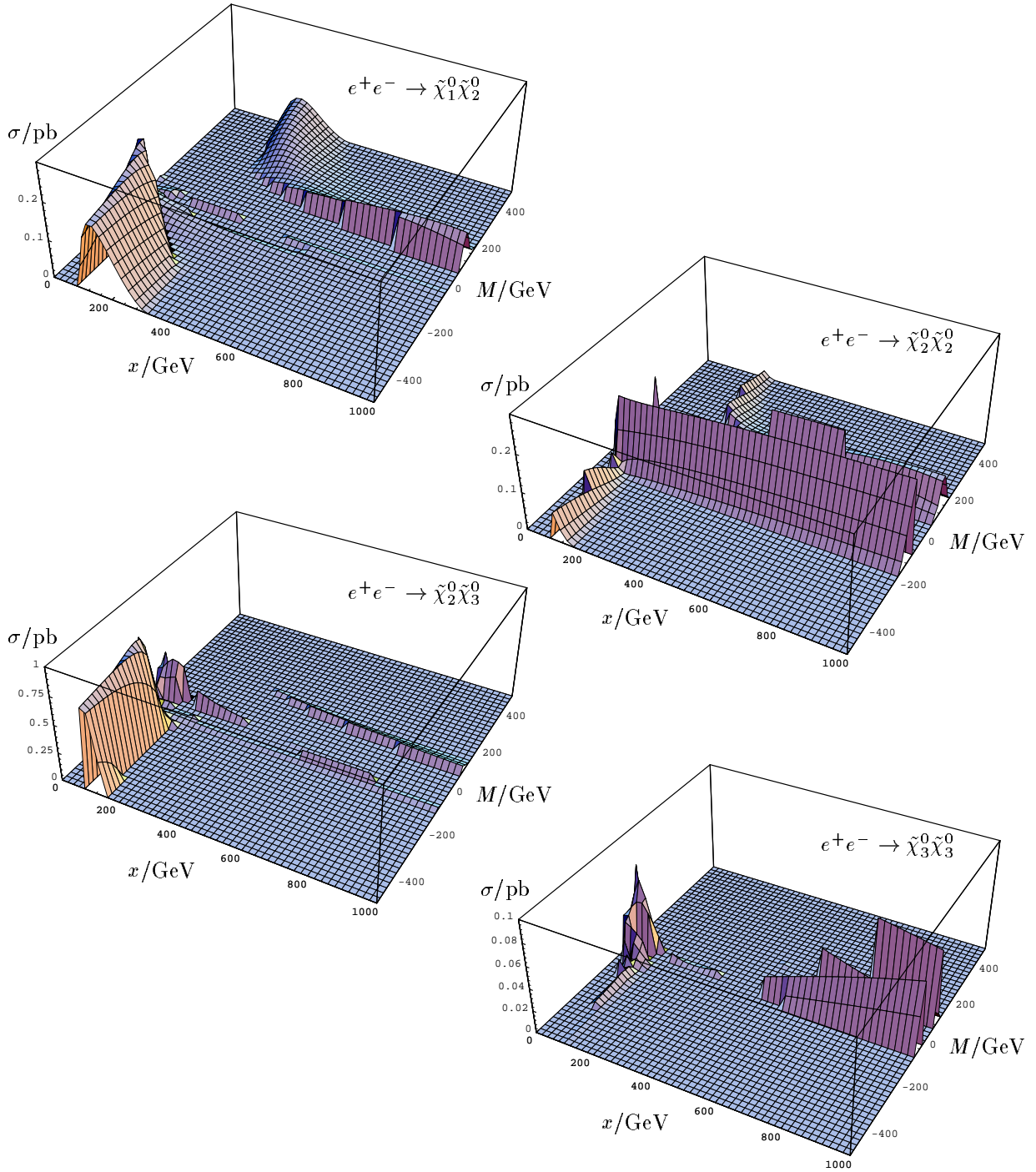


Abbildung 5.6: Wirkungsquerschnitte für die Neutralinoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV und $\lambda = 0.4$, $k = 0.02$, $\tan \beta = 2$. Der experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist ausgespart.

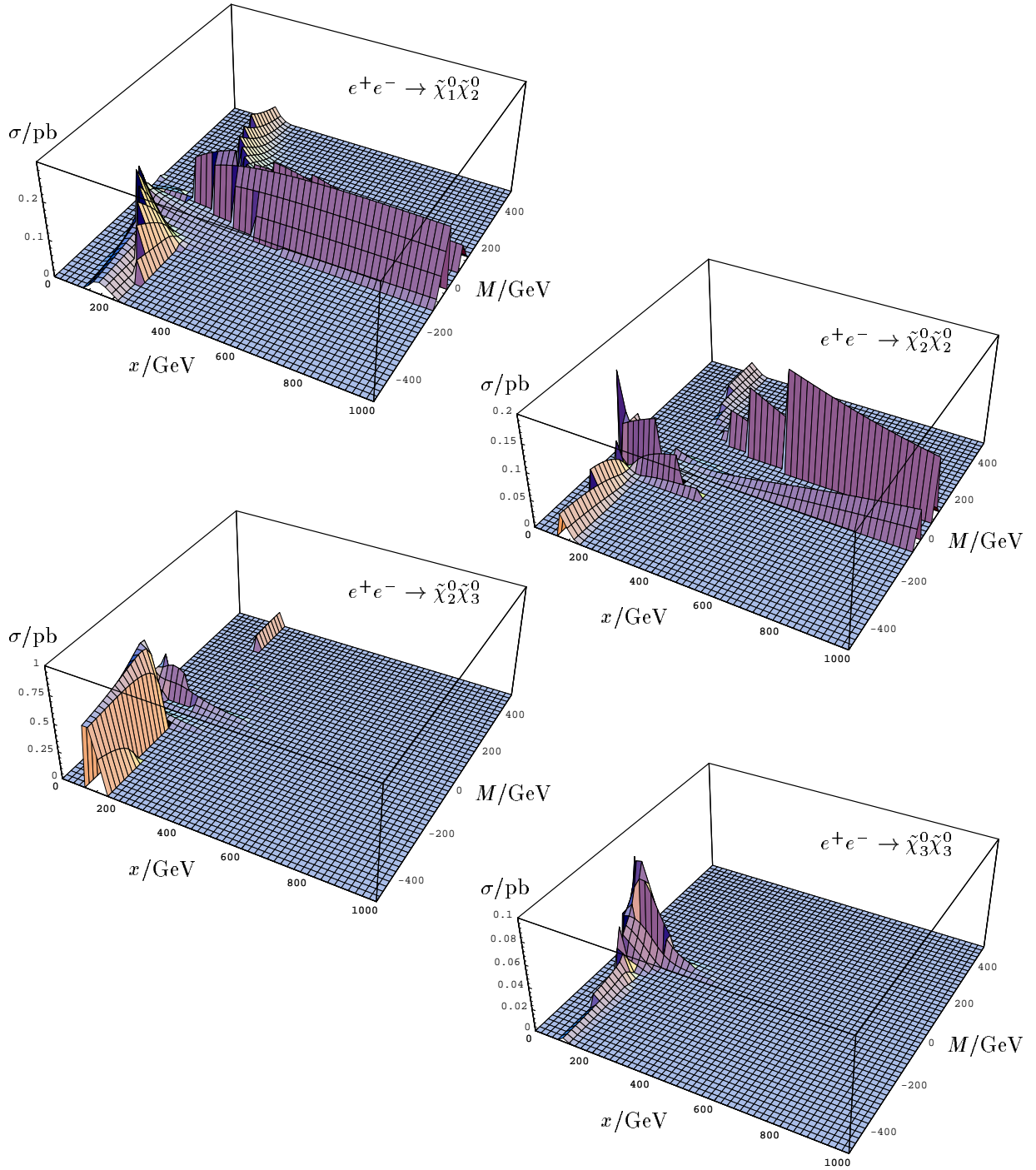


Abbildung 5.7: Wirkungsquerschnitte für die Neutralinoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV und $\lambda = 0.4$, $k = 0.1$, $\tan \beta = 2$. Der experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist ausgespart.

Zum Schluß dieses Kapitels beschreiben wir allgemein den bei LEP2 zugänglichen Parameterbereich. Dazu zeigen wir in den Abbildungen 5.8 und 5.9 die Gebiete in der (M, x) -Ebene, in denen mindestens ein Kanal für die Neutralinoproduktion einen Wirkungsquerschnitt über 100 fb, 200 fb bzw. 500 fb aufweist. Ebenfalls gekennzeichnet ist der bereits bei LEP1 ausgeschlossene Bereich sowie die Grenze für ein 95-GeV-Chargino, also das Gebiet, in dem ein Chargino nachgewiesen werden könnte und das mit $\mu = \lambda x$ ungefähr dem von LEP2 abgedeckten MSSM-Parameterbereich entspricht. In Abbildung 5.8 vergleichen wir die verschiedenen Kopplungen $k = 0.001$ und $k = 0.1$ bei $\lambda = 0.4$, $\tan \beta = 2$ und der Selekttronmasse $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 200$ GeV, während in Abbildung 5.9 die Auswirkungen einer geringeren Selekttronmasse $m_{\tilde{e}_{L,R}} = 100$ GeV und eines größeren Werts $\tan \beta = 20$ jeweils bei $k = 0.001$ untersucht werden.

Bei $\lambda = 0.4$, $k = 0.001$, und $\tan \beta = 2$ fällt zunächst die Lücke im bei LEP1 ausgeschlossenen Bereich zwischen $250 \text{ GeV} \lesssim x \lesssim 580 \text{ GeV}$ und $100 \text{ GeV} \lesssim M \lesssim 200 \text{ GeV}$ auf, die bei einer Selekttronmasse von 200 GeV auch bei LEP2 nicht ganz geschlossen werden kann. Für diese Selekttronmasse werden Wirkungsquerschnitte über 500 fb nur in einem kleinen Bereich $x \lesssim 150$ GeV bei negativem Gaugino-Massenparameter M erreicht, für $k = 0.1$ auch bei positiven M -Werten, und bei $\tan \beta = 20$ liegen sie immer unter diesen Spitzenwerten. Lediglich bei kleineren Selekttronmassen kommt ein so großer Wirkungsquerschnitt auch bei hohen x -Werten zustande. Der insgesamt abgedeckte Bereich mit Wirkungsquerschnitten über 100 fb ändert sich jedoch nicht wesentlich mit der Selekttronmasse, lediglich die oben erwähnte Lücke kann bei einer Selekttronmasse von 100 GeV geschlossen werden.

Da bei $k = 0.001$ das LSP vorwiegend singlettartig ist (siehe Abbildung 4.2), ist hierbei der abgedeckte NMSSM-Parameterraum größer als im MSSM, der durch die 95-GeV-Charginomassenlinie gekennzeichnet ist. Dies liegt daran, daß im NMSSM der Wirkungsquerschnitt für die (sichtbare) $\tilde{\chi}_2^0$ -Paarproduktion demjenigen der (unsichtbaren) $\tilde{\chi}_1^0$ -Paarproduktion im MSSM entspricht. Jedoch bleiben im NMSSM auch Bereiche für LEP2 unzugänglich, in denen Neutralinos im MSSM nachweisbar sind. Hier sind dann die Singlettkomponenten so auf die Neutralinos verteilt, daß alle relevanten Wirkungsquerschnitte reduziert werden.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß LEP2 den erforschbaren NMSSM-Parameterraum gegenüber LEP1 durch die Suche nach Neutralinos erweitert, und zwar sowohl im Bereich kleiner Singlett-Vakuumerwartungswerte x als auch kleiner Gaugino-Massenparameter bzw. Gluinomassen. Wenn kein NMSSM-Neutralino gefunden wird, kann die untere Grenze für den Singlett-Vakuumerwartungswert auf ca. 100 GeV angehoben werden. Eine wesentliche Erhöhung der unteren Massengrenze für die Neutralinos ist jedoch nicht zu erwarten. Positiv ausgedrückt können also durchaus Neutralinos, sei es im MSSM oder NMSSM, bei LEP2 gefunden werden, sofern deren Massen nicht zu groß sind. Letztendlich können aber die Chancen für die Entdeckung eines NMSSM-Neutralinos nur bestimmt werden, wenn man die dominanten Zerfallskanäle und die sich daraus ergebenden Signaturen kennt. Diese zu berechnen ist das Ziel des folgenden Kapitels.

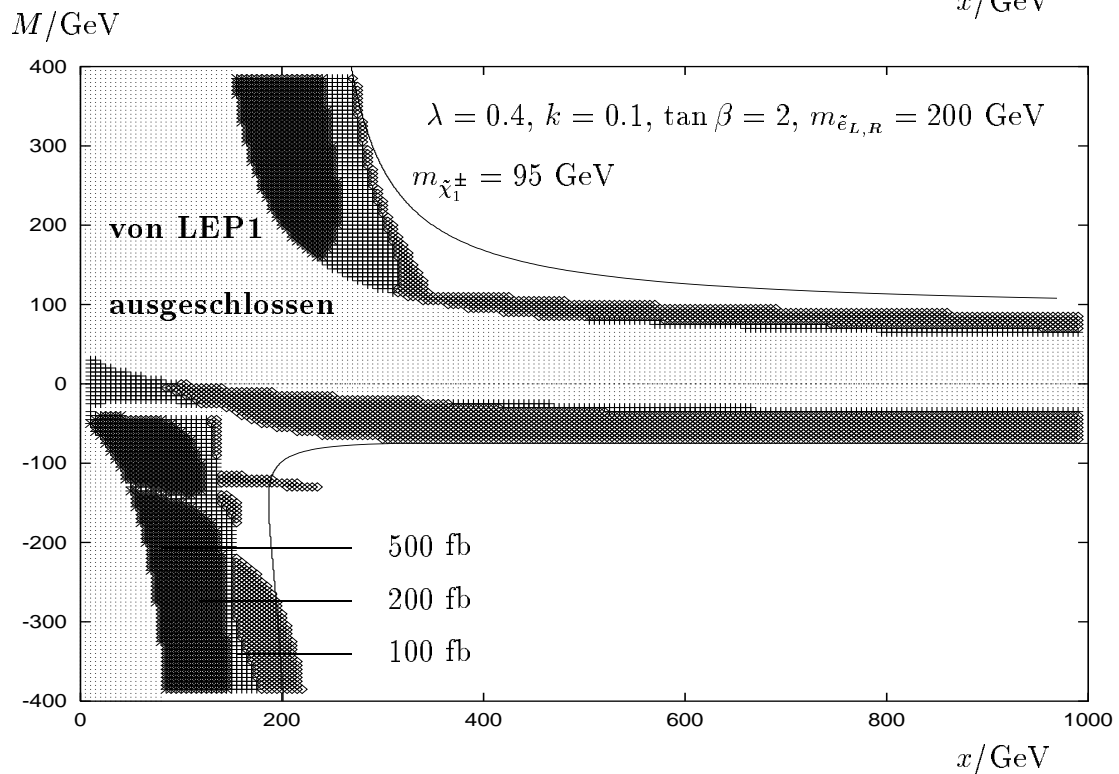
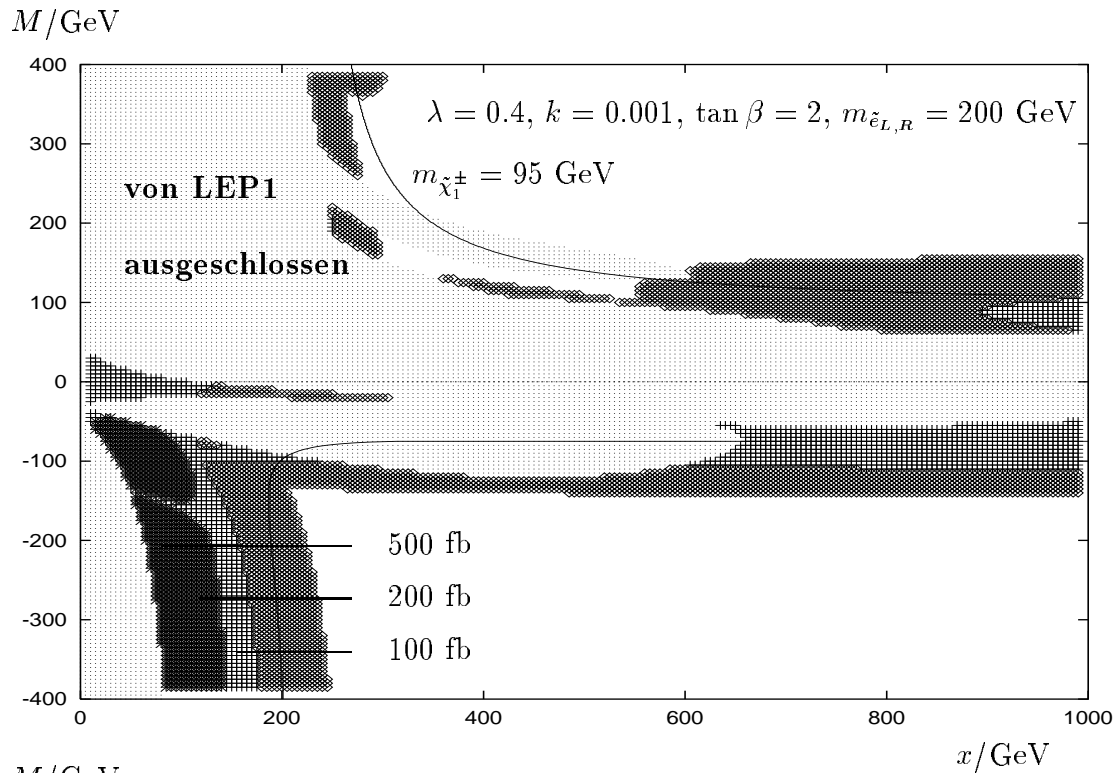


Abbildung 5.8: Bei LEP2 zugänglicher Parameterraum. Schwarz markiert ist der Bereich, in dem mindestens ein Kanal der Neutralinoproduktion einen Wirkungsquerschnitt über 500 fb aufweist, dann folgen mit hellerer Schattierung die Gebiete mit einem Wirkungsquerschnitt über 200 fb bzw. 100 fb.

