

Produktion und Nachweis schwerer Selekttronen

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

vorgelegt von
Sigrun Csallner
aus Bad Kissingen

Würzburg 2006

Eingereicht am 15. Dezember 2006
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Fraas
 2. Gutachter: Prof. Dr. P. M. Zerwas
- der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. H. Fraas
 2. Prüfer: Prof. Dr. P. M. Zerwas
 3. Prüfer: Prof. Dr. K. Brunner
- im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums: 3. April 2007

Doktorurkunde ausgehändigt am: _____

Meinen lieben Eltern.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Der Stand der Teilchenphysik	9
1.2	Die Supersymmetrie	10
1.3	Der ILC und die Suche nach Selekttronen	12
1.4	Modellannahmen und Systematik	13
2	Minimale und erweiterte Supersymmetrie	15
2.1	MSSM, NMSSM und E_6 -Modell	15
2.2	Die Lagrangedichten	18
2.3	Die Parameterräume und das Z'	22
2.4	Charginomassen	23
2.5	Neutralinomischung	23
2.6	Selekttronenmassen	25
3	Kinematik	28
3.1	Koordinatensystem	28
3.1.1	Produktion	29

3.1.2	Zerfälle	30
3.2	Phasenraum	31
3.2.1	Produktion	32
3.2.2	Zerfall	33
4	Amplituden	34
4.1	Manifest kovariante Amplituden	35
4.1.1	Selektron-Neutralino-Produktion	35
4.1.2	Selektron-Chargino-Produktion	39
4.2	Explizite Helizitätsamplituden	41
4.2.1	Selektron-Neutralino-Produktion	42
4.2.2	Selektron-Chargino-Produktion	44
4.3	Zerfallsamplituden und -breiten	45
5	Selektron-Chargino-Produktion	46
5.1	$\tan\beta$ -Abhängigkeit	48
5.2	Energieabhängigkeit und Schwellenverhalten	49
5.3	M_2 - μ -Abhängigkeit	51
5.4	Abhängigkeit von den Selektrenmassen	58
5.5	Polarisationsabhängigkeit	62
5.6	Einfluß der Mischung von Charginos und Neutralinos	66
5.6.1	M_2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	66
5.6.2	μ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	70
5.6.3	M_1 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	73
5.7	Erweiterte Modelle	75
5.7.1	NMSSM	76
5.7.2	E_6 -Modell	77

6	Selektron-Neutralino-Produktion	79
6.1	$\tan\beta$ -Abhängigkeit	80
6.2	Energieabhängigkeit und Schwellenverhalten	82
6.3	M_2 - μ -Abhängigkeit	83
6.4	Polarisationsabhängigkeit	91
6.5	Coulomb-Singularität	94
6.6	Einfluß der Selektrenmassen	98
6.7	Einfluß der Neutralinomischung	102
6.7.1	M_2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	103
6.7.2	μ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	106
6.7.3	M_1 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	108
6.8	Erweiterte Modelle	110
6.8.1	NMSSM	110
6.8.2	E_6 -Modell	112
7	Zerfälle und Untergrund	117
7.1	Nachweis rechter Selektren	117
7.1.1	Primäre und sekundäre Elektronen	118
7.1.2	Untergrund	120
7.2	Nachweis linker Selektren	122
8	Vergleich der Modi e^+e^-, e^-e^- und $e\gamma$	127
8.1	Energiespektrum der Beschleunigerstrahlen	128

8.2	Polarisierbarkeit der Beschleunigerstrahlen	131
8.3	Luminositäten	132
8.4	Produktionsmechanismen	134
8.4.1	e^+e^- -Streuung	135
8.4.2	e^-e^- -Streuung	137
8.4.3	$e^-\gamma$ -Streuung	138
8.5	Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten	138
8.6	Hintergrund und Detektion	143
8.6.1	e^+e^- -Modus	143
8.6.2	$e^-\gamma$ -Modus	147
9	Zusammenfassung	149
10	Summary	154
A	Konventionen und Notation	159
A.1	Natürliche Einheiten	159
A.2	Teilchenindizes	160
A.3	Zuordnung der Impulse und Winkel	160
A.4	Metrik und Vierervektoren	161
A.5	Spezielle Matrizen und Tensoren	161
A.6	Formelsammlung	162
A.7	Numerische Auswertung	163

B Spinformalismus	164
B.1 Helizitätszustände	164
B.2 Die Bouchiat-Michel-Formeln	167
B.3 Explizite Helizitätszustände	168
B.4 Zustandsgemische und Dichtematrizen	170
B.5 Weizsäcker-Williams-Methode für quasi-reelle Photonen	172
 Literaturverzeichnis	 174

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Der Stand der Teilchenphysik

Es ist nur etwas mehr als 100 Jahre her, daß Joseph J. Thomson mit dem Elektron das erste auch heute noch als elementar angesehene Teilchen nachwies, und dies wird oft als Geburtsstunde der Teilchenphysik bezeichnet.

Aus moderner Sicht vertritt ein Experiment, wie bedeutend es auch sein mag, aber nur eine Seite dieser Disziplin. Genauso wichtig ist inzwischen die theoretische Forschung, und nur im Zusammenspiel von Theorie und Experiment kann heute noch wissenschaftlicher Fortschritt erzielt werden. Die experimentelle Seite der Teilchenphysik ist technisch und logistisch so aufwendig und die theoretische Seite so umfangreich und unübersichtlich geworden, daß es für den einzelnen Wissenschaftler nicht zu vermeiden ist, sich in die eine oder die andere Richtung zu spezialisieren. Dazwischen ist mit der Phänomenologie eine dritte Disziplin entstanden, die experimentelle Ergebnisse theoretisch aufarbeitet und Theorien auf ihre experimentellen Konsequenzen hin untersucht.

Ihre derzeitige Gestalt hat die Teilchenphysik seit etwa 60 Jahren. Die wichtigsten theoretischen Hilfsmittel der Quantenmechanik und der speziellen Relativitätstheorie waren zwar schon um 1930 herum ausgereift, die heute übliche Form der experimentellen Forschung entstand aber erst nach dem Ende des Zweiten Weltkriegs. Damals begann man, Elementarteilchen nicht mehr nur an natürlichen Strahlungsquellen, sondern auch an eigens gebauten, international betriebenen Beschleunigern zu untersuchen. Seitdem arbeiten die Theorie und das Experiment Hand in Hand und haben bis heute zu erstaunlichen Erfolgen geführt.

Auf der theoretischen Seite war ein Meilenstein erreicht, als C. N. Yang und Robert Mills 1954 die der Teilchenphysik zugrundeliegende mathematische Struktur erstmals als Eichtheorie auffassten [1]. Die auf diesem Konzept aufbauende Vorhersage schwerer Eichbosonen und deren experimenteller Nachweis gehören zu den größten wissenschaftlichen Leistungen der Menschheit. Heute ist das auf Eichprinzipien aufbauende Standardmodell der Teilchen und Wechselwirkungen allgemein akzeptiert und experimentell äußerst genau überprüft. Sein bislang letzter großer Erfolg war die Entdeckung des von der Theorie vorhergesagten top-Quarks im Jahr 1995 [2]. Seitdem fehlt nur noch ein einziger Baustein: Das Higgsboson, das eine wichtige Rolle bei der Massenerzeugung spielt, konnte bisher nicht gefunden werden. Ein großer Beschleuniger, von dem erwartet wird, daß er die Frage nach der Existenz dieses Teilchens entscheiden wird, befindet sich zur Zeit in Bau. Der Large Hadron Collider LHC wurde eigens für diese Aufgabe entworfen, so daß das Standardmodell vermutlich schon bald nach seiner Inbetriebnahme abgeschlossen sein wird.

Aber trotz der Leistungsfähigkeit und Vorhersagekraft dieses Modells muß es in ein umfassenderes, tiefliegenderes Konzept eingebettet werden, um in theoretischer Hinsicht befriedigend zu sein. Eine Möglichkeit, dies zu tun, ist eine neue Symmetrie in der Natur zu fordern, die Supersymmetrie. Bevor wir uns endgültig der Phänomenologie supersymmetrischer Modelle zuwenden, lohnt es daher, einen Blick auf die Prinzipien, die ihnen zugrundeliegen, zu werfen.

1.2 Die Supersymmetrie

1975 zeigten Haag, Lopuszański und Sohnius, daß die größtmögliche Symmetriegruppe einer unitären, wechselwirkenden Feldtheorie das direkte Produkt einer Gruppe, die die internen Symmetrien des Modells beschreibt, und der um Antikommutatorrelationen erweiterten Poincarégruppe ist [3]. Diese ermöglicht die Vereinheitlichung von Materie und Kräften, da sie zu jedem bosonischen einen zusätzlichen fermionischen Freiheitsgrad und umgekehrt enthält. Die neue Symmetrie wird als Supersymmetrie bezeichnet und führt auf das Standardmodell angewandt zu jedem seiner Teilchen ein Partnerteilchen mit um $\frac{1}{2}$ verschiedenem Spin und sonst gleichen Quantenzahlen ein. Die ursprüngliche Intention der Supersymmetrie war also, eine Lagrangedichte zu formulieren, die gleichzeitig unter allen erlaubten Symmetrieeoperationen invariant ist. Es zeigte sich aber, daß die unter diesem ästhetischen Aspekt aufgestellte Theorie in der Lage ist, einige offenkundige Mängel des Standardmodells zu beheben.

Ein prominentes Beispiel hierzu sind die Korrekturterme zur Masse m_H des Higgsbosons [4]. Im Standardmodell rühren sie von Fermion-Antifermion-Schleifen her und hängen bereits auf Einschleifenniveau quadratisch von einem Renormierungsparameter ab, der als Energieskala neuer Physik zu deuten ist. Das Standardmodell erwartet aber erst in der Nähe der Planck-Energie $M_P = 2,4 \cdot 10^{18}$ GeV neue Effekte; also wird die Higgsmasse empfindlich von dieser beeinflusst. Um m_H innerhalb von $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ zu behalten, muß man daher im Standardmodell jede störungstheoretische Ordnung äußerst sorgfältig renormieren. In einer exakt supersymmetrischen Theorie tritt dieses Problem hingegen nicht auf, denn wenn jedem fermionischen Freiheitsgrad ein bosonischer gleicher Kopplungsstärke entspricht, treten zusätzlich zu den erwähnten fermionischen noch skalare Schleifen auf. Daraus resultieren zwar auch quadratisch divergente Korrekturen, die aber bei gleichen Beträgen wie die fermionischen Beiträge entgegengesetzte Vorzeichen haben, so daß sie sich in jeder Ordnung miteinander wegheben.

Neben solchen technischen Vorzügen bietet die Supersymmetrie gegenüber dem Standardmodell zusätzlich grundlegende physikalische Vorteile: Sie ermöglicht die Konstruktion großvereinheitlichter Theorien und die Einbeziehung der Gravitation als erstem Schritt zu einer renormierbaren Quantengravitation. Außerdem stellt sie mit dem leichtesten supersymmetrischen Teilchen einen Kandidaten für die dunkle Materie zur Verfügung [5].

Eine ungebrochene Supersymmetrie kann in der Natur aber nicht realisiert sein, sonst müßte zu jedem Standardmodellteilchen ein supersymmetrisches gleicher Masse existieren. Da leichte Superpartner längst beobachtet worden wären, muß die Supersymmetrie gebrochen sein. Sie ist in theoretischer Hinsicht jedoch so interessant, daß man ihr über diesen Mangel wegzuhelfen versucht. Mithilfe zusätzlicher Terme in der Lagrangedichte erreicht man auf Kosten der ursprünglichen Eleganz, daß die Massen der supersymmetrischen Teilchen deutlich höher als die ihrer Standardmodellpartner sind. Da die Attraktivität der Supersymmetrie aber mit steigender Massenaufspaltung abnimmt, sollte die Skala der Symmetriebrechung unter einem TeV liegen; von der gleichen Größenordnung wären dann auch die supersymmetrischen Massen. Wenn es die Supersymmetrie gibt, wird der LHC mit seiner Gesamtenergie von 14 TeV, die bis zu 1,4 TeV Schwerpunktsenergie auf Partonenniveau erlaubt, die meisten an der starken Wechselwirkung teilnehmenden supersymmetrischen Teilchen und zumindest die leichteren der nur schwach wechselwirkenden produzieren.

1.3 Der ILC und die Suche nach Selektroten

Der LHC ist zwar dazu konzipiert, neben dem Higgs-Boson die Supersymmetrie zu entdecken, aber er ist unter anderem aufgrund seines enormen hadronischen Untergrunds nicht für Präzisionsmessungen geeignet. Daher benötigt man zusätzlich noch einen Leptonenbeschleuniger. Ein Elektron-Positron-Linearbeschleuniger, der International Linear Collider ILC, befindet sich zur Zeit in Planung. Er wird anfänglich bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV die Massen und das Kopplungsverhalten der energetisch zugänglichen supersymmetrischen Teilchen messen und sollte also zumindest die leichteren Superpartner studieren können.

Für das weitere Vorgehen gibt es mehrere Möglichkeiten. Man könnte bereits nach relativ kurzer Zeit beginnen, die Energie zu steigern und sie in mehreren Ausbaustufen auf 1 TeV hochsetzen, was keine grundlegend neuen Prozesse einleiten, sondern nur größere Massenbereiche zugänglich machen würde. Eine andere Möglichkeit wäre, den ILC auf andere Beschleunigermodi umzurüsten und Elektron-Elektron- oder Elektron-Photon-Streuungen durchzuführen. Solche Prozesse würden dem Experiment neue Endzustände und Produktionsmechanismen erschließen und dadurch weitere, komplementäre Studien zulassen. Daran anschließend würde man auch bei dieser Variante die Schwerpunktsenergie steigern und eventuell abermals mehrere Beschleunigermodi untersuchen. Wir gehen für diese Arbeit davon aus, daß man sich für den zweiten Weg entscheiden wird.

Unter den supersymmetrischen Teilchen, nach denen der ILC suchen wird, befinden sich auch die Partner der rechts- und linkshändigen Elektronen, die rechten und linken Selektroten oder kurz R - und L -Selektroten. In vielen Szenarien sind die Massen dieser Teilchen hinreichend gering, um am e^+e^- -Beschleuniger bei 500 GeV in Paaren produzierbar zu sein [6, 7]. Neuere astrophysikalische Messungen deuten aber darauf hin, daß alle Superpartner der Leptonen, die Sleptonen, deutlich schwerer als die restlichen supersymmetrischen Teilchen sein könnten [8]. Die Massen der Selektroten wären dann so groß, daß die Energie des ILC nicht zu ihrer Paarproduktion ausreicht. Unter diesen Umständen besteht aber vielleicht die Möglichkeit, in Prozessen höherer Ordnung einzelne Selektroten unter Begleitung weiterer, leichter Teilchen zu erzeugen und dadurch die bestehenden Massengrenzen für den Nachweis schwerer Selektroten zu erweitern. Dies systematisch und für die verschiedenen Beschleunigermodi zu untersuchen ist der Gegenstand dieser Arbeit.

Wir vergleichen dazu die Beschleunigeroptionen e^+e^- , e^-e^- und $e^- \gamma$ im Hinblick auf ihr Potential, die Produktion und den Nachweis von Selektroten mit

Massen jenseits der Schwelle der Paarerzeugung, die im folgenden als „schwer“ bezeichnet werden, zu ermöglichen. Dies umfasst die Prozesse

$$e^- e^- \rightarrow \tilde{e}^- \tilde{\chi}^- \nu_e, \quad (1.1)$$

$$e^- e^- \rightarrow \tilde{e}^- \tilde{\chi}^0 e^-, \quad (1.2)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \tilde{e}^\mp \tilde{\chi}^\pm \bar{\nu}_e, \quad (1.3)$$

$$e^+ e^- \rightarrow \tilde{e}^\mp \tilde{\chi}^0 e^\pm, \quad (1.4)$$

$$e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}^- \tilde{\chi}^0. \quad (1.5)$$

Alle Rechnungen werden unter Berücksichtigung möglicher Strahlpolarisation vorgenommen, da die Einbeziehung von Spineffekten die Nachweisbarkeit stark gegenüber dem unpolarisierten Fall beeinflussen kann. Zu (1.1) und (1.2) sind uns keine detaillierten Studien bekannt. Die Produktion einzelner Selektrenen an $e^+ e^-$ - und $e^- \gamma$ -Beschleunigern wurden hingegen bereits von Datta et al. [9] und in mehreren Beiträgen zu den „Proceedings on Gamma-Gamma Colliders“ [10] untersucht.

1.4 Modellannahmen und Systematik

Da außer Einschränkungen an den Parameterraum noch nichts über die eventuell realisierte Supersymmetrie bekannt ist, versucht diese Arbeit, möglichst allgemein zu bleiben. Neben dem minimal supersymmetrisch erweiterten Standardmodell MSSM werden deshalb noch zwei weitere Modelle betrachtet, das sogenannte Nichtminimale Supersymmetrische Standardmodell NMSSM mit einem zusätzlichen Higgs-Singulett und ein Modell mit zur Niederenergieeichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}$ gebrochener E_6 -Symmetrie. Durch die Verwendung von GUT-Relationen für die skalaren und die Gauginomassen ist es möglich, die Zahl der freien Parameter zu reduzieren. Dadurch kann man zwar den Parameterraum leichter auswerten, schränkt aber eventuell die Phänomenologie der Superpartner unerlaubt ein. Um dies zu verhindern, aber trotzdem von der vereinfachten Auswertung profitieren zu können, werden wir einige Größen, die davon beeinflusst werden, sowohl mit als auch ohne GUT-Relationen berechnen. Am Konzept der weich gebrochenen Supersymmetrie und an der R -Paritätserhaltung werden aber festgehalten.

Im Prozeß 1.2 treten Diagramme mit Photonenaustausch im t -Kanal auf, die bei Vernachlässigung der Elektronenmasse zu Divergenzen führen. Wir gehen davon aus, daß das entstehende Elektron im Detektor nachgewiesen und von weiteren

Elektronen, die beim Selekttronenzerfall auftreten, unterschieden werden kann. Daher behandeln wir die divergenten Terme nicht mit der Weizsäcker-Williams-Näherung für quasi-reelle Photonen, sondern regularisieren die Wirkungsquerschnitte durch Schnitte im Phasenraum.

Wir beginnen im Kapitel 2 mit einer Einführung in die erwähnten supersymmetrischen Modelle. Auf das MSSM wird nur sehr kurz eingegangen, da es viele ausführliche Artikel (z. B. [11, 12]), zu diesem Thema gibt. Wir beschränken uns daher auf die Angabe der Lagrangedichte und einige Anmerkungen zur Teilchenmischung und zu den Sleptonenmassen, die später von Bedeutung sind. Die erweiterten Modelle können leicht aus dem MSSM entwickelt werden. Wir geben die Konstruktionsvorschriften und Lagrangedichten an und diskutieren im Hinblick auf die erweiterten Teilchenspektren und Parameterräume die wichtigsten Unterschiede zum MSSM. Eine systematische Behandlung der beiden Modelle würde aber den Rahmen dieser Arbeit sprengen, deshalb sei auf die Veröffentlichungen [13, 14] und weitere Literaturhinweise darin verwiesen.

In den folgenden Kapiteln 3 bis 7 studieren wir die Produktion einzelner schwerer Selekttronen durch Elektron-Elektron-Streuung im Detail. Zuerst werden die Kinematik der Produktionsprozesse mit anschließenden Zerfällen dargestellt (Kap. 3) und ihre Amplituden einmal manifest lorentzinvariant und einmal nach expliziten Helizitätszuständen entwickelt angegeben (Kap. 4). Anschließend untersuchen wir nacheinander die Prozesse $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ (Kap. 5) und $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ (Kap. 6) im Hinblick auf ihre Wirkungsquerschnitte, die Abhängigkeit von den Selekttronenmassen und der Strahlpolarisation und den Einfluß des Mischungscharakters der Neutralinos und Charginos. Außerdem stellen wir dar, wie sich diese Prozesse im NMSSM und im E_6 -Modell verhalten. Abschließend beschäftigen wir uns im Kapitel 7 jeweils mit dem experimentellen Untergrund und der Extrahierbarkeit des Signals aus diesem.

Im Kapitel 8 werden danach die drei Beschleunigermodi e^+e^- , e^-e^- und $e^- \gamma$ im Hinblick auf die Erzeugung einzelner schwerer Selekttronen verglichen. Wir betrachten dazu die wichtigsten Maschinenparameter, die jeweils zu erwartenden Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten und den experimentellen Untergrund.

Abschließend werden im Kapitel 9 die Ergebnisse zusammengefasst.

Um dem Leser den Überblick zu erleichtern, wurden die getroffenen Konventionen und die wichtigsten Bezeichnungen nochmals im Anhang A zusammengestellt. Im Anhang B stellen wir einen für Rechnungen mit polarisierten Teilchenstrahlen und zur Untersuchung von spinkorrelierten Zerfällen geeigneten Formalismus, der im Kapitel 4 verwendet wird, und das Weizsäcker-Williams-Verfahren zum Umgang mit quasi-reellen Photonen vor.

Kapitel 2

Minimale und erweiterte Supersymmetrie

In diesem Kapitel stellen wir zwei Modelle mit erweiterter Supersymmetrie vor und entwickeln sie jeweils aus dem MSSM. Das MSSM wird dabei als bekannt vorausgesetzt; wir beschränken uns darauf, die Lagrangedichte und einige Aspekte der Gauginomischung und aus dem Sleptonensektor zu zitieren. Einführungen ins MSSM findet man z. B. bei Simonsen [11] und Martin [12]. Für Literatur zu den erweiterten Modellen verweisen wir auf [13, 14] und Referenzen in diesen Arbeiten. In der Notation halten wir uns eng an [15].

2.1 MSSM, NMSSM und E_6 -Modell

Das MSSM löst als Erweiterung des Standardmodells zwar dessen Hierarchie- und Finetuningproblem und besitzt diesem gegenüber ästhetische Vorzüge [14, 16], bringt aber seinerseits das sogenannte μ -Problem [17, 18] mit sich. Dieses besteht darin, daß im Superpotential des MSSM der Term $\mu H_1 H_2$ auftritt, der mit dem Parameter μ eine neue Massenskala einführt. Um aufwendiges Finetuning zu vermeiden, müßte deren Größenordnung die der Skala der Supersymmetriebrechung sein. Eine in eine großvereinheitlichte Theorie eingebundene Supersymmetrie bringt aber nur die GUT-Skala mit, sodaß $\mathcal{O}(\mu) = m_{GUT}$ gelten sollte. Dieser Widerspruch kann im sogenannten Nichtminimalen Supersymmetrischen Standardmodell NMSSM¹ [19, 20] aufgelöst werden. Es unterscheidet sich vom

¹Die englische Bezeichnung next-to-minimal supersymmetric standard model ist treffender als die deutsche, da das NMSSM nur eine von vielen möglichen nichtminimalen Erweiterungen ist.

MSSM durch die Addition eines chiralen Supermultipletts, das aus einem komplexen Higgs-Singulett N und seinem Superpartner \tilde{N} besteht. Zusätzlich zum μ -Term tritt dann im Superpotential (siehe Abschnitt 2.2) der Ausdruck $\lambda H_1 H_2 N$ auf, sodaß das Produkt des dimensionslosen Parameters λ und des Vakuumerwartungswerts x des Singuletts N die Rolle von μ übernimmt und $\mu = 0$ gesetzt werden kann. Unter der Annahme, daß das NMSSM bis zur GUT-Skala störungstheoretisch beschreibbar ist, gilt $\mathcal{O}(\lambda) = 1$, und mit $\mathcal{O}(x) = 1$ TeV liegt λx in der zur Lösung des μ -Problems benötigten Größenordnung von 1 TeV. Weitere Vorteile des NMSSM sind der einfachere Einbezug der Gravitation ohne die Notwendigkeit von top-Schleifen und die Abschwächung bestehender Massenschranken z. B. für das Higgs-Boson, sodaß das NMSSM u. U. realisiert sein kann, selbst wenn das MSSM experimentell ausgeschlossen werden sollte [13].

Auf der anderen Seite leidet das NMSSM selbst wiederum unter dem sogenannten Domain-Wall-Problem [21]. Der zuvor erwähnte Term im Superpotential ersetzt den μ -Term des MSSM nur, wenn man ins NMSSM eine zusätzliche, diskrete \mathbb{Z}_3 -Symmetrie einführt, die allerdings während der elektroschwachen Symmetriebrechung auch gebrochen wird. Aufgrund der kausalen Horizonte im expandierenden Universum treten Bereiche verschiedener Vakua auf, die durch Domain Walls getrennt sind, welche eine phänomenologisch inakzeptable Energiedichte aufweisen. Eine mögliche Erweiterung des NMSSM besteht daher darin, in die SM-Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ einen neuen Faktor $U(1)_{Y'}$ einzuführen [22], in den die \mathbb{Z}_3 -Symmetrie eingebettet wird. Solche Modelle werden als E_6 -Modelle bezeichnet, da sie sich als effektive Niederenergiemodelle von Theorien mit der Symmetriegruppe E_6 interpretieren lassen;² diese Gruppe tritt bei der Kompaktifizierung von $E_8 \times E'_8$ -Superstringtheorien als Eichgruppe an der Vereinheitlichungsskala auf. Durch die neue Symmetrie werden ein neues Eichboson Z' und sein Superpartner \tilde{Z}' eingeführt; alle Teilchen erhalten eine neue $U(1)_{Y'}$ -Quantenzahl Y' . Um dem Z' eine Masse zu geben, benötigt man wiederum einen erweiterten Higgs-Sektor, in unserem Fall ein zusätzliches Higgs-Singulett N . Im E_6 -Modell treten außerdem exotische Teilchen auf, die benötigt werden, um die Multipletts der erweiterten Darstellung aufzufüllen [22, 23]. Wir gehen hier davon aus, daß sie schwer genug sind, um für unsere Zwecke außer acht gelassen werden zu können [14].

Für die systematische Betrachtung der Selektionenerzeugung sind das NMSSM und das obige E_6 -Modell mit Rang 5 und einem zusätzlichen Higgs-Singulett vor allem deshalb interessant, weil sie erlauben, daß die rechten Selekttronen schwerer

²Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die E_6 zur Eichgruppe des SM zu brechen. Neben dem erwähnten Rang-5-Modell mit einem zusätzlichen $U(1)$ -Faktor, das wir betrachten, sind auch Modelle mit mehreren $U(1)$ - oder $SU(2)$ -Faktoren untersucht worden [14].

als die linken sind. Sollte sich dies experimentell herausstellen, wäre dieser Befund nicht im Rahmen des MSSM erklärbar. Wir betrachten daher die Produktion einzelner, schwerer Selektrenen in allen drei Modellen. Neuere Überblicke über die betrachteten Modelle findet man in [18, 24]. In Tabelle 2.1 sind die Bezeichnungen für die Eichbosonen und ihre Superpartner zusammengefaßt. Die Tabelle 2.2 enthält die Materiemultipletts und Bezeichnungen für ihre Komponentenfelder. Für die $SU(2)$ -Dubletts wurden die Abkürzungen Q, \tilde{Q} etc. eingeführt, die im folgenden Abschnitt eine kompakte Formulierung der Lagrangedichte erlauben. Der obere Block enthält die MSSM-Fermionen, ihre Superpartner und ihre Quantenzahlen bzgl. der üblichen Eichsymmetrien, der untere die NMSSM- und E_6 -Teilchen N und \tilde{N} . In der rechten Spalte sind die $U(1)_{Y'}$ -Quantenzahlen des E_6 -Modells aufgeführt.

Symmetrie	SM-Eichboson	Superpartner
$SU(3)_C$	acht Gluonen g	acht Gluinos \tilde{g}
$SU(2)_L$	W_μ^a	\tilde{W}^a
$U(1)_Y$	B_μ	\tilde{B}
$U(1)_{Y'}$	Z'_μ	\tilde{Z}'

Tabelle 2.1: Die Eichbosonen und ihre supersymmetrischen Partner in MSSM und NMSSM (oberer Teil) und im E_6 -Modell mit der Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}$.

Um die Massenaufspaltung zwischen den Standardmodell-Teilchen und ihren Superpartnern in die eben skizzierten Modelle einzubauen, bietet es sich vom phänomenologischen Standpunkt her an, wie im Fall des MSSM explizit symmetriebrechende Terme zur Lagrangedichte zu addieren. Verwendet man sogenannte weich brechende Terme, so bleibt die Higgsmasse vor quadratischen Korrekturen geschützt, es werden allerdings viele Parameter eingeführt, die experimentell zu bestimmen sind.

Alle drei Modelle enthalten per Konstruktion Wechselwirkungen, die die Baryonenzahl B und die Leptonenzahl L ändern. Diese kann man mithilfe einer zusätzlichen \mathbb{Z}_2 -Symmetrie eliminieren. Fordert man die Erhaltung einer neuen, multiplikativen Quantenzahl, der R -Parität

$$R = (-1)^{2S+3B+L} \quad (2.1)$$

– S bezeichne hierbei den Spin eines Teilchens –, so verschwinden die experimentell bereits ausgeschlossenen B - und L -verletzenden Terme. Die interessan-

SM-Teilchen	Superpartner	$SU(3)_C$	T_{3L}	Y	Y'
$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	3	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1/3	2/3
$U = u_R^\dagger$	$\tilde{U} = \tilde{u}_R^\dagger$	$\bar{\mathbf{3}}$	0	-4/3	2/3
$D = d_R^\dagger$	$\tilde{D} = \tilde{d}_R^\dagger$	$\bar{\mathbf{3}}$	0	2/3	-2/3
$L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l_L \end{pmatrix}$	$\tilde{L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_l \\ \tilde{l}_L \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	-1/3
$R = l_R^\dagger$	$\tilde{R} = \tilde{l}_R^\dagger$	1	0	2	2/3
$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix}$	$\tilde{H}_1 = \begin{pmatrix} \psi_{H_1}^1 \\ \psi_{H_1}^2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	-1/3
$H_2 = \begin{pmatrix} H_2^1 \\ H_2^2 \end{pmatrix}$	$\tilde{H}_2 = \begin{pmatrix} \psi_{H_2}^1 \\ \psi_{H_2}^2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	-4/3
N	\tilde{N}	1	0	0	5/3

Tabelle 2.2: Die Materiemultipletts und ihre Komponentenfelder im MSSM (oberer Block) und in den erweiterten Modellen (untere Zeile). Die rechte Spalte enthält die Quantenzahlen bzgl. der zusätzlichen $U(1)_{Y'}$ -Symmetrie im E_6 -Modell. Ein Generationenindex an den Materiefeldern und ihren Superpartnern wurde unterdrückt.

te Konsequenz der R -Paritätserhaltung ist, daß supersymmetrische Teilchen nur paarweise erzeugt werden können und daß das leichteste, das LSP, stabil ist.