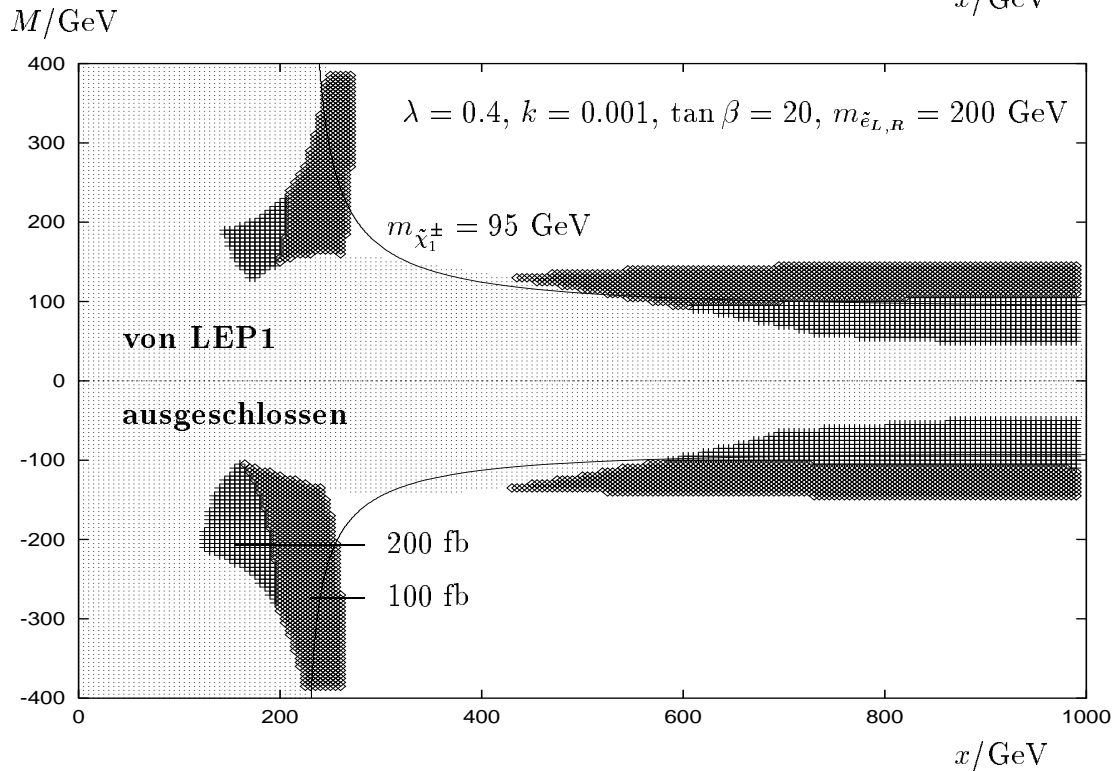
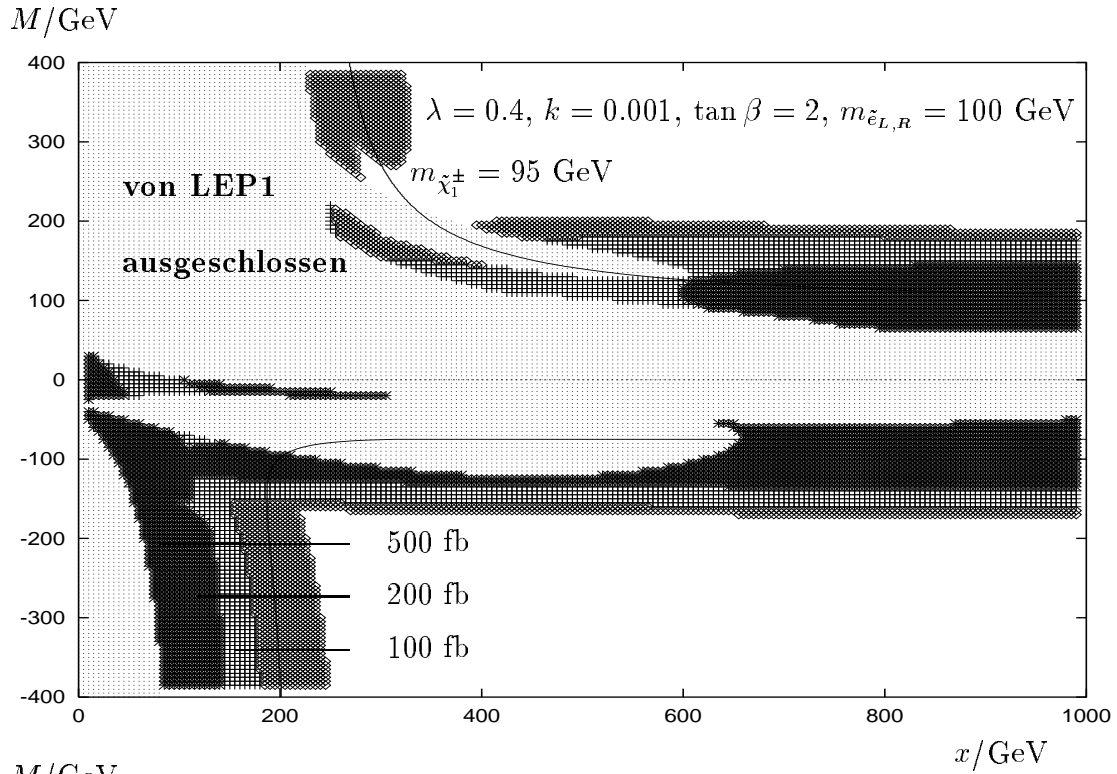


Abbildung 5.9: Bei LEP2 zugänglicher Parameterraum. Schwarz markiert ist der Bereich, in dem mindestens ein Kanal der Neutralinoproduktion einen Wirkungsquerschnitt über 500 fb aufweist, dann folgen mit hellerer Schattierung die Gebiete mit einem Wirkungsquerschnitt über 200 fb bzw. 100 fb.

Neutralinozerfälle

Während das leichteste Neutralino aufgrund der Erhaltung der R-Parität im NMSSM wie auch im MSSM stabil und nicht direkt nachweisbar ist, zerfallen die anderen Neutralinos und können über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. In diesem Kapitel wollen wir die möglichen Zerfallskanäle und die daraus folgenden Signaturen für ein Neutralino im NMSSM bei LEP2, also am nächsten für die Überprüfung supersymmetrischer Modelle zur Verfügung stehenden Beschleuniger, diskutieren. Daher beschränken wir uns auf die Untersuchung der Zerfälle derjenigen Neutralinos, die in den Szenarien A – I bei LEP2 mit einem Wirkungsquerschnitt über 10 fb produziert werden. Anschließend analysieren wir die möglichen Signaturen in diesen Szenarien und schließen nach einer kurzen Betrachtung des Standardmodell-Untergrunds mit einer Bewertung der Chancen zur Entdeckung eines NMSSM-Neutralinos bei LEP2.

6.1 Zerfallskanäle

Am Ende einer jeden Zerfallskette steht das leichteste supersymmetrische Teilchen. Die schwereren Neutralinos können sowohl direkt in das LSP zerfallen als auch über mehrere Kaskadenzerfälle. Folgende Zerfälle können im NMSSM am Anfang einer solchen Zerfallsreihe stehen:

1. der Zerfall eines schwereren Neutralinos in ein leichteres und zwei Fermionen, $\tilde{\chi}_i^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_j^0 e^+ e^-, \tilde{\chi}_j^0 \nu \bar{\nu}, \tilde{\chi}_j^0 q \bar{q} \ (i > j)$.

Diese Zerfälle sind, da wir die Fermionen mit Ausnahme derjenigen der dritten Generation als masselos annehmen wollen, immer kinematisch erlaubt. Sie erfolgen durch Z - oder Sfermionenaustausch, die entsprechenden Feynman-Graphen werden in Abbildung 6.1 gezeigt und die Zerfallsbreiten im Anhang angegeben. Besitzt eines der beteiligten Neutralinos einen hohen Singlettanteil, so werden die Zerfallsbreiten für diesen Dreikörperzerfall im Vergleich zum MSSM sehr klein. Wir werden die Auswirkungen dieser Tatsache im Anschluß an diese Aufzählung im Detail diskutieren.

2. der Zerfall eines schwereren Neutralinos in ein leichteres Chargino und zwei Fermionen, $\tilde{\chi}_i^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_j^\pm e^\pm \nu, \tilde{\chi}_j^\pm qq'$.

Da in unseren Szenarien das drittleichteste Neutralino jeweils um wenige GeV schwerer als das leichte Chargino ist, wird dieser Zerfall in diesem Fall möglich. Aufgrund der geringen Massendifferenz ist er jedoch gegenüber dem Dreikörperzerfall in ein leichteres Neutralino stark unterdrückt, so daß wir ihn vernachlässigen können.

3. der Zerfall eines schwereren Neutralinos in ein leichteres und ein Photon, $\tilde{\chi}_i^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_j^0 \gamma$ ($i > j$).

Auch dieser Zerfall ist immer kinematisch möglich. Er verläuft jedoch in niedrigster Ordnung über eine Schleife mit W -Bosonen, Charginos und geladenen Higgs-Teilchen oder Sfermionen als Austauschteilchen und ist somit a priori gegenüber den auf Baumgraphenniveau stattfindenden Prozessen unterdrückt. Die Feynman-Graphen für diesen Zerfall sind vollständig in [61] zu finden. In Abbildung 6.1 sind nur diejenigen angegeben, bei denen in der Neutralino-Chargino-Higgs-Kopplung (A.5) Unterschiede zum MSSM auftreten.

Die Zerfallsbreiten dieses Schleifenzerfalls sind grundsätzlich sehr klein. Im MSSM spielt er deshalb nur dann eine Rolle, wenn eines der beteiligten Neutralinos fast ein Photino und das andere beinahe ein reines Higgsino ist, so daß der Dreikörperzerfall in 1. ebenfalls sehr unterdrückt ist. Im NMSSM stellt sich die Situation jedoch etwas anders dar: Da bei den im Rahmen dieser Arbeit interessanten Szenarien eines der leichten Neutralinos eine große Singlettkomponente besitzt, die zwar beim Zerfall in ein Photon eine Kopplung mitbestimmt, nicht jedoch beim fermionischen Dreikörperzerfall, sind diese Zerfälle dann prinzipiell von derselben Größenordnung und konkurrieren miteinander. Die Konsequenzen in den konkreten Szenarien werden später verdeutlicht.

4. der Zerfall eines schwereren Neutralinos in ein leichteres Neutralino und ein skalares oder pseudoskalares neutrales Higgs-Boson, $\tilde{\chi}_i^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_j^0 S_a, P_b$.

Dieser Zerfall verläuft auf Baumgraphenniveau durch das in Abbildung 6.1 gezeigte Feynman-Diagramm, die Zerfallsbreiten sind wiederum im Anhang angegeben. Dabei wird die Higgs-Neutralino-Neutralino-Kopplung (A.9) von den Singlettkomponenten der beteiligten Neutralinos und des Higgs-Bosons beeinflusst. In unseren Szenarien mit leichten vorwiegend singlettartigen Neutralinos können sehr oft auch die neutralen Higgs-Bosonen so leicht sein, daß dieser Zerfall kinematisch möglich ist und dann dominiert, während im MSSM die experimentellen Massengrenzen solch ein leichtes Higgs-Teilchen verbieten. Der Zerfall in die schwereren Higgs-Bosonen S_2, S_3 und P_2 ist jedoch wie auch der Zerfall in ein geladenes Higgs-Teilchen und ein Chargino kinematisch nicht möglich.

5. der Zerfall eines schwereren Neutralinos in ein leichteres Neutralino oder Chargino und ein Eichboson, in ein Fermion und Sfermion oder in ein Chargino zusammen

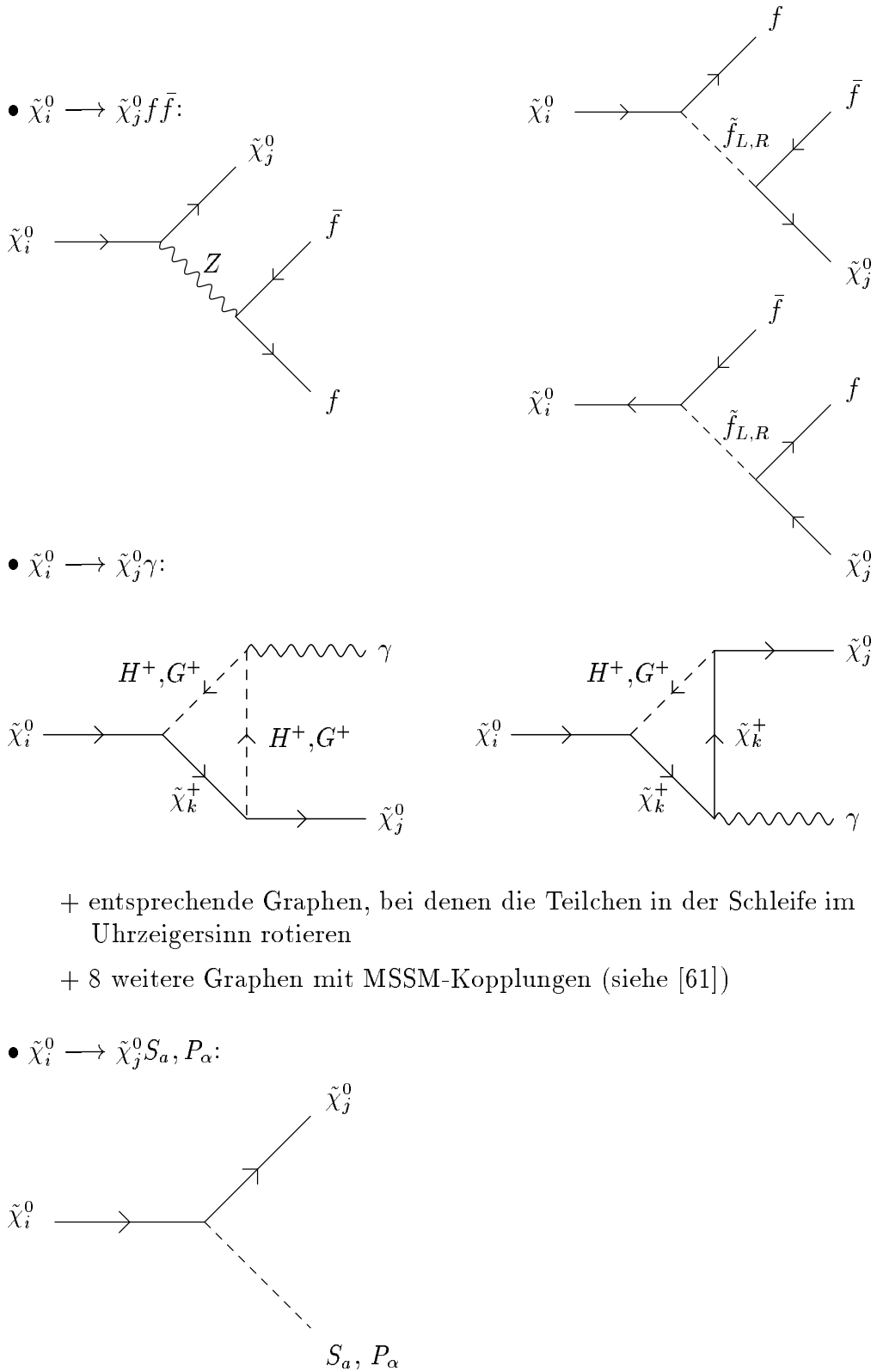


Abbildung 6.1: Feynman-Graphen für die betrachteten Neutralinozerfälle

mit einem geladenen Higgs-Boson.

In den von uns betrachteten Szenarien ist die Massendifferenz zwischen dem LSP bzw. dem leichten Chargino und einem bei LEP2 produzierbaren Neutralino maximal etwa 45 GeV, da die Produktion von schwereren Neutralinos, wie z.B. in Szenario C, bei der LEP2-Energie stark unterdrückt ist. Somit sind diese Zerfälle hier aufgrund der Massen der Teilchen im Endzustand kinematisch nicht möglich und werden von uns nicht weiter betrachtet. Eine kompakte Zusammenfassung der Zerfallsbreiten ist z. B. in [55] zu finden.

Da das beim Zerfall $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 S_1, P_1$ produzierte leichte Higgs-Teilchen weiterzerfällt, sind die Signaturen für die Neutralinoproduktion auch entscheidend von dem dominanten Zerfallsmechanismus des Higgs-Bosons abhängig. Ist das leichteste Higgs-Skalar schwerer als zwei leichte pseudoskalare Higgs-Bosonen, steht auch der Zerfallskanal $S_1 \rightarrow P_1 P_1$ offen. Mögliche Endzustände sind (im Fall von S_1 eventuell über diesen Zwischenschritt) je nach der Masse und den Mischungen der beteiligten Teilchen zwei schwere Quarks oder Leptonen $S_1, P_1 \rightarrow b\bar{b}, \tau\bar{\tau}$ oder zwei Neutralinos $S_1, P_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$. Im ersten Fall ergibt sich meist eine klare Signatur (entsprechend dem möglichen Standardmodell-Untergrund), im letzten Fall kann dieser Zerfall nicht nachgewiesen werden.

Wir wollen nun im einzelnen die Zerfallsketten für unsere Szenarien angeben und die möglichen Signaturen für bei LEP2 produzierte Neutralinos im NMSSM diskutieren. Dabei übergehen wir Szenario C, da dieses ein Beispiel dafür war, wie selbst ein sehr leichtes, aber singlettartiges Neutralino bei LEP2 nicht bzw. nur mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt produziert werden kann.

Im Szenario A mit einem singlettartigen LSP von 8 GeV werden bei LEP2 sowohl das zweitleichteste Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ mit einer Masse von 28 GeV als auch das drittleichteste Neutralino mit $m_{\tilde{\chi}_3^0} = 54$ GeV produziert. Die Verzweigungsverhältnisse für deren Zerfälle sind in Abbildung 6.2 als Funktion der Masse des leichtesten pseudoskalaren Higgs-Bosons angegeben. Da das leichte Higgs-Skalar in diesem Szenario wie in allen Szenarien A – D eine Masse von mindestens 37 GeV hat, kann es nur beim Zerfall des drittleichtesten Higgs-Bosons in das LSP entstehen, und zwar dann mit einem Verzweigungsverhältnis zwischen 0 und 1, je nach Wahl der Parameter A_λ und A_k im Higgs-Sektor.

Dargestellt ist in Abbildung 6.2 jeweils das minimal und maximal mögliche Verzweigungsverhältnis für die jeweilige Masse des leichten pseudoskalaren Higgs-Bosons, wobei alle erlaubten Werte von A_λ und A_k betrachtet wurden.

Ist das leichte pseudoskalare Higgs-Boson leichter als 20 GeV, also kleiner als die Massendifferenz zwischen $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$, so zerfällt das zweitleichteste Neutralino fast ausschließlich in das LSP und P_1 . Dies entspricht der bereits oben aufgestellten Feststellung, daß der Neutralinozerfall in ein Higgs-Boson in Szenarien mit leichten Neutralinos mit hohem Singlettanteil dominiert, wenn er kinematisch möglich ist. Die Signaturen für $\tilde{\chi}_2^0$ hängen dann vom Weiterzerfall des P_1 ab, der in Abbildung 6.3 untersucht wird. Bei einem sehr leichten pseudoskalaren Higgs-Boson $m_{P_1} < 9$ GeV dominiert der Zer-

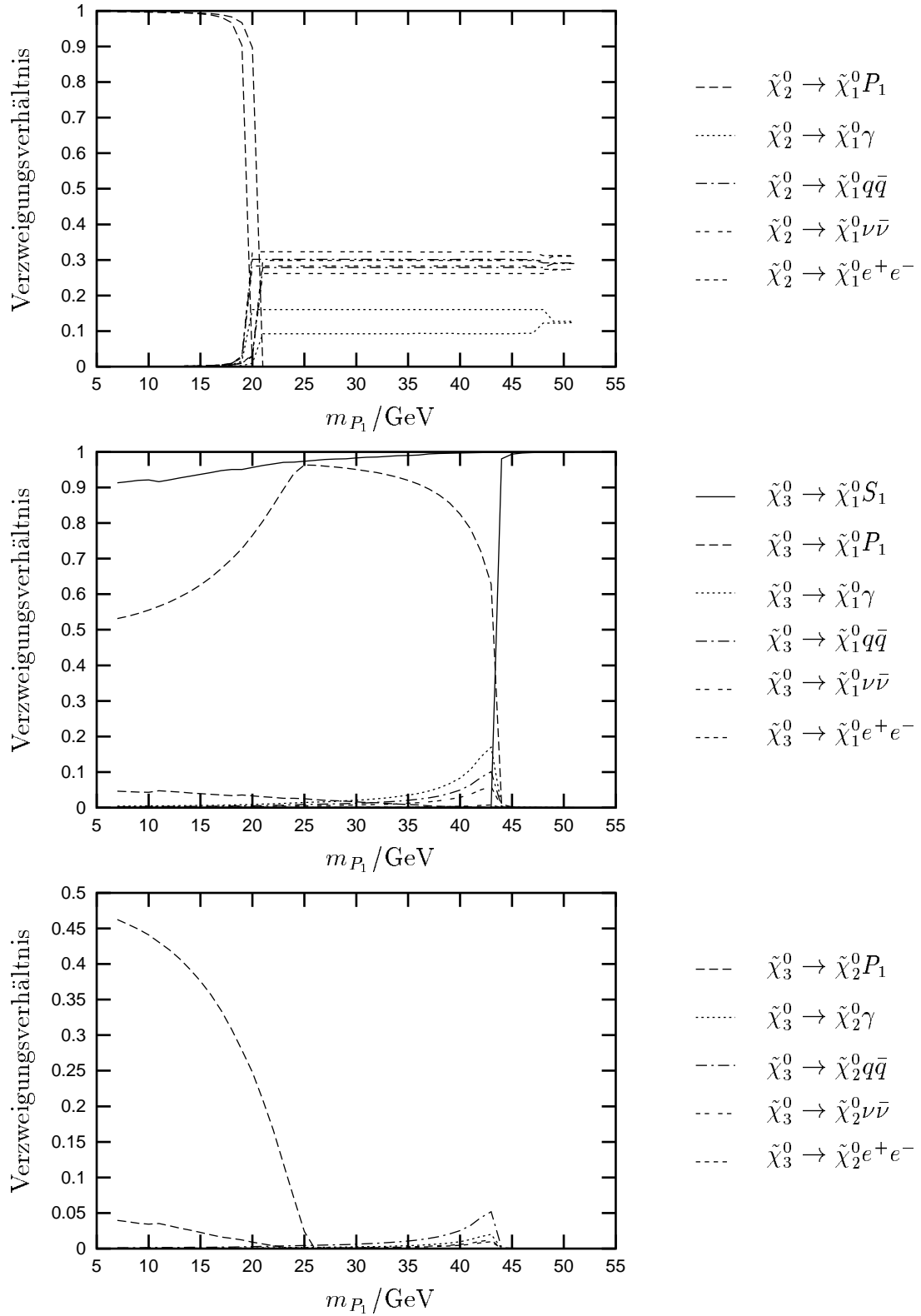


Abbildung 6.2: Minima und Maxima der Verzweigungsverhältnisse für die Neutralinozerfälle im Szenario A als Funktion der Masse des pseudoskalaren Higgs-Bosons.

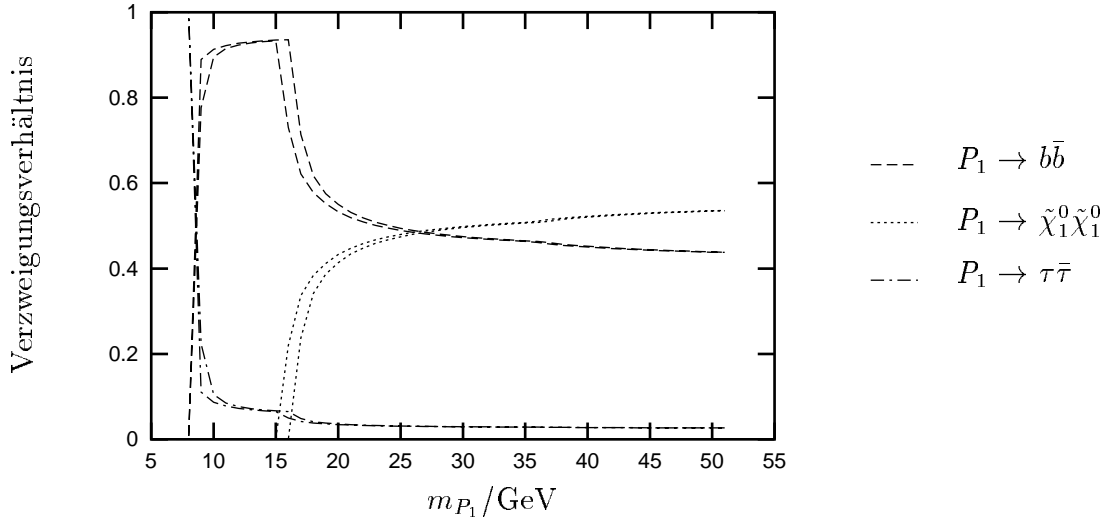


Abbildung 6.3: Minima und Maxima der Verzweungsverhältnisse für die Zerfälle des pseudoskalaren Higgs-Bosons im Szenario A.

fall in ein Tau-Paar, ist jedoch der Zerfall in ein b-Quarkpaar kinematisch möglich, so trägt er mindestens zu 50 % bei. Für $m_{P_1} > 16$ GeV ist weiterhin auch der Zerfall in zwei LSP erlaubt und kann ebenfalls ein Verzweungsverhältnis bis 0.5 aufweisen. Da das LSP aufgrund der Erhaltung der R-Parität im NMSSM unsichtbar ist, ist dieser Zerfallskanal jedoch nicht nachweisbar.

Hat das leichte pseudoskalare Higgs-Boson eine Masse über 20 GeV, so sind für das zweitleichteste Neutralino nur die Dreikörperzerfälle in zwei Fermionen und das LSP sowie der Schleifenzerfall in ein Photon und das LSP möglich. Deren Verzweungsverhältnisse sind in Abbildung 6.2 jeweils für eine Generation gezeigt. Hier sind die Zerfälle in zwei Elektronen, Neutrinos und Quarks mit Verzweungsverhältnissen um 0.3 etwa gleichstark, jedoch kann auch der Schleifenzerfall mit maximal 15 % beitragen.

Beim Zerfall des drittleichtesten Neutralinos ist in jedem Fall mindestens ein Higgs-Boson leichter als die Massendifferenz zwischen $m_{\tilde{\chi}_3^0}$ und $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, so daß der Zerfall in ein Higgs-Teilchen immer dominiert. Lediglich für pseudoskalare Higgs-Teilchen mit einer Masse um 43 GeV können auch die Dreiteilchenzerfälle und der Schleifenzerfall in ein Photon mit zusammen maximal 60 % beitragen.

Der Zerfall des skalaren Higgs-Bosons mit einer Masse zwischen 37 GeV und 54 GeV in diesem Szenario verläuft wiederum in den Kanälen $S_1 \rightarrow b\bar{b}, \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0, P_1 P_1$ mit verschiedensten möglichen Verzweungsverhältnissen, wie Abbildung 6.4 zeigt. So ist je nach Wahl der Parameter im Higgs-Sektor sowohl fast 100 %-iger Zerfall in zwei Pseudoskalare mit anschließendem gleichwahrscheinlichen Zerfall in ein b-Quark- oder LSP-Paar als auch beinahe ausschließlicher Zerfall in zwei LSP möglich.

Im Szenario B ist schon der Massenunterschied zwischen den beiden leichtesten Neutralinos so groß, daß der Zerfall von $\tilde{\chi}_2^0$ in ein skalares Higgs-Boson möglich sein kann. In Abbildung 6.5 werden die Verzweungsverhältnisse als Funktion der Masse des Higgs-Skalars gezeigt. Wieder ist zu erkennen, wie in dem Massenbereich, in

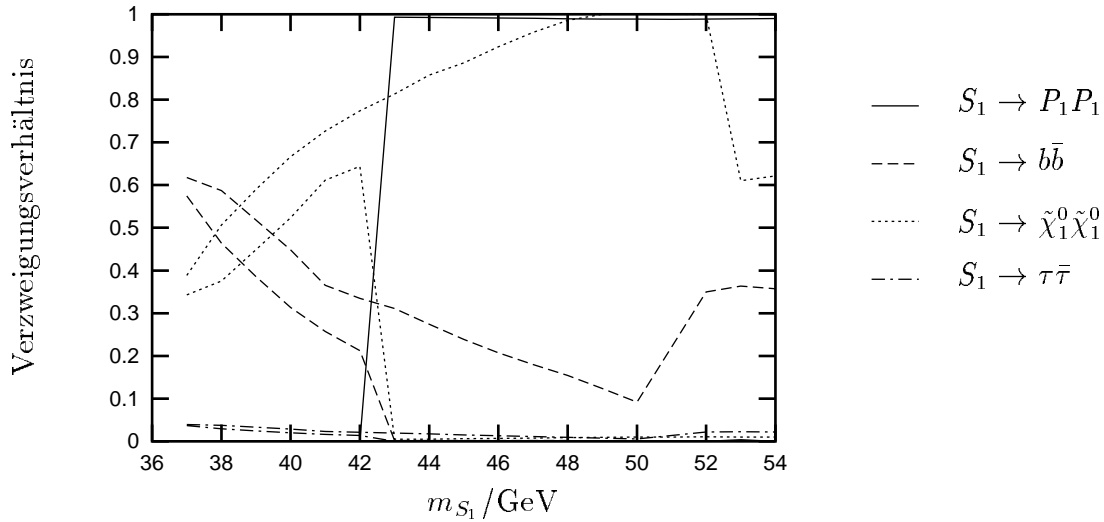


Abbildung 6.4: Minima und Maxima der Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle des skalaren Higgs-Bosons im Szenario A.

dem ein Higgs-Skalar entstehen kann, dieser Zerfallskanal mit fast 100 %-iger Wahrscheinlichkeit dominiert. Nicht ganz so stark ist die Dominanz im Falle schwererer Higgs-Skalare, wenn der Zerfall in ein pseudoskalares Higgs-Boson stattfinden kann. Lediglich in einem Übergangsbereich zwischen $m_{S_1} = 44 - 46$ GeV beim $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall können auch die anderen Zerfallsmechanismen eine nicht unbedeutende Rolle spielen und Verzweigungsverhältnisse bis 0.5 erreichen. In diesem Szenario ist im Vergleich zum Szenario A der Singlettanteil des LSP noch größer, so daß hier der Schleifenzerfall in ein Photon gegenüber den Dreikörperzerfällen in zwei Fermionen und das LSP überwiegt. Das schwerere produzierte $\tilde{\chi}_3^0$ zerfällt fast ausschließlich zunächst in Higgs-Bosonen, da die Massendifferenz zu den leichteren Neutralinos größer als die maximal mögliche Higgs-Masse ist. Wir verzichten daher auf eine graphische Darstellung dieses Zerfalls und vergleichen in Abbildung 6.5 die Verzweigungsverhältnisse der Szenarien B, D und E, in denen die Parameter λ , k und $\tan\beta$ unverändert bleiben und die sich durch das Vorzeichen des Gaugino-Massenparameters M sowie durch den Singlett-Vakuumerwartungswert x unterscheiden. Wieder erkennt man die mittlerweile schon bekannte Tatsache, daß der Zerfall in ein Higgs-Boson dominiert, wenn er erlaubt ist. In dem übrigen Parameterbereich zeigen sich jedoch interessante Unterschiede zwischen diesen Szenarien: Für $x = 120$ GeV im Szenario E ist der Zerfall in ein Quarkpaar am stärksten mit einem Verzweigungsverhältnis bis zu 0.55, während für $x = 1000$ GeV in den Szenarien B und D der Singlettanteil des LSP so groß ist, daß der Schleifenzerfall in ein Photon dominiert, und zwar noch stärker bei negativen M -Werten mit einem Verzweigungsverhältnis bis zu 0.85.

Für den anschließenden Zerfall von eventuell entstehenden Higgs-Bosonen gilt in allen Szenarien das gleiche: entsprechend ihrer Masse und derjenigen des LSP können sie je nach Wahl der Parameter A_λ und A_k sowohl zu fast 100 % in ein b-Paar oder zwei LSP zerfallen. Der Zerfall in ein Tau-Paar spielt nur bei kleinen Higgs-Massen eine

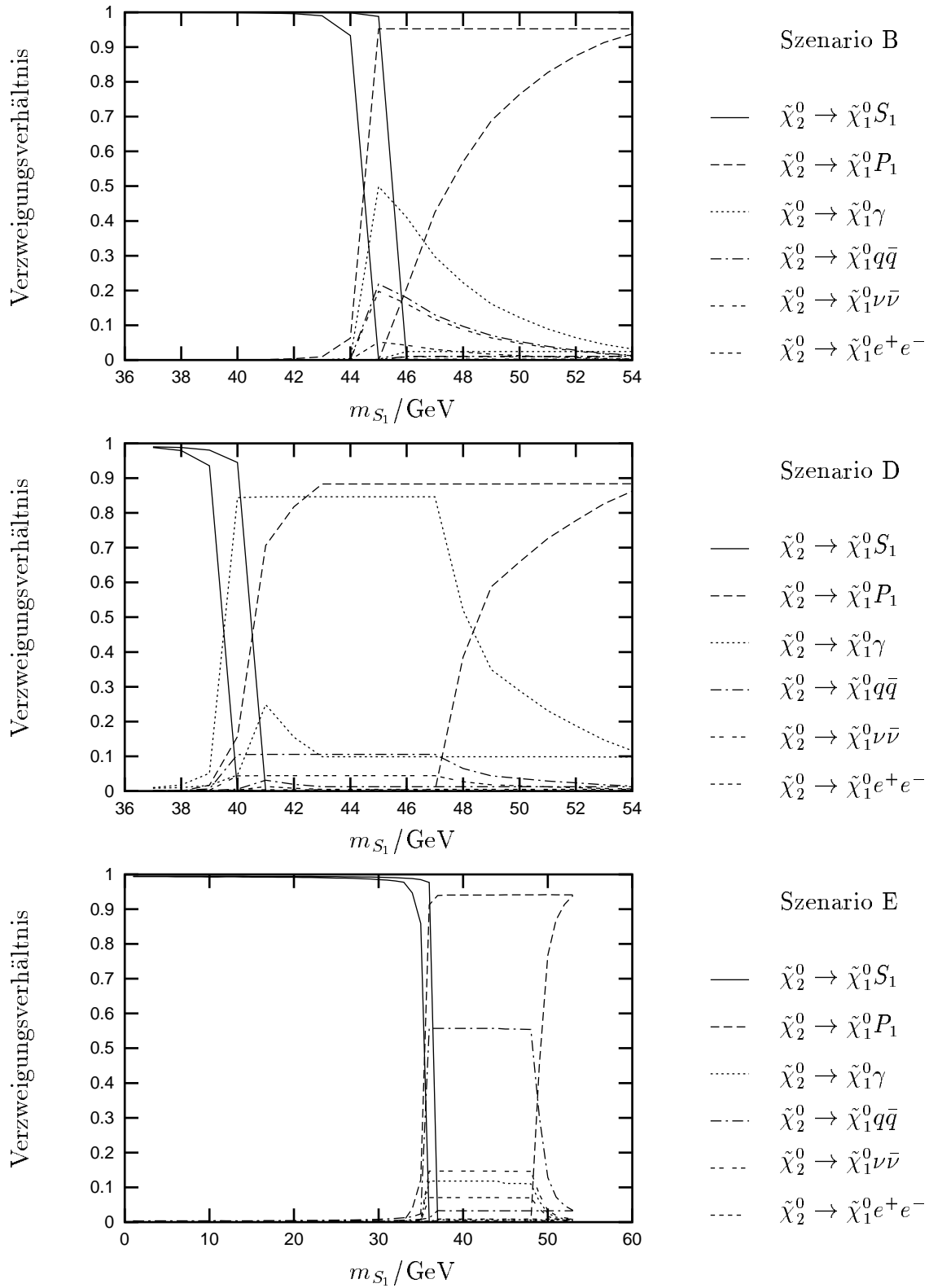


Abbildung 6.5: Minima und Maxima der Verzweigungsverhältnisse für die Neutralinozerfälle in den Szenarien B, D und E als Funktion der Masse des skalaren Higgs-Bosons.

	Szenario F					
	NMSSM				MSSM mit $\mu = \lambda x$	
	$A_\lambda = 1000 \text{ GeV}$ $A_k = 0 \text{ GeV}$		$A_\lambda = 930 \text{ GeV}$ $A_k = 80 \text{ GeV}$			
	Γ/GeV	BR	Γ/GeV	BR	Γ/GeV	BR
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$	$1.09 \cdot 10^{-9}$	0.61	$1.09 \cdot 10^{-9}$	0.61	$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \dots$	
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu \bar{\nu}$	$4.03 \cdot 10^{-11}$	0.02	$4.03 \cdot 10^{-11}$	0.02		
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$	$6.44 \cdot 10^{-10}$	0.36	$6.44 \cdot 10^{-10}$	0.36		
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$	$5.12 \cdot 10^{-12}$	0.003	$5.12 \cdot 10^{-12}$	0.003		
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$	$1.90 \cdot 10^{-9}$	< 0.001	$1.90 \cdot 10^{-9}$	0.02	$4.43 \cdot 10^{-9}$	0.11
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu \bar{\nu}$	$1.82 \cdot 10^{-8}$	0.002	$1.82 \cdot 10^{-8}$	0.21	$8.60 \cdot 10^{-9}$	0.22
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$	$5.75 \cdot 10^{-8}$	0.005	$5.75 \cdot 10^{-8}$	0.66	$2.57 \cdot 10^{-8}$	0.66
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$	$3.35 \cdot 10^{-9}$	< 0.001	$3.35 \cdot 10^{-9}$	0.04	$1.54 \cdot 10^{-10}$	0.004
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 P_1$	$1.14 \cdot 10^{-5}$	0.99	—	—	—	—
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 e^+ e^-$	$1.05 \cdot 10^{-9}$	< 0.001	$1.05 \cdot 10^{-9}$	0.01		
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 \nu \bar{\nu}$	$1.27 \cdot 10^{-11}$	< 0.001	$1.27 \cdot 10^{-11}$	< 0.001		
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 q \bar{q}$	$1.94 \cdot 10^{-9}$	< 0.001	$1.94 \cdot 10^{-9}$	0.02		
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 \gamma$	$3.69 \cdot 10^{-9}$	< 0.001	$3.69 \cdot 10^{-9}$	0.04		

Tabelle 6.1: Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle der leichteren Neutralinos im Szenario F mit $A_t = 0 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{t}} = m_{\tilde{q}} = 200 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$.

Rolle. Wir verweisen daher immer auf die Abbildungen 6.3 und 6.4 und diskutieren den Higgs-Zerfall nicht neu in jedem Szenario.

Im Szenario F ist das LSP etwas schwerer als im ähnlichen Szenario A, außerdem besitzt auch $\tilde{\chi}_2^0$ eine signifikante Singlett Komponente. Die Massendifferenzen zwischen den Neutralinos sind in diesem Szenario so gering, daß nur $\tilde{\chi}_3^0$ direkt in ein pseudoskalares Higgs-Boson zerfallen kann. Daher geben wir in Tabelle 6.1 die Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse einerseits für die Situation an, daß der Zerfall in ein pseudoskalares Higgs-Teilchen kinematisch erlaubt ist, betrachten andererseits aber auch den gegenteiligen Fall. Wie bereits diskutiert wurde, ist in diesem Szenario ein Chargino so leicht, daß es bei LEP2 gefunden werden sollte, so daß der Schwerpunkt bei der Analyse dieses Szenarios darauf liegt, Unterschiede bei der Neutralinoproduktion zwischen MSSM und NMSSM herauszuarbeiten. Deshalb sind in Tabelle 6.1 zum Vergleich auch die Zerfallsbreiten des zweitleichtesten Neutralinos im MSSM mit $\mu = \lambda x$ angegeben, und zwar neben denen von $\tilde{\chi}_3^0$ im NMSSM, da sich diese beiden Neutralinos von der Masse und den Mischungen her entsprechen. Das vorwiegend singlettartige

zweitleichteste NMSSM-Neutralino ist ja im MSSM nicht vorhanden.