2.2 Die Lagrangedichten

Wir geben in diesem Abschnitt die Lagrangedichten von MSSM, NMSSM und E_6 -Modell an [15, 25, 26]. Da diese Modelle chiral sind, bietet sich für die Fermionenfelder eine Darstellung in Weylspinoren an. Wir beschränken uns auf die elektroschwachen Anteile, denn nur diese sind später von Bedeutung. Generationenindizes werden unterdrückt; es ist jeweils über die drei Teilchengenerationen zu summieren.

Im NMSSM und im E_6 -Modell konstruiert man die Lagrangedichten genauso wie im MSSM. Wir führen dies nicht vor, sondern geben nur die Substitutionen an, die für die Erweiterungen benötigt werden.

Das Teilchenspektrum ist wie oben erklärt für das NMSSM und das E_6 -Modell jeweils um die Felder N und \tilde{N} zu ergänzen. Die kovariante Ableitung des MSSM

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 T^i W_\mu^i + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (2.2)$$

wird wegen der gleichen Eichgruppen auch für das NMSSM benutzt. Die kovariante Ableitung des E_6 -Modells ist

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 T^i W_\mu^i + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig' \frac{Y'}{2} Z'_\mu \quad (2.3)$$

mit einem zusätzlichen Summanden für die neue $U(1)_{Y'}$ -Symmetrie. T^i ($i = 1, 2, 3$), Y und Y' bezeichnen die $SU(2)_L$ -, $U(1)_Y$ - und $U(1)_{Y'}$ -Generatoren und g_2 , g_1 und g' die zugehörigen Kopplungsstärken; es gilt $g' = g_1 \tan \theta_W$ [14].

Das MSSM-Superpotential

$$W = \mu \epsilon^{ij} H_1^i H_2^j + f \epsilon^{ij} H_1^i L^j R \quad (2.4)$$

muß für das NMSSM um einen kubischen N -Term ergänzt werden, um eine Peccei-Quinn-Symmetrie zu vermeiden, die nach ihrer Brechung ein masseloses Goldstone-Boson zurücklassen würde [27]. Außerdem geht ein trilinearere Kopplungsterm der Higgsfelder ein. Damit kann der Parameter μ , der im MSSM eine neue Massenskala einführt, im NMSSM durch das Produkt aus dem Vakuumerwartungswert x des Higgsingulett N und dem Kopplungsparameter λ ersetzt werden:

$$W = \lambda \epsilon^{ij} H_1^i H_2^j N - \frac{1}{3} k N^3 + f \epsilon^{ij} H_1^i L^j R. \quad (2.5)$$

Das Superpotential des E_6 -Modells benötigt keinen Zusatzterm, weil in diesem Fall keine Peccei-Quinn-Symmetrie auftritt; die Higgskopplung an das neue Singulett muß aber auch hier hinzugefügt werden:

$$W = \lambda \epsilon^{ij} H_1^i H_2^j N + f \epsilon^{ij} H_1^i L^j R. \quad (2.6)$$

Der total antisymmetrische Tensor ϵ ist definiert durch $\epsilon^{12} = 1$; an der Yukawakopplung f wurde der Generationenindex unterdrückt.

Die Lagrangedichte \mathcal{L} besteht aus einem exakt supersymmetrischen Term \mathcal{L}_{susy} und einem explizit supersymmetriebrechenden Term \mathcal{L}_{soft} :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{susy} + \mathcal{L}_{soft}. \quad (2.7)$$

\mathcal{L}_{susy} läßt sich in einen leptonischen, einen die Eichmultipletts und einen die Higgsmultipletts enthaltenden Term aufteilen:

$$\mathcal{L}_{susy} = \mathcal{L}_{lepton} + \mathcal{L}_{eich} + \mathcal{L}_{higgs}. \quad (2.8)$$

In \mathcal{L}_{susy} kommt zu jedem Materiemultipllett M ein Hilfsfeld F_M und zu jedem Eichmultipllett X ein Hilfsfeld D_X vor, das man zwischenzeitlich einführen muß, um die Supersymmetrie abseits der Massenschale zu schließen. Diese Hilfsfelder können mithilfe ihrer Bewegungsgleichungen wieder eliminiert werden und hinterlassen dabei eine Vielzahl an Nichteichwechselwirkungen. Wir subtrahieren diese Terme von \mathcal{L}_{lepton} , \mathcal{L}_{eich} und \mathcal{L}_{higgs} und fassen sie in einem Summanden \mathcal{L}_F , der aus den F -Feldern hervorgeht und einem Summanden \mathcal{L}_D , der aus den D -Feldern hervorgeht, neu zusammen:

$$\mathcal{L}_{susy} = \mathcal{L}'_{lepton} + \mathcal{L}'_{eich} + \mathcal{L}'_{higgs} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_D. \quad (2.9)$$

Mit den konjugierten Paulimatrizen $\bar{\sigma}^0 = \sigma^0$, $\bar{\sigma}^i = -\sigma^i$ und den Feldstärketenoren

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.10)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.11)$$

lauten die MSSM-Beiträge:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{lepton} &= (D^\mu \tilde{L})^\dagger (D_\mu \tilde{L}) + (D^\mu \tilde{R})^\dagger (D_\mu \tilde{R}) - i \bar{L} \bar{\sigma}^\mu D_\mu L - i \bar{R} \bar{\sigma}^\mu D_\mu R \\ &+ \sqrt{2} i \tilde{L}^\dagger \left(g_2 T^i \tilde{W}^i - \frac{1}{2} g_1 \tilde{B} \right) L - \sqrt{2} i \bar{L} \left(g_2 T^i \tilde{W}^i - \frac{1}{2} g_1 \tilde{B} \right) \tilde{L} \\ &+ \sqrt{2} i \tilde{R}^\dagger g_1 \tilde{B} R - \sqrt{2} i \bar{R} g_1 \tilde{B} \tilde{R} \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\mathcal{L}'_{eich} = -i \tilde{W}^i \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{W}^i - i \tilde{B} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{B} - \frac{1}{4} (W^{i\mu\nu} W_{\mu\nu}^i + B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}) \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{higgs} &= (D^\mu H_1)^\dagger (D_\mu H_1) + (D^\mu H_2)^\dagger (D_\mu H_2) \\ &- i \tilde{H}_1 \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{H}_1 - i \tilde{H}_2 \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{H}_2 \\ &+ \sqrt{2} i H_1^\dagger \left(g_2 T^i \tilde{W}^i - \frac{1}{2} g_1 \tilde{B} \right) \tilde{H}_1 - \sqrt{2} i \tilde{H}_1 \left(g_2 T^i \tilde{W}^i - \frac{1}{2} g_1 \tilde{B} \right) H_1 \\ &+ \sqrt{2} i H_2^\dagger \left(g_2 T^i \tilde{W}^i + \frac{1}{2} g_1 \tilde{B} \right) \tilde{H}_2 - \sqrt{2} i \tilde{H}_2 \left(g_2 T^i \tilde{W}^i + \frac{1}{2} g_1 \tilde{B} \right) H_2 \\ &- \epsilon^{ij} \left[\mu \left(\tilde{H}_1^i \tilde{H}_2^j + \tilde{H}_1^j \tilde{H}_2^i \right) + f \left(\tilde{H}_1^i L^j \tilde{R} + \tilde{H}_1^j \bar{L}^i \tilde{R}^\dagger \right) \right] \\ &- \epsilon^{ij} f \left(H_1^i L^j R + H_1^{i\dagger} \bar{L}^j \bar{R} + R \tilde{H}_1^i \tilde{L}^j + \bar{R} \tilde{H}_1^j \tilde{L}^{j\dagger} \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F &= -\mu^2 H_1^\dagger H_1 - \mu^2 H_2^\dagger H_2 - \mu f \left[H_2^\dagger \tilde{L} \tilde{R} + \tilde{L}^\dagger H_2 \tilde{R}^\dagger \right] \\ &- f^2 \left[\tilde{L}^\dagger \tilde{L} \tilde{R}^\dagger \tilde{R} + H_1^\dagger H_1 \left(\tilde{L}^\dagger \tilde{L} + \tilde{R}^\dagger \tilde{R} \right) - H_1^\dagger \tilde{L} \left(H_1^\dagger \tilde{L} \right)^\dagger \right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_D &= -\frac{g_2^2}{2} \left(\tilde{L}^\dagger T^i \tilde{L} + H_1^\dagger T^i H_1 + H_2^\dagger T^i H_2 \right) \left(\tilde{L}^\dagger T^i \tilde{L} + H_1^\dagger T^i H_1 + H_2^\dagger T^i H_2 \right) \\
&\quad - \frac{g^2}{8} \left(\tilde{L}^\dagger \tilde{L} - 2\tilde{R}^\dagger \tilde{R} + H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2 \right) \left(\tilde{L}^\dagger \tilde{L} - 2\tilde{R}^\dagger \tilde{R} + H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2 \right)
\end{aligned} \tag{2.16}$$

Die NMSSM-Lagrangedichte enthält die gleichen Terme \mathcal{L}'_{lepton} , \mathcal{L}'_{eich} und \mathcal{L}_D . In \mathcal{L}_{higgs} ist ein kinetischer Term

$$\mathcal{L}_{N,kin} = (D^\mu N)^\dagger (D_\mu N) \tag{2.17}$$

für das neue Higgsingulett einzufügen. Außerdem ist der μ -Term durch die Higgswechselwirkungen

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{H_1 H_2 N} &= -\lambda \epsilon^{ij} \left(\tilde{N} \tilde{H}_1^i H_2^j + \tilde{N}^\dagger \tilde{\bar{H}}_1^i \bar{H}_2^j + N \tilde{H}_1^i \tilde{H}_2^j \right. \\
&\quad \left. + \bar{N} \tilde{\bar{H}}_1^i \tilde{\bar{H}}_2^j + \tilde{H}_2^i \tilde{N}^\dagger H_1^j + \tilde{\bar{H}}_2^i \tilde{N}^\dagger \bar{H}_1^j \right)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

zu ersetzen. Auch in \mathcal{L}_F sind statt der μ -Terme die neuen Higgsterme

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F,N} &= \lambda^2 |\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j|^2 + k^2 N^4 - \lambda k \epsilon_{ij} H_1^i H_2^j N^{\dagger 2} - \lambda k \epsilon_{ij} (H_1^i H_2^j)^\dagger N^2 \\
&\quad - \lambda^2 \left(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2 \right) N^2 - \lambda f \left(N^\dagger H_2^\dagger \tilde{L} \tilde{R} + H_2 N \tilde{R}^\dagger \tilde{L}^\dagger \right)
\end{aligned} \tag{2.19}$$

zu verwenden.

Für die Lagrangedichte des E_6 -Modells bleiben \mathcal{L}_F und \mathcal{L}_D wie im NMSSM. Abgesehen davon, daß überall für D_μ die kovariante Ableitung (2.3) einzusetzen ist, muß man noch folgende Terme, die die neue Eichwechselwirkung beschreiben, addieren:

$$\mathcal{L}'_{lepton} \rightarrow -\sqrt{2} i g' \left(\frac{1}{2} \tilde{L}^\dagger \tilde{B}' L - \frac{1}{2} \bar{L} \tilde{\bar{B}}' \tilde{L} - \tilde{R}^\dagger \tilde{B}' R - \bar{R} \tilde{\bar{B}}' \tilde{R} \right) \tag{2.20}$$

$$\mathcal{L}'_{eich} \rightarrow -\frac{1}{4} B'^{\mu\nu} B'_{\mu\nu} \quad \text{mit} \quad B'_{\mu\nu} = \partial_\mu B'_\nu - \partial_\nu B'_\mu \tag{2.21}$$

$$\mathcal{L}'_{higgs} \rightarrow -\frac{\sqrt{2}}{2} i g' \left(H_1^\dagger \tilde{B}' \tilde{H}_1 - \tilde{\bar{H}}_1 \tilde{\bar{B}}' H_1 - H_2^\dagger \tilde{B}' \tilde{H}_2 + \tilde{\bar{H}}_2 \tilde{\bar{B}}' H_2 \right). \tag{2.22}$$

Der symmetriebrechende Term \mathcal{L}_{soft} kann in einen skalaren und einen Eichterm

$$\mathcal{L}_{soft} = \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_E \tag{2.23}$$

unterteilt werden, die im MSSM durch

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S = & -m_{\tilde{\nu}}^2 \tilde{\nu}_\ell^\dagger \tilde{\nu}_\ell - m_L^2 \tilde{\ell}_L^\dagger \tilde{\ell}_L - m_R^2 \tilde{\ell}_R^\dagger \tilde{\ell}_R - m_1^2 H_1^\dagger H_1 - m_2^2 H_2^\dagger H_2 \\ & + m_3^2 \epsilon^{ij} (H_1^i H_2^j + h.c.) + \left(f A_f \tilde{L}^i \tilde{R} H_i^j + h.c. \right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\mathcal{L}_E = -\frac{1}{2} M_2 \left(\tilde{W}^a \tilde{W}^a + \bar{\tilde{W}}^a \bar{\tilde{W}}^a \right) - \frac{1}{2} M_1 \left(\tilde{B} \tilde{B} + \bar{\tilde{B}} \bar{\tilde{B}} \right) \quad (2.25)$$

definiert sind. $m_{\tilde{\nu}}^2$, m_L^2 und m_R^2 sind hierin die Sleptonen-, m_1 , m_2 und m_3 die Higgs- und M_2 und M_1 die Gauginomassenparameter. Der letzte Summand in (2.24) bricht die Supersymmetrie des kubischen Terms aus dem Superpotential mit dem Parameter A_f . Für das NMSSM bleibt \mathcal{L}_E gleich und zu \mathcal{L}_F werden ein N -Massenterm und zwei Summanden, die die neuen kubischen Terme im Superpotential brechen,

$$\mathcal{L}_S = -m_4 N N^\dagger + \left(\lambda A_\lambda \epsilon^{ij} H_1^i H_2^j N + \tilde{L}^i \tilde{R} H_1^j + \frac{1}{3} k A_k N^3 + h.c. \right), \quad (2.26)$$

addiert. Für das $E(6)$ -Modell muß in \mathcal{L}_E ein Term $-\frac{1}{2} M' \left(\tilde{B}' \tilde{B}' + \bar{\tilde{B}}' \bar{\tilde{B}}' \right)$, der die neue Wechselwirkung bricht, eingefügt und im NMSSM-Ausdruck für \mathcal{L}_E der Term $\frac{1}{3} k A_k N^3$ subtrahiert werden.

2.3 Die Parameterräume und das Z'

Da sowohl das NMSSM, als auch das E_6 -Modell mit dem MSSM verwandt sind, ähneln sich auch die Parameterräume der drei Modelle.

Die Massenparameter M_2 der $SU(2)_L$ und M_1 der $U(1)_Y$ aus dem MSSM und das Verhältnis der Higgsvakuumerwartungswerte $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ treten auch im NMSSM auf. Neu hinzu kommt der Vakuumerwartungswert x des Higgs-Singulets N . Zusammen mit der trilinearen Kopplung λ aus dem Superpotential ersetzt das Produkt λx den Higgs-Massenparameter μ . Schließlich enthält das Superpotential noch die trilineare Kopplung k . Um CP-Phasen im Sleptonensektor zu vermeiden muß $\lambda k > 0$ gelten und damit das NMSSM störungstheoretisch behandelt werden kann zudem $\lambda, k \leq 1$ (zum Parameterraum des NMSSM siehe [28, 29], Parametergrenzen aus [13, 30]).

Auch in unserem E_6 -Modell mit Rang 5 und einem zusätzlichen Higgs-Singulett benötigt man die Massenparameter M_2 und M_1 und die Parameter $\tan \beta$ und x

aus dem Higgssektor. Für $\tan\beta > 3$ ist die experimentelle Untergrenze aus der direkten Suche nach zusätzlichen Eichbosonen bereits $x \geq 2200$ GeV. Da auch hier das Produkt λx den MSSM-Parameter μ ersetzt, muß $|\lambda|_{max} = \frac{|\mu|_{max}}{x_{min}} \approx 0,23$ gelten, wenn $0 \leq |\mu| \leq 500$ GeV gelten soll. Da im E_6 -Modell der Parameter k nicht erscheint, ist mit dieser Obergrenze für λ auch die Konvergenz der Störungsreihe gesichert. Außerdem braucht man noch einen $U(1)_{Y'}$ -Massenparameter M' (zum Parameterraum des E_6 -Modells siehe [31, 32], Parametergrenzen aus [26]).

Das E_6 -Modell beinhaltet im Sektor der ungeladenen Eichbosonen die Zustände W^3 , B und B' . Geht man zur Basis (γ, Z, Z') über, so ist das Photon schon von den beiden anderen Zuständen entkoppelt. Die Z -artigen Zustände können sich aber noch vermischen. Die indirekte Suche nach neuen Eichbosonen hat den Z - Z' -Mischungswinkel θ' allerdings bereits auf $-0,32^\circ \leq \theta' \leq 0,12^\circ$ [14] eingeschränkt. Deshalb vernachlässigen wir diese Mischung. Außerdem konnte die Masse des neuen Eichbosons Z' durch die direkte Suche des $p\bar{p}$ -Beschleunigers am Tevatron bereits auf $m_{Z'} \geq 690$ GeV [33] festgelegt werden.

2.4 Charginomassen

Da der Charginosektor weder vom Higgs-Singulett N noch von dem neuen Eichboson Z' berührt wird, bleibt er im NMSSM und E_6 -Modell wie im MSSM.

Für die Diskussion von Wirkungsquerschnitten sind die Massen und Mischungen der Charginos von Bedeutung. Da wir uns hauptsächlich mit dem leichteren Chargino im Endzustand beschäftigen werden, zeigt die Abbildung 2.1 dessen Masse in Abhängigkeit von M_2 und μ . Auf Abbildung 2.2 ist sein Gauginoanteil dargestellt. Die senkrechten Kanten markieren die Grenzen des bereits experimentell ausgeschlossenen Bereichs gemäß $m_{\tilde{\chi}_1^-} > 94$ GeV [33]. Die Matrizen U und V , die die Charginomassenmatrix diagonalisieren, definieren wir durch $\chi_k^+ = V_{k1}\tilde{W}^+ + V_{k2}\psi_{H_2}^1$ und $\chi_k^- = U_{k1}\tilde{W}^- + V_{k2}\psi_{H_1}^2$. Der Charginosektor ist vom $U(1)$ -Massenparameter M_1 unabhängig.

2.5 Neutralinomischung

Die Neutralinomasseneigenzustände sind Linearkombinationen aus den Superpartnern der ungeladenen Eich- und Higgsbosonen. Es gibt daher im MSSM vier, in NMSSM fünf und im hier betrachteten E_6 -Modell mit einem zusätzlichen

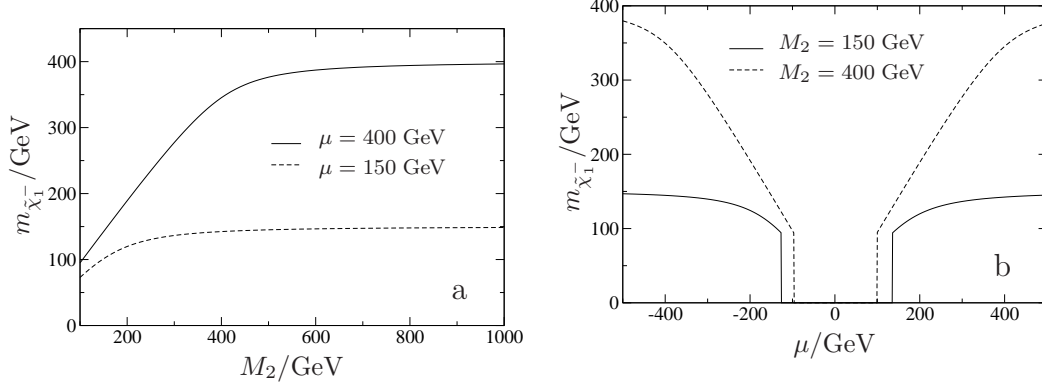


Abbildung 2.1: a) Masse $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ des leichteren Charginos in Abhängigkeit von M_2 für $\mu = 400$ GeV und $\mu = 150$ GeV; b) $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ in Abhängigkeit von μ für $M_2 = 150$ GeV und $M_2 = 400$ GeV. Weiter wurde jeweils $\tan\beta = 30$ gesetzt. Die senkrechten Kanten markieren die Grenzen des bereits experimentell ausgeschlossenen Bereichs.

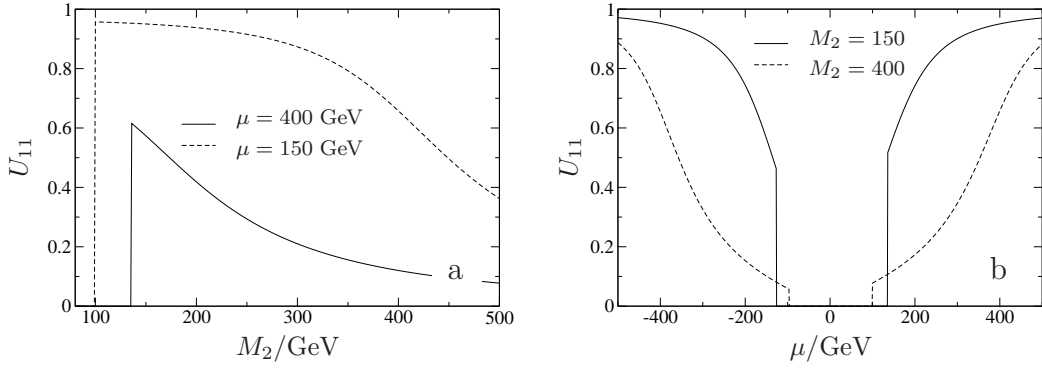


Abbildung 2.2: a) Gauginoanteil U_{11} des leichteren Charginos in Abhängigkeit von M_2 für $\mu = 400$ GeV und $\mu = 150$ GeV; b) U_{11} in Abhängigkeit von μ für $M_2 = 150$ GeV und $M_2 = 400$ GeV. Weiter wurde jeweils $\tan\beta = 30$ gesetzt. Die senkrechten Kanten markieren die Grenzen des bereits experimentell ausgeschlossenen Bereichs.

$U(1)$ -Faktor sechs Neutralinos. Wählt man geeignete Basen für die Neutralino-Weylspinoren ψ_0 , so kann man die Neutralinomassenterme jeweils in die Form

$$\mathcal{L}_{m_{\tilde{\chi}_i^0}} = -\frac{1}{2} (\psi_0)^T Y \psi^0 \quad (2.27)$$

bringen. Um die Massenmischungsmatrix Y für alle drei Modelle kompakt angeben zu können, wählen wir vorerst die Basen

$$\text{MSSM: } \psi_0 = (-i\tilde{\gamma}, -i\tilde{Z}, \psi_H^a, \psi_H^b)^T \quad (2.28)$$

$$\text{NMSSM: } \psi_0 = (-i\tilde{\gamma}, -i\tilde{Z}, \psi_H^a, \psi_H^b, \psi_N)^T \quad (2.29)$$

$$E_6 : \psi_0 = (-i\tilde{\gamma}, -i\tilde{Z}, \psi_H^a, \psi_H^b, \psi_N, -i\tilde{Z}')^T. \quad (2.30)$$

Definiert man nun

$$X = \left(\begin{array}{cccc|cc|cc} X_{11} & X_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ X_{12} & X_{22} & m_Z & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_Z & -\lambda x \sin 2\beta & \lambda x \cos 2\beta & 0 & 0 & X_{36} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda x \cos 2\beta & \lambda x \sin 2\beta & \lambda\sqrt{2}\frac{m_W}{g_2} & 0 & X_{46} & 0 \\ \hline 0 & 0 & 0 & \lambda\sqrt{2}\frac{m_W}{g_2} & -2kx & 0 & Y'(N)g'\frac{x}{\sqrt{2}} & 0 \\ \hline 0 & 0 & X_{36} & X_{46} & Y'(N)g'\frac{x}{\sqrt{2}} & 0 & M' & 0 \end{array} \right) \quad (2.31)$$

mit den Einträgen

$$X_{11} = M_2 \sin^2 \theta_W + M_1 \cos^2 \theta_W \quad (2.32)$$

$$X_{12} = (M_2 - M_1) \sin \theta_W \cos \theta_W \quad (2.33)$$

$$X_{22} = M_2 \cos^2 \theta_W + M_1 \sin^2 \theta_W \quad (2.34)$$

$$X_{36} = m_W \tan \theta_W [Y'(H_1^1) \cos^2 \beta - 4Y'(H_1^2) \sin^2 \beta] \quad (2.35)$$

$$X_{46} = \frac{1}{2} m_W \tan \theta_W [Y'(H_1^1) + Y'(H_1^2)] \sin 2\beta, \quad (2.36)$$

so muß man in (2.27)

- für das MSSM die linke obere 4×4 -Matrix von X mit der Ersetzung $\lambda x = \mu$,
- für das NMSSM die linke obere 5×5 -Matrix von X und
- für das E_6 -Modell die komplette Matrix X mit $k = 0$

anstelle von Y verwenden [13, 14, 26]. Wir halten noch fest, daß das Singlino in (2.31) im Grenzfall ($\lambda \rightarrow 0 \wedge \lambda x \rightarrow \mu$) von der $MSSM$ -Massenmatrix entkoppelt.

Üblicherweise (siehe z. B. [26]) benutzt man statt (2.30)

$$E_6: \quad \psi_0 = (-i\tilde{\gamma}, -i\tilde{Z}, -i\tilde{Z}', \psi_H^a, \psi_H^b, \psi_N)^T; \quad (2.37)$$

in dieser Basis ist die Verwandtschaft der verschiedenen Modelle aber nicht so offensichtlich.

2.6 Selektrenenmassen

Nachdem die Supersymmetrie gebrochen wurde, treten in den Lagrangedichten Mischungsterme zwischen linken und rechten Sleptonen auf, die aber für Selektrenen vernachlässigt werden können, da sie proportional zur Elektronenmasse sind.

Außerdem sind die linken und rechten Sfermionenmassen nach der Symmetriebrechung nicht mehr entartet. Geht man von einer gemeinsamen Masse m_0 aller skalaren Teilchen an der GUT-Skala aus, so kann man im MSSM aus den Renormierungsgruppengleichungen die Beziehung

$$m_{\tilde{f}_{L/R}}^2 = m_f^2 + m_0^2 + C(\tilde{f}_{L/R})M_2^2 + m_Z^2 \cos 2\beta (T_{3f} - e_f \sin^2 \theta_W) \quad (2.38)$$

für die Sleptonenmassen herleiten. Hierin bezeichnen $C(\tilde{f}_R) \approx 0,23$ und $C(\tilde{f}_L) \approx 0,79$ dimensionslose Parameter [34, 35].

Für die Selektrenenmassen ergibt sich also

$$m_{\tilde{e}_L}^2 = m_0^2 + 0,79M_2^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) \quad (2.39)$$

$$m_{\tilde{e}_R}^2 = m_0^2 + 0,23M_2^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W, \quad (2.40)$$

d. h. im MSSM sind die rechten Selektrenen immer leichter als die linken. Dies gilt ebenso für das NMSSM. Im E_6 -Modell muß in die Gleichungen (2.39) und (2.40) ein weiterer Summand eingefügt werden, der aus den D -Termen des neuen Eichbosons entsteht und dessen Wechselwirkung mit dem skalaren Higgspotential berücksichtigt [36]. Da er für linke Selektrenen negativ und für rechte Selektrenen positiv ist, sind in Modellen mit zusätzlichen $U(1)$ -Symmetrien die rechten Selektrenen bei Gültigkeit der Relation (2.38) für die skalaren Massen schwerer als die linken, siehe auch Abschnitt 6.8.2.