Findet der Zerfall in ein Higgs-Boson nicht statt, so sind die Unterschiede beim $\tilde{\chi}_3^0$ -Zerfall zwischen MSSM und NMSSM ziemlich gering und experimentell wohl nur äußerst schwer nachweisbar. Insbesondere zerfällt das drittleichteste Neutralino fast vollständig direkt in das LSP ohne den Zwischenschritt eines Zerfalls in das zweitleichteste Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$. Lediglich beim Zerfall in ein Elektron-Positron Paar läßt sich ein Unterschied zwischen den Modellen feststellen: Er macht im MSSM ungefähr 5 – 10 % aus und entspricht demjenigen Anteil, der im NMSSM auf den Zerfall in das zweitleichteste Neutralino entfällt. Somit kann zwischen diesen Modellen in Szenarien mit einem vorwiegend singlettartigen $\tilde{\chi}_2^0$ nur unterschieden werden, wenn direkt ein Neutralino mit hohem Singlettanteil und ausreichend großem Wirkungsquerschnitt produziert wird. Ist der Zerfall in ein Higgs-Boson mit einer Masse unterhalb der Grenzen im MSSM möglich, so wird der Unterschied zwischen diesen beiden Modellen sofort augenfällig. Das NMSSM-Neutralino zerfällt fast vollständig in ein pseudoskalares Higgs-Boson, während dieser Zerfallskanal im MSSM aufgrund der Massengrenzen für die Higgs-Bosonen ausgeschlossen ist. Da das Higgs-Teilchen wiederum vollkommen in ein b-Paar zerfällt, kann die Detektion von b-Jets (*b-tagging*) eine Methode zur Unterscheidung dieser Modelle sein.

Die Szenarien G, H und I, in denen das LSP eine Masse von etwa 50 GeV hat und $\tilde{\chi}_2^0$ die größte Singlettkomponente besitzt, unterscheiden sich vor allem durch das Vorzeichen des Gaugino-Massenparameters M bzw. durch die Größe des Singlett-Vakuumerwartungswerts x . In diesen Szenarien mit den größeren Parametern k wachsen auch die Massenuntergrenzen für die Higgs-Bosonen. Trotzdem können $\tilde{\chi}_3^0$ -Zerfälle in Higgs-Teilchen kinematisch möglich sein, die dann wiederum dominieren. Die anschließenden Zerfälle der Higgs-Bosonen beschränken sich aufgrund der großen Masse des LSP fast ausschließlich auf den b-Quark-Kanal. Da dies in den vorherigen Szenarien ausreichend demonstriert worden ist, wollen wir hier nur in Tabelle 6.2 die Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse für eine solche Wahl der Parameter A_λ und A_k angeben, die keinen Zerfall in Higgs-Teilchen zulassen.

Die Analyse dieser Resultate kann in zwei Richtungen erfolgen: Einerseits können grundsätzlich die Chancen für die Entdeckung eines Neutralinos diskutiert werden, dann sind alle Zerfälle heranzuziehen. Andererseits kann aber auch untersucht werden, ob in Szenarien mit einem recht schweren LSP einer Masse von 50 GeV zwischen MSSM und NMSSM experimentell unterschieden werden kann. Dabei sind dann hauptsächlich die Zerfälle der Neutralinos mit großer Singlettkomponente in Verbindung mit der Produktionsrate interessant sowie die Zerfälle der schwereren Neutralinos in vorwiegend singlettartigen Neutralinos.

Zuerst betrachten wir die Zerfälle des zweitleichtesten Neutralinos, das allerdings bei LEP2-Energien nur im Szenario G zusammen mit einem LSP mit ausreichendem Wirkungsquerschnitt produziert wird. In diesem Szenario überwiegt der leptonische Zerfall in ein Elektron-Positron-Paar. Insgesamt macht der Vergleich der drei Szenarien deutlich, welche Bandbreite grundsätzlich beim Zerfall eines singlettartigen Neutralinos möglich ist. Die Zerfallsbreiten sind alle sehr klein (im eV-Bereich), der dominante

	Szenario G		Szenario H		Szenario I	
	$A_\lambda = 900 \text{ GeV}$ $A_k = 50 \text{ GeV}$		$A_\lambda = 900 \text{ GeV}$ $A_k = 50 \text{ GeV}$		$A_\lambda = 250 \text{ GeV}$ $A_k = 30 \text{ GeV}$	
	$A_t = 0 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_1} = 150 \text{ GeV}, m_{\tilde{t}_2} = 500 \text{ GeV}$					
	Γ/GeV	BR	Γ/GeV	BR	Γ/GeV	BR
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$	$8.60 \cdot 10^{-9}$	0.55	$9.60 \cdot 10^{-11}$	0.07	$1.29 \cdot 10^{-9}$	0.14
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu \bar{\nu}$	$1.82 \cdot 10^{-9}$	0.12	$1.47 \cdot 10^{-11}$	0.01	$7.25 \cdot 10^{-10}$	0.08
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$	$3.23 \cdot 10^{-9}$	0.21	$3.23 \cdot 10^{-10}$	0.22	$5.80 \cdot 10^{-9}$	0.61
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$	$1.83 \cdot 10^{-9}$	0.12	$1.00 \cdot 10^{-9}$	0.70	$1.60 \cdot 10^{-9}$	0.17
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 e^+ e^-$	$9.95 \cdot 10^{-8}$	0.10	$5.21 \cdot 10^{-7}$	0.39	$3.14 \cdot 10^{-7}$	0.10
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu \bar{\nu}$	$2.69 \cdot 10^{-7}$	0.26	$2.19 \cdot 10^{-7}$	0.17	$1.05 \cdot 10^{-7}$	0.03
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$	$5.86 \cdot 10^{-7}$	0.57	$5.48 \cdot 10^{-7}$	0.41	$2.75 \cdot 10^{-6}$	0.86
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 \gamma$	$6.06 \cdot 10^{-9}$	0.006	$9.88 \cdot 10^{-9}$	0.007	$2.16 \cdot 10^{-8}$	0.007
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^\pm e^\mp \nu$	$1.64 \cdot 10^{-9}$	0.001	$7.08 \cdot 10^{-13}$	< 0.001	$2.47 \cdot 10^{-9}$	< 0.001
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^\pm q q'$	$4.92 \cdot 10^{-9}$	0.005	$2.12 \cdot 10^{-12}$	< 0.001	$7.39 \cdot 10^{-9}$	< 0.001
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 e^+ e^-$	$7.24 \cdot 10^{-9}$	0.007	$2.16 \cdot 10^{-10}$	< 0.001	$4.38 \cdot 10^{-10}$	< 0.001
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 \nu \bar{\nu}$	$1.62 \cdot 10^{-9}$	0.001	$2.08 \cdot 10^{-11}$	< 0.001	$2.48 \cdot 10^{-11}$	< 0.001
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 q \bar{q}$	$2.24 \cdot 10^{-8}$	0.02	$1.54 \cdot 10^{-9}$	0.001	$3.41 \cdot 10^{-9}$	< 0.001
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_2^0 \gamma$	$2.59 \cdot 10^{-8}$	0.02	$2.75 \cdot 10^{-8}$	0.02	$2.16 \cdot 10^{-8}$	0.007

Tabelle 6.2: Zerfallsbreiten und Verzweungsverhältnisse für die Zerfälle des zweit- und drittleichtesten Neutralinos in den Szenarien G, H und I.

Zerfallskanal kann jedoch verschieden sein. So wird in Szenario H, wo das $\tilde{\chi}_2^0$ fast ein reines Singlett ist und das LSP vorwiegend ein Photino, der Schleifenzerfall in ein Photon bevorzugt, während in Szenario I, in dem $\tilde{\chi}_2^0$ eine, wenn auch geringe, Zinokomponente enthält, der hadronische Zerfall dominiert.

Der direkte Zerfall des drittleichtesten Neutralinos in das LSP verläuft wie im MSSM, da die Singlettanteile der hier beteiligten Neutralinos sehr gering sind. Der Beitrag des Zerfalls in das zweitleichste Neutralino zu der $\tilde{\chi}_3^0$ -Zerfallsbreite ist äußerst gering, er macht bestenfalls 4 % im Szenario G aus. Da dieses Phänomen nur auf den Mischungen der Neutralinos beruht und nicht von den Neutralinomassen abhängt, bleibt bereits an dieser Stelle festzuhalten, daß ein singlettartiges zweitleichstes Neutralino nur dann identifiziert werden kann, wenn es direkt mit ausreichendem Wirkungsquerschnitt produziert wird. Der Nachweis als Zwischenprodukt beim Zerfall eines Neutralinos mit MSSM-Mischungskomponenten ist aufgrund der kleinen Verzweungsverhältnisse kaum möglich.

6.2 Signaturen und Standardmodell-Untergrund

Damit kommen wir zur Diskussion der Signaturen der Neutralinoproduktion in Verbindung mit der Frage, wann bei LEP2 überhaupt ein Neutralino nachgewiesen bzw. das NMSSM vom minimalen supersymmetrischen Modell unterschieden werden kann. Wir haben bereits festgestellt, daß letzteres nur dann möglich sein wird, wenn entweder das LSP einen hohen Singlettanteil hat, so daß eine Unterscheidung über die Zerfallsbreiten der schweren Neutralinos erfolgen kann, oder ein Neutralino mit großer Singlettkomponente direkt produziert wird. Bei der Analyse schließen wir Szenario C aus, da in ihm bei LEP2-Energien kein schweres Neutralino eine Produktionsrate über 10 fb erreicht und es daher ein Beispiel für ein Szenario mit einem sehr leichten LSP einer Masse von 10 GeV ist, das bei LEP2 nicht identifiziert werden kann (vgl. Abbildung 5.2).

Da mindestens ein unsichtbares LSP am Ende jeder Zerfallskette steht, ist fehlende Energie ein Hauptbestandteil supersymmetrischer Signaturen. Außerdem kann man experimentell eventuell zwischen einseitigen und zweiseitigen Ereignissen unterscheiden, je nachdem ob ein nachweisbares Neutralino zusammen mit einem LSP produziert wird oder zwei sichtbare Neutralinos erzeugt werden. Wie den Abbildungen 6.2 – 6.5 und den Tabellen 6.1 und 6.2 zu entnehmen ist, gibt es eine Vielzahl von möglichen Endzuständen bei der Neutralinoproduktion. Jedes erzeugte Neutralino kann sichtbar zerfallen in zwei Leptonen (Elektronen, Myonen oder Taus), in ein Quarkpaar (entweder direkt oder über ein Higgs-Boson als Zwischenprodukt), in zwei Paare schwerer Quarks oder Leptonen über die Zerfallskette $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 S_1 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 P_1 P_1 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 f \bar{f} f' \bar{f}'$ oder in ein Photon. Zusätzlich entsteht natürlich ein LSP, das sich durch fehlende Energie, der charakteristischen Signatur supersymmetrischer Prozesse, bemerkbar macht. Ferner kann auch der unsichtbare Zerfall $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 S_1, P_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ möglich sein. Werden zwei schwere Neutralinos produziert, so muß jede Signatur für das eine Neutralino mit derjenigen für das andere kombiniert werden.

Grundsätzlich können in allen Szenarien die Zerfälle in Higgs-Bosonen mit Verzweigungsverhältnissen zwischen 0 (wenn die Higgs-Teilchen schwerer als die Massendifferenz zwischen den beteiligten Neutralinos sind) und 1 erfolgen mit anschließenden Higgs-Zerfällen in schwere Fermionen oder zwei LSP. Somit ist nicht auszuschließen, daß der Neutralinozerfall vollkommen unsichtbar verläuft, wenn die Parameter des Higgs-Sektors dementsprechend festgelegt sind.

Als Beispiel für vier wichtige signifikante Signaturen bei LEP2 geben wir in Tabelle 6.3 die maximale Anzahl der Ereignisse für ein bzw. zwei Photonen als Zerfallsprodukte der Neutralinos sowie für b-Jets im Endzustand infolge von Higgs-Zerfällen an. Die Ereignisraten wurden errechnet für eine integrierte Luminosität von 500 pb^{-1} [56] mit den im fünften und sechsten Kapitel angegebenen Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen. Zu jeder Signatur gehört natürlich auch die fehlende Energie des LSP, die in Tabelle 6.3 nicht gesondert erwähnt wird.

Eine klare charakteristische Signatur ist, zusammen mit fehlender Energie, ein einzelnes Photon oder zwei Photonen in *two-sided events*. Diese kann für das NMSSM sehr signifikant sein, da der Neutralinozerfall in ein Photon beim NMSSM gegenüber

Signatur	Szenarien							
	A	B	D	E	F	G	H	I
1 Photon <i>one-sided events</i>	3	—	—	19	—	2	1	2
2 Photonen <i>two-sided events</i>	8	25	80	—	—	—	—	—
2 b-Jets <i>one-sided events</i>	20	—	—	170	60	25	45	50
4 b-Jets <i>two-sided events</i>	240	120	110	450	140	—	—	—

Tabelle 6.3: Anzahl der Ereignisse für charakteristische Signaturen (ein oder zwei Photonen, zwei oder vier b-Jets nach Higgs-Zerfall) von Neutralinoproduktion im NMSSM bei LEP2 mit einer integrierten Luminosität von 500 pb^{-1} .

dem MSSM eine größere Rolle spielt. Hier sind die meisten Ereignisse in den Szenarien B und D mit großen Parametern x und M zu erwarten.

Der Schlüssel zur Identifizierung eines NMSSM-Szenarios wie auch zum Nachweis eines Neutralinos ganz allgemein können aber auch die hadronischen Zerfallsmodi sein. Ist der Zerfall in ein Higgs-Boson im NMSSM möglich, kann sich zu fast 100 % ein hadronischer Endzustand ergeben. Hierbei besonders signifikant mit bis zu 450 Ereignissen ist die Produktion von vier b-Jets infolge von Higgs-Zerfällen zusammen mit fehlender Energie. Aber auch ohne ein Higgs-Boson als Zwischenprodukt weisen in unseren Szenarien einseitige Ereignisse mit zwei Jets oder zweiseitige mit vier Jets große Wahrscheinlichkeiten auf.

Entscheidend für die Interpretation der Signaturen ist die Kenntnis des Untergrunds durch Standardmodell-Prozesse. Er darf entweder die supersymmetrischen Signale nicht wesentlich übersteigen oder muß durch entsprechende Schnitte (*cuts*) bei der Teilchenenergie oder dem Streuwinkel reduziert werden. Dadurch können natürlich auch die supersymmetrischen Signale und damit die Ereignisraten in Tabelle 6.3 entsprechend vermindert werden.

Der Untergrund für einseitige hadronische und leptonische Zerfälle wird in [57] dargestellt. Wie dort beschrieben wird, kann er durch geeignete Schnitte auf die Größenordnung 100 fb – 500 fb reduziert werden. Demnach bestehen für die einseitigen Ereignisse in den Szenarien A und D gute Chancen für die Entdeckung eines Neutralinos und somit auch für die Abgrenzung des NMSSM vom MSSM.

Um das Potential für die Entdeckung eines Neutralinos bei LEP2 abzuschätzen, muß eine vollständige Monte-Carlo-Simulation von Neutralinoproduktion und -zerfall, einschließlich Energie- und Winkelverteilungen, unter Berücksichtigung der Detektorempfindlichkeit durchgeführt werden. Dies geht weit über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Es bleibt nur festzustellen, daß im günstigsten Fall schon bei LEP2 eine der in diesem Kapitel beschriebenen Signaturen für ein Neutralino im NMSSM gefunden werden kann (Szenarien A, B, D-I), jedoch auch ein leichtes Neutralino mit einer Masse von 10 GeV unentdeckt bleiben kann (Szenario C). Hat das LSP eine Masse von 50 GeV, kann unter Idealbedingungen, nämlich wenn $\tilde{\chi}_2^0$ leichter als etwa 80 GeV ist, ebenfalls die Identifikation eines Neutralinos gelingen. Praktisch unmöglich ist jedoch die Unterscheidung zwischen dem NMSSM und dem minimalen Modell im Neutralinosektor, wenn weder das LSP eine große Singlett Komponente besitzt noch ein sichtbares Neutralino mit hohem Singlettanteil direkt produziert werden kann. In einem solchen Fall wäre eine Unterscheidung nur dann möglich, wenn gleichzeitig ein leichtes Higgs-Boson gefunden würde, das aufgrund der experimentellen Massenuntergrenzen im MSSM ausgeschlossen ist.

Die dominanten Zerfallskanäle in Szenarien mit leichten Neutralinos mit hohem Singlettanteilen können sich im NMSSM deutlich von denen des minimalen Modells unterscheiden. Zum einen können leichte Higgs-Bosonen existieren, die neue sichtbare und unsichtbare Zerfallsmodi eröffnen. Zum anderen wird aber auch bei schweren Higgs-Bosonen der Schleifenzerfall in ein Photon in NMSSM-typischen Szenarien gegenüber dem MSSM bevorzugt. Auf jeden Fall vergrößert LEP2 den zugänglichen Pa-

parameterbereich im NMSSM besonders im Bereich kleiner Singlett-Vakuumerwartungswerte $x \lesssim 200$ GeV und Gaugino-Massenparameter $M \lesssim 100$ GeV. Letztendlich kann die Frage nach der Existenz von Neutralinos, sei es im Rahmen des minimalen oder des nichtminimalen Modells, jedoch erst an einem zukünftigen e^+e^- -Linearbeschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von mindestens 500 GeV beantwortet werden.

Zusammenfassung

Obwohl die Experimente an den gegenwärtigen Hochenergiebeschleunigern das elektroschwache Standardmodell mit hervorragender Genauigkeit bestätigen, bleiben in ihm doch einige Fragen offen. So ist unverständlich, wie das Verhältnis zwischen der Planck-Energie und der Massenskala der elektroschwachen Symmetriebrechung zustande kommt (Hierarchieproblem) und wie die Masse des Higgs-Bosons vor radiativen Korrekturen in der Größenordnung der Vereinheitlichungsenergie in jeder Ordnung der Störungstheorie neu geschützt werden kann („Fine-Tuning“-Problem).

Supersymmetrische Modelle beinhalten das Potential für eine Lösung dieser Probleme und lassen eine Vereinigung der Kopplungskonstanten in einem Punkt bei der Vereinheitlichungstheorie zu, was in der einfachsten Erweiterung des Standardmodells ausgeschlossen ist.

Eine der wichtigsten Voraussagen supersymmetrischer Theorien ist die Existenz von supersymmetrischen Partnern zu jedem Standardmodell-Teilchen mit einem um $1/2$ verschiedenen Spin. Ferner sind mindestens zwei Higgs-Dubletts notwendig, um sowohl Up- als auch Down-Quarks Masse zu verleihen und Anomalien durch Higgsino-Schleifen zu vermeiden.

Bislang konnten zwar noch keine supersymmetrischen Teilchen nachgewiesen werden, doch ist die Suche nach ihnen ein wesentlicher Programmpunkt an den bestehenden und geplanten Teilchenbeschleunigern. Einer der erfolgversprechendsten Prozesse zu ihrer Entdeckung ist die Produktion von Neutralinos, den fermionischen Partnern der neutralen Eich- und Higgs-Bosonen, in Elektron-Positron-Kollisionen. Im Rahmen des Minimalen Supersymmetrischen Standardmodells (MSSM) wurden die Phänomenologie des Neutralinosektors und die Neutralinoproduktion ausführlich von Bartl, Fraas und Majerotto studiert. Eine neuere Arbeit von Ambrosanio und Mele untersucht Erzeugung und Zerfall von Neutralinos speziell für den nächsten verfügbaren Elektron-Positron-Speicherring LEP2 am CERN mit einer voraussichtlichen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 190$ GeV.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist eine umfassende Analyse von Erzeugung und anschließenden Zerfällen von Neutralinos in der einfachsten Erweiterung des MSSM, dem Nichtminimalen Supersymmetrischen Standardmodell (NMSSM), speziell bei der an LEP2 zu erwartenden Energie. Dazu wurden zunächst die Vorteile von Supersym-

metrie allgemein und vom NMSSM im besonderen erläutert, die vollständige Lagrange-Funktion aufgestellt und die Unterschiede gegenüber dem MSSM im Higgs- und Neutralinosektor aufgezeigt.

Viele GUT- und Stringtheorien führen nämlich auf das NMSSM als effektive Theorie bei niedrigen Energien. Das MSSM löst zwar technisch das Hierarchieproblem des Standardmodells, erklärt jedoch nicht, warum der Parameter μ im Superpotential $W \ni \mu H_1 H_2$, durch den die Higgs-Felder H_1 und H_2 miteinander gekoppelt werden, von der Größenordnung der elektroschwachen Skala ist. Für dieses sogenannte μ -Problem bietet das NMSSM mit einem zusätzlichen Higgs-Singlettfeld mit Hyperladung 0 eine Lösung.