Elektron-Sneutrinos werden in den betrachteten Prozessen nicht reell erzeugt, kommen aber als Austauscheteilchen vor. Ihre Masse ist

$$m_{\tilde{\nu}}^2 = m_0^2 + 0,79M_2^2 + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos 2\beta. \quad (2.41)$$

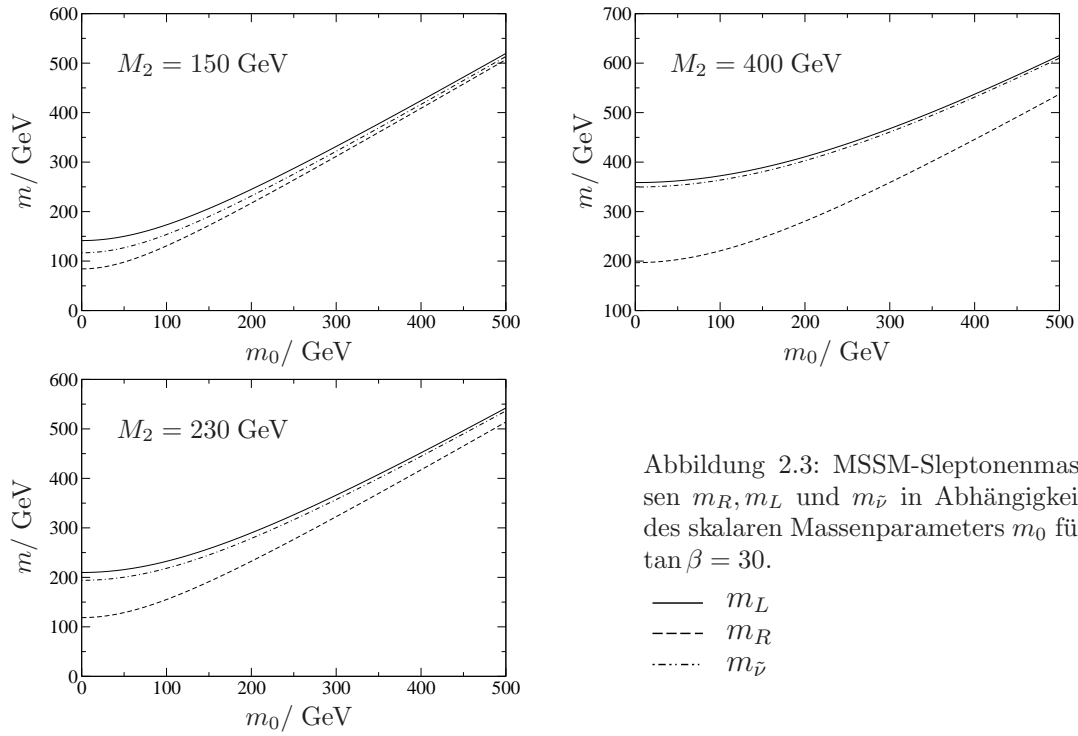
Die Massendifferenz von linken Selektrenen und Elektron-Sneutrinos wird modellunabhängig einzig vom Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung erzeugt und ist gegeben durch

$$m_L^2 - m_{\tilde{\nu}}^2 = -m_W^2 \cos 2\beta. \quad (2.42)$$

Sie liegt für alle $\tan \beta > 1$ im Bereich weniger Prozent.

Die Vereinigung der Massen an der GUT-Skala kann als zu testende Hypothese betrachtet werden. Zu diesem Zweck ist es nötig, die Selektrenenmassen nicht ausschließlich mit Hilfe von (2.39) und (2.40) aneinander zu koppeln, sondern im Rahmen der experimentellen Grenzen als frei zu betrachten. Zur Auswertung werden später beide Möglichkeiten herangezogen.

Um einen Eindruck vom Einfluß des Massenparameters m_0 auf die Sleptonenmassen im MSSM zu bekommen, wurde er in Abbildung 2.3 für die drei Werte $M_2 = 150$ GeV, 400 GeV und 230 GeV, die später auch zur numerischen Auswertung verwendet werden, aufgetragen; weiter gilt $\tan \beta = 30$.



Kapitel 3

Kinematik

Nun wenden wir uns der Kinematik von $(2 \rightarrow 3)$ -Prozessen mit anschließenden $(1 \rightarrow 2)$ -Zerfällen, wie sie in den folgenden Kapiteln benötigt wird, zu.¹

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ eines Streuprozesses kann in der Form

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{J}|^2}{F} dLips \quad (3.1)$$

geschrieben werden [38]. Das Phasenraumelement $dLips$ und der Flußfaktor F werden im Abschnitt 3.2 aufgestellt; hierzu wählen wir im nächsten Abschnitt ein geeignetes Koordinatensystem. $|\mathcal{J}|^2$ bezeichnet das Betragsquadrat der Übergangsamplitude (B.39) und wird im Kapitel 4 explizit angegeben.

3.1 Koordinatensystem

Wir werden uns mit Prozessen beschäftigen, bei denen zwei Elektronen in ein Selektron, ein Neutralino oder Chargino und ein Lepton übergehen, wobei das Lepton stabil ist und die beiden anderen Teilchen zerfallen. Da nur Leptonen der ersten Generation vorkommen, können sie im Vergleich zu den schweren supersymmetrischen Teilchen als masselos betrachtet werden.

¹Eine ausführliche Darstellung der Parametrisierung von Dreiteilchenphasenräumen findet man in [37].

3.1.1 Produktion

Zur Beschreibung des Produktionsprozesses wird das Laborsystem gewählt, das gleichzeitig das Schwerpunktsystem ist. Die Viererimpulse der eingehenden Elektronen seien $k_1 = (E, \vec{k}_1)$ und $k_2 = (E, \vec{k}_2 = -\vec{k}_1)$; die des entstehenden Selektrens, Neutralinos bzw. Charginos und des Leptons werden mit p_1 , p_2 und p_3 bezeichnet. Diese Größen können in Abhängigkeit von genau fünf unabhängigen Variablen dargestellt werden; wir wählen hierfür die Energien des Selektrens E_1 und des Endzustandsleptons E_3 und drei Winkel ϕ_1 , ϕ_2 und θ_1 .

Die Energie der Elektronen ist jeweils E ; damit ist die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem $2E$ und die Energie des entstehenden Neutralinos bzw. Charginos $E_2 = 2E - E_1 - E_3$. Für die Beträge der Dreierimpulse verwenden wir die Bezeichnungen

$$K_{1/2} := |\vec{k}_{1/2}| = E \quad (3.2)$$

$$P_{1/2} := |\vec{p}_{1/2}| = \sqrt{E_{1/2}^2 - m_{1/2}^2} \quad (3.3)$$

$$P_3 := |\vec{p}_3| = E_3; \quad (3.4)$$

hierbei sei m_1 vorerst die Masse des Selektrens und m_2 die des Neutralinos bzw. Charginos;² die Leptonenmassen werden vernachlässigt. Das Koordinatensystem soll so liegen, daß sich das entstehende Selektron in positiver z -Richtung bewegt, siehe Abbildung 3.1. Der Impuls des einen einlaufenden Elektrons schließe mit dem des Selektrens den Winkel θ_1 ein, sein Azimut sei ϕ_1 .

Die Winkel θ_3 zwischen \vec{p}_1 und \vec{p}_3 und θ_2 zwischen \vec{p}_1 und \vec{p}_2 berechnen sich zu

$$\cos \theta_2 = \frac{P_3^2 - P_1^2 - P_2^2}{2P_1P_2} \quad \text{und} \quad \cos \theta_3 = \frac{P_2^2 - P_1^2 - P_3^2}{2P_1P_3}. \quad (3.5)$$

Der Azimut der Vektoren \vec{p}_2 und \vec{p}_3 ist noch frei und wird mit ϕ_2 bezeichnet. Insgesamt erhält man also die Viererimpulse

$$k_1 = E \begin{pmatrix} 1 \\ \sin \theta_1 \cos \phi_1 \\ \sin \theta_1 \sin \phi_1 \\ \cos \theta_1 \end{pmatrix}, \quad k_2 = E \begin{pmatrix} 1 \\ -\sin \theta_1 \cos \phi_1 \\ -\sin \theta_1 \sin \phi_1 \\ -\cos \theta_1 \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

$$p_1 = \begin{pmatrix} E_1 \\ 0 \\ 0 \\ P_1 \end{pmatrix}, \quad p_2 = \begin{pmatrix} E_2 \\ P_2 \sin \theta_2 \cos \phi_2 \\ P_2 \sin \theta_2 \sin \phi_2 \\ P_2 \cos \theta_2 \end{pmatrix}, \quad p_3 = E_3 \begin{pmatrix} 1 \\ \sin \theta_3 \cos \phi_2 \\ \sin \theta_3 \sin \phi_2 \\ \cos \theta_3 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

²Später verwenden wir zur Unterscheidung der Massen der linken und rechten Selektren die Bezeichnungen m_L und m_R , für die Charginomassen $m_{\tilde{\chi}_k^-}$ und für die Neutralinomassen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$.

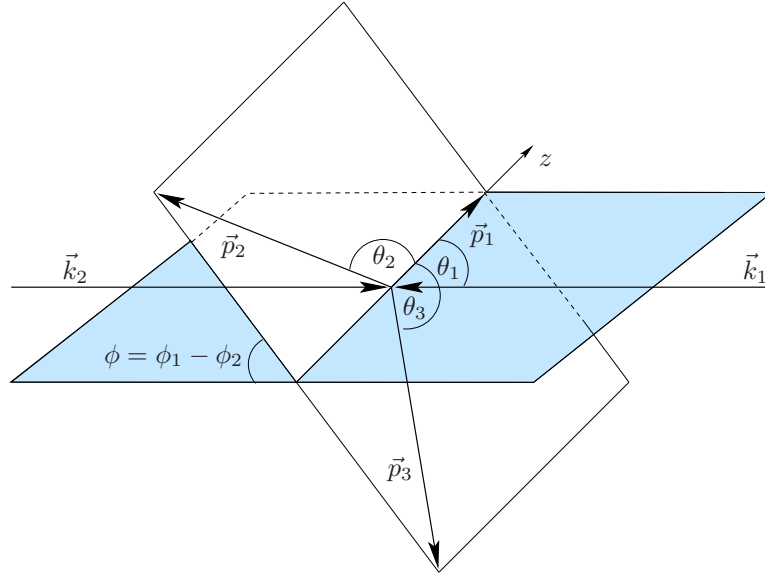


Abbildung 3.1: Veranschaulichung von Impulsen und Winkeln im gewählten Koordinatensystem. Die Ebene, auf die sich die Azimute ϕ_1 und ϕ_2 beziehen, ist nur bei transversaler Strahlpolarisation von Bedeutung und wurde nicht dargestellt.

Statt der Winkel ϕ_1 und ϕ_2 können auch die Winkel ϕ_1 und $\phi := \phi_1 - \phi_2$ benutzt werden. ϕ ist dann der Winkel zwischen der Produktionsebene $\langle \vec{k}_1, \vec{p}_1 \rangle$ und der Streuebene $\langle \vec{p}_1, \vec{p}_2 \rangle$ und kann ausintegriert werden, da er nur bei transversaler Polarisation von Bedeutung ist. In der Tabelle A.1 findet man eine Zusammenstellung aller verwendeten kinematischen Größen.

3.1.2 Zerfälle

Ein Teilchen mit dem Impuls $p_0 = (E_0, P_0 \sin \theta_0 \cos \phi_0, P_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0, P_0 \cos \theta_0)^T$ zerfällt in zwei Teilchen mit den Viererimpulsen q_1 und q_2 und den Massen m_{q_1} und m_{q_2} . Als unabhängige Koordinaten zu ihrer Beschreibung wählen wir den Winkel ϕ_{q_1} zwischen \vec{q}_1 und der Normalenebene von \vec{p}_0 und die Energie E_{q_1} des Teilchens mit dem Impuls q_1 , siehe Abbildung 3.2. Die Energie des anderen Zerfallsprodukts ist dann $E_{q_2} = E_0 - E_{q_1}$ und die Beträge der Dreierimpulse sind

$$Q_{1/2} := |\vec{q}_{1/2}| = \sqrt{E_{q_{1/2}}^2 - m_{q_{1/2}}^2}. \quad (3.8)$$

Für die Winkel θ_{q_1} bzw. θ_{q_2} zwischen \vec{q}_1 bzw. \vec{q}_2 und \vec{p}_0 gilt

$$\cos \theta_{q_1} = \frac{P_0^2 + Q_1^2 - Q_2^2}{2P_0Q_1}, \quad \cos \theta_{q_2} = \frac{P_0^2 - Q_1^2 + Q_2^2}{2P_0Q_2}. \quad (3.9)$$

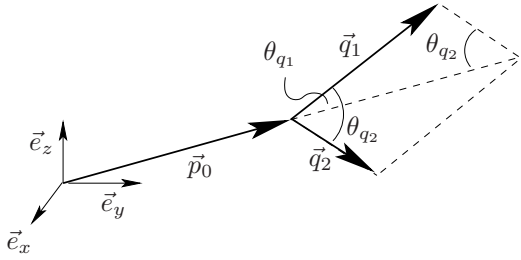


Abbildung 3.2: Lagebeziehungen der Zerfallsimpulse \vec{q}_1 , \vec{q}_2 zueinander und zu \vec{p}_0 . Der Übersichtlichkeit halber ist der Winkel ϕ_{q_1} zwischen \vec{q}_1 und der Normalenebene von \vec{p}_0 nicht eingezeichnet.

Da \vec{p}_0 , \vec{q}_1 und \vec{q}_2 in einer Ebene liegen, schließt auch q_2 mit der Normalenebene von \vec{p}_0 den Winkel ϕ_{q_1} ein. Damit sind die Zerfallsviererimpulse

$$q_{1/2} = \begin{pmatrix} E_{q_{1/2}} \\ P_0 \sin \theta_0 \cos \phi_0 + Q_{1/2} \sin \theta_{q_{1/2}} \cos \phi_{q_1} \\ P_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0 + Q_{1/2} \sin \theta_{q_{1/2}} \sin \phi_{q_1} \\ P_0 \cos \theta_0 + Q_{1/2} \cos \theta_{q_{1/2}} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

vollständig bekannt. Mit p_1 bzw. p_2 aus (3.7) anstelle von p_0 erhält man daraus explizit die Impulse der Zerfallsprodukte des Selektrens bzw. des Charginos.

Aus den Ausdrücken (3.6), (3.7) und (3.10) für die Impulse kann man mithilfe von $\cos \angle(\vec{a}, \vec{b}) = \frac{\vec{a} \cdot \vec{b}}{|\vec{a}| |\vec{b}|}$ alle Winkel zwischen den Teilchen berechnen. Wir interessieren uns speziell für die Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte im Laborsystem, d. h. für die Winkel zwischen $\vec{q}_{1/2}$ und \vec{k}_1 . Da der Selektrenimpuls mit der z -Richtung des Koordinatensystems zusammenfällt, nehmen die Impulse aus dem Selektrenzerfall besonders einfache Gestalt an. Insbesondere sind die Polarwinkel gleichzeitig die Streuwinkel im Laborsystem.

3.2 Phasenraum

Wir betrachten Prozesse, die aus einer Produktion und anschließenden Zerfällen bestehen und folgende Impulsbilanzen aufweisen:

$$k_1 + k_2 = p_1 + p_2 + p_3 \quad (3.11)$$

$$p_1 = q_1 + q_2 \quad (3.12)$$

$$p_2 = r_1 + r_2. \quad (3.13)$$

Für das Phasenraumelement $dLips$ des Gesamtprozesses [39, 40] gilt daher

$$dLips = \frac{1}{(2\pi)^9} \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 \vec{p}_i}{2E_i} \prod_{i=1}^2 \frac{d^3 \vec{q}_i}{2E_{q_i}} \prod_{i=1}^2 \frac{d^3 \vec{r}_i}{2E_{r_i}} \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - q_1 - q_2 - r_1 - r_2 - p_3) \quad (3.14)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^5} \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 \vec{p}_i}{2E_i} \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - p_1 - p_2 - p_3) \left. \vphantom{\prod_{i=1}^3} \right\} dLips^P$$

$$\frac{1}{(2\pi)^2} \prod_{i=1}^2 \frac{d^3 \vec{q}_i}{2E_{q_i}} \delta^{(4)}(p_1 - q_1 - q_2) \left. \vphantom{\prod_{i=1}^2} \right\} dLips_q^Z$$

$$\frac{1}{(2\pi)^2} \prod_{i=1}^2 \frac{d^3 \vec{r}_i}{2E_{r_i}} \delta^{(4)}(p_2 - r_1 - r_2) \left. \vphantom{\prod_{i=1}^2} \right\} dLips_r^Z \quad (3.15)$$

Die Faktoren $dLips^P$, $dLips_q^Z$ und $dLips_r^Z$ können nun einzeln aufgestellt werden.

3.2.1 Produktion

Wir beginnen mit dem Phasenraumelement der Produktion,

$$dLips^P = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2} \frac{d^3 \vec{p}_3}{2E_3} \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - p_1 - p_2 - p_3) \quad (3.16)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2} \frac{1}{2E_3} \delta(2E - E_1 - E_2 - E_3). \quad (3.17)$$

Da E_2 keine unabhängige Variable ist,

$$E_2 = \sqrt{P_2^2 + m_2^2} = \sqrt{P_1^2 + P_3^2 + 2P_1 P_3 \cos \theta_3 + m_2^2}, \quad (3.18)$$

ergibt sich

$$\delta(E_2(\cos \theta_3)) = \left| \frac{\partial E_2}{\partial \cos \theta_3} \right|_{\cos \theta_3 = \epsilon}^{-1} \cdot \delta(\cos \theta_3 - \epsilon) = \frac{E_2}{P_1 P_3} \delta(\cos \theta_3 - \epsilon), \quad (3.19)$$

wobei ϵ der Bedingung $2E - E_1 - E_2(\epsilon) - E_3 \stackrel{!}{=} 0$ genügen muß. Damit wird die Beziehung (3.17) zu

$$dLips^P = \frac{1}{256\pi^5} dE_1 dE_3 \sin \theta_1 d\theta_1 d\phi_1 d\phi_2. \quad (3.20)$$

Die Azimute ϕ_1 und ϕ_2 werden jeweils von 0 bis 2π integriert und der Polarwinkel θ_1 von 0 bis π . Die Grenzen der Integration über E_3 folgen aus der Bedingung $|\epsilon| \leq 1$:

$$E_{3,min/max} = \frac{4E(E - E_1) + m_1^2 - m_2^2}{2(2E - E_1 \pm \sqrt{E_1^2 - m_1^2})}. \quad (3.21)$$

$E_{1,max}$ erhält man unter Vernachlässigung der Leptonenmasse aus der Beziehung $(p_2 + p_3)^2 \geq m_2^2$:

$$E_{1,max} = \frac{4E^2 + m_1^2 - m_2^2}{4E}. \quad (3.22)$$

Im anderen Extremfall wird das Seletron in Ruhe erzeugt. Seine Minimalenergie ist daher

$$E_{1,min} = m_1. \quad (3.23)$$

3.2.2 Zerfall

Das Zerfallsphasenraumelement $dLips_q^Z$ erhält man genauso aus

$$dLips_q^Z = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{d^3\vec{q}_1}{2E_{q_1}} \frac{d^3\vec{q}_2}{2E_{q_2}} \delta^{(4)}(p_0 - q_1 - q_2). \quad (3.24)$$

Die Relation

$$E_{q_2} = \sqrt{Q_2^2 + m_{q_2}^2} = \sqrt{P_0^2 + Q_1^2 - 2P_0Q_1 \cos \theta_{q_1} + m_{q_2}^2} \quad (3.25)$$

führt hier auf

$$\delta(E_{q_2}(\cos \theta_{q_1})) = \left| \frac{\partial E_{q_2}}{\partial \cos \theta_{q_1}} \right|_{\cos \theta_{q_1} = \epsilon}^{-1} \cdot \delta(\cos \theta_{q_1} - \epsilon) = \frac{E_0 - E_{q_1}}{P_0 Q_1} \delta(\cos \theta_{q_1} - \epsilon), \quad (3.26)$$

wobei ϵ der Bedingung $E_0 - E_{q_1} - E_{q_2}(\epsilon) \stackrel{!}{=} 0$ genügen muß. Insgesamt wird die Beziehung (3.24) damit zu

$$dLips_q^Z = \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{P_0} dE_{q_1} d\phi_{q_1}. \quad (3.27)$$

Der Winkel ϕ_{q_1} wird über das Intervall $[0; 2\pi]$ integriert. Die Grenzen der E_{q_1} -Integration ergeben sich aus der Bedingung $|\epsilon| \leq 1$ zu

$$E_{q_1,min/max} = \frac{m_1^2 - m_{q_2}^2}{2(E_0 \pm Q_0)}. \quad (3.28)$$

Das Phasenraumelement $dLips_r^Z$ des anderen Zerfalls berechnet man analog.

Flußfaktor

Der Flußfaktor lautet in seiner allgemeinsten Form [38]

$$F = 4\sqrt{(k_1 k_2)^2 - m_e^4}. \quad (3.29)$$

Mit $(k_1 k_2)^2 = 2E^2$ und der Elektronenmasse $m_e = 0$ erhält man hier

$$F = 8E^2. \quad (3.30)$$

Kapitel 4

Amplituden

In diesem und den folgenden Kapiteln 5 bis 7 wird die Produktion einzelner schwerer Selektrenen zusammen mit Neutralinos bzw. Charginos durch Elektron-Elektron-Streuung im Detail studiert. Solche Prozesse können erstmals in dritter störungstheoretischer Ordnung auftreten; folgende Übergänge sind möglich:

$$e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_i^0 e^- \quad (4.1)$$

$$e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_k^- \nu_e. \quad (4.2)$$

Grundsätzlich können einzelne Selektrenen auch via

$$e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\nu}_e W^- \quad (4.3)$$

erzeugt werden. Weil die Sneutrinos etwa so schwer wie die linken Selektrenen sind (siehe Abschn. 2.6), ist der durch diesen Prozess für die Selektrenenmassen zugängliche Bereich aber gegenüber der Selektrenenpaarproduktion nicht erweitert. Für den Inhalt dieser Arbeit ist (4.3) daher uninteressant und wird nicht weiter betrachtet.

In diesem Kapitel werden die Helizitätsamplituden der Prozesse (4.1) und (4.2) auf Baumgraphenniveau aufgestellt. Wir geben sie sowohl manifest kovariant als auch im Koordinatensystem aus dem Abschnitt 3.1 an. Für die Komponentenfelder und Kopplungsfaktoren wird die Notation von Haber und Kane [15] verwendet. Die Neutralinoindizes i und j können im MSSM die Werte 1 bis 4 annehmen; im NMSSM gilt $i, j = 1, \dots, 5$ und im E_6 -Modell $i, j = 1, \dots, 6$.

4.1 Manifest kovariante Amplituden

4.1.1 Selektion-Neutralino-Produktion

Zur Selektionenerzeugung unter Neutralinobegleitung (4.1) tragen in allen drei Modellen Subprozesse mit $e\gamma$ -, eZ -, $\tilde{e}\tilde{\chi}_i^0$ -, $\tilde{e}\gamma$ -, $\tilde{e}Z$ - und $Z\tilde{\chi}_i^0$ -Austausch bei (siehe Abb. 4.1, Graphen 1 bis 7). Im E_6 -Modell kommen außerdem drei Gra-

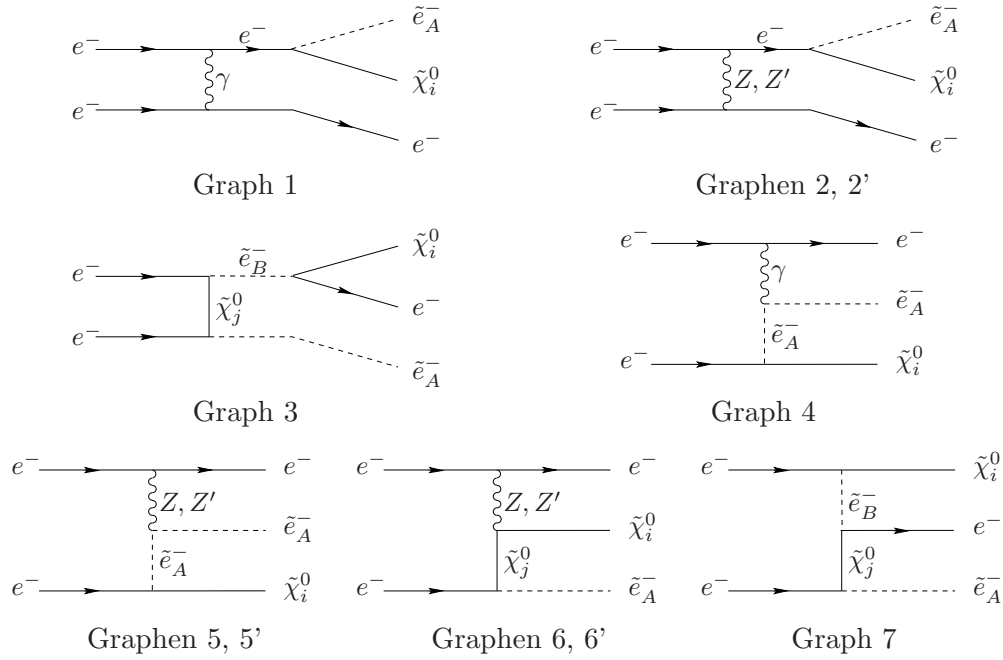


Abbildung 4.1: Feynmandiagramme zum Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_i^0 e^-$. Außer den abgebildeten tragen noch die gekreuzten mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen bei.

phen mit eZ' -, $\tilde{e}Z'$ - und $Z'\tilde{\chi}_i^0$ -Austausch (Graphen 2', 5', 7') vor. In vierkomponentigen Feldern ausgedrückt sind die relevanten Terme der Wechselwirkungs-Lagrangedichte des MSSM und NMSSM daher [13, 15, 41]

$$\mathcal{L}_{ee\gamma} = g \sin \theta_W A_\mu \bar{e} \gamma^\mu e \quad (4.4)$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{e}\tilde{\chi}_i^0} = g f_{\tilde{e}i}^L \bar{\tilde{e}} P_R \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\ell}_L + g f_{\tilde{e}i}^R \bar{\tilde{e}} P_L \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\ell}_R + h.c. \quad (4.5)$$

$$\mathcal{L}_{eeZ} = -\frac{g}{\cos \theta_W} Z_\mu \bar{e} \gamma^\mu (L_e P_L + R_e P_R) e \quad (4.6)$$

$$\mathcal{L}_{Z\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} Z_\mu \tilde{\chi}_i^0 \gamma^\mu (O_{ij}^{L} P_L + O_{ij}^{R} P_R) \tilde{\chi}_j^0 \quad (4.7)$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{e}\tilde{e}\gamma} = ig \sin \theta_W A_\mu \left(\tilde{e}_L^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{e}_L + \tilde{e}_R^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{e}_R \right) \quad (4.8)$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{e}\tilde{e}Z} = -\frac{ig}{\cos\theta_W} Z_\mu \left(L_e \tilde{e}_L^* \overleftrightarrow{\partial} \tilde{e}_L + R_e \tilde{e}_R^* \overleftrightarrow{\partial} \tilde{e}_R \right); \quad (4.9)$$

für die Ladung des Elektrons gilt $e = g \sin\theta_W > 0$. Aus dem E_6 -Modell braucht man zusätzlich [14]

$$\mathcal{L}_{eeZ'} = -\frac{g'}{\cos\theta_W} Z'_\mu \bar{e} \gamma^\mu (L'_e P_L + R'_e P_R) e \quad (4.10)$$

$$\mathcal{L}_{Z'\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0} = \frac{g'}{2\cos\theta_W} Z'_\mu \tilde{\chi}_i^0 \gamma^\mu \left(\hat{O}_{ij}^{\prime L} P_L + \hat{O}_{ij}^{\prime R} P_R \right) \tilde{\chi}_j^0 \quad (4.11)$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{e}\tilde{e}Z'} = -\frac{ig'}{\cos\theta_W} Z'_\mu \left(Y'_{eL} \tilde{e}_L^* \overleftrightarrow{\partial} \tilde{e}_L + Y'_{eR} \tilde{e}_R^* \overleftrightarrow{\partial} \tilde{e}_R \right). \quad (4.12)$$

Hier wurde die geringe Mischung zwischen dem Z und dem Z' vernachlässigt. Die Kopplungskonstanten sind durch

$$L_\ell = T_{3\ell} - e_\ell \sin^2\theta_W \quad (4.13)$$

$$R_\ell = -e_\ell \sin^2\theta_W \quad (4.14)$$

$$f_{\ell i}^L = -\sqrt{2} \left[\frac{1}{\cos\theta_W} (T_{3\ell} - e_\ell \sin^2\theta_W) N_{i2} + e_\ell \sin\theta_W N_{i1} \right] \quad (4.15)$$

$$f_{\ell i}^R = -\sqrt{2} e_\ell \sin\theta_W [\tan\theta_W N_{i2}^* - N_{i1}^*] \quad (4.16)$$

$$O_{ij}^{\prime L} = -\frac{1}{2} [(N_{i3} N_{j3}^* - N_{i4} N_{j4}^*) \cos 2\beta + (N_{i3} N_{j4}^* + N_{i4} N_{j3}^*) \sin 2\beta] \quad (4.17)$$

$$O_{ij}^{\prime R} = -O_{ij}^{\prime L*} \quad (4.18)$$

$$\hat{O}_{ij}^{\prime L} = -\frac{1}{2} [(N_{i4} N_{j4}^* - N_{i5} N_{j5}^*) \cos 2\beta + (N_{i4} N_{j5}^* + N_{i5} N_{j4}^*) \sin 2\beta] \quad (4.19)$$

$$\hat{O}_{ij}^{\prime R} = -\hat{O}_{ij}^{\prime L*} \quad (4.20)$$

gegeben; e_ℓ bezeichnet die Ladungsquantenzahl des Fermions ℓ , und L'_e und R'_e in (4.10) seien definiert durch

$$L'_e = \frac{1}{2} Y'(e_L) \quad (4.21)$$

$$R'_e = \frac{1}{2} Y'(e_R) \quad (4.22)$$

mit den $U(1)_{Y'}$ -Quantenzahlen $Y'(e_{L/R})$ des links- bzw. rechtshändigen Elektrons (siehe Tab. 2.2). Die Matrix N , die die Neutralinomassenmatrix diagonalisiert, ist jeweils in der Wechselwirkungsbasis $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0)$ im MSSM, $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0, \tilde{N})$ im NMSSM und $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{Z}', \tilde{H}_a^0, \tilde{H}_b^0, \tilde{N})$ im E_6 -Modell dargestellt.

(4.13) bis (4.16) werden mit den Quantenzahlen aus Tabelle 2.2 zu

$$L_e = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \quad (4.23)$$

$$R_e = \sin^2 \theta_W \quad (4.24)$$

$$f_{ei}^L = -\sqrt{2} \left[\frac{1}{\cos \theta_W} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) N_{i2} - \sin \theta_W N_{i1} \right] \quad (4.25)$$

$$f_{ei}^R = \sqrt{2} \sin \theta_W [\tan \theta_W N_{i2}^* - N_{i1}^*]. \quad (4.26)$$

Außer den abgebildeten tragen noch die gekreuzten Graphen mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen zur Amplitude bei. Die Gesamtamplitude ist also

$$\mathcal{T}_{fi} = \mathcal{T}_{fi}(e_1^-, e_2^-) - \mathcal{T}_{fi}(e_2^-, e_1^-), \quad (4.27)$$

wobei im MSSM und NMSSM

$$\mathcal{T}_{fi}(e_1^-, e_2^-) = \mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 + \mathcal{T}_3 + \mathcal{T}_4 + \mathcal{T}_5 + \mathcal{T}_6 + \mathcal{T}_7 \quad (4.28)$$

und im $E(6)$ -Modell

$$\mathcal{T}_{fi}(e_1^-, e_2^-) = \mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 + \mathcal{T}_3 + \mathcal{T}_4 + \mathcal{T}_5 + \mathcal{T}_6 + \mathcal{T}_7 + \mathcal{T}_{2'} + \mathcal{T}_{5'} + \mathcal{T}_{6'} \quad (4.29)$$

gilt. $\mathcal{T}_{fi}(e_2^-, e_1^-)$ erhält man aus (4.28) bzw. (4.29) durch die Substitution $(k_1, \lambda_1) \rightleftharpoons (k_2, \lambda_2)$. Da die beiden Terme in (4.27) durch das Vertauschen der einlaufenden Elektronen, also zweier identischer Fermionen, auseinander hervorgehen, sind sie voneinander zu subtrahieren. Die Einzelamplituden \mathcal{T}_1 bis $\mathcal{T}_{5'}$ sind

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_1 = & g^3 \sin^2 \theta_W f_{ei}^{A*} D_{\mu\nu}(p_3 - k_2) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu u(k_2, \lambda_2) \} \\ & \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_A S_F(p_1 + p_2) \gamma^\nu u(k_1, \lambda_1) \} \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_2 = & \frac{g^3}{\cos^2 \theta_W} f_{ei}^{A*} \Delta_{\mu\nu}^Z(p_3 - k_2) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu [L_e P_L + R_e P_R] u(k_2, \lambda_2) \} \\ & \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_A S_F(p_1 + p_2) \gamma^\nu [L_e P_L + R_e P_R] u(k_1, \lambda_1) \} \end{aligned} \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_3 = & -g^3 f_{ei}^B f_{ej}^{B*} f_{ej}^{A*} D_F^{(B)}(p_2 + p_3) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) P_{B'} v(p_2, \lambda_3) \} \\ & \{ \bar{v}(k_2, \lambda_2) P_A S_F^{(j)}(p_1 - k_2) P_B u(k_1, \lambda_1) \} \end{aligned} \quad (4.32)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_4 = & -g^3 \sin^2 \theta_W f_{ei}^{A*} D_{\mu\nu}(k_1 - p_3) D_F^{(A)}(k_2 - p_2) (k_2 + p_1 - p_2)^\nu \\ & \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu u(k_1, \lambda_1) \} \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_A u(k_2, \lambda_2) \} \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_5 &= -\frac{g^3}{\cos^2 \theta_W} f_{ei}^{A*} \Delta_{\mu\nu}^Z(k_1 - p_3) D_F^{(A)}(k_2 - p_2) A_e(k_2 + p_1 - p_2)^\nu \\ &\quad \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu [L_e P_L + R_e P_R] u(k_1, \lambda_1) \} \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_A u(k_2, \lambda_2) \} \end{aligned} \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_6 &= \frac{g^3}{\cos^2 \theta_W} f_{ej}^{A*} \Delta_{\mu\nu}^Z(k_1 - p_3) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu [L_e P_L + R_e P_R] u(k_1, \lambda_1) \} \\ &\quad \left\{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) \gamma^\nu [O_{ij}^{\prime L} P_L + O_{ij}^{\prime R} P_R] S_F^{(j)}(k_2 - p_1) P_A u(k_2, \lambda_2) \right\} \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_7 &= g^3 f_{ej}^B f_{ej}^{A*} f_{ei}^{B*} D_F^{(B)}(k_1 - p_2) \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_B u(k_1, \lambda_1) \} \\ &\quad \left\{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) P_{B'} S_F^{(j)}(k_2 - p_1) P_A u(k_2, \lambda_2) \right\} \end{aligned} \quad (4.36)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{2'} &= \frac{g'^2 g}{\cos^2 \theta_W} f_{ei}^{A*} \Delta_{\mu\nu}^{Z'}(p_3 - k_2) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu [L'_e P_L + R'_e P_R] u(k_2, \lambda_2) \} \\ &\quad \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_A S_F(p_1 + p_2) \gamma^\nu [L'_e P_L + R'_e P_R] u(k_1, \lambda_1) \} \end{aligned} \quad (4.37)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{5'} &= -\frac{g'^2 g}{\cos^2 \theta_W} f_{ei}^{A*} \Delta_{\mu\nu}^{Z'}(k_1 - p_3) D_F^{(A)}(k_2 - p_2) Y'_{e_A}(k_2 - p_2 + p_1)^\nu \\ &\quad \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu [L'_e P_L + R'_e P_R] u(k_1, \lambda_1) \} \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_A u(k_2, \lambda_2) \} \end{aligned} \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{6'} &= \frac{g'^2 g}{\cos^2 \theta_W} f_{ej}^{A*} \Delta_{\mu\nu}^{Z'}(p_3 - k_1) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu [L'_e P_L + R'_e P_R] u(k_1, \lambda_1) \} \\ &\quad \left\{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) \gamma^\nu \left[\hat{O}_{ij}^{\prime L} P_L + \hat{O}_{ij}^{\prime R} P_R \right] S_F^{(j)}(k_2 - p_1) P_A u(k_2, \lambda_2) \right\} \end{aligned} \quad (4.39)$$

mit den Projektoren $P_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$, $A_e = L_e, R_e$ und den Photon-, W -, Z -, Z' -, Elektron-, Selektion- und Neutralinopropagatoren

$$D_{\mu\nu}(k) = \frac{-g_{\mu\nu}}{k^2} \quad (4.40)$$

$$\Delta_{\mu\nu}^X(k) = \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{M_X^2}}{k^2 - M_X^2}, \quad X = W, Z, Z' \quad (4.41)$$

$$S_F(k) = \frac{\not{k} + m_e}{k^2 - m_e^2} \quad (4.42)$$

$$D_F^{(A)}(k) = \frac{1}{k^2 - m_A^2} \quad (4.43)$$

$$S_F^{(i)}(k) = \frac{\not{k} + m_{\tilde{\chi}_i^0}}{k^2 - m_{\tilde{\chi}_i^0}^2}; \quad (4.44)$$

in (4.32) ist statt (4.43) der s -Kanal-Propagator

$$D_F^{(B)}(k) = \frac{1}{k^2 - m_B^2 + im_B\Gamma_B} \quad (4.45)$$

mit der totalen Zerfallsbreite Γ_B des B -Selektrons zu verwenden (s. Abschnitt 4.3). Von nun an bezeichne m_A die Masse eines A -Selektrons, $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ die des i . Neutralinos und $m_{\tilde{\chi}_k^-}$ die des k . Charginos. Die Amplituden (4.37) bis (4.39) des E_6 -Modells erhält man entweder durch Rechnung direkt aus der Lagrangedichte oder mithilfe der Substitution $(g, Z, A_e, O_{ij}^{\prime\prime A}) \Leftrightarrow (g', Z', A'_e, \hat{O}_{ij}^{\prime\prime A})$ für $A = L, R$ aus (4.31), (4.34) und (4.35).

4.1.2 Selektion-Chargino-Produktion

Zur Selektionenerzeugung unter Charginobegleitung (4.2) tragen in allen drei Modellen auf Baumgraphenniveau die Feynmandiagramme der Abbildung 4.2 bei. Daher benötigt man von der Lagrangedichte zusätzlich zu (4.4) bis (4.9)

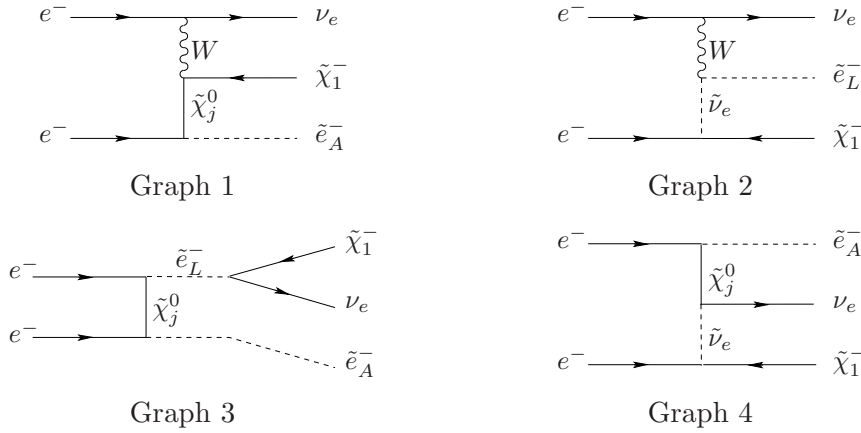


Abbildung 4.2: Feynmandiagramme zum Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_k^- \nu_e$. Außer den abgebildeten tragen noch die gekreuzten mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen bei.

noch die Terme [15, 41]

$$\mathcal{L}_{e\nu_e W^-} = -\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu P_L e + h.c. \quad (4.46)$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{e}_L \tilde{\nu}_e W^-} = -\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \left(\tilde{\nu}_e^* \overleftrightarrow{\partial}^\mu \tilde{e}_L^- \right) + h.c. \quad (4.47)$$

$$\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e \tilde{\chi}_k^+} = -g\bar{e} P_R V_{k1} \tilde{\chi}_k^C \tilde{\nu}_e + h.c. \quad (4.48)$$

$$\mathcal{L}_{\nu_e \tilde{e} \tilde{\chi}_k^+} = -g\bar{\nu}_e P_R U_{k1} \tilde{\chi}_k \tilde{e}_L^- + h.c. \quad (4.49)$$

$$\mathcal{L}_{W-\tilde{\chi}_k^+\chi_i^0} = gW_\mu^-\tilde{\chi}_i^0\gamma^\mu [O_{ik}^L P_L + O_{ik}^R P_R] \tilde{\chi}_k^+ + h.c. \quad (4.50)$$

mit den Kopplungskonstanten

$$O_{ik}^L = -(1/\sqrt{2})(\cos\beta N_{i4} - \sin\beta N_{i3})V_{k2}^* + (\sin\theta_W N_{i1} + \cos\theta_W N_{i2})V_{k1}^* \quad (4.51)$$

$$O_{ik}^R = +(1/\sqrt{2})(\sin\beta N_{i4}^* + \cos\beta N_{i3}^*)U_{k2} + (\sin\theta_W N_{i1}^* + \cos\theta_W N_{i2}^*)U_{k1}. \quad (4.52)$$

Die Matrizen U und V , die die Charginomassenmatrix diagonalisieren, sind durch $\chi_k^+ = V_{k1}\tilde{W}^+ + V_{k2}\psi_{H_2}^1$ und $\chi_k^- = U_{k1}\tilde{W}^- + V_{k2}\psi_{H_1}^2$ definiert; hierbei seien χ_k^\pm die Weylspinoren der Charginos. Für Neutrinos mit $e_\nu = 0$ und $T_{3\nu} = \frac{1}{2}$ werden (4.15) und (4.16) zu

$$f_{\nu i}^L = -\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{1}{\cos\theta_W} N_{i2} \quad (4.53)$$

$$f_{\nu i}^R = 0. \quad (4.54)$$

Insgesamt ergibt sich die Übergangsamplitude

$$\mathcal{T}_{fi} = \mathcal{T}_{fi}(e_1^-, e_2^-) - \mathcal{T}_{fi}(e_2^-, e_1^-) \quad (4.55)$$

mit

$$\mathcal{T}_{fi}(e_1^-, e_2^-) = \mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 + \mathcal{T}_3 + \mathcal{T}_4 \quad (4.56)$$

und den Einzelamplituden

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_1 = & \frac{g^3}{\sqrt{2}} f_{ej}^{A*} \Delta_{\mu\nu}^W(k_1 - p_3) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu P_L u(k_1, \lambda_1) \} \\ & \left\{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) (O_{jk}^L P_L + O_{jk}^R P_R) \gamma^\nu S_F^{(j)}(k_2 - p_1) P_A u(k_2, \lambda_2) \right\} \end{aligned} \quad (4.57)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_2 = & -\frac{g^3}{2} V_{k1}^* D_F^{(\nu)}(k_2 - p_2) \Delta_{\mu\nu}^W(k_1 - p_3) (k_2 + p_1 - p_2)^\nu \\ & \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_L u(k_2, \lambda_2) \} \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) \gamma^\mu P_L u(k_1, \lambda_1) \} \end{aligned} \quad (4.58)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_3 = & g^3 f_{ej}^{A*} f_{ej}^{L*} U_{k1} D_F^{(L)}(p_2 + p_3) \{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) P_R v(p_2, \lambda_3) \} \\ & \left\{ \bar{v}(k_1, \lambda_1) P_L S_F^{(j)}(k_2 - p_1) P_A u(k_2, \lambda_2) \right\} \end{aligned} \quad (4.59)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_4 = & -g^3 f_{\nu j}^L f_{ej}^{A*} V_{k1}^* D_F^{(\nu)}(k_2 - p_2) \{ \bar{u}(p_2, \lambda_3) P_L u(k_2, \lambda_2) \} \\ & \left\{ \bar{u}(p_3, \lambda_4) P_R S_F^{(j)}(k_1 - p_1) P_A u(k_1, \lambda_1) \right\}. \end{aligned} \quad (4.60)$$

In (4.59) ist wieder

$$D_F^{(L)}(k) = \frac{1}{k^2 - m_L^2 + im_L \Gamma_L} \quad (4.61)$$

mit der totalen Zerfallsbreite Γ_L des L -Selektrons zu verwenden (s. Abschnitt 4.3).

Im Fall der assoziierten Selektion-Chargino-Produktion unterscheiden sich die MSSM-, NMSSM- und E_6 -Übergangsamplituden nur in den unterschiedlichen Wertebereichen, die der Neutralinoindex i durchläuft [13, 14].

Die Amplituden (4.30) bis (4.39) und (4.57) bis (4.60) wurden direkt aus der Lagrangedichte abgeleitet, da die Feynmanregeln für Diracfermionen wegen des Auftretens von Neutralinofeldern nicht angewandt werden können. Regeln, die auch bei Prozessen mit Majoranateilchen gelten, findet man in [42] und [43].

4.2 Explizite Helizitätsamplituden

Wir geben nun noch die explizite Gestalt der Helizitätsamplituden im Koordinatensystem aus dem Abschnitt 3.1 an. Der dazu benötigte Formalismus wird im Anhang B.3 erklärt, wo man auch einen Vergleich der Vor- und Nachteile von manifest kovarianten und expliziten Amplituden findet.

Die Amplituden sind gemäß den Abbildungen 4.1 und 4.2 mit den Nummern der Diagramme, zu denen sie gehören, der Art des Selektrons im Endzustand und ggf. der Art eines Austausch-Selektrons indiziert. Außerdem wurden die Helizitäten der eingehenden Elektronen als hochgestellte und die der produzierten Fermionen als tiefgestellte Indizes vermerkt, z. B.

$$\mathcal{T}_{1^{++}}^{L--} := \mathcal{T}_{1, \lambda_3=+\frac{1}{2}, \lambda_4=+\frac{1}{2}}^{L, \lambda_1=-\frac{1}{2}, \lambda_2=-\frac{1}{2}}. \quad (4.62)$$

λ_3 ist dabei dem Neutralino bzw. Chargino und λ_4 dem Lepton zugeordnet, siehe auch Tabelle A.1. Als Abkürzungen für häufig auftretende Ausdrücke werden

$$\epsilon^\pm := \sqrt{E_2 + m_{\tilde{\chi}_k^-/\tilde{\chi}_i^0}} \pm \sqrt{E_2 - m_{\tilde{\chi}_k^-/\tilde{\chi}_i^0}} \quad (4.63)$$

$$a(\gamma, \alpha, \beta) = e^{i\gamma} \cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2} - \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\beta}{2} \quad (4.64)$$

$$b(\gamma, \alpha, \beta) = \cos \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\beta}{2} + e^{i\gamma} \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2} \quad (4.65)$$

$$c(\gamma, \alpha, \beta) = e^{i\gamma} \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\beta}{2} + \cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2} \quad (4.66)$$

$$d(\gamma, \alpha, \beta) = \cos \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\beta}{2} - e^{i\gamma} \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2} \quad (4.67)$$

verwendet. In den Propagatoren treten Quadrate von Differenzen von Impulsen auf, die folgende Energie- und Winkelabhängigkeiten besitzen:

$$(k_1 - p_1)^2 = m_1^2 - 2EE_1 + 2EP_1 \cos \theta_1 \quad (4.68)$$

$$(k_1 - p_2)^2 = m_2^2 - 2EE_2 + 2EP_2(\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2) \quad (4.69)$$

$$(k_1 - p_3)^2 = -2EE_3 + 2EE_3(\cos \theta_1 \cos \theta_3 + \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_3) \quad (4.70)$$

$$(k_2 - p_1)^2 = m_1^2 - 2EE_1 - 2EP_1 \cos \theta_1 \quad (4.71)$$

$$(k_2 - p_2)^2 = m_2^2 - 2EE_2 - 2EP_2(\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2) \quad (4.72)$$

$$(k_2 - p_3)^2 = -2EE_3 - 2EE_3(\cos \theta_1 \cos \theta_3 + \cos \phi \sin \theta_1 \sin \theta_3) \quad (4.73)$$

$$(p_1 + p_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2P_1P_2 \cos(\theta_2 + \theta_3) \quad (4.74)$$

$$(p_2 + p_3)^2 = m_2^2 + 2E_2E_3 - 2P_2E_3 \cos \theta_2. \quad (4.75)$$

Aus den Amplituden der Graphen 1, 3, 4 und 7 für $\tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_i^0$ -Produktion kann man durch Substitutionen alle weiteren Amplituden erhalten. Wir beschränken uns daher darauf, diese Beiträge explizit anzugeben und führen ansonsten nur die erforderlichen Substitutionen auf. Außerdem ist es nicht nötig, die gekreuzten Amplituden eigens darzustellen, da man sie aus den angegebenen erhält, indem man die Impulse k_1 und k_2 und die Helizitäten λ_1 und λ_2 vertauscht und die Winkel θ_1 , ϕ und ϕ_1 durch $\pi - \theta_1$, $\pi + \phi$ und $\pi + \phi_1$ ersetzt. Im übrigen sind alle anderen, nicht aufgeführten Helizitätsamplituden Null.

4.2.1 Selektion-Neutralino-Produktion

Mit den Definitionen

$$\mathcal{F}_1^A = -\frac{4g^3 \sin^2 \theta_W f_{ei}^{A*} E \sqrt{E_3}}{(k_2 - p_3)^2 (p_1 + p_2)^2} \quad (4.76)$$

$$\mathcal{F}_2^A = -\frac{4g^3 f_{ei}^{A*} A_e E \sqrt{E_3}}{\cos^2 \theta_W [(k_2 - p_3)^2 - m_Z^2] (p_1 + p_2)^2} \quad (4.77)$$

$$\mathcal{F}_3^{AB} = -\frac{2g^3 f_{ei}^B f_{ej}^{A*} f_{ej}^{B*} E \sqrt{E_3}}{[(p_2 + p_3)^2 - m_B^2 + i\Gamma_B m_B] [(k_2 - p_1)^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2]} \quad (4.78)$$

$$\mathcal{F}_4^A = \frac{4g^3 \sin^2 \theta_W f_{ei}^{A*} E \sqrt{E_3}}{(k_1 - p_3)^2 [(k_2 - p_2)^2 - m_A^2]} \quad (4.79)$$

$$\mathcal{F}_5^A = \frac{4g^3 f_{ei}^{A*} A_e E \sqrt{E_3}}{\cos^2 \theta_W [(k_1 - p_3)^2 - m_Z^2] [(k_2 - p_2)^2 - m_A^2]} \quad (4.80)$$

$$\mathcal{F}_6^A = -\frac{4g^3 f_{ej}^{A*} E \sqrt{E_3}}{\cos^2 \theta_W [(k_1 - p_3)^2 - m_Z^2] [(k_2 - p_1)^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2]} \quad (4.81)$$

$$\mathcal{F}_7^{AB} = \frac{2g^3 f_{ei}^{B*} f_{ej}^B f_{ej}^{A*} E \sqrt{E_3}}{[(k_1 - p_2)^2 - m_B^2][(k_2 - p_1)^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2]} \quad (4.82)$$

für $A, B \in \{L, R\}$ lassen sich die Helizitätsamplituden der Graphen 1, 3, 4 und 7 schreiben als

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{1_{++}^{L+-}} = & \mathcal{F}_1^L \epsilon^+ b(\phi, \theta_1, \theta_3) \{ (E_1 + E_2) d(\phi, \theta_2, \theta_1) \\ & + E_3 [\cos \theta_3 b(\phi, \theta_1, \theta_2) - e^{i\phi} \sin \theta_3 a(-\phi, \theta_1, \theta_2)] \} e^{-i\phi_1} \end{aligned} \quad (4.83a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{1_{-+}^{L+-}} = & \mathcal{F}_1^L \epsilon^- b(\phi, \theta_1, \theta_3) \{ -e^{i\phi} (E_1 + E_2) c(-\phi, \theta_1, \theta_2) \\ & - E_3 [e^{i\phi} \cos \theta_3 a(-\phi, \theta_1, \theta_2) + \sin \theta_3 b(\phi, \theta_1, \theta_2)] \} e^{-i\phi_1} \end{aligned} \quad (4.83b)$$

$$\mathcal{J}_{1_{+-}^{L--}} = -\mathcal{F}_1^L \cdot 2\epsilon^+ E \cos \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} e^{-i\phi_1} \quad (4.83c)$$

$$\mathcal{J}_{1_{--}^{L--}} = \mathcal{F}_1^L \cdot 2\epsilon^- E \sin \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} e^{-i\phi} \quad (4.83d)$$

$$\mathcal{J}_{3_{++}^{L+-}} = -\mathcal{F}_3^{LR} \epsilon^+ P_1 \sin \theta_1 \sin \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} e^{-i(\phi_1 - \phi)} \quad (4.84a)$$

$$\mathcal{J}_{3_{-+}^{L+-}} = -\mathcal{F}_3^{LR} \epsilon^- P_1 \sin \theta_1 \cos \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} \quad (4.84b)$$

$$\mathcal{J}_{3_{+-}^{L--}} = -\mathcal{F}_3^{LL} \epsilon^- m_{\tilde{\chi}_j^0} \cos \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} e^{-i\phi_1} \quad (4.84c)$$

$$\mathcal{J}_{3_{--}^{L--}} = \mathcal{F}_3^{LL} \epsilon^+ m_{\tilde{\chi}_j^0} \sin \frac{\theta_2 + \theta_3}{2} e^{-i\phi} \quad (4.84d)$$

$$\mathcal{J}_{4_{++}^{L+-}} = \mathcal{F}_4^L \epsilon^+ [E_1 b(\phi, \theta_3, \theta_1) - P_1 d(\phi, \theta_1, \theta_3)] d(\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi_1} \quad (4.85a)$$

$$\mathcal{J}_{4_{-+}^{L+-}} = -\mathcal{F}_4^L \epsilon^- [E_1 b(\phi, \theta_3, \theta_1) - P_1 d(\phi, \theta_1, \theta_3)] c(\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi} \quad (4.85b)$$

$$\mathcal{J}_{4_{+-}^{L--}} = \mathcal{F}_4^L \epsilon^+ [E_1 b(-\phi, \theta_3, \theta_1) - P_1 d(-\phi, \theta_1, \theta_3)] d(\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi_1} \quad (4.85c)$$

$$\mathcal{J}_{4_{--}^{L--}} = -\mathcal{F}_4^L \epsilon^- [E_1 b(-\phi, \theta_3, \theta_1) - P_1 d(-\phi, \theta_1, \theta_3)] c(\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi} \quad (4.85d)$$

$$\mathcal{J}_{7_{++}^{L+-}} = -\mathcal{F}_7^{LR} \epsilon^- m_{\tilde{\chi}_j^0} b(\phi, \theta_1, \theta_3) d(\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi_1} \quad (4.86a)$$

$$\mathcal{J}_{7_{-+}^{L+-}} = \mathcal{F}_7^{LR} \epsilon^+ m_{\tilde{\chi}_j^0} b(\phi, \theta_1, \theta_3) c(\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi} \quad (4.86b)$$

$$\mathcal{J}_{7_{+-}^{L--}} = -\mathcal{F}_7^{LL} \epsilon^+ [-E_1 a(\phi, \theta_3, \theta_1) + P_1 c(\phi, \theta_1, \theta_3)] c(-\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi_1} \quad (4.86c)$$

$$\mathcal{J}_{7_{--}^{L--}} = -\mathcal{F}_7^{LL} \epsilon^- [-E_1 a(\phi, \theta_3, \theta_1) + P_1 c(\phi, \theta_1, \theta_3)] c(-\phi, \theta_1, \theta_2) e^{-i\phi} \quad (4.86d)$$

Die Amplituden der restlichen Graphen erhält man daraus mithilfe folgender Substitutionen:

- Graph 2 aus Graph 1 durch $\mathcal{F}_1^L \Leftrightarrow \mathcal{F}_2^L R_e$ für $\text{sgn}(\lambda_1 \lambda_2) = -1$
und $\mathcal{F}_1^L \Leftrightarrow \mathcal{F}_2^L L_e$ für $\text{sgn}(\lambda_1 \lambda_2) = +1$
- Graph 5 aus Graph 4 durch $\mathcal{F}_4^L \Leftrightarrow \mathcal{F}_5^L R_e$ für $\text{sgn}(\lambda_1 \lambda_2) = -1$
und $\mathcal{F}_4^L \Leftrightarrow \mathcal{F}_5^L L_e$ für $\text{sgn}(\lambda_1 \lambda_2) = +1$
- Graph 6 aus den Graphen 3 und 7 durch $(\mathcal{F}_3^{LR}, \mathcal{F}_3^{LL}, \mathcal{F}_7^{LR}, \mathcal{F}_7^{LL}) \Leftrightarrow (O_{ij}^{\prime\prime R} R_e, O_{ij}^{\prime\prime L} L_e, O_{ij}^{\prime\prime L} R_e, O_{ij}^{\prime\prime R} L_e) \cdot \mathcal{F}_6^L$ und anschließende Addition einander entsprechender Matrixeinträge
- die Graphen $2'$, $5'$ und $6'$ aus den Graphen 2, 5 und 6 durch die Substitution $(g^3, m_Z, A_e, O_{ij}^{\prime\prime A}) \Leftrightarrow (g'^2 g, m_{Z'}, A'_e, \hat{O}_{ij}^{\prime\prime A})$ für $A = L, R$
- die Amplituden für die R -Produktion aus denen der L -Produktion durch $(\lambda_i, \mathcal{F}_n^{L(B)}, A_e, O_{ij}^{\prime\prime A}, \phi, \phi_1) \Leftrightarrow (-\lambda_i, \text{sgn}(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4) \mathcal{F}_n^{R(\bar{B})}, \bar{A}_e, O_{ij}^{\prime\prime \bar{A}}, -\phi, -\phi_1)$ für $n = 1, \dots, 7$ und $A, B \in \{L, R\}$, wobei \bar{A} durch $\bar{A} = L \Leftrightarrow A = R$ und umgekehrt definiert sei. \bar{B} verwenden wir analog.

4.2.2 Selektion-Chargino-Produktion

Mit $\mathcal{T}_{i+++}^{L+-} = \mathcal{T}_{i-+-}^{L+-} = \mathcal{T}_{i+++}^{R++} = \mathcal{T}_{i-+-}^{R++} = 0$ für $i = 1, \dots, 4$ und den Definitionen

$$\mathcal{G}_1^A = -\frac{4g^3 f_{ej}^{A*} E \sqrt{E_3}}{\sqrt{2}[(k_1 - p_3)^2 - m_W^2][(k_2 - p_1)^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2]} \quad (4.87)$$

$$\mathcal{G}_2^L = \frac{2g^3 V_{k1}^* E \sqrt{E_3}}{[(k_1 - p_3)^2 - m_W^2][(k_2 - p_1)^2 - m_{\tilde{\nu}}^2]} \quad (4.88)$$

$$\mathcal{G}_3^A = \frac{2g^3 U_{k1} f_{ej}^{L*} f_{ej}^{A*} E \sqrt{E_3}}{[(p_2 + p_3)^2 - m_L^2 + i\Gamma_L m_L][(k_2 - p_1)^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2]} \quad (4.89)$$

$$\mathcal{G}_4^A = -\frac{2g^3 V_{k1}^* f_{\nu j}^L f_{ej}^{A*} E \sqrt{E_3}}{[(k_2 - p_2)^2 - m_{\tilde{\nu}}^2][(k_1 - p_1)^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2]} \quad (4.90)$$

erhält man die Helizitätsamplituden der Selektion-Chargino-Produktion aus denen der Selektion-Neutralino-Produktion mithilfe folgender Substitutionen:

- Graph 1 durch $(\mathcal{F}_6^A, O_{ij}^{\prime\prime A}) \Leftrightarrow (\frac{1}{L_e} \mathcal{G}_1^A, O_{jk}^{\bar{A}})$
- Graph 2 durch $(\mathcal{F}_4^L, \mathcal{F}_4^R) \Leftrightarrow (\mathcal{G}_2^L, 0)$
- Graph 3 durch $(\mathcal{F}_3^{LL}, \mathcal{F}_3^{RL}) \Leftrightarrow (-\mathcal{G}_3^L, -\mathcal{G}_3^R)$
- Graph 4 durch $(\mathcal{F}_4^L, \mathcal{F}_4^R) \Leftrightarrow (-\mathcal{G}_4^L, -\mathcal{G}_4^R)$.