Im NMSSM gibt es je ein zusätzliches skalares und pseudoskalares Higgs-Boson, so daß der Higgs-Sektor insgesamt sieben physikalische Higgs-Teilchen umfaßt, und zwar drei neutrale skalare, zwei pseudoskalare und zwei geladene. Weiterhin enthält das NMSSM fünf Neutralinos gegenüber vier im MSSM. In dieser Arbeit präsentieren wir die 5×5 Neutralinomischungsmatrix, stellen die Eigenwertgleichung auf und analysieren das Massenspektrum und die Parameterabhängigkeit möglicher masseloser Zustände. Im Gegensatz zum MSSM sind im NMSSM Higgs- und Neutralinosektor eng miteinander korreliert. Ist ersterer durch die Wahl des Vakuumerwartungswerts des Higgs-Singletts x , das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Dubletts $\tan\beta$, die Kopplungen λ und k sowie die Parameter im Symmetriebrechungspotential A_λ und A_k festgelegt, so fehlen nur noch die Gaugino-Massenparameter M und M' zur Bestimmung der Massen und Mischungen der Neutralinos.

Mit $\lambda, k \rightarrow 0$, $x \rightarrow \infty$ bei festen Werten für λx und kx mischen sowohl im Higgs- als auch im Neutralinosektor die Singlett- und Dublettkomponenten nicht miteinander, und das NMSSM geht mit $\mu = \lambda x$ in das MSSM über. In beiden Modellen wird angenommen, daß das leichteste Neutralino auch das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) ist, das aufgrund der Einführung einer Erhaltungsgröße, der R-Parität, stabil ist und an den Teilchenbeschleunigern nicht nachgewiesen werden kann.

Die bisher erfolglose Suche nach über das Standardmodell hinausgehender Physik am Elektron-Positron-Speicherring LEP am CERN in Genf und am Proton-Antiproton-Beschleuniger Tevatron im Fermi-Lab bei Chicago schränkt den Parameterbereich des NMSSM und die Massen der supersymmetrischen Teilchen teilweise ein. Wir leiten aus den experimentellen Ergebnissen für die Breite des Z -Bosons und für das Verzweigungsverhältnis in Neutralinos und Higgs-Bosonen untere Massengrenzen für diese Teilchen ab und zeigen die ausgeschlossenen Parameterbereiche in der (M, x) - bzw. (A_λ, A_k) -Ebene. Für $\tan\beta \gtrsim 5.5$ kann ein masseloses Neutralino nicht ausgeschlossen werden, selbst für $\tan\beta = 2$ liegt die Massengrenze mit 2 GeV noch weit unter derjenigen des MSSM. Die untere Massengrenze für das zweitleichteste Neutralino entspricht derjenigen des leichtesten im MSSM. Aufgrund der Higgs-Suche können kleine Singlett-Vakuumerwartungswerte ausgeschlossen werden, aber masselose neutrale skalare und pseudoskalare Higgs-Bosonen sind über einen weiten Bereich des Parameterraums erlaubt.

Für die Analyse von Neutralinoproduktion und Zerfall wurden neun verschiedene

Szenarien gewählt, die mit den experimentellen Vorgaben kompatibel sind. In vier Szenarien besitzt das leichteste Neutralino eine Masse von ungefähr 10 GeV, die damit deutlich unter der experimentellen Massengrenze für ein Neutralino im MSSM liegt. Daher hat es auch eine Singlettkomponente von über 90 %. In diesen Szenarien wird der Wert und das Vorzeichen des Gaugino-Massenparameters M variiert. Ebenfalls für ein vorwiegend singlettartiges leichtestes Neutralino untersuchen wir in einem weiteren Szenario die Auswirkungen für unterschiedliche Singlett-Vakuumerwartungswerte. In den übrigen vier Szenarien ist das leichteste Neutralino bis zu 50 GeV schwer, zudem verteilt sich der Singlettanteil hier auf die beiden leichtesten Neutralinos.

Die Wirkungsquerschnitte für die Neutralinoproduktion wurden in den gewählten Szenarien für Schwerpunktsenergien von 100 GeV bis 600 GeV berechnet, also bis zu einem Bereich, den ein geplanter e^+e^- -Linearbeschleuniger (NLC) erreichen könnte. Zudem werden sie auch in der gesamten (M, x) -Ebene bei der LEP2-Energie $\sqrt{s} = 190$ GeV dargestellt. Sie erreichen in einem Gebiet kleiner x - und negativer M -Parameter Spitzenwerte bis zu 1 pb, typische Wirkungsquerschnitte für die direkte Produktion von vorwiegend singlettartigen Neutralinos liegen jedoch im Bereich von 100 fb. Selbst wenn das leichteste Neutralino sehr leicht ist, kann das nächste bereits so schwer sein, daß bei LEP2 nur die nicht nachweisbare Paarproduktion des leichtesten supersymmetrischen Teilchens möglich ist. Somit ist bei LEP2 eine Erhöhung der unteren Neutralinomassengrenze nicht zu erwarten, falls kein Neutralino gefunden wird.

LEP2 wird jedoch den erforschbaren Teil des NMSSM-Parameterraums erweitern, speziell im Bereich kleinerer x - und M -Werte. Je nach Wahl der Parameter kann der bei LEP2 zugängliche Parameterraum des NMSSM größer oder kleiner sein als das entsprechende Gebiet im MSSM mit $\mu = \lambda x$. Der Bereich, in dem sich die beiden Modelle durch ein zusätzliches leichtes Neutralino mit hohem Singlettanteil im NMSSM unterscheiden, wird im nichtminimalen Modell im Gegensatz zum MSSM abgedeckt, da das leichteste Neutralino mit MSSM-typischen Mischungen dann sichtbar ist. Sind jedoch die Singlettanteile im NMSSM so auf die Neutralinos verteilt, daß die Produktionsrate aller erzeug- und sichtbaren Neutralinos vermindert wird, kann bei LEP2 im NMSSM nur ein gegenüber dem MSSM geringerer Teil des Parameterraums untersucht werden.

In Szenarien mit leichten, singlettartigen Neutralinos können sehr oft auch sehr leichte neutrale Higgs-Bosonen mit Massen unterhalb der im minimalen Modell vorhandenen Grenzen existieren. Somit kann in allen unseren Szenarien der Neutralinozerfall in ein skalares oder pseudoskalares Higgs-Boson möglich sein und dann Verzweigungsverhältnisse bis zu fast 100 % erreichen. Wir berechnen in dieser Arbeit in allen Szenarien für die bei LEP2 produzierbaren Neutralinos die Verzweigungsverhältnisse für die Zweikörperzerfälle in Higgs-Bosonen, die Dreikörperzerfälle in zwei Fermionen und den Schleifenzerfall in ein Photon. In allen Fällen befindet sich im Endzustand außerdem das unsichtbare leichteste Neutralino, das sich experimentell als fehlende Energie niederschlägt. Für einen Zweikörperzerfall in ein reelles Eichboson oder skalares Fermion sind die Massendifferenzen zwischen den Neutralinos in unseren Szenarien zu gering.

Zur Bestimmung der Signaturen betrachten wir außerdem die anschließenden Zer-

fallsmodi der leichten Higgs-Bosonen. Hier ist je nach Wahl der Parameter des Higgs-Sektors sowohl der beinahe vollständige sichtbare Zerfall in schwere Quarks oder Leptonen möglich, aber auch der fast 100 %-ige unsichtbare Zerfall in leichteste Neutralinos.

Ist der Zerfall in Higgs-Bosonen kinematisch nicht möglich, so ist im NMSSM der Schleifenzerfall in ein Photon gegenüber den Dreikörperzerfällen in ein Fermionenpaar im Vergleich zum MSSM verstärkt, wenn die beteiligten Neutralinos signifikante Singlettkomponenten besitzen. Dieser Effekt tritt vorrangig für große Parameter x im Bereich von 1000 GeV auf, dann dominiert der Schleifenzerfall mit Verzweigungsverhältnissen bis zu 50 %.

Hat das leichteste Neutralino eine große Singlettkomponente, so bestehen gute Chancen, das NMSSM vom minimalen Modell zu unterscheiden, da es auf jeden Fall am Ende einer jeden supersymmetrischen Zerfallskette steht. Ein zweitleichtestes, vorwiegend singlettartiges Neutralino wird jedoch nur dann nachgewiesen werden können, wenn es direkt mit ausreichendem Wirkungsquerschnitt produziert wird, weil das drittleichteste Neutralino fast ausschließlich direkt in das leichteste zerfällt.

Insgesamt kann also eine Vielzahl von Signaturen im NMSSM auftreten. Der Nachweis von Neutralinos kann einerseits unmöglich sein, wenn entweder die schwereren Neutralinos bei der verfügbaren Schwerpunktsenergie nicht produziert werden können oder über Higgs-Bosonen vollkommen in das LSP zerfallen, andererseits aber auch durch klare Signaturen mit einem Photon oder mit Jets im Endzustand erleichtert werden. Bei LEP2 sollten also durchaus Chancen bestehen, auch im Rahmen des NMSSM ein Neutralino zu entdecken. Zumindest aber werden sich die diskutierten weiteren Einschränkungen des NMSSM-Parameterraums ergeben, die aber immer noch großen Spielraum für eine Realisierung des NMSSM lassen. Eine endgültige Überprüfung des NMSSM wie auch des minimalen supersymmetrischen Modells und der Idee von Supersymmetrie allgemein bleibt einer weiteren Generation von Teilchenbeschleunigern vorbehalten.

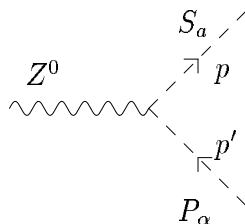
Der Dissertation ist ein Anhang beigefügt, der eine vollständige Liste aller Feynman-Regeln des NMSSM enthält, die sich von denjenigen des MSSM unterscheiden. Aufgrund des zusätzlichen Higgs-Singlettfelds handelt es sich dabei um die Kopplungen mit neutralen Higgs-Bosonen und um den Vertexfaktor zwischen einem geladenen Higgs-Teilchen, einem Neutralino und einem Chargino. Weiterhin werden alle benutzten Formeln für Neutralinoproduktion und -zerfall sowie für den Zerfall eines leichten Higgs-Bosons angegeben.

Feynman-Regeln für das NMSSM

In diesem Anhang geben wir eine vollständige Liste aller Feynman-Regeln im NMSSM, die sich gegenüber denjenigen im minimalen Modell unterscheiden. Aufgrund des zusätzlichen Higgs-Singlettfelds im NMSSM handelt es sich dabei um die Kopplungen mit neutralen skalaren oder pseudoskalaren Higgs-Teilchen sowie um den $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^\pm C^\mp$ -Vertexfaktor. Für das MSSM werden die Feynman-Regeln z.B. in [58] abgeleitet. Dort wie auch in [22] finden sich auch einige Ansätze für Feynman-Regeln im NMSSM, jedoch keine vollständige Aufstellung. Für alle weiteren, mit dem MSSM übereinstimmenden Feynman-Regeln verweisen wir auf die Zusammenstellungen in [59]. Da das zusätzliche Singlettsuperfeld im NMSSM die Hyperladung 0 hat, unterscheiden sich die Kopplungen der Neutralinos mit Eichbosonen und (skalaren) Fermionen formal nicht vom MSSM; lediglich bei der Berechnung konkreter Prozesse wie z.B. in dieser Arbeit ergeben sich Unterschiede aufgrund ihrer Mischungszustände. Auch diese Kopplungen führen wir daher hier nicht auf. Die verwendeten Konventionen sind dem Kapitel über die Lagrange-Funktion des NMSSM zu entnehmen.

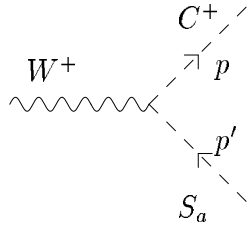
A.1 Feynman-Regeln mit zwei Higgs-Bosonen und einem Vektorboson

- Kopplung zwischen einem Z -Boson und je einem neutralen skalaren und pseudoskalaren Higgs-Teilchen



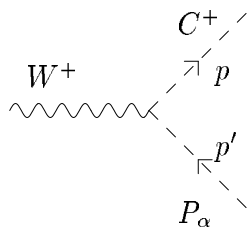
$$\frac{g}{2 \cos \theta_W} (U_{a1}^S U_{\alpha 1}^P - U_{a2}^S U_{\alpha 2}^P) (p + p')^\mu$$

- Kopplung zwischen einem W -Boson und je einem neutralen skalaren und geladenen Higgs-Teilchen



$$\frac{ig}{2}(\sin \beta U_{a1}^S - \cos \beta U_{a2}^S)(p + p')^\mu$$

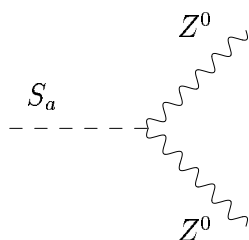
- Kopplung zwischen einem W -Boson und je einem neutralen pseudoskalaren und geladenen Higgs-Teilchen



$$\frac{g}{2}(\sin \beta U_{a1}^P + \cos \beta U_{a2}^P)(p + p')^\mu$$

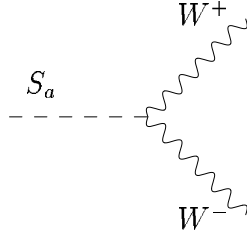
A.2 Feynman-Regeln mit zwei Vektorbosonen und einem Higgs-Teilchen

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei Z -Bosonen



$$\frac{igm_Z}{\cos \theta_W}(\cos \beta U_{a1}^S + \sin \beta U_{a2}^S)g^{\mu\nu}$$

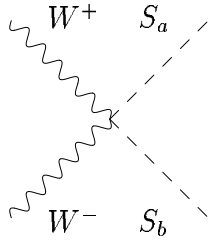
- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei W -Bosonen



$$igm_W(\cos\beta U_{a1}^S + \sin\beta U_{a2}^S)g^{\mu\nu}$$

A.3 Feynman-Regeln mit zwei Higgs-Bosonen und zwei Vektorbosonen

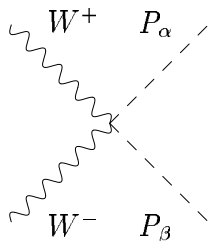
- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Teilchen und zwei W -Bosonen



$$\frac{ig^2}{2}(U_{a1}^S U_{b1}^S + U_{a2}^S U_{b2}^S)g^{\mu\nu}$$

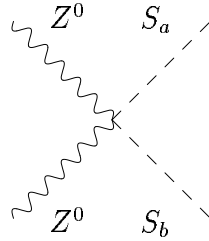
Im Gegensatz zum MSSM verschwindet im NMSSM die Kopplung von zwei verschiedenen neutralen Higgs-Bosonen ($a \neq b$) mit zwei W -Bosonen nicht.

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Teilchen und zwei W -Bosonen



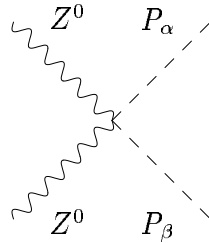
$$\frac{ig^2}{2}(U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P)g^{\mu\nu}$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Teilchen und zwei Z -Bosonen



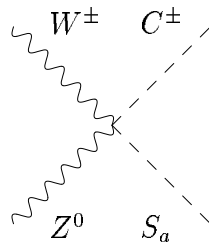
$$\frac{ig^2}{2 \cos^2 \theta_W} (U_{a1}^S U_{b1}^S + U_{a2}^S U_{b2}^S) g^{\mu\nu}$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und zwei Z -Bosonen



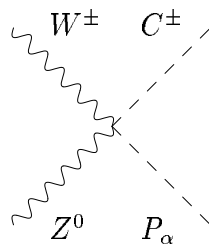
$$\frac{ig^2}{2 \cos^2 \theta_W} (U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P) g^{\mu\nu}$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson, einem geladenen Higgs-Teilchen, einem Z - und einem W -Boson



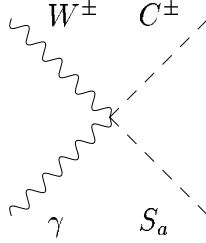
$$\frac{ig^2 \sin^2 \theta_W}{2 \cos^2 \theta_W} g^{\mu\nu} (U_{a1}^S \sin \beta - U_{a2}^S \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson, einem geladenen Higgs-Teilchen, einem Z - und einem W -Boson



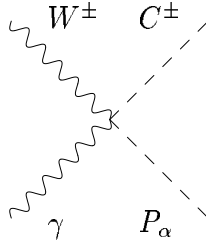
$$\pm \frac{g^2 \sin^2 \theta_W}{2 \cos^2 \theta_W} g^{\mu\nu} (U_{\alpha 1}^P \sin \beta + U_{\alpha 2}^P \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson, einem geladenen Higgs-Teilchen, einem W -Boson und einem Photon



$$\frac{-ieg}{2} g^{\mu\nu} (U_{a1}^S \sin \beta - U_{a2}^S \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson, einem geladenen Higgs-Teilchen, einem W -Boson und einem Photon



$$\mp \frac{eg}{2} g^{\mu\nu} (U_{\alpha 1}^P \sin \beta + U_{\alpha 2}^P \cos \beta)$$

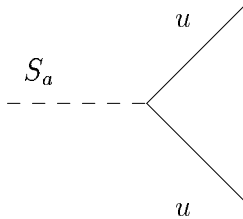
A.4 Feynman-Regeln mit einem Higgs-Boson und einem Quarkpaar

Hierbei sind die Quarkmassen durch folgende Beziehungen mit den Yukawakopplungen verbunden:

$$h_U = \frac{gm_u}{\sqrt{2}m_W \sin \beta}, \quad (\text{A.1})$$

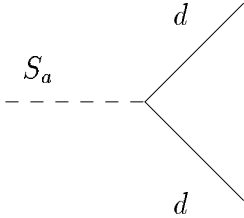
$$h_D = \frac{gm_d}{\sqrt{2}m_W \cos \beta}. \quad (\text{A.2})$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei Up-Quarks



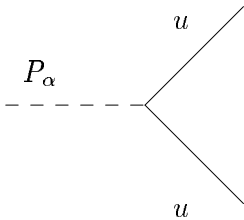
$$\frac{-igm_u}{2m_W \sin \beta} U_{a2}^S$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei Down-Quarks



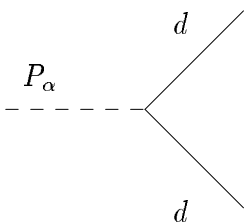
$$\frac{-igm_d}{2m_W \cos \beta} U_{a1}^S$$

- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson und zwei Up-Quarks



$$\frac{-gm_u}{2m_W \sin \beta} U_{\alpha 2}^P \gamma_5$$

- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson und zwei Down-Quarks

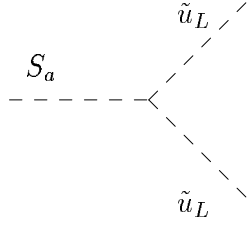


$$\frac{-gm_d}{2m_W \cos \beta} U_{\alpha 1}^P \gamma_5$$

Die Feynman-Regeln für die Wechselwirkung zwischen einem Higgs-Boson und zwei Leptonen erhält man durch die Substitutionen $u \longleftrightarrow \nu$ und $d \longleftrightarrow e$.