4.3 Zerfallsamplituden und -breiten

Zur Aufstellung der Spindichtematrix (B.45) werden noch die Zerfallsamplituden \mathcal{T}_D der Übergänge

$$\tilde{e}_{L/R}^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_i^0 \quad (4.91)$$

$$\tilde{e}_L^- \rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_k^- \quad (4.92)$$

$$\tilde{\chi}_k^- \rightarrow W^- \tilde{\chi}_i^0 \quad (4.93)$$

benötigt. Mit den Impulsen aus dem Abschnitt 3.1 und den Lagrangedichten in 4.1.1 und 4.1.2 erhält man

$$\text{zu (4.91): } \mathcal{T}_D = g f_{ei}^{R/L} \bar{u}(q_1) P_{L/R} v(q_2) \quad (4.94)$$

$$\text{zu (4.92): } \mathcal{T}_D = -g U_{k1} \bar{u}(q_1) P_R u(q_2) \quad (4.95)$$

$$\text{zu (4.93): } \mathcal{T}_D = g \bar{u}(r_2) \gamma^\mu [O_{ik}^L P_L + O_{ik}^R P_R] u(r_1). \quad (4.96)$$

Die Zerfallsbreite des Teilchens a in die Teilchen b und c ist durch

$$\Gamma(a \rightarrow bc) = \frac{\sqrt{\lambda(m_a^2, m_b^2, m_c^2)}}{16\pi m_a^3} |\overline{\mathcal{T}}_D|^2 \quad (4.97)$$

definiert. Hierin bezeichnet $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + xz + yz)$ die kinematischen Dreiecksfunktion und $|\overline{\mathcal{T}}_D|^2$ das Quadrat der Übergangsamplitude \mathcal{T}_D , wobei über die Helizitäten des Teilchens a zu mitteln und über die der Teilchen b und c zu summieren ist [44].

Für die Berechnung der Zerfallswinkel- und -energieverteilungen braucht man die partielle Zerfallsbreite $\Gamma(\tilde{e}_A^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 e^-)$. Durch Einsetzen der Amplitude (4.94) in (4.97) ergibt sich (siehe auch [45])

$$\Gamma_{Ai} = \Gamma(\tilde{e}_A^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_i^0) = \frac{g^2}{16\pi m_A^3} (m_A^2 - m_{\tilde{\chi}_i^0}^2)^2 |f_{ei}^A|^2. \quad (4.98)$$

In den s -Kanal-Propagatoren (4.45) und (4.61) erscheinen die totalen Zerfallsbreiten Γ_L und Γ_R der linken und rechten Selektoren. Für die numerischen Auswertungen der Kapitel 5 bis 8 wurden sie mit dem Package SPheno [46] berechnet.

Kapitel 5

Selektron-Chargino-Produktion

In diesem Kapitel wird die Produktion schwerer Selektrenen unter Begleitung eines Charginos

$$e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e, \quad A = L, R, \quad (5.1)$$

untersucht (für die Einzelbeiträge siehe Abb. 4.2; Zerfälle und Untergründereignisse betrachten wir gesondert im Abschnitt 7.2). Da die assoziierte Produktion eines Selektrens mit dem schwereren Chargino $\tilde{\chi}_2^-$ den für die Selektrenen zugänglichen Massenbereich einschränkt, wird nur die Produktion eines Selektrens unter Begleitung des leichteren Charginos $\tilde{\chi}_1^-$ im Detail studiert. Alle numerischen Berechnungen werden mit den Standardmodellparametern $m_Z = 91,2$ GeV, $m_W = 80,4$ GeV und $\sin^2 \theta_W = 0,231$ durchgeführt [33]. Für die Feinstrukturkonstante wird der Wert $\alpha = \frac{1}{128}$ verwendet.

Statt der üblichen SPS-Szenarien [6] werden an die Fragestellung angepasste Szenarien zugrundegelegt:

$$\begin{aligned} \text{Szenario } G: & \quad M_2 = 150 \text{ GeV}, \quad M_1 = 75,18 \text{ GeV}, \quad \mu = 400 \text{ GeV}, \quad \tan \beta = 30 \\ \text{Szenario } H: & \quad M_2 = 400 \text{ GeV}, \quad M_1 = 200,5 \text{ GeV}, \quad \mu = 150 \text{ GeV}, \quad \tan \beta = 30. \end{aligned}$$

M_1 wurde hierin jeweils passend zu M_2 aus der GUT-Relation

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \quad (5.2)$$

berechnet. Von den Parametersätzen G und H ausgehend werden im Abschnitt 5.6 die Werte für M_2 , M_1 und μ variiert. Als Verhältnis der Higgs-Vakuumerwart-

ungswerte verwenden wir durchwegs den Wert $\tan\beta = 30$.¹ Die $\tan\beta$ -Abhängigkeit der Produktionsschwelle und der Wirkungsquerschnitte wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Durch diese Parameterwahl erhalten die Charginos in beiden Szenarien die gleichen Massen, was die kinematischen Einflüsse durch Angleichung der Phasenraumvolumina reduziert. Weil Neutralinos beim Prozess 5.1 nur als Austauschpartikel vorkommen, besteht der Hauptunterschied zwischen den Szenarien G und H in den verschiedenen Chargino- und Neutralinomischungen: die beiden leichteren Neutralinos und das leichtere Chargino nehmen im Szenario G stark gauginoartigen und in H higgsinoartigen Charakter an. Die Parameter und die zugehörigen Chargino- und Neutralinomassen sind in Tabelle 5.1 im Überblick zusammengestellt.

	M_2	M_1	μ	$\tan\beta$	$m_{\tilde{\chi}_1^-}$	$m_{\tilde{\chi}_2^-}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$	$m_{\tilde{\chi}_3^0}$	$m_{\tilde{\chi}_4^0}$
G	150	75,18	400	30	142,4	418,3	73,86	142,5	407,3	416,1
H	400	200,5	150	30	142,4	418,3	125,8	158,1	214,3	418,4

Tabelle 5.1: Parameter und Teilchenmassen in den Szenarien G und H . Alle Werte (außer denen von $\tan\beta$) in GeV. M_1 aus GUT-Relation (5.2).

Die GUT-Relationen für die skalaren Massen (2.39) und (2.40) können verwendet werden, um die Zahl der freien Parameter des MSSM zu reduzieren, es ist aber nicht zwingend notwendig, ihre Gültigkeit zu fordern. Wir betrachten sie daher als zu testende Hypothesen und geben die Wirkungsquerschnitte im Abschnitt 5.4 mit und ohne sie an.

Anmerkung zur Numerik

Alle Zahlenwerte für die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte, Polarisationassymetrien und Zerfälle, die in diesem und den folgenden Kapiteln angegeben sind, wurden mit einem eigens entwickelten modularen Fortran-Programm berechnet. Dessen MSSM-Ergebnisse wurden, soweit sie auch mit dem Package CompHEP [50, 51] gewonnen werden konnten, sorgfältig mit diesem verglichen. Der NMSSM-Bereich wurde mit den in [13] und der E_6 -Bereich mit den in [14]

¹In den SPS-Szenarien gilt $\tan\beta = 10$ [6]. Die Werte $\tan\beta = 30$ und $\tan\beta = 50$ sind gängig für Auswertungen, bei denen die Sleptonenmischung in der dritten Teilchengeneration oder die bottom-Yukawakopplungen groß sein sollen [47, 48]. Grenzen für $\tan\beta$ setzen das Experiment und die Renormierbarkeit der QCD. Da wir im Abschnitt 5.1 zeigen können, daß die Erzeugung schwerer Selektren nur schwach vom Wert von $\tan\beta$ abhängt (siehe auch [49]), benutzen wir den mittleren Wert $\tan\beta = 30$.

angegebenen Werten überprüft. Bis auf die Einflüsse unterschiedlicher Numerik waren jeweils keine Unterschiede festzustellen. Die relative Genauigkeit der Monte-Carlo-Integration wurde für alle Berechnungen auf 1‰ eingestellt. Man kann den numerischen Fehler also im Vergleich zu dem Fehler von einigen Prozent, der Rechnungen auf Baumgraphenniveau inhärent ist, vernachlässigen.

5.1 $\tan\beta$ -Abhängigkeit

Das Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte geht auf vielfältige Weise in die Selektion-Chargino-Produktion ein: Es beeinflusst die Massen der Charginos und über ihre Mischungen auch ihr Kopplungsverhalten und – bei Annahme der GUT-Relationen (2.39) und (2.40) für die skalaren Teilchen – selbst die Selektionenmassen. Zudem macht es sich in den Massen und Kopplungen der ausgetauschten Neutralinos bemerkbar. Dadurch ändern sich die Lage der Produktionsschwelle \sqrt{s}_{min} und die Wirkungsquerschnitte. Wir betrachten nun den Einfluß von $\tan\beta$ auf diese Größen.

Produktionsschwelle

In der Tabelle 5.2 ist angegeben, wie die Chargino- und Selektionenmassen von $\tan\beta$ abhängen; für den GUT-Parameter m_0 wurde der Wert $m_0 = 250$ GeV verwendet. Es ergibt sich für alle Produktionskanäle in beiden Szenarien eine geringfügige Variation der Schwellenenergie $\sqrt{s}_{min} = m_A + m_{\tilde{\chi}_1^-}$ mit $\tan\beta$, die insbesondere für die heute üblichen Werte von $\tan\beta \geq 10$ vernachlässigt werden kann.

	G				H			
$\tan\beta$	3	10	30	50	3	10	30	50
$m_{\tilde{\chi}_1^-}$	133,3	140,1	142,4	142,9	133,3	140,1	142,4	142,9
m_L	286,5	287,2	287,2	287,2	436,7	437,1	437,2	437,2
m_R	263,1	263,7	263,8	263,8	317,5	318,1	318,1	318,2

Tabelle 5.2: Chargino- und Selektionenmassen für die Szenarien G und H in Abhängigkeit von $\tan\beta$. Selektionenmassen aus GUT-Relationen (2.39) und (2.40) mit $m_0 = 250$ GeV. Alle Massen in GeV.

Wirkungsquerschnitte

Auf der Abbildung 5.1 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der rechten und linken Endzustände $\tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ und $\tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ für die Szenarien G und H jeweils in

Abhängigkeit von $\tan\beta$ dargestellt. Die Selektrenmassen wurden aus den GUT-Relationen (2.39) und (2.40) mit dem Parameter $m_0 = 250$ GeV gewonnen. Die Berechnung erfolgte jeweils 50 GeV oberhalb der Produktionsschwelle \sqrt{s}_{min} . Da sich die Wirkungsquerschnitte in der Größe stark unterscheiden, wurden in Abbildung 5.1 die totalen Wirkungsquerschnitte bezogen auf ihren Wert bei $\tan\beta = 30$ dargestellt.

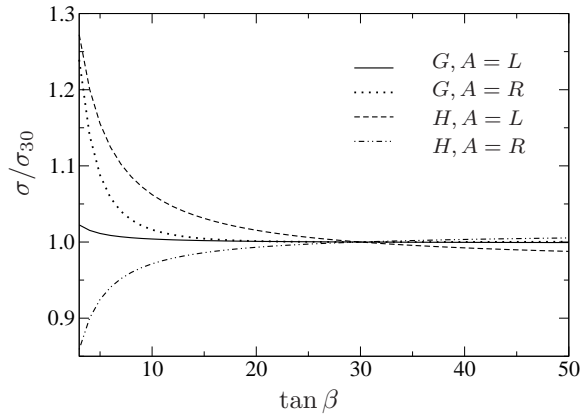


Abbildung 5.1: Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit von $\tan\beta$ bezogen auf den Wirkungsquerschnitt σ_{30} für $\tan\beta = 30$. Eingezeichnet sind die Endzustände $\tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ für $A = L, R$ in den Szenarien G und H mit Selektrenmassen aus den GUT-Relationen für $m_0 = 250$ GeV; Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{s}_{min} + 50$ GeV.

Auch hier zeigt sich eine anfangs relativ starke Abhängigkeit, die mit zunehmendem $\tan\beta$ schnell abnimmt. Für $\tan\beta \geq 10$ bewegt sich die Variation der Wirkungsquerschnitte im Szenario H im Prozentbereich, im Szenario G ist sie geringer.

Bedenkt man, daß alle Rechnungen auf Baumgraphenniveau durchgeführt wurden, so ist die zusätzliche Ungenauigkeit, die man durch die feste Wahl $\tan\beta = 30$ erhält, also vertretbar.

5.2 Energieabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte und Schwellenverhalten

Energieabhängigkeit

Für die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie sind zwei Bereiche zu unterscheiden:

Für Energien oberhalb der Schwelle zur Selektrenpaarproduktion wird der s -kanalartige Graph 3 (siehe Abb. 4.2) dominant. Dieser Energiebereich ist für die

Zielsetzung dieser Arbeit nicht interessant, da dort der Hauptmechanismus zur Produktion einzelner Selektren die Paarproduktion mit anschließendem Zerfall ist. Der Vollständigkeit halber dokumentieren wir in der Abbildung 5.2 a dennoch die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie bis $\sqrt{s} = 1,5$ TeV; die Paarproduktionsschwelle ist für $A = L$ bei $\sqrt{s} = 2m_L = 800$ GeV und für $A = R$ bei $\sqrt{s} = m_R + m_L = 750$ GeV deutlich zu erkennen. Der abruptere Anstieg der Wirkungsquerschnitte im higgsinoartigen Szenario (siehe auch Abb. 5.2b) liegt an der im Vergleich zum Szenario G sehr viel kleineren Zerfallsbreite des L-Selektrons (zum Vergleich: Szenario G : $\Gamma_L = 4,15$ GeV, Szenario H : $\Gamma_L = 0,039$ GeV).

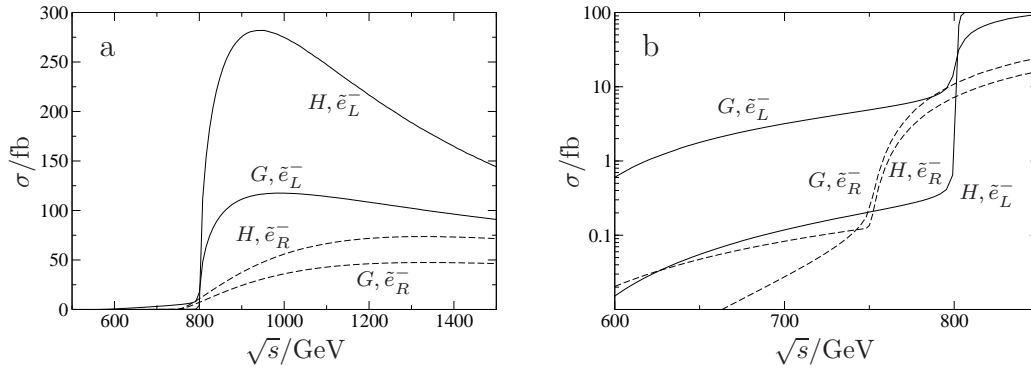


Abbildung 5.2: a) Wirkungsquerschnitt σ in fb in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . b) Detailvergrößerung. Eingezeichnet sind die Wirkungsquerschnitte für die Endzustände $\tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ und $\tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ in den Szenarien G und H mit $m_L = 400$ GeV und $m_R = 350$ GeV. Die Produktionsschwellen des Übergangs $e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ liegen für $A = L/R$ bei $\sqrt{s}_{min} = 542,4$ GeV bzw. $\sqrt{s}_{min} = 492,4$ GeV.

Für die Erzeugung einzelner, schwerer Selektren ist der Energiebereich zwischen der Produktionsschwelle und der Paarproduktionsschwelle relevant, der auf der Abbildung 5.2b vergrößert dargestellt ist. Um ihn nicht zu verlassen, werden die folgenden Untersuchungen bei den festen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 500$ GeV für Selektrenmassen bis ca. 400 GeV und $\sqrt{s} = 800$ GeV für Selektrenmassen bis ca. 700 GeV vorgenommen.

Schwellenverhalten

In der Nähe der Produktionsschwelle $\sqrt{s}_{min} = m_A + m_{\tilde{\chi}_1^-}$ für den Prozeß $e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ werden die Wirkungsquerschnitte vom Verhalten des Phasenraums dominiert, der mit steigender Schwerpunktsenergie stark anwächst. Reine Partialwellen treten hier – anders als im Fall der Selektrenpaarproduktion [52] – nicht

auf, vielmehr sind stets Überlagerungen verschiedener, auch höherer Partialwellen beteiligt. Der Anstieg der Wirkungsquerschnitte ist daher an der Produktionsschwelle flach; linke und rechte Endzustände sind nicht mithilfe des Schwellenverhaltens unterscheidbar. Zur Illustration zeigt die Abbildung 5.3 die linken und rechten Wirkungsquerschnitte σ_L und σ_R für das Szenario G in der Nähe der Produktionsschwelle. Um die stark unterschiedliche Höhe der Wirkungsquerschnitte auszugleichen, sind sie jeweils bezogen auf ihren Wert $\sigma_{L,520}$ bzw. $\sigma_{R,520}$ bei $\sqrt{s} = 520$ GeV dargestellt. Durch die Wahl $m_L = m_R = 350$ GeV fallen die Produktionsschwellen für die L - und die R -Produktion zusammen.

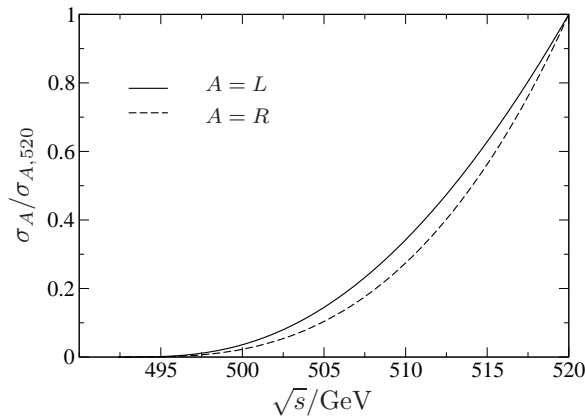


Abbildung 5.3: Schwellenverhalten der Wirkungsquerschnitte. Dargestellt sind σ_L und σ_R im Szenario G in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} bezogen auf ihre Werte $\sigma_{L,520}$ und $\sigma_{R,520}$ bei $\sqrt{s} = 520$ GeV. Um für beide Endzustände die gleiche Produktionsschwelle $\sqrt{s}_{min} = 492,4$ GeV zu erhalten, wurde $m_R = m_L = 350$ GeV verwendet.

5.3 M_2 - μ -Abhängigkeit

Um einen Überblick über die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte zu erhalten, stellen wir sie nun in Abhängigkeit von M_2 und μ dar. M_1 wird aus der GUT-Relation (5.2) gewonnen; die $\tan \beta$ -Abhängigkeit kann, wie eben diskutiert wurde, vernachlässigt werden. Wir betrachten die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 500$ GeV und $\sqrt{s} = 800$ GeV.

Darüberhinaus müssen Werte für die Selektrenmassen m_L und m_R angenommen werden. Das Thema dieser Arbeit ist, die Produktion einzelner, schwerer Selektren systematisch zu betrachten. Falls Selektren in $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_R^-$, $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^-$ und $\tilde{e}_L^- \tilde{e}_L^-$ -Paaren produzierbar sind, müßten ihre Eigenschaften nicht mehr anhand der assoziierten Produktion mit leichteren Teilchen untersucht werden; solche Prozesse würden dann nur noch einen Beitrag zum Hintergrund der Paarproduktion darstellen. Daher wird dieser Fall nicht weiter betrachtet.

Ansonsten könnten in der Natur verschiedene Massenkombinationen für m_L und m_R realisiert sein, die zu folgenden experimentellen Ausgangslagen am ILC führen werden:

1. Selektrenen sind in $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_R^-$, aber nicht in $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^-$ - und $\tilde{e}_L^- \tilde{e}_L^-$ -Paaren produzierbar.

Dies könnte sowohl im Rahmen des MSSM, in dem die linken Selektrenen bei Annahme der GUT-Relationen für die skalaren Massen schwerer als die rechten sein müssen, als auch in erweiterten Modellen realisiert sein. Man würde dann versuchen, einzelne, schwere L -Selektrenen nachzuweisen. Eine solche Situation kann durch die Wahl $m_L = 260$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $m_L = 420$ GeV für $\sqrt{s} = 800$ GeV modelliert werden, womit \sqrt{s} jeweils knapp unterhalb der Schwelle zur L -Paarproduktion liegt. Wie die Graphen der Abbildung 4.2 zeigen, ist die Produktion linker Selektrenen unabhängig von der Breite und damit auch der Masse der rechten. m_R kann also frei bleiben.

2. Umgekehrt könnten Selektrenen in $\tilde{e}_L^- \tilde{e}_L^-$, aber nicht in $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^-$ - und $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_R^-$ -Paaren produzierbar sein.

Hier wählen wir $m_R = 260$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV oder $m_R = 420$ GeV für $\sqrt{s} = 800$ GeV. In die rechten Wirkungsquerschnitte geht m_L über die Breite Γ_L (siehe Graph 3 der Abb. 4.2 und Gl. (4.61)) ein; sie muß so hoch gesetzt werden, daß $m_L + m_R \geq \sqrt{s}$ gilt, da sonst $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^-$ -Paarerzeugung stattfinden kann. Wir verwenden $m_L = 245$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $m_L = 390$ GeV für $\sqrt{s} = 800$ GeV. Diese Massenkombinationen sind nur in erweiterten Modellen möglich, die wir im Abschnitt 5.7 ausführlicher betrachten. Für den Moment erlauben die erwähnten Massen jedoch ein erstes Abschätzen der Wirkungsquerschnitte.

3. Selektrenen sind in keiner der Kombinationen $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_R^-$, $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^-$ und $\tilde{e}_L^- \tilde{e}_L^-$ paarproduzierbar:

Da im MSSM bei Gültigkeit der GUT-Relationen (2.39) und (2.40) die rechten Selektrenen stets leichter als die linken sind, würde man dann zunächst nach einzelnen, schweren R -Selektrenen suchen. Um diese Situation zu modellieren, wurden für $\sqrt{s} = 500$ GeV die Massen $m_R = 260$ GeV und $m_L = 290$ GeV verwendet. Hier lohnt es sich, die Produktion sowohl einzelner rechter, als auch einzelner linker Selektrenen zu betrachten. Da Elektronen nur an die Gauginokomponenten der Charginos und Neutralinos koppeln, bieten gauginoartige Szenarien die besten Möglichkeiten, Selektrenen zu produzieren. Deshalb wählen wir eine Massendifferenz von $m_L - m_R = 30$ GeV; dies entspricht etwa $m_0 = 250$ GeV für $M_2 = 150$ GeV,

siehe Abbildung 2.3.² Den umgekehrten Fall einer linken Masse in der Nähe der Paarproduktionsschwelle anzunehmen ist hier nicht mehr nötig, da es bereits unter Punkt 1 untersucht worden ist. Für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 800$ GeV soll entsprechend $m_R = 420$ GeV und $m_L = 450$ GeV gelten.

Die Differenz zwischen den Massen der linken Selektrenen und denen der Sneutrinos wird modellunabhängig nur durch die normale $SU(2)$ -Symmetriebrechung verursacht. Deshalb wurden m_L und $m_{\tilde{\nu}}$ gemäß (2.41) aneinander gekoppelt.

Die Wirkungsquerschnitte σ_L und σ_R der Endzustände $\tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ und $\tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ sind auf den Abbildungen 5.4 bis 5.11 für unpolarisierte Elektronenstrahlen in der M_2 - μ -Ebene dargestellt. Die Abbildungen 5.4 bis 5.7 zeigen σ_L und σ_R bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und die Abbildungen 5.8 bis 5.11 bei $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die Szenarien G und H sind zur Orientierung markiert. Das hellgraue Band um $\mu = 0$ ist gemäß $m_{\tilde{\chi}_1^-} > 94$ GeV bereits experimentell ausgeschlossen [33]. Die an den Rändern dunkelgrau unterlegten Bereiche sind kinematisch nicht zugänglich, weil dort $m_{L/R} + m_{\tilde{\chi}_1^-} > \sqrt{s}$ gilt. In der Tabelle 5.3 sind die Selektrenenmassenkonfigurationen, die Modelle, in denen sie realisiert sein können und die Nummern der zugehörigen Abbildungen nochmals zusammengefaßt.

$\sqrt{s} = 500$ GeV	m_R	m_L	zur Suche nach	Abbildung
MSSM, erw. Modelle	frei	260	\tilde{e}_L^-	5.4
erw. Modelle	260	245	\tilde{e}_R^-	5.5
MSSM, erw. Modelle	260	290	$\tilde{e}_L^-, \tilde{e}_R^-$	5.6, 5.7
<hr/>				
$\sqrt{s} = 800$ GeV				
MSSM, erw. Modelle	frei	420	\tilde{e}_L^-	5.8
erw. Modelle	420	390	\tilde{e}_R^-	5.9
MSSM, erw. Modelle	420	450	$\tilde{e}_L^-, \tilde{e}_R^-$	5.10, 5.11

Tabelle 5.3: Selektrenenmassenkonfigurationen zur Suche nach einzelnen, schweren Selektrenen durch den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$. In der ersten Spalte ist vermerkt, in welchen Modellen die jeweiligen Massenkonfigurationen bei Annahme der GUT-Relationen für die skalaren Massen realisiert sein können.

Es zeigt sich, daß die rechten Wirkungsquerschnitte durchwegs sehr klein sind. Wir gehen davon aus, daß am e^-e^- -Beschleuniger bei $\sqrt{s} = 500$ GeV Wirkungsquerschnitte bis 0,74 fb und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV bis 0,47 fb meßbar sein werden,

²Zur Beachtung: $m_L^2 - m_R^2$ ist zwar unabhängig von m_0 , nicht aber $m_L - m_R$, siehe (2.39) und (2.40).

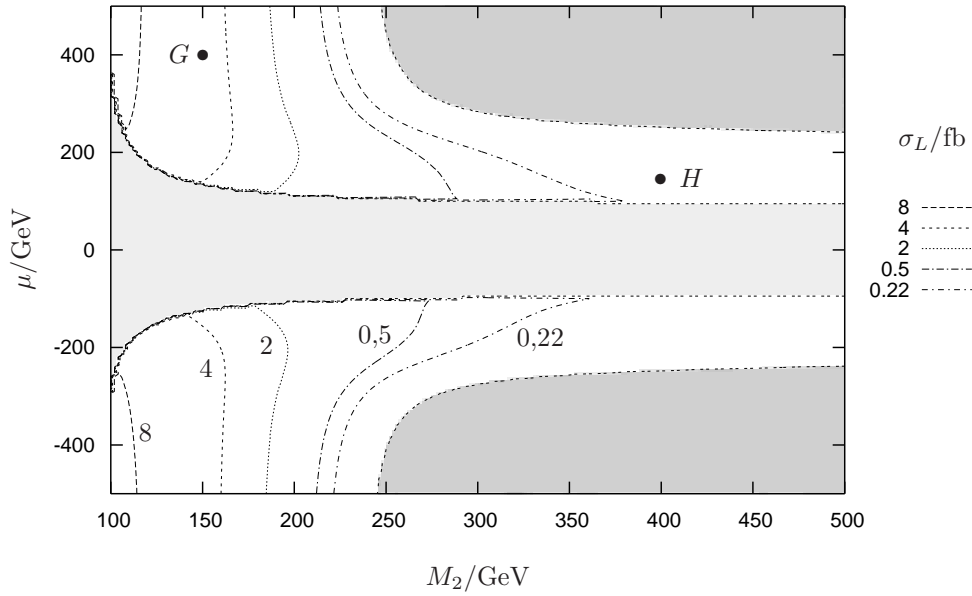


Abbildung 5.4: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 260$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,22 fb auf meßbare Werte angehoben.

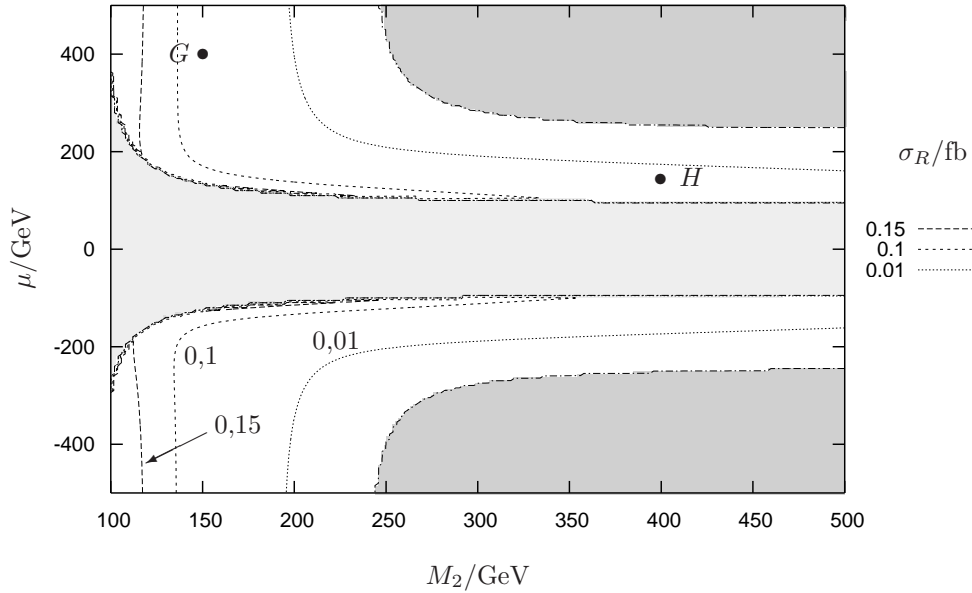


Abbildung 5.5: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 245$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Diese Massenkonfiguration kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen würden Wirkungsquerschnitte über 0,44 fb auf meßbare Werte angehoben; solche Wirkungsquerschnitte werden hier nirgends in der M_2 - μ -Ebene erreicht.

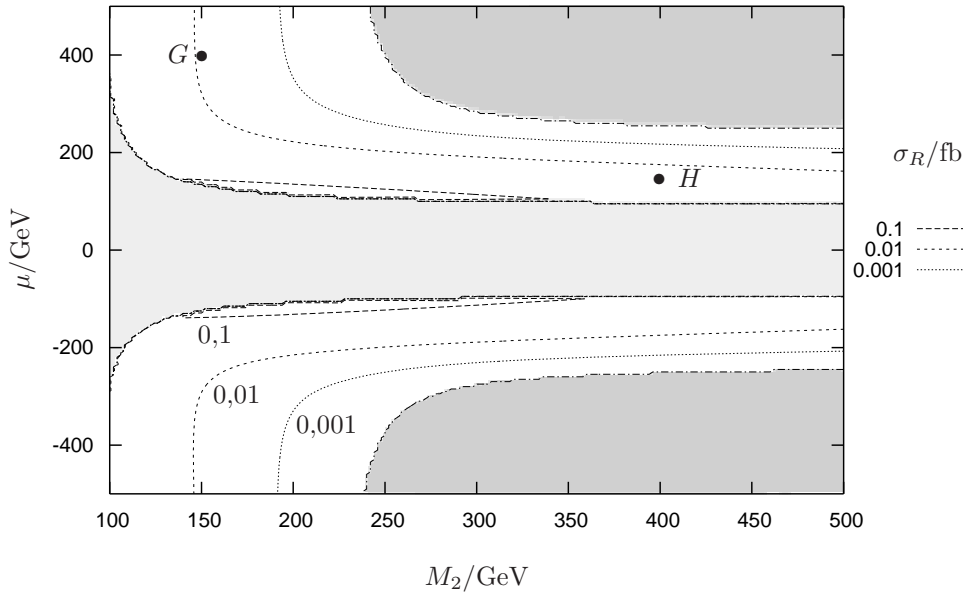


Abbildung 5.6: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen würden Wirkungsquerschnitte über 0,44 fb auf meßbare Werte angehoben; solche Wirkungsquerschnitte werden hier nirgends in der M_2 - μ -Ebene erreicht.

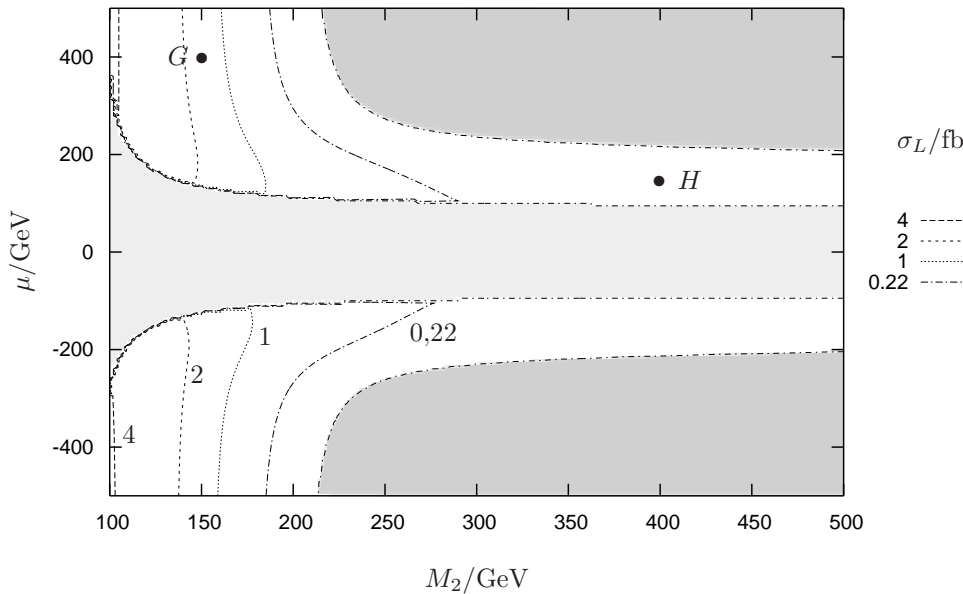


Abbildung 5.7: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,22 fb auf meßbare Werte angehoben.

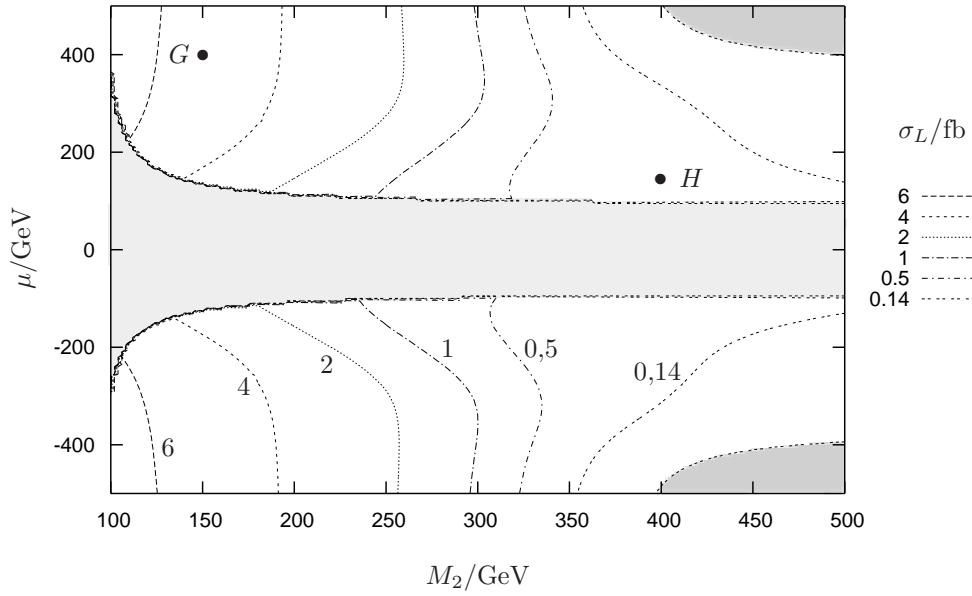


Abbildung 5.8: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 420$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,14 fb auf meßbare Werte angehoben.

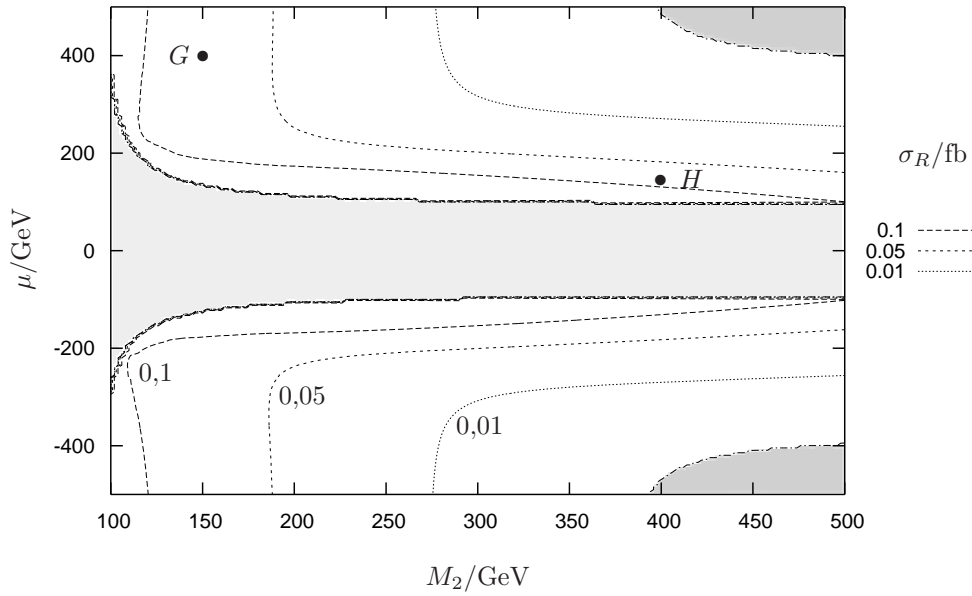


Abbildung 5.9: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 390$ GeV, $m_R = 420$ GeV. Diese Massenkongfiguration kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen würden Wirkungsquerschnitte über 0,28 fb auf meßbare Werte angehoben; solche Wirkungsquerschnitte werden hier nirgends in der M_2 - μ -Ebene erreicht.

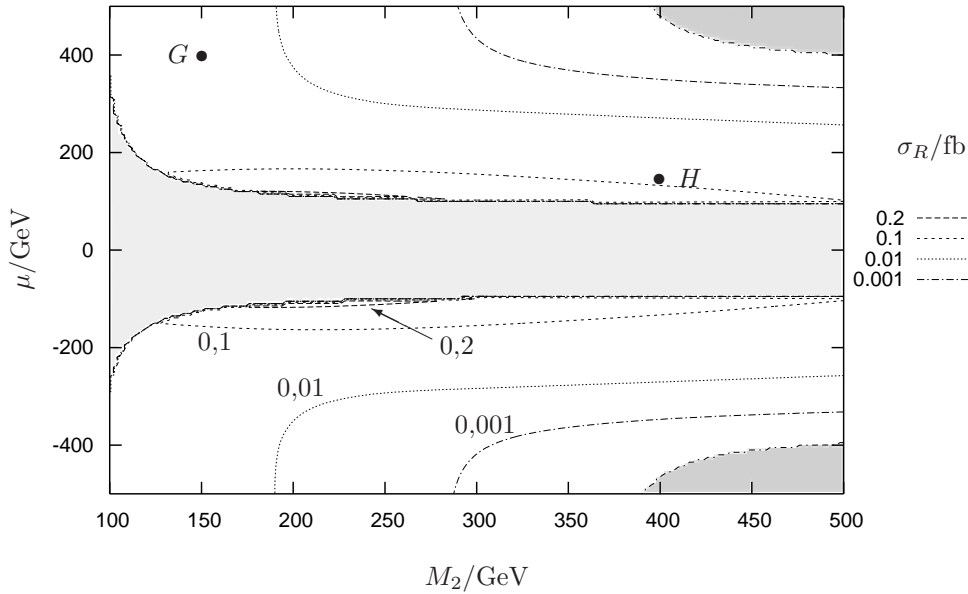


Abbildung 5.10: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^-\tilde{\chi}_1^-\nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen würden Wirkungsquerschnitte über 0,28 fb auf meßbare Werte angehoben; solche Wirkungsquerschnitte werden hier nirgends in der M_2 - μ -Ebene erreicht.

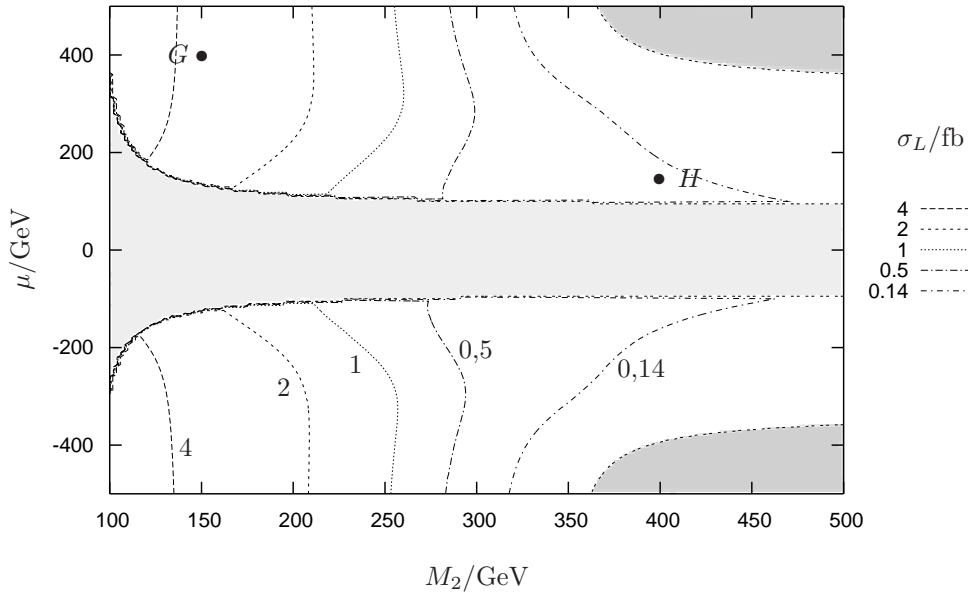


Abbildung 5.11: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^-\tilde{\chi}_1^-\nu_e$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 450$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,14 fb auf meßbare Werte angehoben.

siehe Abschnitt 8.3. Im Abschnitt 5.5 wird untersucht, inwieweit sich σ_R durch Polarisieren der Elektronenstrahlen anheben läßt; mehr als ein Faktor zwei ist aber grundsätzlich nicht möglich. So werden selbst die erforderlichen Wirkungsquerschnitte von 0,37 fb bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und 0,24 fb bei $\sqrt{s} = 800$ GeV, die bei idealer Polarisation auf gerade noch meßbare Werte angehoben werden, von σ_R nirgendwo im experimentell noch nicht ausgeschlossenen Bereich der M_2 - μ -Ebene angenommen. Insgesamt kann man also festhalten, daß rechte Selektrenen nicht durch den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^-\tilde{\chi}_1^-\nu_e$ identifizierbar sein werden.

Die linken Wirkungsquerschnitte sind hingegen deutlich größer. Zudem läßt sich σ_L durch maximale Polarisation der Elektronenstrahlen um den Faktor 3,2 anheben (siehe Abschn. 5.5). So treten Wirkungsquerschnitte von mehr als 0,22 fb bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und mehr als 0,14 fb bei $\sqrt{s} = 800$ GeV, die bei Polarisation der Elektronenstrahlen auf meßbare Werte angehoben werden, in großen Bereichen der M_2 - μ -Ebene auf.

5.4 Abhängigkeit von den Selektrenenmassen

Nun wenden wir uns dem Einfluß der Selektrenenmassen auf die Produktionsquerschnitte zu. Wir beginnen mit dem linken Endzustand, da er unabhängig von der rechten Masse ist und somit von einem Parameter weniger als der rechte abhängt.

Die Abbildung 5.12 zeigt die linken Wirkungsquerschnitte bei den Schwerpunktsenergien 500 GeV und 800 GeV jeweils in den beiden Szenarien G und H . Die Masse der linken Selektrenen wurde dabei jeweils von der Paarproduktionsschwelle $m_{L,\min} = \sqrt{s}/2$ bis zur oberen Grenze des kinematisch zugänglichen Bereichs $m_{L,\max} = \sqrt{s} - m_{\tilde{\chi}_1^-}$ variiert.

Die Kurven verhalten sich qualitativ sehr ähnlich. Sie fallen zunächst mit zunehmendem Abstand von der Paarproduktionsschwelle stark ab. Dies rührt daher, daß die s -Kanal-Selektrenen des Graphen 3, die im Paarerzeugungsbereich $m_L < \sqrt{s}/2$ on-shell sind, die Massenschale verlassen und sich zunehmend von ihr entfernen. In unmittelbarer Nähe der Paarproduktionsschwelle dominiert also der Graph 3 die Wirkungsquerschnitte. Nachdem dieser Schwelleneffekt abgekungen ist, sinken die Wirkungsquerschnitte lange Zeit nur noch mäßig mit relativ konstanter Rate. Am Ende steht dem Prozess kein Phasenraum mehr zur Verfügung und er kommt zum Erliegen.

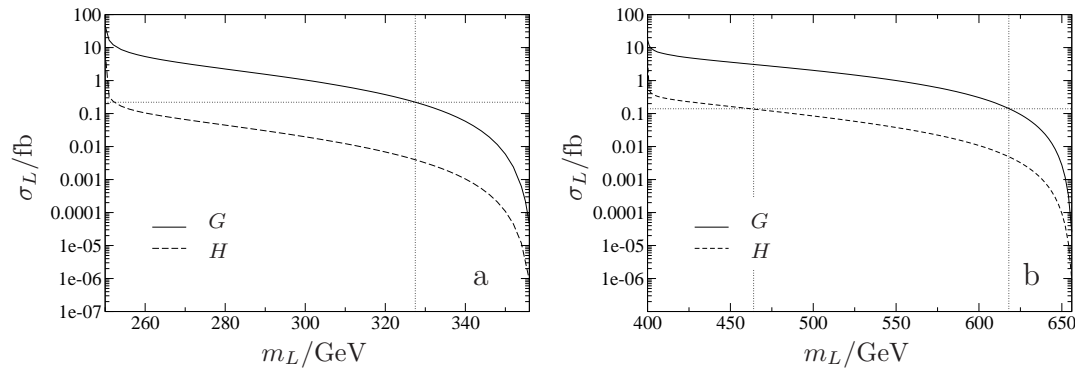


Abbildung 5.12: Wirkungsquerschnitte für linke Selektoren in Abhängigkeit von m_L in den Szenarien G und H ; a) $\sqrt{s} = 500$ GeV, b) $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die dünnen Linien markieren die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte bei maximaler Polarisierung (horizontal) und die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von L -Selektoren (vertikal).

Im gauginoartigen Szenario sind die Wirkungsquerschnitte über weite Bereiche von m_L relativ hoch, da nur die Gauginokomponenten der Charginos und Neutralinos an die Elektronen koppeln. Wir nehmen an, daß am ILC bei $\sqrt{s} = 500$ GeV unpolarisierte Wirkungsquerschnitte von 0,74 fb und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV von 0,47 fb gerade noch meßbar sein werden (siehe Abschn. 8.3). Im gauginoartigen Szenario G treten solche Wirkungsquerschnitte für σ_L bei der Schwerpunktsenergie 500 GeV bis zur linken Masse $m_L = 310$ GeV und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV bis $m_L = 595$ GeV auf. Wir gehen davon aus, daß der maximal erreichbare Polarisationsgrad für Elektronenstrahlen $\pm 0,85$ (siehe Abschn. 8.2) ist. Damit läßt sich σ_L um ca. einen Faktor 3,4 anheben, siehe Abschnitt 5.5. So wird der für m_L zugängliche Massenbereich auf 328 GeV bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und 618 GeV in der Ausbaustufe mit $\sqrt{s} = 800$ GeV erhöht. Diese Meßbarkeitsgrenzen für σ_L sowie die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von L -Selektoren wurden in der Abbildung 5.12 als dünne gepunktete Linien eingezeichnet.

Nicht so vielversprechend ist die Situation im higgsinoartigen Szenario H , da die Charginos und Neutralinos hier nur kleine Gauginokomponenten besitzen (siehe auch Tabelle 5.5). Hier treten nach Abklingen der Paarproduktionseffekte im Abstand von etwa 5 GeV von der Paarproduktionsschwelle nur noch Wirkungsquerschnitte von ca. 0,2 fb bei beiden Schwerpunktsenergien auf. Mit mehr als 0,22 fb bei $\sqrt{s} = 500$ GeV bzw. 0,14 fb bei $\sqrt{s} = 800$ GeV – dies sind die kleinsten Wirkungsquerschnitte, die sich durch maximales, d. h. 85%iges Polarisieren der Elektronenstrahlen auf 0,74 fb bzw. 0,47 fb erhöhen lassen – werden linke Selektoren nur bis zu den Massen $m_L = 255$ bzw. 464 GeV produziert.

Da mit den Produktionsquerschnitten noch nichts darüber gesagt ist, wie groß der Untergrund ist und ob das Signal vom Untergrund separierbar sein wird –

wir diskutieren dies ausführlich im Kapitel 7 –, kann man vorerst keine Aussage über die Nachweisbarkeit linker Selektren treffen. Wir halten aber fest, daß das Nachweispotential in gauginoartigen Szenarien deutlich besser als in higgsinoartigen ist.

Die rechten Wirkungsquerschnitte hängen nicht nur von m_R , sondern auch von m_L ab, da im Graphen 3 (siehe Abb. 4.2 und Gl. (4.59)) die linke Masse in die Zerfallsbreite des ausgetauschten L -Selektrens eingeht. Auf Abbildung 5.13 ist σ_R in Abhängigkeit von m_R dargestellt, wobei m_R und m_L durch die GUT-Relationen (2.39) und (2.40) miteinander verknüpft sind:

$$m_L = \sqrt{m_R^2 + 0,56M_2^2 + m_Z^2 \cos 2\beta (2 \sin^2 \theta_W - 1/2)}. \quad (5.3)$$

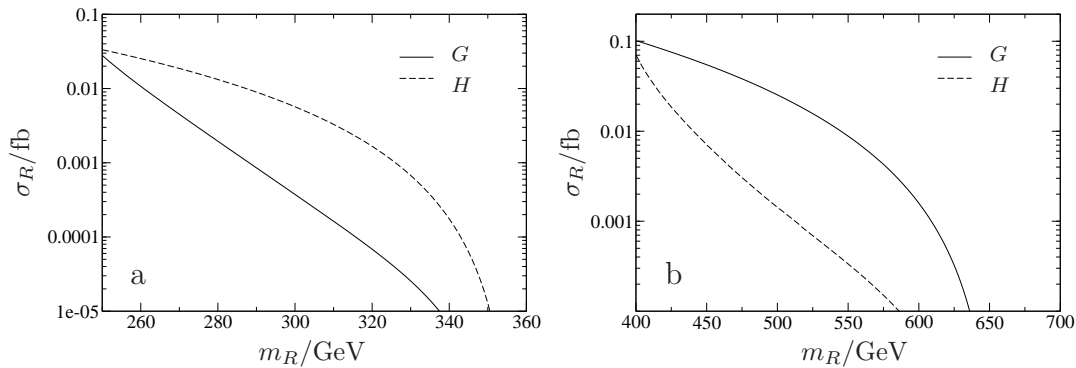


Abbildung 5.13: Wirkungsquerschnitt σ_R in Abhängigkeit von m_R in den Szenarien G und H ; m_L aus (5.3); a) $\sqrt{s} = 500$ GeV, b) $\sqrt{s} = 800$ GeV

σ_R ist überall und teilweise sogar beträchtlich kleiner als 0,1 fb. Selbst wenn es möglich wäre, die e^- -Strahlen vollständig zu polarisieren, würden die rechten Wirkungsquerschnitte nur um den Faktor zwei erhöht werden. Damit lägen sie immernoch deutlich unter den Meßbarkeitsgrenzen von 0,74 fb für $\sqrt{s} = 500$ GeV und 0,47 fb für $\sqrt{s} = 800$ GeV. Wir gehen daher davon aus, daß schwere R -Selektren bei Gültigkeit der GUT-Relationen nicht mittels $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R\tilde{\chi}_1^-\nu_e$ nachweisbar sein werden.

Um die rechten Wirkungsquerschnitte unter der Annahme, daß sich die skalaren Massen nicht an der GUT-Skala vereinigen, zu untersuchen, wurde σ_R auf den Abbildungen 5.14 und 5.15 für verschiedene Werte von m_L in Abhängigkeit von m_R aufgetragen. m_L wurde dazu so gewählt, daß es einmal so dicht wie möglich an der jeweiligen Schwelle $m_R + m_L = \sqrt{s}$ für $\tilde{e}_R\tilde{e}_L$ -Paarerzeugung und einmal

deutlich höher als der jeweils größte betrachtete Wert von m_R ist. Die rechten Wirkungsquerschnitte sind bei beiden Schwerpunktsenergien und in beiden Szenarien so klein, daß sie selbst im Idealfall vollständiger Polarisierung nicht meßbar wären. Selbst in der Nähe der Paarerzeugungsschwelle $m_R + m_L = \sqrt{s}$ erreicht σ_R die Werte von 0,37 fb für $\sqrt{s} = 500$ GeV und 0,24 fb für $\sqrt{s} = 800$ GeV, die bei 100 %-iger Polarisierung auf die gerade noch meßbaren Werte von 0,74 fb für $\sqrt{s} = 500$ GeV und 0,47 fb für $\sqrt{s} = 800$ GeV angehoben würden, nicht. Schwere R -Selektronen werden daher auch für den Fall, daß sich die skalaren Massen an der GUT-Skala nicht vereinigen, nicht via $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ beobachtbar sein.

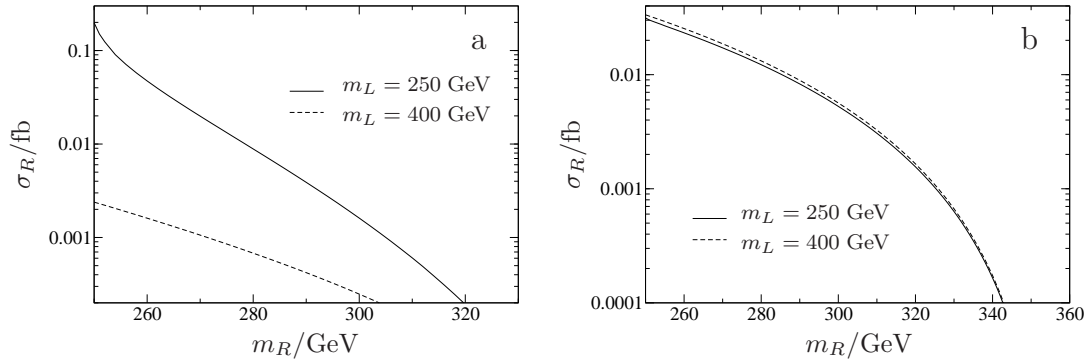


Abbildung 5.14: Wirkungsquerschnitt σ_R in Abhängigkeit von m_R ; m_L fest, $\sqrt{s} = 500$ GeV; a) Szenario G, b) Szenario H

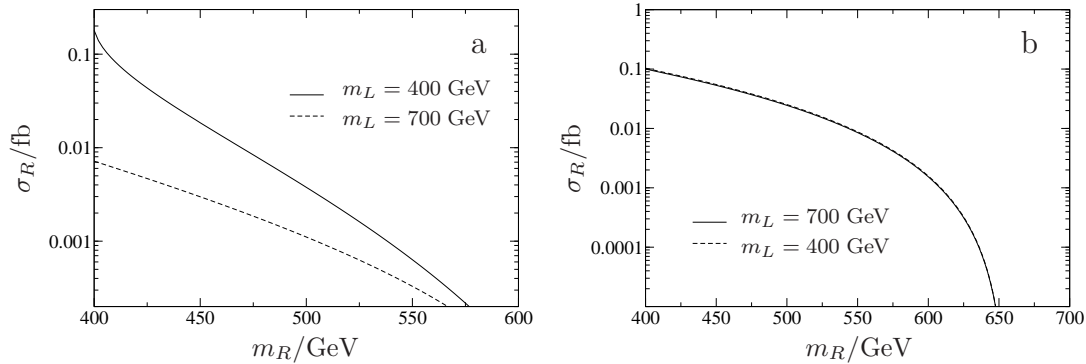


Abbildung 5.15: Wirkungsquerschnitt σ_R in Abhängigkeit von m_R ; m_L fest, $\sqrt{s} = 800$ GeV; a) Szenario G, b) Szenario H

Wir stellen also zusammenfassend fest, daß sich die Massengrenzen für den Nachweis rechter Selektronen durch den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ nicht gegenüber denen aus der Selektrenpaarproduktion erweitern lassen. Im Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$

wird hingegen der Nachweis deutlich schwererer Selektrenen als in der Paarproduktion, wo die Massengrenzen bei $m_{L,max} = \sqrt{s}/2$ liegen, möglich. Die neuen Massengrenzen sind in der Tabelle 5.4 zusammengefaßt.

	Szen. G	Szen. H
$\sqrt{s} = 500$ GeV	328 GeV	255 GeV
$\sqrt{s} = 800$ GeV	618 GeV	464 GeV

Tabelle 5.4: Massengrenzen für den Nachweis linker Selektrenen im Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ für die Szenarien G und H und die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 500$ und 800 GeV.

5.5 Polarisationsabhängigkeit

Durch gezielte Polarisation der Elektronenstrahlen kann man die Wirkungsquerschnitte sowohl erhöhen als auch herabsetzen. Komplette links- oder rechtspolarisierte Strahlen sind für die theoretische Untersuchung zwar am übersichtlichsten, aber experimentell nicht erzeugbar. Für den ILC erwartet man Polarisationsgrade von $\pm 85\%$ (siehe Abschn. 8.2 und [53]), weswegen diese Werte zur Auswertung herangezogen werden.

Die Abbildung 5.16 zeigt, welche Polarisierungen der Elektronen zu den verschiedenen Feynmandiagrammen beitragen. Vertizes, an denen nur linkshändige Elektronen koppeln, sind mit einem schwarzen Kreis markiert, weiße Kreise kennzeichnen Vertizes, wo je nach Selektren im Endzustand links- oder rechtshändige Elektronen eingehen. Außer den abgebildeten tragen noch die gekreuzten Graphen mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen bei.

Da Neutrinos nur an Sneutrinos, linkshändige Elektronen und linke Selektrenen koppeln, muß zumindest ein Elektronenstrahl linkshändige Anteile haben, damit einer der Prozesse $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ ($A = L, R$) stattfinden kann. Beim linken Endzustand trägt auch vom zweiten Strahl nur die linkshändige Komponente bei. Der Produktionsmechanismus umfasst unter diesen Umständen alle vier Feynmandiagramme der Abbildung. Zudem interferieren die abgebildeten mit den gekreuzten Graphen. Bei der Produktion rechter Selektrenen muß ein Strahl einen linkshändigen und einen rechtshändigen Anteil haben. Der Graph 2, bei dem nur linkshändige Kopplungen vorkommen, fällt dann weg. Außerdem können keine Interferenzen zwischen ungekreuzten und gekreuzten Graphen auftreten, da dazu

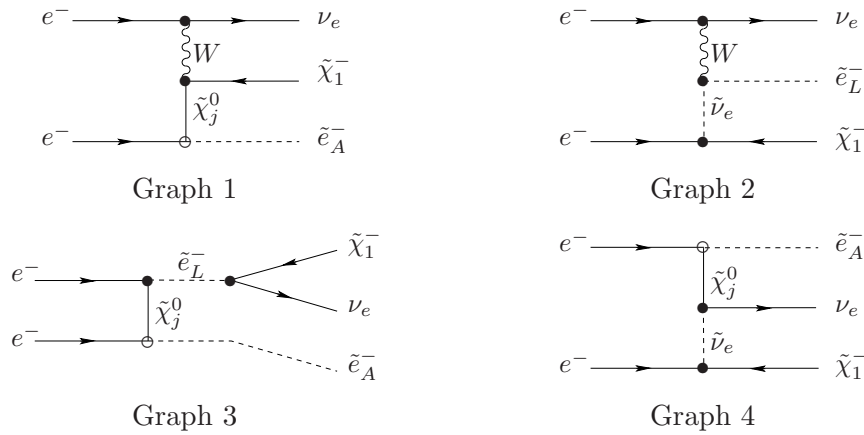


Abbildung 5.16: Einfluß der Elektronenpolarisation auf die Beiträge zum Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$. Kennzeichnung der Vertizes: \circ Kopplung links- und rechtshändiger Elektronen, \bullet koppelnde Komponente durch das Endzustandselektron bestimmt. Außer den abgebildeten tragen noch die gekreuzten Graphen mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen bei.

das linkshändige Elektron in den gekreuzten Graphen an das rechte Selekttron koppeln müßte, siehe Abbildung 5.17 zur Illustration.