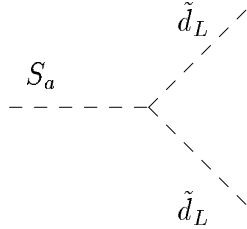
A.5 Feynman-Regeln mit einem Higgs-Boson und zwei skalaren Quarks

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei linkshändigen Up-Squarks



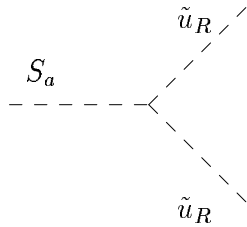
$$\frac{-igm_u^2}{m_W \sin \beta} U_{a2}^S + \frac{ig}{2} \frac{m_Z}{\cos \theta_W} (1 - 2e_u \sin^2 \theta_W) (U_{a2}^S \sin \beta - U_{a1}^S \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei linkshändigen Down-Squarks



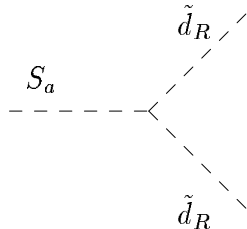
$$\frac{-igm_d^2}{m_W \cos \beta} U_{a1}^S - \frac{ig}{2} \frac{m_Z}{\cos \theta_W} (1 + 2e_d \sin^2 \theta_W) (U_{a2}^S \sin \beta - U_{a1}^S \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei rechtshändigen Up-Squarks



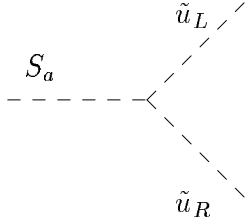
$$\frac{-igm_u^2}{m_W \sin \beta} U_{a2}^S + igm_W e_u \tan^2 \theta_W (U_{a2}^S \sin \beta - U_{a1}^S \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei rechtshändigen Down-Squarks



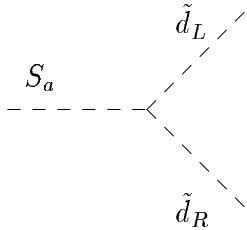
$$\frac{-igm_d^2}{m_W \cos \beta} U_{a1}^S + igm_W e_d \tan^2 \theta_W (U_{a2}^S \sin \beta - U_{a1}^S \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und je einem links- und rechtshändigen Up-Squark



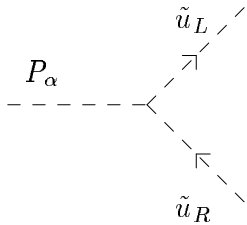
$$\frac{-igm_u}{2m_W \sin\beta} (\lambda(v_1 U_{a3}^S + x U_{a1}^S) + A_U U_{a2}^S)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und je einem links- und rechtshändigen Down-Squark



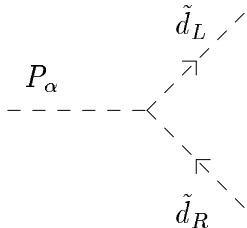
$$\frac{-igm_d}{2m_W \cos\beta} (\lambda(v_2 U_{a3}^S + x U_{a2}^S) + A_D U_{a1}^S)$$

- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson und je einem links- und rechtshändigen Up-Squark



$$\frac{gm_u}{2m_W \sin\beta} (\lambda(v_1 U_{\alpha 3}^P + x U_{\alpha 1}^P) - A_U U_{\alpha 2}^P)$$

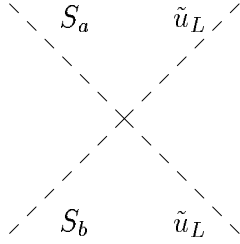
- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson und je einem links- und rechtshändigen Down-Squark



$$\frac{gm_d}{2m_W \cos\beta} (\lambda(v_2 U_{\alpha 3}^P + x U_{\alpha 2}^P) - A_D U_{\alpha 1}^P)$$

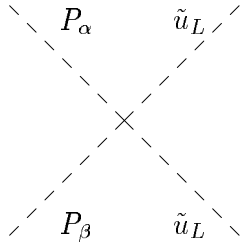
A.6 Feynman-Regeln mit zwei Higgs-Bosonen und zwei skalaren Quarks

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Bosonen und zwei linkshändigen Up-Squarks



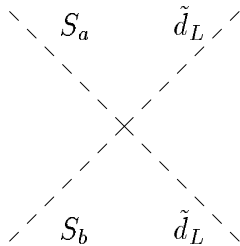
$$\frac{ig^2}{4} \left[\left(\frac{1}{\cos^2 \theta_W} - 2e_u \tan^2 \theta_W \right) (U_{a2}^S U_{b2}^S - U_{a1}^S U_{b1}^S) - 2 \frac{m_u^2}{m_W^2 \sin^2 \beta} U_{a2}^S U_{b2}^S \right]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und zwei linkshändigen Up-Squarks



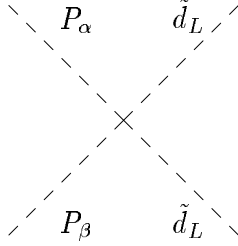
$$\frac{ig^2}{4} \left[\left(\frac{1}{\cos^2 \theta_W} - 2e_u \tan^2 \theta_W \right) (U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P - U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P) - 2 \frac{m_u^2}{m_W^2 \sin^2 \beta} U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P \right]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Bosonen und zwei linkshändigen Down-Squarks



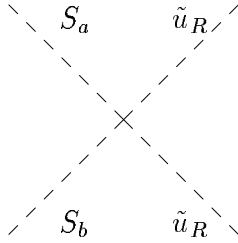
$$\frac{-ig^2}{4} \left[\left(\frac{1}{\cos^2 \theta_W} + 2e_d \tan^2 \theta_W \right) (U_{a2}^S U_{b2}^S - U_{a1}^S U_{b1}^S) + 2 \frac{m_d^2}{m_W^2 \cos^2 \beta} U_{a1}^S U_{b1}^S \right]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und zwei links-händigen Down-Squarks



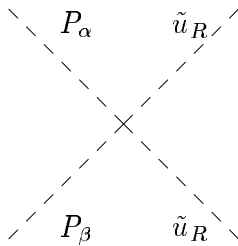
$$\frac{ig^2}{4} \left[\left(\frac{1}{\cos^2 \theta_W} + 2e_d \tan^2 \theta_W \right) (U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P - U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P) - 2 \frac{m_d^2}{m_W^2 \cos^2 \beta} U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P \right]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Bosonen und zwei rechtshändigen Up-Squarks



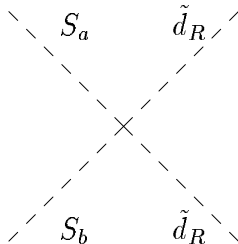
$$\frac{ig^2}{2} \left[e_u \tan^2 \theta_W (U_{a 2}^S U_{b 2}^S - U_{a 1}^S U_{b 1}^S) - \frac{m_u^2}{m_W^2 \sin^2 \beta} U_{a 2}^S U_{b 2}^S \right]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und zwei rechtshändigen Up-Squarks



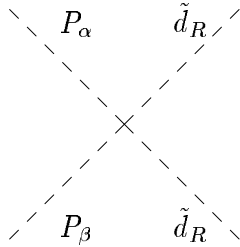
$$\frac{ig^2}{2} \left[e_u \tan^2 \theta_W (U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P - U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P) - \frac{m_u^2}{m_W^2 \sin^2 \beta} U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P \right]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Bosonen und zwei rechtshändigen Down-Squarks



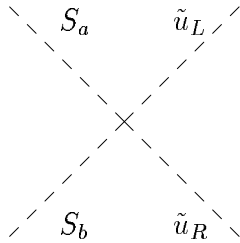
$$\frac{ig^2}{2} \left[e_d \tan^2 \theta_W (U_{a 2}^S U_{b 2}^S - U_{a 1}^S U_{b 1}^S) - \frac{m_d^2}{m_W^2 \cos^2 \beta} U_{a 1}^S U_{b 1}^S \right]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und zwei rechtshändigen Down-Squarks



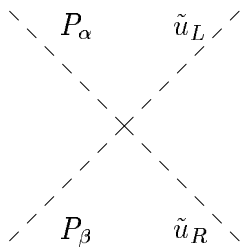
$$\frac{ig^2}{2} [e_d \tan^2 \theta_W (U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P - U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P) - \frac{m_d^2}{m_W^2 \cos^2 \beta} U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P]$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Bosonen und je einem links- und rechtshändigen Up-Squark



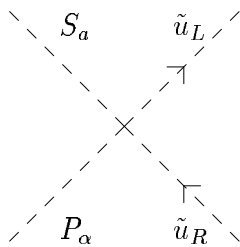
$$\frac{-ig\lambda m_u}{2\sqrt{2}m_W \sin \beta} (U_{a1}^S U_{b3}^S + U_{a3}^S U_{b1}^S)$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und je einem links- und rechtshändigen Up-Squark



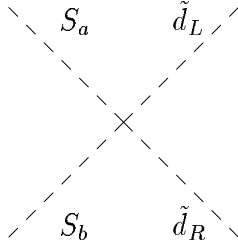
$$\frac{ig\lambda m_u}{2\sqrt{2}m_W \sin \beta} (U_{\alpha 1}^P U_{\beta 3}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 1}^P)$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen skalaren und pseudoskalaren Higgs-Boson und je einem links- und rechtshändigen Up-Squark



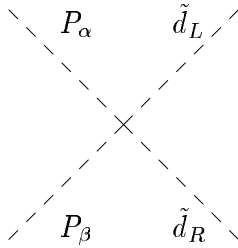
$$\frac{g\lambda m_u}{2\sqrt{2}m_W \sin \beta} (U_{a1}^S U_{\alpha 3}^P + U_{a3}^S U_{\alpha 1}^P)$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren Higgs-Bosonen und je einem links- und rechtshändigen Down-Squark



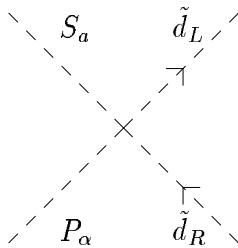
$$\frac{-ig\lambda m_d}{2\sqrt{2}m_W \cos\beta} (U_{a2}^S U_{b3}^S + U_{a3}^S U_{b2}^S)$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen und je einem links- und rechtshändigen Down-Squark



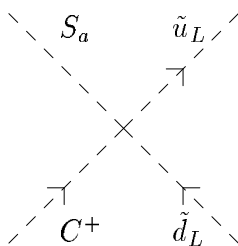
$$\frac{ig\lambda m_d}{2\sqrt{2}m_W \cos\beta} (U_{\alpha 2}^P U_{\beta 3}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 2}^P)$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen skalaren und pseudoskalaren Higgs-Boson und je einem links- und rechtshändigen Down-Squark



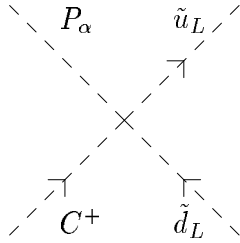
$$\frac{g\lambda m_d}{2\sqrt{2}m_W \cos\beta} (U_{a2}^S U_{\alpha 3}^P + U_{a3}^S U_{\alpha 2}^P)$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen skalaren und geladenen Higgs-Boson und je einem linkshändigen Up- und Down-Squark



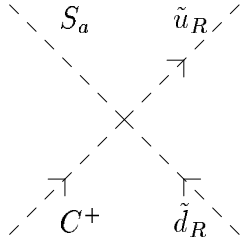
$$\frac{-ig^2}{2\sqrt{2}} \left(U_{a1}^S \sin\beta + U_{a2}^S \cos\beta - \frac{m_u^2}{m_W^2} \frac{\cos\beta}{\sin^2\beta} U_{a2}^S - \frac{m_d^2}{m_W^2} \frac{\sin\beta}{\cos^2\beta} U_{a1}^S \right)$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen pseudoskalaren und geladenen Higgs-Boson und je einem linkshändigen Up- und Down-Squark



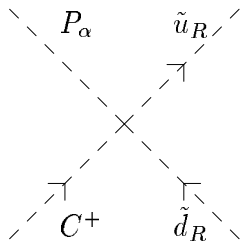
$$\frac{g^2}{2\sqrt{2}}(U_{\alpha 1}^P \sin \beta - U_{\alpha 2}^P \cos \beta + \frac{m_u^2}{m_W^2} \frac{\cos \beta}{\sin^2 \beta} U_{\alpha 2}^P - \frac{m_d^2}{m_W^2} \frac{\sin \beta}{\cos^2 \beta} U_{\alpha 1}^P)$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen skalaren und geladenen Higgs-Boson und je einem rechtshändigen Up- und Down-Squark



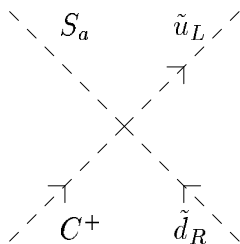
$$\frac{ig^2 m_u m_d}{\sqrt{2} m_W^2 \sin 2\beta} (U_{a 2}^S \sin \beta + U_{a 1}^S \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen pseudoskalaren und geladenen Higgs-Boson und je einem rechtshändigen Up- und Down-Squark



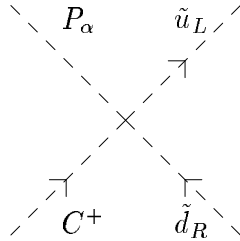
$$\frac{g^2 m_u m_d}{\sqrt{2} m_W^2 \sin 2\beta} (U_{\alpha 2}^P \sin \beta - U_{\alpha 1}^P \cos \beta)$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen skalaren und geladenen Higgs-Boson, einem linkshändigen Up-Squark und einem rechtshändigen Down-Squark



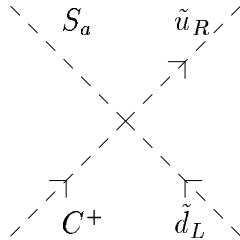
$$\frac{-ig\lambda m_d}{2m_W} U_{a 3}^S$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen pseudoskalaren und geladenen Higgs-Boson, einem linkshändigen Up-Squark und einem rechtshändigen Down-Squark



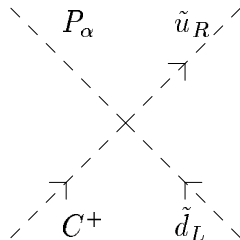
$$\frac{g\lambda m_d}{2m_W} U_{\alpha 3}^P$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen skalaren und geladenen Higgs-Boson, einem linkshändigen Down-Squark und einem rechtshändigen Up-Squark



$$\frac{-ig\lambda m_u}{2m_W} U_{a3}^S$$

- Kopplung zwischen je einem neutralen pseudoskalaren und geladenen Higgs-Boson, einem linkshändigen Down-Squark und einem rechtshändigen Up-Squark

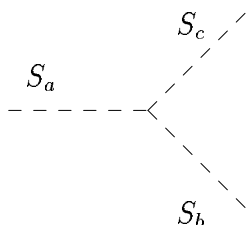


$$\frac{-g\lambda m_u}{2m_W} U_{\alpha 3}^P$$

Die quartischen Kopplungen zwischen je einem neutralen und geladenen Higgs-Boson und je einem links- und rechtshändigen Up- und Down-Squark verschwinden im MSSM. Im NMSSM werden diese Kopplungen allein durch die Singlettkomponente des jeweiligen neutralen Higgs-Bosons erzeugt.

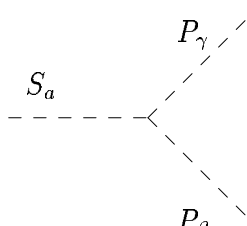
A.7 Feynman-Regeln mit drei Higgs-Bosonen

- Kopplung zwischen drei neutralen skalaren Higgs-Bosonen



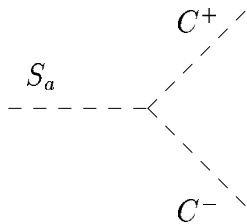
$$\begin{aligned}
& -\frac{3}{2}i\frac{g^2+g'^2}{\sqrt{2}}(v_1U_{a1}^SU_{b1}^SU_{c1}^S + v_2U_{a2}^SU_{b2}^SU_{c2}^S) \\
& +i\left(\frac{g^2+g'^2}{2\sqrt{2}} - \sqrt{2}\lambda^2\right)v_1(U_{a1}^SU_{b2}^SU_{c2}^S + U_{a2}^SU_{b1}^SU_{c2}^S + U_{a2}^SU_{b2}^SU_{c1}^S) \\
& +i\left(\frac{g^2+g'^2}{2\sqrt{2}} - \sqrt{2}\lambda^2\right)v_2(U_{a1}^SU_{b1}^SU_{c2}^S + U_{a1}^SU_{b2}^SU_{c1}^S + U_{a2}^SU_{b1}^SU_{c1}^S) \\
& +\sqrt{2}i(\lambda kv_2 - \lambda^2v_1)(U_{a1}^SU_{b3}^SU_{c3}^S + U_{a3}^SU_{b1}^SU_{c3}^S + U_{a3}^SU_{b3}^SU_{c1}^S) \\
& +\sqrt{2}i(\lambda kv_1 - \lambda^2v_2)(U_{a2}^SU_{b3}^SU_{c3}^S + U_{a3}^SU_{b2}^SU_{c3}^S + U_{a3}^SU_{b3}^SU_{c2}^S) \\
& -\sqrt{2}i\lambda^2x(U_{a1}^SU_{b1}^SU_{c3}^S + U_{a1}^SU_{b3}^SU_{c1}^S + U_{a3}^SU_{b1}^SU_{c1}^S \\
& \quad + U_{a2}^SU_{b2}^SU_{c3}^S + U_{a2}^SU_{b3}^SU_{c2}^S + U_{a3}^SU_{b2}^SU_{c2}^S) \\
& +i\lambda\left(\frac{A_\lambda}{\sqrt{2}} + \sqrt{2}kx\right)(U_{a1}^SU_{b2}^SU_{c3}^S + U_{a1}^SU_{b3}^SU_{c2}^S + U_{a2}^SU_{b1}^SU_{c3}^S \\
& \quad + U_{a2}^SU_{b3}^SU_{c1}^S + U_{a3}^SU_{b1}^SU_{c2}^S + U_{a3}^SU_{b2}^SU_{c1}^S) \\
& +i(\sqrt{2}kA_k - 6\sqrt{2}k^2)U_{a3}^SU_{b3}^SU_{c3}^S
\end{aligned}$$

- Kopplung zwischen einem skalaren und zwei pseudoskalaren neutralen Higgs-Bosonen



$$\begin{aligned}
& -i\frac{g^2+g'^2}{2\sqrt{2}}(v_1U_{a1}^SU_{\beta1}^PU_{\gamma1}^P + v_2U_{a2}^SU_{\beta2}^PU_{\gamma2}^P) \\
& +\left(i\frac{g^2+g'^2}{2\sqrt{2}} - \sqrt{2}\lambda^2\right)(v_1U_{a1}^SU_{\beta2}^PU_{\gamma2}^P + v_2U_{a2}^SU_{\beta1}^PU_{\gamma1}^P) \\
& -\sqrt{2}i(\lambda kv_1 + \lambda^2v_2)U_{a2}^SU_{\beta3}^PU_{\gamma3}^P \\
& -\sqrt{2}i(\lambda kv_2 + \lambda^2v_1)U_{a1}^SU_{\beta3}^PU_{\gamma3}^P \\
& -\sqrt{2}i\lambda^2xU_{a3}^S(U_{\beta1}^PU_{\gamma1}^P + U_{\beta2}^PU_{\gamma2}^P) \\
& -i(2\sqrt{2}k^2x + \sqrt{2}kA_k)U_{a3}^SU_{\beta3}^PU_{\gamma3}^P \\
& +\sqrt{2}i\lambda kU_{a3}^S(v_1(U_{\beta2}^PU_{\gamma3}^P + U_{\beta3}^PU_{\gamma2}^P) + v_2(U_{\beta1}^PU_{\gamma3}^P + U_{\beta3}^PU_{\gamma1}^P)) \\
& +i\left(\sqrt{2}\lambda kx - \frac{\lambda A_\lambda}{\sqrt{2}}\right)(U_{a1}^S(U_{\beta2}^PU_{\gamma3}^P + U_{\beta3}^PU_{\gamma2}^P) \\
& \quad + U_{a2}^S(U_{\beta1}^PU_{\gamma3}^P + U_{\beta3}^PU_{\gamma1}^P)) \\
& -i\left(\sqrt{2}\lambda kx + \frac{\lambda A_\lambda}{\sqrt{2}}\right)U_{a3}^S(U_{\beta1}^PU_{\gamma2}^P + U_{\beta2}^PU_{\gamma1}^P)
\end{aligned}$$