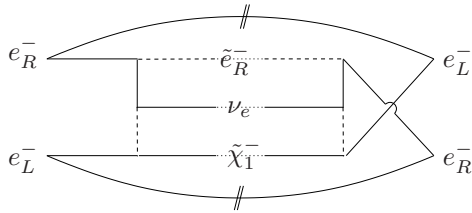


Abbildung 5.17: Verschwinden der Interferenzen zwischen den Graphen der Abbildung 5.16 und den Graphen mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen bei R -Produktion am Beispiel des Graphen 4.

Nun soll gezeigt werden, daß bei der Produktion linker Selekttronen die Wirkungsquerschnitte bei geeigneter vollständiger Polarisierung der Elektronenstrahlen theoretisch um einen Faktor vier und bei der Produktion rechter Selekttronen um einen Faktor zwei gegenüber dem unpolarisierten Fall erhöht werden können.

In den Amplituden (4.57) bis (4.60) erscheinen A -händig koppelnde Elektronen als $P_A u(\vec{k}_i, \lambda_i)$ oder $\bar{u}(\vec{k}_i, \lambda_i) P_{\bar{A}}$; ³ hierbei sei \bar{A} definiert durch $\bar{A} = L : \Leftrightarrow A = R$ und umgekehrt. Bei der Berechnung des Amplitudenquadrats entstehen daraus Terme der Form $P_A u(\vec{k}_i, \lambda_i) \bar{u}(\vec{k}_i, \lambda_i) P_{\bar{A}}$. Mit der Hochenergienäherung der Bouchiat-Michel-Formel (B.26) erhält man für den longitudinal polarisierten Anteil davon

³Ausdrücke der Form $\bar{v}_1 P_A \Gamma u_2$ können mithilfe des Ladungskonjugationsoperators C zu $\bar{u}_1 P_{\bar{A}} C \Gamma^T C^{-1} v_2$ umgeformt werden.

den Ausdruck $P_A(1 + 2\lambda_i\gamma^5)\not{k}_i\delta_{\lambda_i'\lambda_i}P_{\bar{A}}$. Dieser läßt sich mit (A.21) bis (A.25) zu $(1 \pm 2\lambda_i)\delta_{\lambda_i'\lambda_i}P_A\not{k}_i$ umformen; das positive Vorzeichen tritt bei rechtshändigen und das negative bei linkshändigen Elektronen auf. Nach Faltung mit der Spindichtematrix (B.42) wird aus $(1 \pm 2\lambda_i)\delta_{\lambda_i'\lambda_i}$ der polarisationsabhängige Faktor $(1 \pm P_i)$. Da wie erwähnt von einem Elektronenstrahl immer nur die linkshändige Komponente und je nach linkem oder rechtem Endzustand vom anderen die links- oder rechtshändige Komponente koppelt, kann man das komplette Amplitudenquadrat schematisch als

$$\begin{aligned} |\mathcal{T}|^2 &= (1 - P_1)(1 \pm P_2)(\mathcal{T}_{e_1e_2}\mathcal{T}_{e_1e_2}^\dagger - \mathcal{T}_{e_1e_2}\mathcal{T}_{e_2e_1}^\dagger) \\ &+ (1 - P_2)(1 \pm P_1)(\mathcal{T}_{e_2e_1}\mathcal{T}_{e_2e_1}^\dagger - \mathcal{T}_{e_2e_1}\mathcal{T}_{e_1e_2}^\dagger) \end{aligned} \quad (5.4)$$

schreiben. Hierin bezeichnet $\mathcal{T}_{e_1e_2}$ die Summe der Amplituden der Graphen auf Abbildung 5.16 und $\mathcal{T}_{e_2e_1}$ die der Graphen mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt wird damit nach Gleichung (3.1) zu

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{F} \int |\mathcal{T}|^2 dLips \quad (5.5) \\ &= (1 - P_1)(1 \pm P_2) \left\{ \frac{1}{F} \int |\mathcal{T}_{e_1e_2}|^2 dLips - \frac{1}{F} \int \mathcal{T}_{e_1e_2} T_{e_2e_1}^\dagger dLips \right\} \\ &+ (1 - P_2)(1 \pm P_1) \left\{ \frac{1}{F} \int |\mathcal{T}_{e_2e_1}|^2 dLips - \frac{1}{F} \int \mathcal{T}_{e_2e_1} T_{e_1e_2}^\dagger dLips \right\}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Aus Symmetriegründen tragen $\frac{1}{F} \int |\mathcal{T}_{e_1e_2}|^2 dLips$ und $\frac{1}{F} \int |\mathcal{T}_{e_2e_1}|^2 dLips$ wie auch $\frac{1}{F} \int \mathcal{T}_{e_1e_2} \mathcal{T}_{e_2e_1}^\dagger dLips$ und $\frac{1}{F} \int \mathcal{T}_{e_2e_1} \mathcal{T}_{e_1e_2}^\dagger dLips$ jeweils gleichviel zum Wirkungsquerschnitt bei:

$$\frac{1}{F} \int |\mathcal{T}_{e_1e_2}|^2 dLips = \frac{1}{F} \int |\mathcal{T}_{e_2e_1}|^2 dLips =: X \quad (5.7)$$

$$\frac{1}{F} \int \mathcal{T}_{e_1e_2} \mathcal{T}_{e_2e_1}^\dagger dLips = \frac{1}{F} \int \mathcal{T}_{e_2e_1} \mathcal{T}_{e_1e_2}^\dagger dLips =: Y \quad (5.8)$$

Nun betrachten wir die Endzustände einzeln. Bei linken Selektoren haben alle Terme in (5.6) den Vorfaktor $(1 - P_1)(1 - P_2)$ und es gilt

$$\sigma_L = (1 - P_1)(1 - P_2) \{2X - 2Y\} \quad (5.9)$$

$$= (1 - P_1 - P_2 + P_1P_2) \{2X - 2Y\} \quad (5.10)$$

$$=: GF_L \cdot \sigma_{unpol}, \quad (5.11)$$

wenn man σ_L als Produkt aus dem Gewinnfaktor⁴ $GF_L := (1 - P_1 - P_2 + P_1P_2)$ und dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{unpol.} := \{2X - 2Y\}$ schreibt.

⁴Wir übernehmen diese Bezeichnung aus [16].

Theoretisch variiert der Gewinnfaktor also zwischen 0, falls ein Strahl vollständig rechtshändig und der andere beliebig Vorzeichen polarisiert ist, und 4 für rein linkshändige Elektronenstrahlen. Mit den realistischen Polarisationsgraden von maximal $\pm 85\%$ ergibt sich $0,28 \leq GF_L \leq 3,4$.

Beim rechten Endzustand treten zwei verschiedene Vorfaktoren auf, die sich teilweise gegeneinander wegheben:

$$\sigma_R = (1 - P_1)(1 + P_2) \{X - 2Y\} + (1 + P_1)(1 - P_2) \{X - Y\} \quad (5.12)$$

$$= (2 - 2P_1P_2) \{X - Y\} \quad (5.13)$$

$$= (1 - P_1P_2) \{2X - 2Y\} \quad (5.14)$$

$$= GF_R \cdot \sigma_{unpol} \quad (5.15)$$

In diesem Fall variiert der theoretische Gewinnfaktor $GF_R := (1 - P_1P_2)$ zwischen 0 für vollständig entgegengesetzt und 2 für vollständig rechtshändig polarisierte Elektronenstrahlen. Für realistische Polarisationsgrade gilt $0,28 \leq GF_R \leq 1,7$.

Die Wirkungsquerschnitte lassen sich also im Rahmen dieser Werte erhöhen oder absenken. Da Polarisationskonfigurationen, die linke Wirkungsquerschnitte anheben, rechte absenken und umgekehrt, kann man die Produktion von rechten und linken Selektoren weitgehend trennen. Die ohnehin schon niedrigeren rechten Wirkungsquerschnitte können nur halb so stark wie die um ein bis zwei Größenordnungen höheren linken vergrößert werden. Durch Polarisieren der Elektronenstrahlen wird das Entdeckungspotential linker Selektoren daher verbessert, während es bei rechten weiter gering bleibt. Außerdem werden durch geeignete Strahlpolarisation deutlich schwerere linke Selektoren nachweisbar.

Eine Größe, die man zur Quantifizierung von Polarisierungseffekten benutzen kann, ist die Polarisationsasymmetrie

$$A_{pol,A}^{I,II} = \frac{\sigma_A(I) - \sigma_A(II)}{\sigma_A(I) + \sigma_A(II)}. \quad (5.16)$$

I und II bezeichnen darin Polarisationskonfigurationen, die man in der Form $(P_1; P_2)$ angeben kann. Da sich bei der Selektion-Chargino-Produktion die Polarisationsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte auf Vorfaktoren reduzieren läßt (siehe (5.11) und (5.15)), nimmt $A_{pol,A}$ hier die einfache Form

$$A_{pol,A}^{I,II} = \frac{GF_A(I) - GF_A(II)}{GF_A(I) + GF_A(II)} \quad (5.17)$$

an. Bei der Polarisationskonfiguration $I = (-0,85; -0,85)$ wird σ_L maximal erhöht und σ_R soweit wie möglich abgesenkt; bei $II = (-0,85; +0,85)$ ist es umgekehrt. Die zugehörigen Polarisationsasymmetrien sind die konstanten Werte

$$A_{pol,L}^{I,II} = 0,33 \quad \text{und} \quad A_{pol,R}^{I,II} = -0,72. \quad (5.18)$$

Für den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^-\tilde{\chi}_1^0e^-$, der später betrachtet wird, hängt A_{pol} vom Szenario ab und ist eine interessantere Kenngröße.

5.6 Einfluß der Mischung von Charginos und Neutralinos

Nun wird untersucht, wie sich der Mischungscharakter der Neutralinos und Charginos auf die Wirkungsquerschnitte auswirkt. Dazu sind folgende Aspekte zu betrachten:

Der Charakter der Neutralinos und Charginos wird hauptsächlich vom Verhältnis μ/M_2 diktiert. Mit steigendem μ/M_2 werden die beiden leichten Neutralinos und das leichtere Chargino zunehmend gauginoartig und die schwereren Teilchen zunehmend higgsinoartig. Bei Vernachlässigung der Fermionenmassen nehmen die rechtshändigen Fermionen und ihre Superpartner nur an der $U(1)_Y$ -, nicht aber an der $SU(2)_L$ -Wechselwirkung teil (siehe Tab. 2.2). Deshalb koppeln die rechten Selektren nur an die Bino-Komponente der Neutralinos und der qualitative Verlauf der Wirkungsquerschnitte läßt sich relativ einfach übersehen. Die linkshändigen Teilchen befinden sich hingegen in $SU(2)$ -Dubletts und ihre supersymmetrischen Partner erfahren beide Wechselwirkungen, so daß zur Erklärung der Wirkungsquerschnitte die Bino- und die Wino-Komponenten berücksichtigt werden müssen.

Außer den Kopplungen verändern sich auch die Neutralino- und Charginomassen mit den Parametern M_1, M_2 und μ . Im Fall der Endzustandsteilchen wirkt sich das auf den zur Verfügung stehenden Phasenraum aus. Bei den Neutralinos und Sleptonen, die als Austauscheteilchen vorkommen, führen höhere Massen zur stärkeren Unterdrückung der entsprechenden Beiträge. Zudem verändert sich die relative Höhe der Beiträge mit dem Szenario.

Wegen des komplizierten Zusammenspiels dieser Einflüsse ist es meist nicht möglich, die Parameterabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte nur durch Betrachtung der Kopplungsstruktur oder der Massenverhältnisse qualitativ zu verstehen.

5.6.1 M_2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Wir beginnen diesmal mit der Betrachtung rechter Endzustände, da dabei kein $W\tilde{\nu}_e$ -Austausch stattfinden kann und Graph 2 wegfällt.

Als erstes ist festzustellen, daß die Beiträge des Graphen 4 um ein bis zwei Größenordnungen kleiner als die des jeweils dominierenden Graphen 1 oder 3 sind und zum qualitativen Verständnis der Wirkungsquerschnitte außer acht gelassen werden können. Die Ursache ist, daß dieser Mechanismus durch den Austausch zweier schwerer Teilchen im t -Kanal, einem Neutralino und einem Sneutrino, doppelt unterdrückt wird. Die Massenuntergrenzen für die drei leichtesten Neutralinos sind derzeit etwa 50, 60 und 100 GeV [33]; in den meisten Szenarien sind die Neutralinos allerdings deutlich schwerer, siehe auch Tabelle 5.1. Die Sneutrinos sind in minimalen Modellen unter Anwendung der GUT-Relation (2.41) etwa so schwer wie die linken Selektrenen, für unsere Zwecke also im Bereich einiger hundert GeV.

Grundsätzlich wäre es zum Verständnis der Wirkungsquerschnitte nötig, sowohl die Beiträge der einzelnen Produktionsmechanismen, als auch ihr Zusammenspiel in Interferenzen zu diskutieren. Die Abbildung 5.18 zeigt aber, daß die rechten Wirkungsquerschnitte für große μ -Werte (siehe Abb. 5.18 a) so sehr vom Graphen 3 und für kleine μ (Abb. 5.18 b) entsprechend stark vom Graphen 1 dominiert werden, daß einerseits die anderen Graphen und andererseits alle Interferenzeffekte vernachlässigt werden können. Dieses Verhalten der rechten Wirkungsquerschnitte findet sich auch in den Abbildungen 5.20 und 5.24 der Abschnitte 5.6.2 und 5.6.3, wird dort aber nicht erneut erwähnt. Um die geringe Bedeutung der Interferenzen zu veranschaulichen, ist neben den Einzelbeiträgen der Graphen immer auch der gesamte Wirkungsquerschnitt dargestellt.

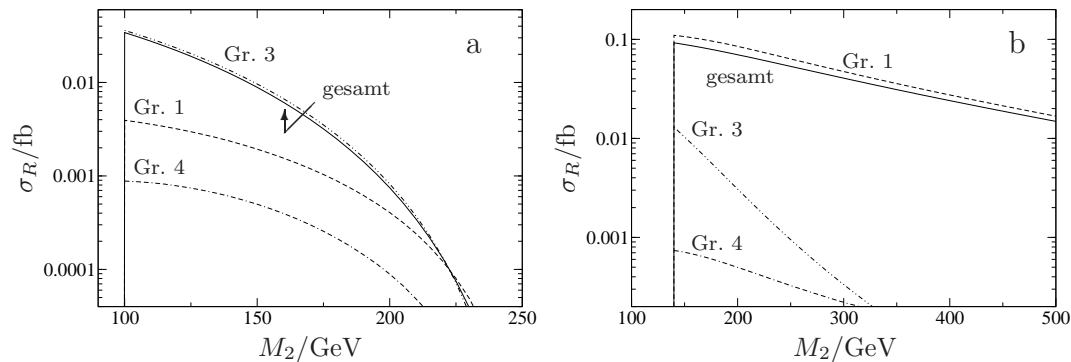


Abbildung 5.18: Wirkungsquerschnitt σ_R und Beiträge dazu in Abhängigkeit von M_2 bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. a) $\mu = 400$ GeV, b) $\mu = 150$ GeV. Die senkrechten Kanten markieren die Grenzen des bereits experimentell ausgeschlossenen Bereichs.

Die Größe der Beiträge der Graphen 1 und 3 wiederum hängt im wesentlichen von ihren Kopplungen $\frac{1}{\sqrt{2}}f_{ej}^{R*} (O_{j1}^L P_L + O_{j1}^R P_R)$ und $f_{ej}^{R*} f_{ej}^{L*} U_{11}$ ab. Die Faktoren f_{ej}^A

wurden in (4.25) und (4.26) in der Basis der Masseneigenzustände $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \psi_H^a, \psi_H^b)$ definiert. Mit

$$\begin{pmatrix} \tilde{\gamma} \\ \tilde{Z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W} \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

kann man zur Basis der Wechselwirkungseigenzustände $(\tilde{B}, \tilde{W}, \psi_H^a, \psi_H^b)$ übergehen; in

$$f'_{ej}{}^R = -\sqrt{2} \tan \theta_W N'_{i1}{}^* \quad (5.20)$$

gehen dann erwartungsgemäß nur die Bino- und in

$$f'_{ej}{}^L = \sqrt{2} [N'_{i1} \sin \theta_W (L_e + \cos \theta_W) - N'_{i2} (\cos \theta_W L_e - \sin^2 \theta_W)] \quad (5.21)$$

die Bino- und die Winokomponenten der Neutralinos ein; dabei diagonalisiere N' die Neutralinomassenmatrix (2.31) des MSSM in der Basis $(\tilde{B}, \tilde{W}, \psi_H^a, \psi_H^b)$. Auch in den Faktoren O_{j1}^A , die die $W\tilde{\chi}_j^0\tilde{\chi}_1^-$ -Kopplung beschreiben, ist die Winokomponente bevorzugt. Deshalb bestimmt im Szenario G der Austausch des ersten und zweiten Neutralinos, die dort fast reine Binos bzw. Winos sind, die Größe der Wirkungsquerschnitte. Das Übergewicht des Graphen 3 hat seine Ursache im sehr großen Winoanteil des leichteren Charginos, der quadratisch eingeht. Die Mischung von Neutralinos und Charginos und die Massen der Neutralinos in den Szenarien G und H sind in Tabelle 5.5 im Überblick zusammengestellt.

Im Szenario H haben das $\tilde{\chi}_1^0$ und das $\tilde{\chi}_3^0$ große Binokomponenten und tragen daher wesentlich bei. Das schwerste Neutralino hat starken Winocharakter, sein Austausch ist durch die hohe Masse aber deutlich unterdrückt. Daß anders als im Szenario G hier nun der Graph 1 den Wirkungsquerschnitt dominiert, wird von der um den Faktor 8 kleineren, quadratisch eingehenden Winokomponente $U_{11} = 0,12$ des leichteren Charginos verursacht.

Der starke Abfall der Wirkungsquerschnitte für $\mu = 400$ GeV liegt an der Masse des Charginos. $m_{\tilde{\chi}_1^-}$ konvergiert bei festem μ mit steigendem M_2 gegen μ , siehe Abbildung 2.1. Für $\mu \leq 240$ GeV genügt daher die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV unabhängig von M_2 zur Produktion des leichteren Charginos und eines rechten Selektrens mit $m_L = 260$ GeV. Für $\mu = 400$ GeV reicht der Phasenraum dazu nicht aus und begrenzt die Produktion. Diesen Effekt beobachtet man ebenso beim linken Endzustand (siehe Abb. 5.19).

Zur Produktion linker Selektren muß man über die drei besprochenen Graphen hinaus noch den Graphen 2 berücksichtigen, der das Gewicht der anderen Beiträge verschiebt. Seine Kopplungsstruktur ist sehr einfach, da die Standardmodellkopplungen in (4.46) und die $\tilde{e}_L\tilde{\nu}_e W$ -Kopplung in (4.47) szenarienunabhängig sind und sich die Charginomischung nur am $e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}_1^-$ -Vertex (4.48) auswirkt. Dieser

	G	H
M_2	150	400
μ	400	150
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	73,86	125,8
$m_{\tilde{\chi}_2^0}$	142,5	158,1
$m_{\tilde{\chi}_3^0}$	407,3	214,3
$m_{\tilde{\chi}_4^0}$	416,1	418,4
χ_1^-	$U : (0,95 -0,31)$ $V : (0,99 -0,12)$	$U : (0,12 -0,99)$ $V : (0,31 -0,95)$
χ_2^-	$U : (0,31 0,95)$ $V : (0,12 0,99)$	$U : (0,99 0,12)$ $V : (0,95 0,31)$
χ_1^0	(0,99 -0,03 0,03 0,12)	(0,36 -0,18 0,61 0,68)
χ_2^0	(-0,06 -0,97 0,09 0,11)	(-0,09 -0,10 -0,70 0,70)
χ_3^0	(0,06 -0,10 0,69 -0,72)	(-0,93 -0,13 0,29 0,20)
χ_4^0	(-0,09 0,22 0,72 0,65)	(-0,04 0,97 0,22 0,08)

Tabelle 5.5: Massenparameter, Neutralinomassen und Mischungscharakter von Neutralinos und Charginos in den Szenarien G und H . Alle Werte in GeV, M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$. Neutralinos in der Basis $(\tilde{B}, \tilde{W}, \psi_H^a, \psi_H^b)$, Charginos als Mischungen aus Winos und geladenen Higgsinos.

liefert den Faktor V_{11} , der im Szenario G den Wert 0,99 und im Szenario H den Wert 0,31 annimmt und quadratisch in σ_L eingeht. Der Graph 2 trägt im gauginoartigen Szenario G mit 0,64 fb und im higgsinoartigen Szenario H mit 0,063 fb bei; dies spiegelt exakt das quadrierte Verhältnis der Faktoren V_{11} wieder. Die klare Dominanz eines Beitrags fehlt im Fall linker Endzustände, statt dessen ist die absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte stark von destruktiven Interferenzen zwischen den zwei größten Beiträgen beeinflusst. Da die Produktion linker Selektren den W -Austausch begünstigt, sind dies in allen Szenarien die Graphen 1 und 2. Auch hier verweisen wir auf die Abbildungen 5.21 und 5.22, wo sich das gleiche Verhalten zeigt, ohne daß es erneut besprochen wird. Wie im Fall rechter Selektren ist der Graph 4 für die Wirkungsquerschnitte bedeutungslos und so klein, daß er in Abbildung 5.19 kaum erscheint.

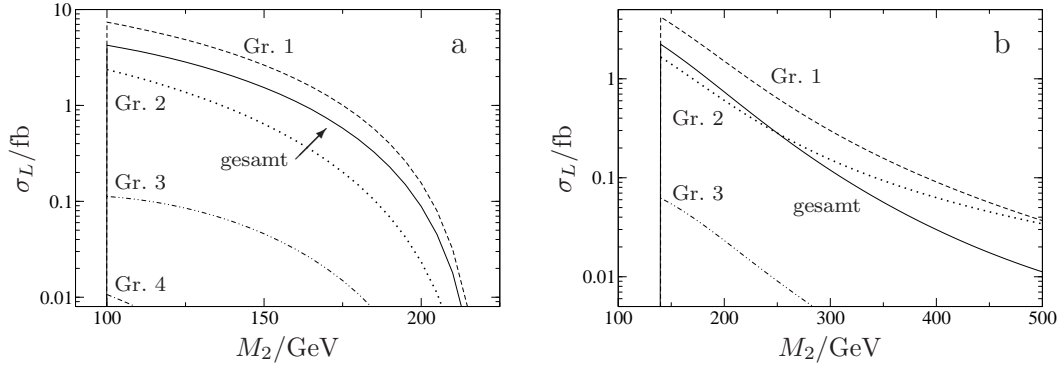


Abbildung 5.19: Wirkungsquerschnitt σ_L und Beiträge dazu in Abhängigkeit von M_2 bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, m_R beliebig, a) $\mu = 400$ GeV, b) $\mu = 150$ GeV.

5.6.2 μ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Der Parameter μ macht sich in den Wirkungsquerschnitten hauptsächlich durch seinen Einfluß auf die Charginomassen bemerkbar. Bei festem M_2 konvergiert die Masse des leichteren Charginos mit zunehmendem $|\mu|$ von unten gegen M_2 , siehe Abbildung 2.1, und sein Gauginoanteil ebenso gegen 1, siehe Abbildung 2.2. Bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV und der festen Selektrenmassen $m_L = 290$ GeV und $m_R = 260$ GeV steht daher für $M_2 = 150$ GeV unabhängig von μ genügend Energie zur Verfügung, um den Endzustand $\tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ zu produzieren, und weil von den Charginos nur die Gauginokomponenten koppeln, nähert sich auch der Wirkungsquerschnitt mit steigendem $|\mu|$ einem Sättigungswert an. Dies ist auf den Abbildungen 5.20 a und 5.21 a gut zu erkennen. Für $M_2 = 400$ GeV reicht die Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 500$ GeV nicht für alle Werte von μ aus,

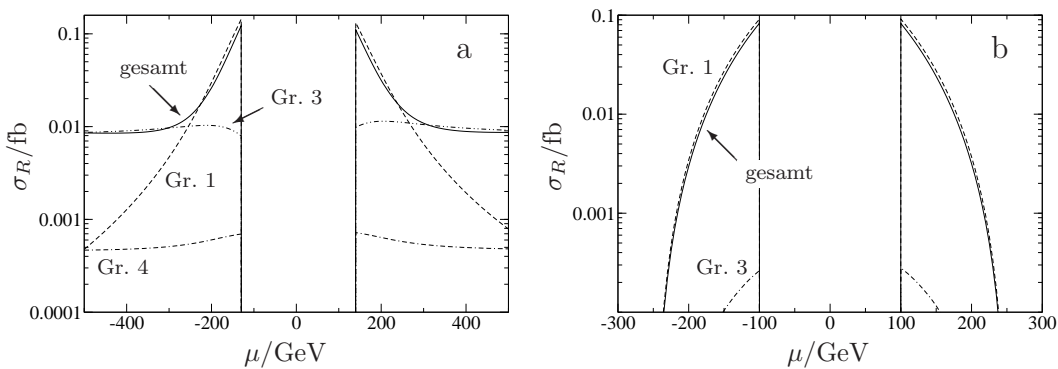


Abbildung 5.20: Wirkungsquerschnitt σ_R und Beiträge dazu in Abhängigkeit von μ bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_R = 260$ GeV, $m_L = 290$ GeV, a) $M_2 = 150$ GeV, b) $M_2 = 400$ GeV.

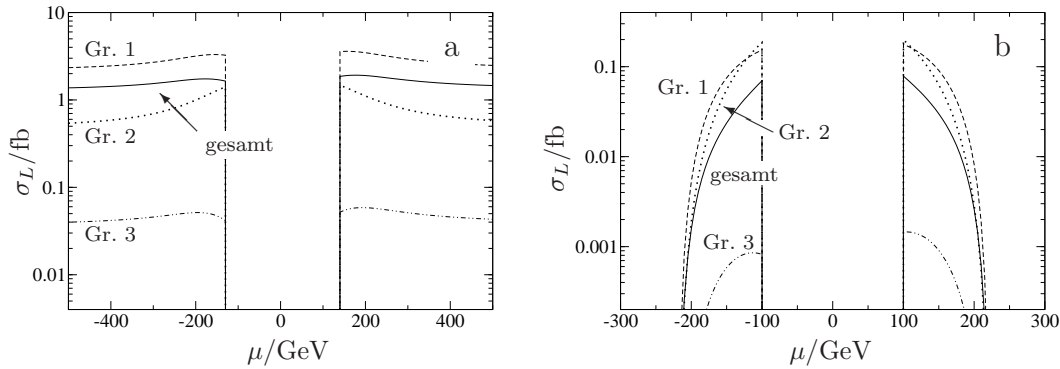


Abbildung 5.21: Wirkungsquerschnitt σ_L und Beiträge dazu in Abhängigkeit von μ bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, m_R beliebig, a) $M_2 = 150$ GeV, b) $M_2 = 400$ GeV.

um den Endzustand zu erzeugen und für $m_{\tilde{\chi}_1^-} > \sqrt{s} - m_A$ kann der Prozess nicht mehr stattfinden, vgl. Abbildung 5.20 b und 5.21 b.

Dieses Verhalten zeigen sowohl die kompletten Wirkungsquerschnitte als auch die Beiträge der einzelnen Produktionsmechanismen. Nur im Fall des ersten Graphen bei der Produktion rechter Selektren spielt im dargestellten Bereich der Einfluß der ebenfalls von μ abhängigen Kopplungen eine größere Rolle, sodaß die Asymptote erst für größere Beträge von μ erkennbar ist.⁵ Die Höhe des Beitrags durch $W\tilde{\chi}_i^0$ -Austausch wird bei rechten Endzuständen von den bino- und winoartigen leichten Neutralinos und für linke Endzustände vom winoartigen zweiten Neutralino bestimmt. In Tabelle 5.6 wurden die Zahlenwerte für die Szenarien $I : (M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$ und $II : (M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 400 \text{ GeV})$ zusammengestellt; der starke Abfall des rechten Wirkungsquerschnitts und der moderate des linken sind deutlich zu erkennen. In die Wirkungsquerschnitte gehen die Faktoren $f_{ej}^{A*} (O_{j1}^L P_L + O_{j1}^R P_R)$ ein, siehe Tabelle 5.7 für die Zahlenwerte. Die Produkte der Kopplungsfaktoren (Tab. 5.8), die, wenn man Interferenzen zwi-

σ_R , Graph 1	kopl.	$\tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_2^0$	σ_L , Graph 1	kopl.	$\tilde{\chi}_2^0$
I	0,037	0,047	I	3,49	3,14
II	0,0019	0,0024	II	2,65	2,69

Tabelle 5.6: Einzelbeiträge zu σ_R und σ_L für $m_L = 290$ GeV und $m_R = 260$ GeV in den Szenarien $I : (M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$ und $II : (M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 400 \text{ GeV})$ mit $\tan\beta = 30$ und M_1 aus GUT-Relation. Alle Werte in fb.

⁵Da dann aber die Struktur der anderen Beiträge nicht mehr aufgelöst wird, wurde darauf verzichtet, $|\mu|$ über größere Werte zu variieren.