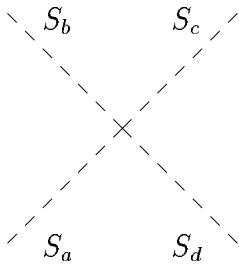
- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren und zwei geladenen Higgs-Bosonen



$$\begin{aligned}
& -igm_W(U_{a1}^S \cos \beta + U_{a2}^S \sin \beta) \\
& -i\frac{gm_Z}{2\cos\theta_W}(U_{a2}^S \sin \beta - U_{a1}^S \cos \beta) \cos 2\beta \\
& +i\frac{\lambda^2}{\sqrt{2}}(v_1U_{a2}^S + v_2U_{a1}^S) \sin 2\beta \\
& -\frac{i}{\sqrt{2}}\lambda U_{a3}^S[(2kx + A_\lambda) \sin 2\beta + 2\lambda x]
\end{aligned}$$

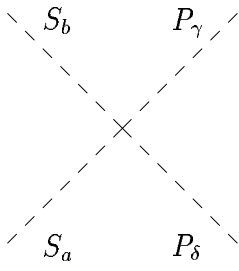
A.8 Feynman-Regeln mit vier Higgs-Bosonen

- Kopplung zwischen vier neutralen skalaren Higgs-Bosonen



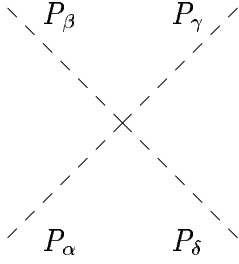
$$\begin{aligned}
& -i\frac{3}{4}(g^2 + g'^2)(U_{a1}^S U_{b1}^S U_{c1}^S U_{d1}^S + U_{a2}^S U_{b2}^S U_{c2}^S U_{d2}^S) \\
& +i\left(\frac{1}{4}(g^2 + g'^2) - \lambda^2\right) \\
& \quad (U_{a1}^S U_{b1}^S U_{c2}^S U_{d2}^S + U_{a1}^S U_{b2}^S U_{c1}^S U_{d2}^S + U_{a1}^S U_{b2}^S U_{c2}^S U_{d1}^S \\
& \quad + U_{a2}^S U_{b1}^S U_{c1}^S U_{d2}^S + U_{a2}^S U_{b1}^S U_{c2}^S U_{d1}^S + U_{a2}^S U_{b2}^S U_{c1}^S U_{d1}^S) \\
& -i\lambda^2(U_{a1}^S U_{b1}^S U_{c3}^S U_{d3}^S + U_{a1}^S U_{b3}^S U_{c1}^S U_{d3}^S + U_{a1}^S U_{b3}^S U_{c3}^S U_{d1}^S \\
& \quad + U_{a3}^S U_{b1}^S U_{c1}^S U_{d3}^S + U_{a3}^S U_{b1}^S U_{c3}^S U_{d1}^S + U_{a3}^S U_{b3}^S U_{c1}^S U_{d1}^S \\
& \quad + U_{a2}^S U_{b2}^S U_{c3}^S U_{d3}^S + U_{a2}^S U_{b3}^S U_{c2}^S U_{d3}^S + U_{a2}^S U_{b3}^S U_{c3}^S U_{d2}^S \\
& \quad + U_{a3}^S U_{b2}^S U_{c2}^S U_{d3}^S + U_{a3}^S U_{b2}^S U_{c3}^S U_{d2}^S + U_{a3}^S U_{b3}^S U_{c2}^S U_{d2}^S) \\
& -6ik^2 U_{a3}^S U_{b3}^S U_{c3}^S U_{d3}^S \\
& -i\lambda k(U_{a1}^S U_{b2}^S U_{c3}^S U_{d3}^S + U_{a1}^S U_{b3}^S U_{c2}^S U_{d3}^S + U_{a1}^S U_{b3}^S U_{c3}^S U_{d2}^S \\
& \quad + U_{a2}^S U_{b1}^S U_{c3}^S U_{d3}^S + U_{a2}^S U_{b3}^S U_{c1}^S U_{d3}^S + U_{a2}^S U_{b3}^S U_{c3}^S U_{d1}^S \\
& \quad + U_{a3}^S U_{b1}^S U_{c2}^S U_{d3}^S + U_{a3}^S U_{b1}^S U_{c3}^S U_{d2}^S + U_{a3}^S U_{b2}^S U_{c1}^S U_{d3}^S \\
& \quad + U_{a3}^S U_{b2}^S U_{c3}^S U_{d1}^S + U_{a3}^S U_{b3}^S U_{c1}^S U_{d2}^S + U_{a3}^S U_{b3}^S U_{c2}^S U_{d1}^S)
\end{aligned}$$

- Kopplung zwischen je zwei neutralen skalaren und pseudoskalaren Higgs-Bosonen



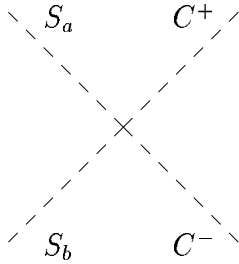
$$\begin{aligned}
& -i\frac{1}{4}(g^2 + g'^2)(U_{a1}^S U_{b1}^S U_{\gamma 1}^P U_{\delta 1}^P + U_{a2}^S U_{b2}^S U_{\gamma 2}^P U_{\delta 2}^P) \\
& +i\left(\frac{1}{4}(g^2 + g'^2) - \lambda^2\right)(U_{a1}^S U_{b1}^S U_{\gamma 2}^P U_{\delta 2}^P + U_{a2}^S U_{b2}^S U_{\gamma 1}^P U_{\delta 1}^P) \\
& -i\lambda^2(U_{a1}^S U_{b1}^S U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P + U_{a3}^S U_{b3}^S U_{\gamma 1}^P U_{\delta 1}^P \\
& \quad + U_{a2}^S U_{b2}^S U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P + U_{a3}^S U_{b3}^S U_{\gamma 2}^P U_{\delta 2}^P) \\
& -2ik^2 U_{a3}^S U_{b3}^S U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P \\
& -i\lambda k\left((U_{a1}^S U_{b2}^S + U_{a2}^S U_{b1}^S)U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P + U_{a3}^S U_{b3}^S (U_{\gamma 1}^P U_{\delta 2}^P + U_{\gamma 2}^P U_{\delta 1}^P) \right. \\
& \quad - U_{a1}^S U_{b3}^S U_{\gamma 2}^P U_{\delta 3}^P - U_{a3}^S U_{b1}^S U_{\gamma 2}^P U_{\delta 3}^P \\
& \quad - U_{a1}^S U_{b3}^S U_{\gamma 3}^P U_{\delta 2}^P - U_{a3}^S U_{b1}^S U_{\gamma 3}^P U_{\delta 2}^P \\
& \quad - U_{a2}^S U_{b3}^S U_{\gamma 1}^P U_{\delta 3}^P - U_{a3}^S U_{b2}^S U_{\gamma 1}^P U_{\delta 3}^P \\
& \quad \left. - U_{a2}^S U_{b3}^S U_{\gamma 3}^P U_{\delta 1}^P - U_{a3}^S U_{b2}^S U_{\gamma 3}^P U_{\delta 1}^P\right)
\end{aligned}$$

- Kopplung zwischen vier neutralen pseudoskalaren Higgs-Bosonen



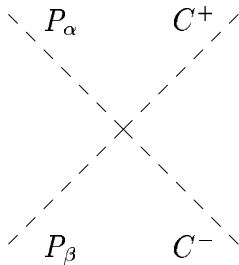
$$\begin{aligned}
& -i\frac{3}{4}(g^2 + g'^2)(U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 1}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 2}^P) \\
& + i\left(\frac{1}{4}(g^2 + g'^2) - \lambda^2\right) \\
& \quad (U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 2}^P + U_{\alpha 1}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 2}^P + U_{\alpha 1}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 1}^P \\
& \quad + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 2}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 1}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 1}^P) \\
& - i\lambda^2 (U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 1}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 1}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 1}^P \\
& \quad + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 1}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 1}^P \\
& \quad + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 2}^P \\
& \quad + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 2}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 2}^P) \\
& - 6ik^2 U_{\alpha 3}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P \\
& - i\lambda k (U_{\alpha 1}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 1}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 1}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 2}^P \\
& \quad + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 1}^P \\
& \quad + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 3}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 1}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 2}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 3}^P \\
& \quad + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 2}^P U_{\gamma 3}^P U_{\delta 1}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 1}^P U_{\delta 2}^P + U_{\alpha 3}^P U_{\beta 3}^P U_{\gamma 2}^P U_{\delta 1}^P)
\end{aligned}$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen skalaren und zwei geladenen Higgs-Bosonen



$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{4}ig^2(U_{a 2}^S U_{b 2}^S + U_{a 1}^S U_{b 1}^S) \\
& -i\left(\frac{1}{4}g^2 - \frac{\lambda^2}{2}\right)(U_{a 1}^S U_{b 2}^S + U_{a 2}^S U_{b 1}^S) \sin 2\beta \\
& -\frac{1}{4}ig'^2(U_{a 2}^S U_{b 2}^S - U_{a 1}^S U_{b 1}^S) \cos 2\beta \\
& -i\lambda(\lambda U_{a 3}^S U_{b 3}^S + k U_{a 3}^S U_{b 3}^S \sin 2\beta)
\end{aligned}$$

- Kopplung zwischen zwei neutralen pseudoskalaren und zwei geladenen Higgs-Bosonen



$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{4}ig^2(U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P + U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P) \\
& + i\left(\frac{1}{4}g^2 - \frac{\lambda^2}{2}\right)(U_{\alpha 1}^P U_{\beta 2}^P + U_{\alpha 2}^P U_{\beta 1}^P) \sin 2\beta \\
& -\frac{1}{4}ig'^2(U_{\alpha 2}^P U_{\beta 2}^P - U_{\alpha 1}^P U_{\beta 1}^P) \cos 2\beta \\
& -i\lambda(\lambda U_{\alpha 3}^P U_{\beta 3}^P - k U_{\alpha 3}^P U_{\beta 3}^P \sin 2\beta)
\end{aligned}$$

A.9 Feynman-Regeln mit einem Higgs-Boson und zwei Neutralinos oder Charginos

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei Charginos

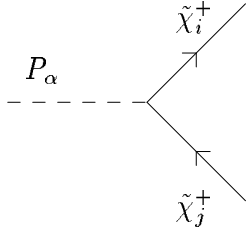


$$-i(Q_{aij}^* P_L + Q_{aij} P_R)$$

mit

$$Q_{aij} = \frac{g}{\sqrt{2}}(U_{a1}^S U_{i2} V_{j1} + U_{a2}^S U_{i1} V_{j2}) - \frac{\lambda}{\sqrt{2}} U_{a3}^{S*} U_{i2} V_{j2} \quad (\text{A.3})$$

- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson und zwei Charginos



$$R_{aij}^* P_L - R_{aij} P_R$$

mit

$$R_{aij} = -\frac{g}{\sqrt{2}}(U_{a1}^P U_{i2} V_{j1} + U_{a2}^P U_{i1} V_{j2}) - \frac{\lambda}{\sqrt{2}} U_{a3}^{P*} U_{i2} V_{j2} \quad (\text{A.4})$$

- Kopplung zwischen einem geladenen Higgs-Boson, einem Neutralino und einem Chargino



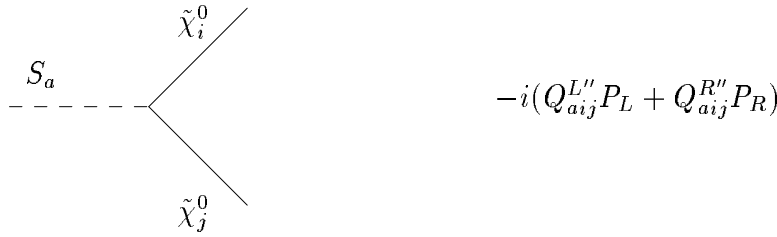
$$i(Q_{ij}^{\prime L*} P_L + Q_{ij}^{\prime R} P_R)$$

mit

$$Q_{ij}^{\prime L} = g \cos \beta \left[(-N_{i3} \sin \beta + N_{i4} \cos \beta) V_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(2s_W N_{i1} + (c_W - \frac{s_W^2}{c_W}) N_{i2} \right) V_{j2} \right] - \lambda^* \sin \beta N_{i5} V_{j2} \quad (\text{A.5})$$

$$Q_{ij}^{\prime R} = g \sin \beta \left[(N_{i3} \cos \beta + N_{i4} \sin \beta) U_{j1} - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(2s_W N_{i1} + (c_W - \frac{s_W^2}{c_W}) N_{i2} \right) U_{j2} \right] - \lambda^* \cos \beta N_{i5} U_{j2} \quad (\text{A.6})$$

- Kopplung zwischen einem neutralen skalaren Higgs-Boson und zwei Neutralinos

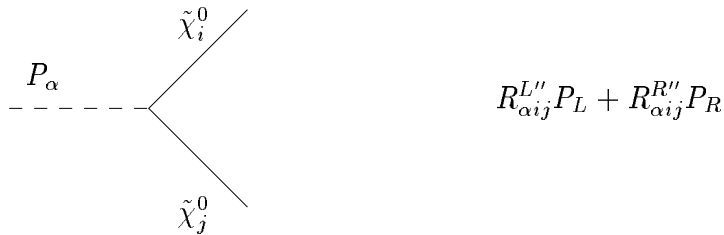


mit

$$Q_{aij}^{L''} = \frac{1}{2} \left[(U_{a1}^S \cos \beta + U_{a2}^S \sin \beta) \left(\frac{g}{c_W} (N_{i2} N_{j3}^* + N_{j2} N_{i3}^*) + \sqrt{2} \lambda (N_{i5} N_{j4}^* + N_{j5} N_{i4}^*) \right) + (U_{a1}^S \sin \beta - U_{a2}^S \cos \beta) \left(\frac{g}{c_W} (N_{i2} N_{j4}^* + N_{j2} N_{i4}^*) - \sqrt{2} \lambda (N_{i5} N_{j3}^* + N_{j5} N_{i3}^*) \right) - \sqrt{2} k U_{a3}^S (N_{i5} N_{j5}^* + N_{j5} N_{i5}^*) \right] \quad (\text{A.7})$$

$$Q_{aij}^{R''} = Q_{aij}^{L''*} \quad (\text{A.8})$$

- Kopplung zwischen einem neutralen pseudoskalaren Higgs-Boson und zwei Neutralinos



mit

$$\begin{aligned}
R_{\alpha ij}^{L''} = & -\frac{1}{2} \left[(U_{\alpha 1}^P \cos \beta + U_{\alpha 2}^P \sin \beta) \left(\frac{g}{c_W} (N_{i2} N_{j3}^* + N_{j2} N_{i3}^*) \right. \right. \\
& \left. \left. - \sqrt{2} \lambda (N_{i5} N_{j4}^* + N_{j5} N_{i4}^*) \right) \right. \\
& \left. + (U_{\alpha 1}^P \sin \beta - U_{\alpha 2}^P \cos \beta) \left(\frac{g}{c_W} (N_{i2} N_{j4}^* + N_{j2} N_{i4}^*) \right. \right. \\
& \left. \left. + \sqrt{2} \lambda (N_{i5} N_{j3}^* + N_{j5} N_{i3}^*) \right) \right] \\
& - \sqrt{2} k U_{\alpha 3}^P (N_{i5} N_{j5}^* + N_{j5} N_{i5}^*) \tag{A.9}
\end{aligned}$$

$$R_{\alpha ij}^{R''} = -R_{\alpha ij}^{L''*} \tag{A.10}$$

Produktionsquerschnitte und Zerfallsbreiten

In diesem Kapitel werden die benutzten Formeln für die Paarproduktion von Neutralinos in Elektron-Positron-Kollisionen sowie für die Zerfälle von Neutralinos und Higgs-Bosonen angegeben. Dabei benutzen wir durchgehend folgende Abkürzungen, die denen des MSSM in [13] entsprechen, für

- die Parameter in der Kopplung zwischen einem Z -Boson und zwei Fermionen

$$L_f = T_{3f} - e_f \sin^2 \theta_W, \quad R_f = -e_f \sin^2 \theta_W, \quad (\text{B.1})$$

wobei e_f und T_{3f} die Ladung bzw. die dritte Isospinkomponente des betreffenden Fermions bezeichnen;

- die Parameter in der Kopplung zwischen einem Z -Boson und zwei Neutralinos

$$O_{ij}^{\prime\prime L} = -\frac{1}{2}(N_{i3}N_{j3}^* - N_{i4}N_{j4}^*) \cos 2\beta - \frac{1}{2}(N_{i3}N_{j4}^* - N_{i4}N_{j3}^*) \sin 2\beta, \quad (\text{B.2})$$

$$O_{ij}^{\prime\prime R} = -O_{ij}^{\prime\prime L*}, \quad (\text{B.3})$$

wobei die N_{ij} die Mischungskomponenten des jeweiligen Neutralinos in der in Kapitel 2 beschriebenen Basis sind;

- die Parameter in der Kopplung zwischen einem Neutralino, einem skalaren Lepton oder skalaren Quark und einem Lepton oder Quark

$$f_{fi}^L = -\sqrt{2} \left[\frac{1}{\cos \theta_W} L_f N_{i2} - \frac{1}{\sin \theta_W} R_f N_{i1} \right] \quad (\text{B.4})$$

$$f_{fi}^R = -\sqrt{2} e_f \sin \theta_W [\tan \theta_W N_{i2}^* - N_{i1}^*]; \quad (\text{B.5})$$

- den Z -Propagator

$$D_Z(x) = (x - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z)^{-1}; \quad (\text{B.6})$$

- die Dreiecksfunktion

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc. \quad (\text{B.7})$$

B.1 Neutralinoproduktion

Die Produktion von Neutralinos durch e^+e^- -Annihilation erfolgt durch Z -Austausch im s-Kanal und Austausch von links- und rechtshändigen Selektoren im t- und u-Kanal. Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Der totale Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ lautet [14]

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{2} (\sigma_Z + \sigma_{\tilde{e}} + \sigma_{Z\tilde{e}}) (2 - \delta_{ij}), \quad (\text{B.8})$$

$$\sigma_Z = \frac{g^4}{4\pi \cos^4 \theta_W} |D_Z(s)|^2 \frac{q}{\sqrt{s}} |O_{ij}^{\prime\prime L}|^2 (|L_e|^2 + |R_e|^2) \left[E_i E_j + \frac{1}{3} q^2 - m_i m_j \right], \quad (\text{B.9})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\tilde{e}} = & \frac{g^4}{16\pi s \sqrt{s}} \left\{ |f_{ei}^L|^2 |f_{ej}^L|^2 \left[\frac{E_i E_j - s d_L + q^2}{s d_L - q^2} + 2 + \frac{\sqrt{s}}{2q} \left(1 - 2d_L - \frac{m_i m_j}{s d_L} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. \times \ln \left| \frac{d_L + q/\sqrt{s}}{d_L - q/\sqrt{s}} \right| \right] + (L \leftrightarrow R) \right\}, \quad (\text{B.10}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{Z\tilde{e}} = & -\frac{g^4}{8\pi \cos^2 \theta_W} \frac{q}{\sqrt{s}} \text{Re} (D_Z(s)) O_{ij}^{\prime\prime L} \\ & \times \left\{ L_e f_{ei}^L f_{ej}^L \left[\frac{1}{q\sqrt{s}} (E_i E_j - s d_L (1 - d_L) - m_i m_j) \ln \left| \frac{d_L + q/\sqrt{s}}{d_L - q/\sqrt{s}} \right| + 2(1 - d_L) \right] \right. \\ & \left. - (L \leftrightarrow R) \right\}, \quad (\text{B.11}) \end{aligned}$$

mit

$$d_{L,R} = \frac{1}{2s} (s + 2m_{\tilde{e}_{L,R}}^2 - m_i^2 - m_j^2). \quad (\text{B.12})$$

Hierbei ist q der Impuls von $\tilde{\chi}_i^0$ im e^+e^- -Schwerpunktssystem

$$q = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{\lambda(s, m_i^2, m_j^2)}, \quad (\text{B.13})$$

und $E_i = \sqrt{q^2 + m_i^2}$.

B.2 Neutralinozerfall

Die in dieser Arbeit relevanten Zerfälle des Neutralinos sind die Dreikörperzerfälle in ein leichteres Neutralino und zwei Leptonen oder Quarks sowie die Zweikörperzerfälle in ein leichteres Neutralino und ein skalares oder pseudoskalares Higgs-Boson oder ein Photon.

Die Feynman-Graphen der Dreikörperzerfälle finden sich in Abbildung 6.1. Für die Zerfallsbreite gilt [14, 60]

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + f + \bar{f}) = N_c \frac{g^4}{(2\pi)^3 64 |m_i|^3} \int d\bar{s} d\bar{t} (W_s + W_t + W_u + W_{tu} + W_{st} + W_{su}) \quad (\text{B.14})$$

mit

$$W_s = |D_Z(\bar{s})|^2 \frac{4|O_{ij}''^L|^2(L_f^2 + R_f^2)}{\cos^4 \theta_W} \times \left[(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_j^2) + (m_i^2 - \bar{u})(\bar{u} - m_j^2) + 2m_i m_j \bar{s} \right], \quad (\text{B.15})$$

$$W_t = |f_{fi}^L|^2 |f_{fj}^L|^2 \frac{(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_j^2)}{(\bar{t} - m_{f_L}^2)^2} + (L \leftrightarrow R), \quad (\text{B.16})$$

$$W_u = W_t(\bar{t} \leftrightarrow \bar{u}), \quad (\text{B.17})$$

$$W_{tu} = |f_{fi}^L|^2 |f_{fj}^L|^2 \frac{2m_i m_j \bar{s}}{(\bar{t} - m_{f_L}^2)(\bar{u} - m_{f_L}^2)} + (L \leftrightarrow R), \quad (\text{B.18})$$

$$W_{st} = \frac{4\text{Re}(D_Z(\bar{s}))}{(\bar{t} - m_{f_L}^2)} \frac{f_{fi}^L f_{fj}^L O_{ij}''^L L_f}{\cos^2 \theta_W} \times \left[(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_j^2) + m_i m_j \bar{s} \right] + (L \leftrightarrow R), \quad (\text{B.19})$$

$$W_{su} = W_{st}(\bar{t} \leftrightarrow \bar{u}). \quad (\text{B.20})$$

Hierbei ist $\bar{u} = m_i^2 + m_j^2 - \bar{s} - \bar{t}$, und die Integrationsgrenzen sind $\bar{s}_{\min} = 0$, $\bar{s}_{\max} = (|m_i| - |m_j|)^2$, $\bar{t}_{\max, \min} = \frac{1}{2} (m_i^2 + m_j^2 - \bar{s} \pm \sqrt{\lambda(m_i^2, m_j^2, \bar{s})})$. Der Faktor N_c ist 1 für den Zerfall in Leptonen und 3 beim Zerfall in ein Quarkpaar. Die Integration über \bar{t} läßt sich mit Hilfe folgender Formeln analytisch ausführen:

$$\int \frac{(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_j^2)}{(\bar{t} - m_{f_j}^2)^2} d\bar{t} = \frac{-m_f^4 + m_f^2(m_i^2 + m_j^2) - m_i^2 m_j^2}{m_{f_j}^2 - \bar{t}} - \bar{t} + \ln(m_{f_j}^2 - \bar{t})(-2m_{f_j}^2 + m_i^2 + m_j^2), \quad (\text{B.21})$$

$$\int \frac{1}{(\bar{t} - m_{f_j}^2)(\bar{u} - m_{f_j}^2)} d\bar{t} = \frac{\ln(m_{f_j}^2 - \bar{t}) - \ln(\bar{u} - m_{f_j}^2)}{\bar{t} + \bar{u} - 2m_{f_j}^2}, \quad (\text{B.22})$$

$$\int \frac{(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_j^2)}{\bar{t} - m_{f_j}^2} d\bar{t} = (m_i^2 + m_j^2 - m_{f_j}^2)\bar{t} - \frac{\bar{t}^2}{2} + \ln(m_{f_j}^2 - \bar{t}) \left(-m_f^4 + m_f^2(m_i^2 + m_j^2) - m_i^2 m_j^2 \right). \quad (\text{B.23})$$

Die Zerfallsbreiten für den Neutralinozerfall in ein leichteres Neutralino und ein Higgs-Boson lauten

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + S_a) = \frac{\sqrt{\lambda(m_i^2, m_j^2, m_a^2)}}{16\pi |m_i|^3} Q_{aij}''^{L2} \left[(m_i^2 + m_j^2 - m_a^2) + 2m_i m_j \right], \quad (\text{B.24})$$

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + P_\alpha) = \frac{\sqrt{\lambda(m_i^2, m_j^2, m_\alpha^2)}}{16\pi |m_i|^3} R_{aij}''^{L2} \left[(m_i^2 + m_j^2 - m_\alpha^2) - 2m_i m_j \right]. \quad (\text{B.25})$$

Die Ausdrücke $Q_{aij}''^L$ und $R_{aij}''^L$ sind den Feynman-Regeln im Anhang A zu entnehmen.

Die Feynman-Graphen für den Schleifenzerfall eines Neutralinos in ein leichteres Neutralino und ein Photon sowie die entsprechende Zerfallsbreite im MSSM sind in [61] angegeben, für das NMSSM sind die jeweiligen $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^\pm C^\mp$ -Kopplungen (A.5) und (A.6) einzusetzen. Aufgrund der Länge der Formel verzichten wir hier darauf, sie anzugeben.

B.3 Higgs-Zerfall

Schließlich werden in dieser Arbeit auch noch die anschließenden Zerfälle der entstehenden leichten Higgs-Teilchen betrachtet. Relevant sind hierbei

1. der Zerfall eines skalaren Higgs-Bosons in ein Fermionpaar

$$\Gamma(S_a \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{g_{S_a f\bar{f}}^2}{8\pi} m_a \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_a^2}\right)^{3/2}; \quad (\text{B.26})$$

2. der Zerfall eines pseudoskalaren Higgs-Bosons in ein Fermionpaar

$$\Gamma(P_\alpha \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{g_{P_\alpha f\bar{f}}^2}{8\pi} m_\alpha \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_\alpha^2}\right)^{1/2}; \quad (\text{B.27})$$

3. der Zerfall von einem skalaren oder pseudoskalaren Higgs-Boson in zwei Neutralinos

$$\Gamma(S_a \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) = \frac{\sqrt{\lambda(m_a^2, m_i^2, m_j^2)}}{8\pi m_a^3 (1 + \delta_{ij})} Q_{aij}''^{L^2} \left[(m_a^2 - m_i^2 - m_j^2) - 2m_i m_j \right], \quad (\text{B.28})$$

$$\Gamma(P_\alpha \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) = \frac{\sqrt{\lambda(m_\alpha^2, m_i^2, m_j^2)}}{8\pi m_\alpha^3 (1 + \delta_{ij})} R_{aij}''^{L^2} \left[(m_\alpha^2 - m_i^2 - m_j^2) + 2m_i m_j \right]; \quad (\text{B.29})$$

4. der Zerfall eines schwereren Higgs-Bosons in zwei leichtere

$$\Gamma(S_a \rightarrow S_b S_c) = \frac{\sqrt{\lambda(m_a^2, m_b^2, m_c^2)}}{16\pi m_a^3 (1 + \delta_{bc})} g_{S_a S_b S_c}^2, \quad (\text{B.30})$$

$$\Gamma(S_a \rightarrow P_\beta P_\gamma) = \frac{\sqrt{\lambda(m_a^2, m_\beta^2, m_\gamma^2)}}{16\pi m_a^3 (1 + \delta_{\beta\gamma})} g_{S_a P_\beta P_\gamma}^2, \quad (\text{B.31})$$

$$\Gamma(P_\beta \rightarrow S_a P_\gamma) = \frac{\sqrt{\lambda(m_\beta^2, m_a^2, m_\gamma^2)}}{16\pi m_\beta^3} g_{S_a P_\beta P_\gamma}^2. \quad (\text{B.32})$$

Die jeweiligen Kopplungen g bzw. Q''^L und R''^L sind im Anhang A zu finden.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **B 22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksells, S. 367
- [2] S. Lammel, *Neue Resultate vom CDF-Experiment*, Vortrag auf der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Karlsruhe, 1995;
S. Riemann, *Präzisionsmessungen auf der Z-Resonanz*, Vortrag auf der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Karlsruhe, 1995;
H. Wahl, *Neue Resultate vom D0-Experiment*, Vortrag auf der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Karlsruhe, 1995;
- [3] K. Enqvist und D.V. Nanopoulos, Prog. Part. Nucl. Phys. **16** (1986) 1
- [4] U. Amaldi, W. de Boer und H. Fürstenau, Phys. Lett. **B 260** (1991) 447
- [5] M.F. Sohnius, Phys. Rep. **128** (1985) 39
- [6] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1
- [7] *Supersymmetry Confronting Experiment*, ed. D.V. Nanopoulos und A. Savoy-Navarro, Phys. Rep. **105** (1984) 1
- [8] E. Farhi und L. Susskind, Phys. Rep. **74** (1981) 277;
R.K. Kaul, Rev. Mod. Phys. **55** (1983) 449
- [9] M. Peskin, Proc. 1981 Int. Symp. on Lepton and Photon Int. at High Energies, Bonn (1981);
I.A. D'Souza und C.S. Kalman, *Preons*, World Scientific, Singapore, 1992
- [10] J. Wess und B. Zumino, Nucl. Phys. **B 70** (1974) 39; Phys. Lett. **B 49** (1974) 52;
Nucl. Phys. **B 78** (1974) 1
- [11] S. Coleman und J. Mandula, Phys. Rev. **159** (1967) 1251

- [12] R. Haag, J.T. Łopuzański und M.F. Sohnius, Nucl. Phys. **B 88** (1975) 257
- [13] H.E. Haber und G.L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75
- [14] A. Bartl, H. Fraas und W. Majerotto, Nucl. Phys. **B 278** (1986) 1
- [15] S. Ambrosanio und B. Mele, Preprint Rome1-1094/95, hep-ph/9503362
- [16] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Phys. Rep. **216** (1992) 253
- [17] L3 Collaboration, O. Adriani et al., Phys. Rep. **236** (1993) 1
- [18] S.M. Barr, Phys. Lett. **B 112** (1982) 219
- [19] H.P. Nilles, M. Srednicki und D. Wyler, Phys. Lett. **B 120** (1983) 346
- [20] J.-P. Derendinger und C.A. Savoy, Nucl. Phys. **B 237** (1984) 307
- [21] M. Drees, Int. J. of Mod. Phys. **A4** (1989) 3635
- [22] J. Ellis, J.F. Gunion, H.E. Haber, L. Roszkowski und F. Zwirner, Phys. Rev. **D 39** (1989) 844
- [23] B.R. Kim, S.K. Oh und A. Stephan, Proceedings of the Workshop e^+e^- Collisions at 500 GeV. The Physics Potential, Munich, Annecy, Hamburg, Ed. P. Zerwas, DESY 92-123B (1992) 697; DESY 93-123C (1993) 491
- [24] J.E. Kim und H.P. Nilles, Phys. Lett. **B 138** (1984) 150
- [25] J.E. Kim und H.P. Nilles, hep-ph/9406296
- [26] J.R. Espinosa und M. Quiros, Phys. Lett. **B 279** (1992) 92
- [27] M.A. Díaz, T.A. ter Veldhuis und T.J. Weiler, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2876
- [28] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508, Phys. Rev. **145** (1966) 1156;
R. Brout und F. Englert, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321;
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554
- [29] L. O’Raifeartaigh, Phys. Rev. **139B** (1965) 1052
- [30] L. Girardello und M.T. Grisaru, Nucl. Phys. **B 194** (1982) 65
- [31] P. Fayet, Phys. Lett. **B 69** (1977) 489;
G. Farrar und P. Fayet, Phys. Lett. **B 76** (1978) 575
- [32] L.J. Hall und M. Suzuki, Nucl. Phys. **B 231** (1984) 419

-
- [33] H.E. Haber *The Supersymmetric Top Ten List*, Talk presented at the Workshop on Recent Advances in the Superworld, Houston 1993, hep-ph/9308209
- [34] J. Ellis, *Nature* **313** (1985) 626
- [35] G.F. Giudice und A. Masiero, *Phys. Lett.* **B 206** (1988) 480
- [36] A. Casas und B. Muñoz, *Phys. Lett.* **B 306** (1993) 288
- [37] J. Ellis, G. Ridolfi und F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B 257** (1991) 83;
J.L. Lopez und D. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **B 266** (1991) 397
- [38] U. Ellwanger, *Phys. Lett.* **B 303** (1993) 271
- [39] T. Elliott, S.F. King und P.L. White, *Phys. Lett.* **B 314** (1993) 56; *Phys. Rev.* **D 49** (1994) 2435
- [40] J. Wess und J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity*, Princeton University Press, Princeton 1983;
D. Bailin und A. Love, *Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory*, Institute of Physics Publishing, Bristol 1994
- [41] P. Fayet und J. Iliopoulos, *Phys. Lett.* **B 51** (1974) 461
- [42] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto und N. Oshimo, *Phys. Rev.* **D 40** (1989) 1594
- [43] J. Ellis, L. Ibáñez und G.G. Ross, *Phys. Lett* **B 113** (1982) 283
- [44] G.G. Ross und R.G. Roberts, *Nucl. Phys.* **B 377** (1992) 571
- [45] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto und B. Mösslacher, *Z. Phys.* **C 55** (1992) 257
- [46] OPAL Collaboration, R. Akers et al., *Z. Phys.* **C 64** (1994) 1
- [47] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., *Phys. Lett.* **B 313** (1993) 312
- [48] CDF Collaboration, F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 3439
- [49] F. Franke, H. Fraas und A. Bartl, *Phys. Lett.* **B 336** (1994) 415
- [50] F. Franke und H. Fraas, Preprint WUE-ITP-95-003, hep-ph/9504279, *zur Veröffentlichung akzeptiert von Phys. Lett. B*
- [51] P.N. Pandita, *Phys. Rev.* **D 50** (1994) 571
- [52] B.R. Kim, S.K. Oh und A. Stephan, *Phys. Lett.* **B 336** (1994) 200
- [53] L.J. Hall und J. Polchinski, *Phys. Lett.* **B 152** (1985) 335

-
- [54] J. Ellis, J.-M. Frère, J.S. Hagelin, G.L. Kane und S.T. Petcov, Phys. Lett. **B 132** (1983) 436
- [55] T. Wöhrmann, *Dissertation*, Würzburg 1993
- [56] G. Altarelli, Vortrag beim *First General Meeting of the LEP2 Workshop*, CERN, Genf, 1995
- [57] C. Dionisi et al., EFCA Workshop on LEP200, Aachen 1986, Vol.II, S. 380, CERN 87-08, ECFA 87/108
- [58] J.F. Gunion und H.E. Haber, Nucl. Phys. **B 272** (1986) 1; Nucl. Phys. **B 278** (1986) 449; Nucl. Phys. **B 307** (1988) 445
- [59] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane und S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, Redwood City 1990
- [60] A. Bartl, H. Fraas und W. Majerotto, Z. Phys. **C 41** (1988) 475
- [61] H.E. Haber und D. Wyler, Nucl. Phys. **B 323** (1989) 267

Danksagung

Mein Dank gilt zuerst Herrn Prof. Dr. H. Fraas für die Anregung, mich mit der Phänomenologie nichtminimaler supersymmetrischer Modelle zu beschäftigen. Seine Unterstützung und das offene und ungezwungene Arbeitsklima bildeten eine fruchtbare Grundlage für die Dissertation.

Bei Herrn Dr. Thomas Wöhrmann und allen Mitgliedern der Würzburger Arbeitsgruppe bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit in den letzten Jahren. Besonderer Dank gilt Herrn Dipl. Phys. Stefan Hesselbach für viele hilfreiche Anmerkungen zum Manuskript dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. A. Bartl und seiner Arbeitsgruppe danke ich für zahlreiche Diskussionen sowohl während meines Aufenthalts in Wien als auch danach.

Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst und dem Cusanuswerk verdanke ich nicht nur finanzielle Unterstützung.

Viele bleiben unerwähnt, die dazu beigetragen haben, daß mir die Arbeit an der Dissertation Freude gemacht hat.

Bei meiner Schwester, Frau Almut Franke, M. A., bedanke ich mich für das Korrekturlesen des Manuskripts sowie für die Beratung in stilistischen Fragen.

Meinen Eltern danke ich für alles, was sie für mich getan haben.

Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß § 6 Abs. 1 Ziff. 3 und 7
der Promotionsordnung der
Fakultät für Physik und Astronomie der Universität
Würzburg

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, daß ich die Dissertation selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 14. Juli 1992 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad "Diplom-Physiker (Univ.)" verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 20. Juni 1995

.....
(Fabian Franke)

Lebenslauf

Name: Fabian Franke

Geburtsdatum, -ort: Bochum, 17. Mai 1966

Eltern: Dr. med. Reinhart Franke
Sigrid Franke, geb. Fiedler

Schulbildung: 1972 – 1976 Dietrich-Bonhoeffer-Grundschule,
Wattenscheid-Eppendorf
1976 – 1985 Gymnasium am Ostring,
Bochum
Mai 1985 Abitur

Wehrdienst: 1. 7. 1985 – 30. 9. 1986 Ausbildung zum Feldjägerunter-
offizier in Celle, Sonthofen und
Unna

Studium der Physik: WS 1986/87 – SS 1988 Universität Heidelberg
4. Juli 1988 Vordiplom
WS 1988/89 – SS 1989 Universität Würzburg
WS 1989/90 – SS 1990 State University of New York at
Stony Brook
20. Mai 1990 Master of Arts
WS 1990/91 – SS 1992 Universität Würzburg
14. Juli 1992 Diplom

Promotion: seit WS 1992/93 Institut für Theoretische Physik,
Universität Würzburg,
Prof. Dr. H. Fraas

Forschungsaufenthalt: Mai – Dezember 1993 Universität Wien
Prof. Dr. A. Bartl

Würzburg, den 20. Juni 1995

.....
(Fabian Franke)

Verzeichnis der Veröffentlichungen

1. Radiative Erzeugung skalarer Neutrinos in Elektron-Positron-Kollisionen mit polarisierten Strahlen,
Verhandl. d. DPG (VI) **28** (1993) 835.
2. Radiative Production of Sneutrinos in e^+e^- annihilation with polarized beams,
(mit H. Fraas),
Phys. Rev. **D 49** (1994) 3126.
3. Neutralino Mass Bounds in the Next-To-Minimal Supersymmetric Standard Model,
(mit H. Fraas und A. Bartl),
Phys. Lett. **B 336** (1994) 415.
4. Neutralinozerfälle im Nichtminimalen Supersymmetrischen Standardmodell,
(mit H. Fraas),
Verhandl. d. DPG (VI) **30** (1995) 480.
5. Mass Bounds for the Neutral Higgs Bosons in the Next-To-Minimal Supersymmetric Standard Model,
(mit H. Fraas),
Phys. Lett. **B 353** (1995) 234.
6. Production of Supersymmetric Higgs Bosons at LEP \otimes LHC,
(mit T. Wöhrmann),
Phys. Lett. **B 358** (1995) 281.