	$ f_{e1}^L $	$ f_{e2}^L $	$ f_{e1}^R $	$ f_{e2}^R $		$ O_{11}^L $	$ O_{21}^L $	$ O_{11}^R $	$ O_{21}^R $
<i>I</i>	0,28	0,68	0,73	0,21	<i>I</i>	0,14	0,82	0,23	0,81
<i>II</i>	0,36	0,71	0,77	0,05	<i>II</i>	0,03	0,97	0,06	0,97

Tabelle 5.7: Für die Höhe der Wirkungsquerschnitte bedeutsame Kopplungsfaktoren in den Szenarien *I* : $(M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$ und *II* : $(M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 400 \text{ GeV})$ mit $\tan \beta = 30$ und M_1 aus GUT-Relation.

	$ f_{e1}^R O_{11}^L $	$ f_{e1}^R O_{11}^R $	$ f_{e2}^R O_{21}^L $	$ f_{e2}^R O_{21}^R $		$ f_{e2}^L O_{21}^L $	$ f_{e2}^L O_{21}^R $
<i>I</i>	0,10	0,17	0,17	0,17	<i>I</i>	0,56	0,55
<i>II</i>	0,03	0,04	0,04	0,04	<i>II</i>	0,69	0,69

Tabelle 5.8: Produkte von Kopplungsfaktoren, die in die σ_R und σ_L eingehen, in den Szenarien *I* : $(M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$ und *II* : $(M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 400 \text{ GeV})$ mit $\tan \beta = 30$ und M_1 aus GUT-Relation.

schen den Neutralinos vernachlässigt, quadratisch in die Wirkungsquerschnitte eingehen, geben den starken Abfall des rechten Wirkungsquerschnitts recht gut wieder. Da das zweitleichteste Neutralino, das stark beiträgt, im Szenario *II* eine größere Masse als im Szenario *I* hat (siehe Tab. 5.9), wird sein Austausch stärker

	m_1	m_2	m_3	m_4
<i>I</i>	69,6	121,9	211,7	245,5
<i>II</i>	73,9	142,5	407,3	416,1

Tabelle 5.9: Neutralinomassen in den Szenarien *I* : $(M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 200 \text{ GeV})$ und *II* : $(M_2, \mu) = (150 \text{ GeV}, 400 \text{ GeV})$ mit $\tan \beta = 30$ und M_1 aus GUT-Relation. Alle Werte in GeV.

unterdrückt und der Abfall der Wirkungsquerschnitte ist etwas deutlicher als der der Kopplungsprodukte. Beim linken Endzustand wird die leichte Zunahme der Kopplungsstärke durch den Anstieg der Masse des fast allein für die Höhe des Wirkungsquerschnitts zuständigen zweiten Neutralinos aufgefangen, so daß der Beitrag von Graph 1 insgesamt kaum von μ abhängt.

Wie im vorigen Abschnitt wird die Höhe von σ_L auch hier wieder stark von destruktiven Interferenzen zwischen den Beiträgen 1 und 2 beherrscht, da der linke Endzustand die Graphen mit W -Austausch begünstigt.

5.6.3 M_1 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Um zu sehen, wie die Wirkungsquerschnitte von M_1 abhängen, geben wir die GUT-Relation

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \quad (5.22)$$

auf und variieren M_1 bei sonst unveränderten Szenarien G und H . Es zeigt sich, daß σ_L nur schwach von M_1 abhängt (siehe Abb. 5.22). Dies hat zwei Gründe.

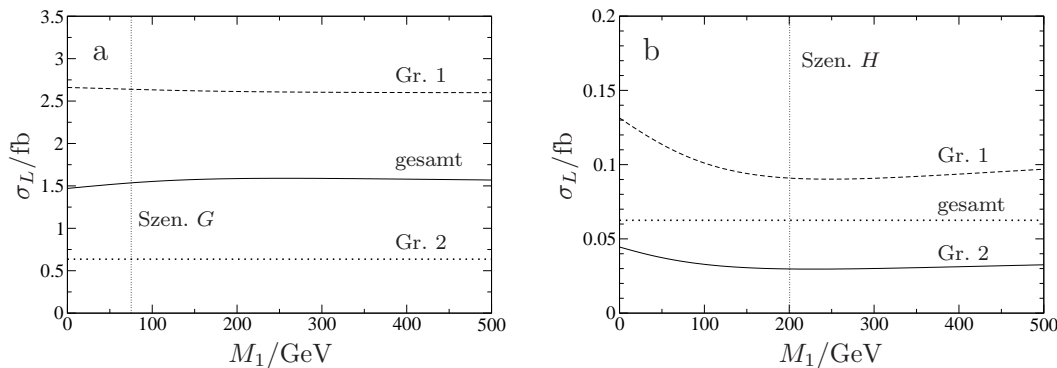


Abbildung 5.22: Wirkungsquerschnitt σ_L und Beiträge dazu in Abhängigkeit von M_1 bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV und $\tan\beta = 30$. a) $M_2 = 150$ GeV, $\mu = 400$ GeV; b) $M_2 = 400$ GeV, $\mu = 150$ GeV. Der Punkt, an dem die GUT-Relation (5.22) erfüllt ist, ist jeweils markiert und fällt mit den ursprünglichen Szenarien G und H zusammen.

Zum einen gehen im zweiten Graphen nur Standardmodell- und Charginokopplungen ein, so daß er komplett unabhängig von M_1 ist. Zum zweiten verhalten sich die Beiträge durch $W\tilde{\chi}_1^0$ - und $W\tilde{\chi}_2^0$ -Austausch, die in Graph 1 dominieren, komplementär, wie die Abbildung 5.23 a am Beispiel des Szenarios G illustriert, sodaß ihre Summe weitgehend konstant bleibt. Die Kopplungsfaktoren $|f_{e1}^L O_{11}^{L/R}|$ und $|f_{e2}^L O_{21}^{L/R}|$ spiegeln die Verläufe der Beiträge wieder, siehe Abbildung 5.23 b.

Bei den rechten Wirkungsquerschnitten fehlt der konstante Beitrag des Graphen 2, weshalb sie wesentlich stärker von M_1 abhängen (Abb. 5.24). Wir führen am Beispiel des Szenarios G vor, wieso der dominierende Beitrag des Graphen 3 mit steigendem M_1 abfällt. Hierzu ist wieder der Austausch der gauginoartigen, leichten Neutralinos zu betrachten. In Abbildung 5.25 a wurden ihre Einzelbeiträge und ihre kohärente Summe dargestellt. Ins Amplitudenquadrat gehen die Produkte $|f_{ej}^R f_{ej}^L|$ ein. Ab $M_1 = 141$ GeV reduzieren destruktive Interferenzen, die von einem Vorzeichenwechsel von f_{e1}^R herrühren, den Wirkungsquerschnitt. Die Kopplungen $|f_{e1}^R f_{e1}^L|$ und $|f_{e2}^R f_{e2}^L|$ (Abb. 5.25 b) bestimmen zusammen mit den Neutralinomassen, siehe Abbildung 5.26, das Verhalten des Wirkungsquerschnitts, da

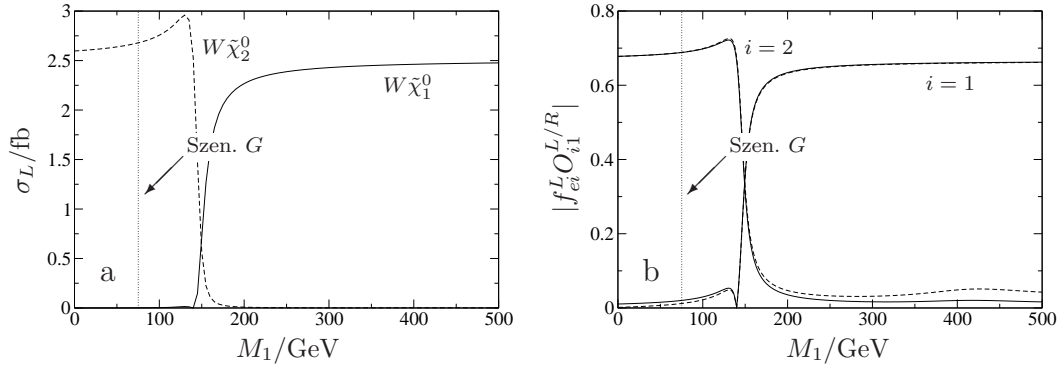


Abbildung 5.23: a) Beiträge durch $W\tilde{\chi}_1^0$ - und $W\tilde{\chi}_2^0$ -Austausch (Graph 1) zu σ_L bei $\sqrt{s} = 500$ GeV, b) zugehörige Kopplungen jeweils in Abhängigkeit von M_1 für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV, $\tan\beta = 30$, $M_2 = 150$ GeV und $\mu = 400$ GeV; das ursprüngliche Szenario G ist markiert.

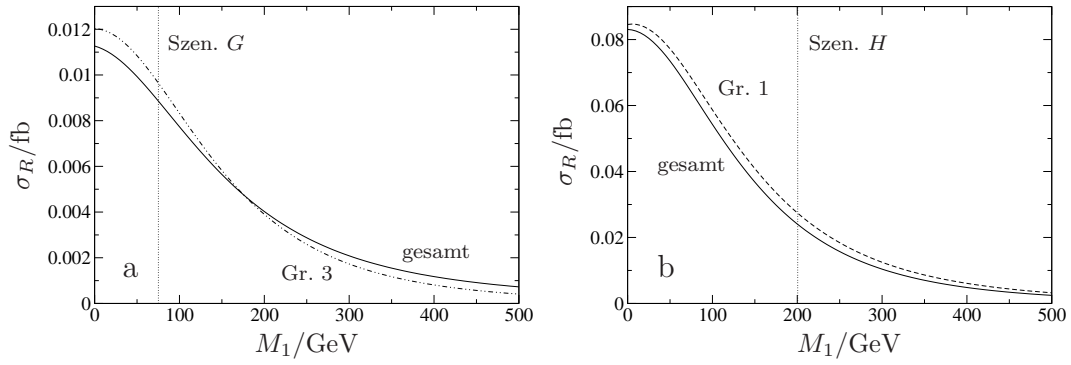


Abbildung 5.24: σ_R in Abhängigkeit von M_1 bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV und $\tan\beta = 30$. a) $M_2 = 150$ GeV, $\mu = 400$ GeV, b) $M_2 = 400$ GeV, $\mu = 150$ GeV. Die ursprünglichen Szenarien G und H sind markiert.

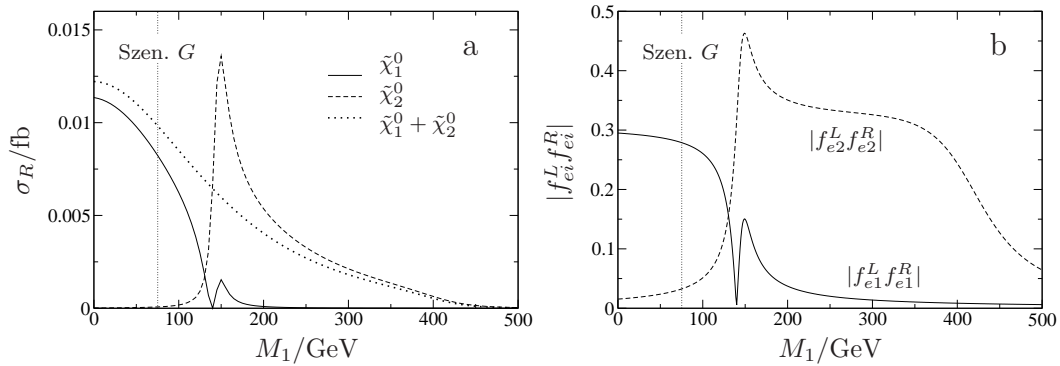


Abbildung 5.25: a) Beiträge durch $W\tilde{\chi}_1^0$ - und $W\tilde{\chi}_2^0$ -Austausch (Graph 1) zu σ_R bei $\sqrt{s} = 500$ GeV, b) zugehörige Kopplungen jeweils in Abhängigkeit von M_1 für $M_2 = 150$ GeV, $\mu = 400$ GeV; das ursprüngliche Szenario G ist markiert.

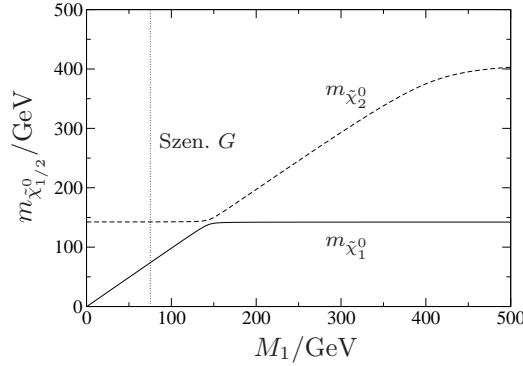


Abbildung 5.26: Massen der beiden leichtesten Neutralinos für $M_2 = 150$ GeV und $\mu = 400$ GeV in Abhängigkeit von M_1 . Das Szenario G ist markiert.

der Austausch des zweiten Neutralinos quadratisch mit der mit zunehmendem M_1 steigenden Masse $m_{\tilde{\chi}_2^0}$ unterdrückt wird.

Um den Abfall von σ_R im Szenario H (Abb. 5.24) zu erklären, muß man die gleiche Argumentation auf den dort führenden Graphen 1 und seine Kopplungen $|f_{ej}^R O_{j1}^{L/R}|$ anwenden.

5.7 Erweiterte Modelle

Wir versuchen nun, einen Überblick über den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ im NMSSM und im E_6 -Modell (siehe Kap. 2) zu gewinnen. Das qualitative Verhalten läßt sich jeweils leicht erfassen, und für quantitative Aussagen betrachten wir Parametersätze, die aus dem Szenario G hervorgehen. Dazu verwenden wir $M_2 = 150$ GeV und ersetzen μ , indem wir λ und x so wählen, daß $\mu_{eff} = \lambda x = 400$ GeV gilt. Für die zusätzlich benötigten Parameter des NMSSM und des E_6 -Modells lassen sich jeweils Grenzfälle angeben, in denen sich das Neutralinospektrum von G reproduziert. Anhand anderer Werte dieser Parameter kann man die Eigenschaften der erweiterten Modelle studieren.

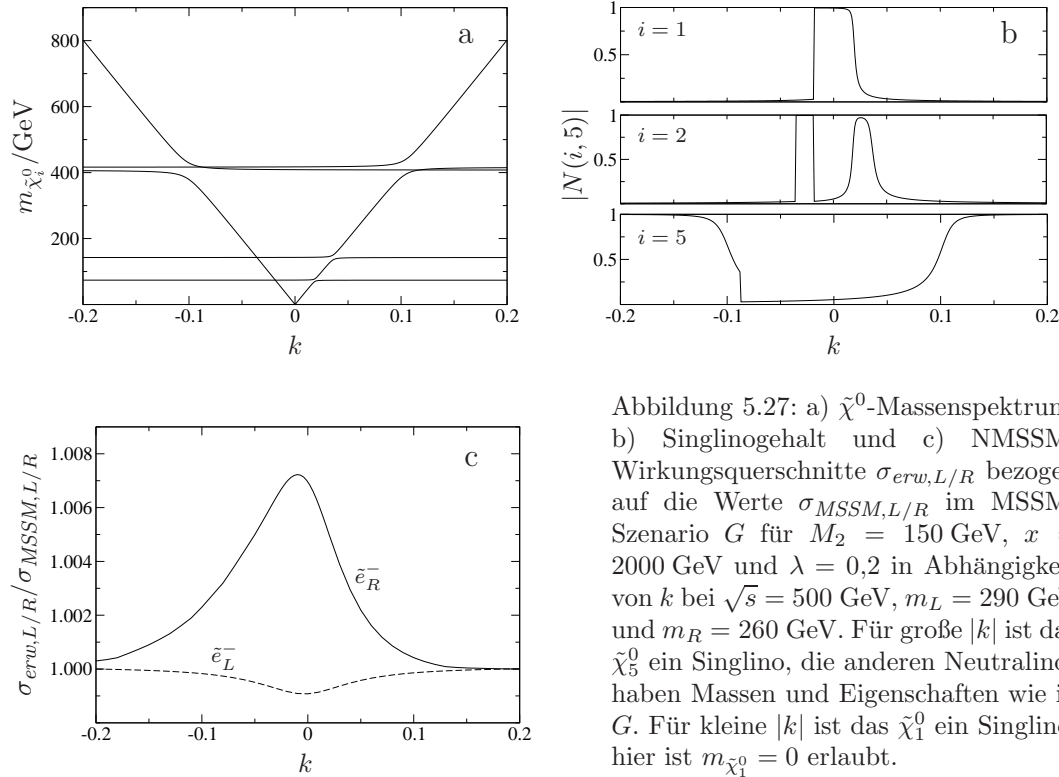
Die größten Unterschiede im Vergleich zum MSSM weist der Neutralinosektor der erweiterten Modelle auf; der Charginosektor bleibt dagegen unverändert. Da Neutralinos beim Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ nur als Austauscheteilchen vorkommen, während Charginos im Endzustand produziert werden und damit den Phasenraum und die Kinematik stark beeinflussen, erwartet man in den erweiterten Modellen für die Selektion-Chargino-Produktion keine wesentlich anderen Wirkungsquerschnitte als im MSSM [54].

5.7.1 NMSSM

Im NMSSM treten fünf Neutralinos auf, die Linearkombinationen aus \tilde{B} , \tilde{W} , den ungeladenen MSSM-Higgsinos und dem neuen Higgsinosingulett ψ_N sind. Da das ψ_N die Hyperladung $Y = 0$ hat, koppelt die Singlinokomponente der Neutralinos weder an die Eichbosonen, noch an die Fermionen und Sfermionen, und die Neutralinokopplungen sind grundsätzlich schwächer als im MSSM.

Phänomenologisch sind drei Fälle zu unterscheiden:

- Wenn die schweren Neutralinos, deren Austausch quadratisch mit der Masse unterdrückt ist, große Singlinokomponenten haben, sind die NMSSM-Wirkungsquerschnitte gegenüber dem MSSM kaum verändert; eine detailliertere Untersuchung ist uninteressant.
- Weisen die leichteren Neutralinos ein MSSM-artiges Massenspektrum auf, haben aber große Singlinokomponenten, so treten kleinere Wirkungsquerschnitte als im MSSM auf [55]. Unter diesen Umständen sind rechte Selekttronen, deren Produktion schon im MSSM schwierig war, auf keinen Fall nachweisbar. Die linken Wirkungsquerschnitte können zumindest in Teilen des Parameterraums meßbar bleiben.
- Am interessantesten ist der Fall sehr leichter Neutralinos mit großen ψ_N -Beimischungen. Wegen der geringen Kopplungsstärke exotischer Neutralinos gibt es für diese im NMSSM noch keine experimentelle Massenuntergrenze. Deshalb wirkt der begünstigte Austausch durch die geringe Masse der Absenkung der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{erw,L/R}$ durch den hohen Singlinoanteil entgegen. Um beurteilen zu können, welcher Effekt überwiegt, betrachten wir die Wirkungsquerschnitte für $-0,2 \leq k \leq 0,2$ im Szenario $M_2 = 150 \text{ GeV}$, $x = 2000 \text{ GeV}$, $\lambda = 0,2$ in Abhängigkeit des NMSSM-Parameters k (siehe Abb. 5.27 c). Man erkennt, daß die Wirkungsquerschnitte um weniger als 1% mit k variieren. Noch am größten sind die Effekte für kleine Beträge von k , wo sehr leichte, singlinoartige Neutralinos existieren, siehe Abbildung 5.27 a und b. σ_R wird im Vergleich zu σ_L deutlich stärker von k beeinflusst, da alle Beiträge zur Produktion rechter Selekttronen via Neutralino-Austausch im t -Kanal vonstatten gehen (Graphen 1, 3 und 4 der Abb. 4.2). Zu σ_L trägt dagegen der Graph 2 bei, dessen relativ großer Beitrag komplett unabhängig vom Neutralinosektor (siehe Abschn. 5.6) und damit auch von k ist. Gegenüber dem MSSM wird σ_R für kleine Beträge von k angehoben und σ_L abgesenkt; dieser Effekt reicht aber bei weitem nicht aus, um die rechten Wirkungsquerschnitte, die fast überall im MSSM-Parameterraum kleiner als 0,1 fb sind, auf meßbare Werte anzuheben.



Insgesamt ist also festzuhalten, daß sich das Nachweispotential für schwere Selekttronen im NMSSM gegenüber dem MSSM eher verschlechtert.

5.7.2 E_6 -Modell

Die Betrachtung des E_6 -Modells⁶ wird dadurch erleichtert, daß das neue Eichboson Z' beim Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ nicht auftritt. Die NMSSM-Basis, in der die nunmehr sechs Neutralinos dargestellt werden, wird aber um den zusätzlichen Zustand \tilde{Z}' ergänzt. Die \tilde{Z}' -Komponente der Neutralinos erhöht die Wirkungsquerschnitte, wenn man davon ausgeht, daß die $U(1)_{Y'}$ - und die $U(1)_{Y''}$ -Kopplungsstärke gleich sind [26]. Dies wirkt dem Absenken der Wirkungsquerschnitte durch den ψ_N -Anteil entgegen.

Das Massenspektrum und das Mischungsverhalten des E_6 -Modells werden durch den $U(1)_{Y'}$ -Massenparameter M' bestimmt. Für $M' \ll x$ gilt $m_{\tilde{\chi}_{5/6}^0} = \mathcal{O}(x)$ [14].

⁶Zur Erinnerung: Als „ E_6 -Modell“ bezeichnen wir ein Rang-5-Modell mit einem zusätzlichen Higgs-Singulett, siehe Kapitel 2.

Da die experimentell bestimmte Untergrenze für x bereits 2200 GeV ist (ebenefalls [14]), sind die neuen Neutralinos so schwer, daß sie als Austauscheteilchen keine Rolle spielen. Gleichzeitig konzentrieren sich die \tilde{Z}' - und ψ_N -Anteile in ihnen, weil die Mischung zwischen MSSM- und neuen Freiheitsgraden proportional zu $m_W \ll x$, also vernachlässigbar klein, ist. Das verbleibende Spektrum der vier leichten Neutralinos ist daher sowohl den Massen, als auch den Mischungen nach MSSM-artig.

Für $M' \gg x$ entsteht in der Massenmischungsmatrix ein Seesaw-Effekt, der einen Masseneigenwert sehr groß und einen sehr klein werden läßt (siehe (2.31)). Dadurch werden gleichzeitig die \tilde{Z}' - und ψ_N -Komponenten entkoppelt, so daß das leichteste Neutralino stark ψ_N -artig und das schwerste stark \tilde{Z}' -artig wird. Das Spektrum der fünf leichten Neutralinos gleicht dann dem des NMSSM [26].

Was das Neutralinospektrum betrifft, kann man das E_6 -Modell also entweder durch das MSSM oder durch das NMSSM nähern. Im Sleptonensektor verhält es sich aber grundsätzlich anders: Unter der Annahme der Vereinigung aller skalaren Massen am GUT-Punkt und bei gleichen Kopplungsstärken $g = g'$ sind die rechten Selektrenen schwerer als die linken (siehe Abschn. 2.6).

Für die assoziierte Selektion-Chargino-Produktion ist dies jedoch nicht von Bedeutung. Zum einen ist die Produktion linker Selektrenen unabhängig von der Masse und der Breite der rechten. Daher gelten alle Werte für σ_L , die bisher angegeben wurden, ebenso im E_6 -Modell. Zum anderen waren die rechten Wirkungsquerschnitte mit $\sigma_R \lesssim 0,3$ fb überall im Parameterraum unmeßbar klein.⁷ Im Abschnitt 5.3 wurde die linke Masse in den betrachteten Wertepaaren ($m_R = 260$ GeV, $m_L = 245$ GeV) bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und ($m_R = 460$ GeV, $m_L = 390$ GeV) bei $\sqrt{s} = 800$ GeV schon so dicht wie möglich an der Paarerzeugungsschwelle gewählt. Ein weiteres Absenken würde zur Selektrenenpaarerzeugung führen, die nicht unser Thema ist. Die angegebenen Werte für σ_R sind daher auch für die erweiterten Modelle obere Schranken.

Insgesamt bleibt das Nachweispotential für schwere linke Selektrenen im E_6 -Modell also gegenüber dem MSSM und dem NMSSM gleich gut und das rechter Selektrenen gleich schlecht.

⁷Zur Begründung, warum wir $\sigma \leq 0,47$ fb als unmeßbar klein bezeichnen, siehe Abschn. 8.3 und Tab. 8.1

Kapitel 6

Selektron-Neutralino-Produktion

Nun wenden wir uns der Selektron-Neutralino-Produktion zu. Da die assoziierte Produktion mit den schwereren Neutralinos den für die Selektronen zugänglichen Massenbereich einschränkt, werden nur die Endzustände mit dem leichtesten Neutralino

$$e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-, \quad A = L, R \quad (6.1)$$

ausführlich betrachtet. Zerfälle und Untergrundereignisse betrachten wir wiederum gesondert im Abschnitt 7.1. Der Prozeß 6.1 geht im MSSM und im NMSSM via $e\gamma^-$, eZ^- , $\tilde{e}\tilde{\chi}^0_-$, $\tilde{e}\gamma^-$, $\tilde{e}Z^-$ und $Z\tilde{\chi}^0_-$ -Austausch vonstatten (siehe Abb. 4.1, Graphen 1 bis 7), für den $\tilde{e}\tilde{\chi}^0_-$ -Austausch stehen dabei zwei verschiedene Topologien (Graphen 3 und 7) zur Verfügung. Im E_6 -Modell kommen noch Beiträge durch eZ'^- , $\tilde{e}Z'^-$ und $Z'\tilde{\chi}^0_-$ -Austausch hinzu (Graphen 2', 5', 6').

Für die Standardmodellparameter werden die gleichen Werte wie im Kapitel 5 verwendet (siehe auch Anhang A.7). Um die numerischen Ergebnisse in diesem Kapitel mit denen der Selektron-Chargino-Produktion vergleichen zu können, wird wieder das gauginoartige Szenario G benutzt. Es ist aber nicht sinnvoll, das Szenario H weiterzubetrachten, weil die Parametersätze G und H im Hinblick auf gleiche Charginomassen optimiert waren. Nun, da im Endzustand Neutralinos auftreten, wird ein higgsinoartiges Szenario benötigt, in dem die Massen der leichten Neutralinos denen in Szenario G möglichst ähnlich sind. Wir verwenden daher das

Szenario H' : $M_2 = 230 \text{ GeV}$, $M_1 = 115,3 \text{ GeV}$, $\mu = 120 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 30$.

Im Szenario H' sind M_1 und M_2 durch die GUT-Relation (5.2) verknüpft. Aber auch bei freier Variation dieser Parameter findet sich kein Szenario, in dem die

Massen der leichten Neutralinos denen des Szenarios G ähnlicher sind als in H' . Deshalb wurde für die Szenarienwahl an der GUT-Relation (5.2) für M_1 und M_2 festgehalten. Die Szenarien G und H' verwenden wiederum den gleichen Wert $\tan\beta = 30$ für das Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte. Im nächsten Abschnitt wird kurz betrachtet, inwieweit die Produktionsschwellen und Wirkungsquerschnitte zu (6.1) vom Wert für $\tan\beta$ abhängen. Von den Szenarien G und H' ausgehend variieren wir außerdem im Abschnitt 6.7 die Werte von M_2 , μ und M_1 , um den Einfluß dieser Parameter auf die Wirkungsquerschnitte zu untersuchen.

Die Parameter der Szenarien G und H' und die dazugehörigen Massen der Charginos und Neutralinos sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

	M_2	M_1	μ	$\tan\beta$	$m_{\tilde{\chi}_1^-}$	$m_{\tilde{\chi}_2^-}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$	$m_{\tilde{\chi}_3^0}$	$m_{\tilde{\chi}_4^0}$
G	150	75,18	400	30	142,4	418,3	73,86	142,5	407,3	416,1
H'	230	115,3	120	30	103,1	263,5	78,76	132,5	135,5	263,7

Tabelle 6.1: Parameter und Teilchenmassen in den Szenarien G und H' . Alle Werte (außer denen von $\tan\beta$) in GeV. M_1 aus GUT-Relation (5.2).

In dieser Arbeit gehen wir generell davon aus, daß das in (6.1) direkt entstehende Elektron nachgewiesen und von Elektronen, die aus dem Zerfall des Selektrens herrühren, unterschieden werden kann. Die Berechtigung dieser Annahme wird im Abschnitt 7.1.1 untersucht. Die Diagramme 1 und 4 beinhalten jeweils einen t -Kanal- γ -Austausch und divergieren für quasireelle Photonen. Um die Wirkungsquerschnitte zu regularisieren, muß daher ein Schnitt im Phasenraum angebracht werden. Dieser wird für die Abschnitte 6.1 bis 6.4 vorerst auf den Wert 5° gesetzt und im Abschnitt 6.5 ausführlich diskutiert.

6.1 $\tan\beta$ -Abhängigkeit

Auch für den Prozess (6.1) soll kurz überprüft werden, ob das Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte fest gewählt werden kann. Hierzu werden wieder die Variation der Produktionsschwelle und der totalen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $\tan\beta$ betrachtet. Die Selektrenmassen gewinnen wir aus den GUT-Relationen (2.39) und (2.40) mit dem Parameter $m_0 = 250$ GeV.

Produktionsschwelle

Die $\tan\beta$ -Abhängigkeit der Selektren- und Charginomassen ist in Tabelle 6.2 angegeben. Wie bei der Selektren-Chargino-Produktion ergibt sich insbesondere im Szenario G eine für die heute üblichen Werte von $\tan\beta \geq 10$ geringfügige Variation der Produktionsschwelle $\sqrt{s}_{min} = m_A + m_{\tilde{\chi}_i^0}$ mit $\tan\beta$, die abermals vernachlässigt werden kann.

	G				H'			
$\tan\beta$	3	10	30	50	3	10	30	50
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	70,59	73,12	73,86	74,00	63,90	74,97	78,67	79,42
m_L	286,5	287,2	287,2	287,2	436,7	437,1	437,2	437,2
m_R	263,1	263,7	263,8	263,8	317,5	318,1	318,1	318,2

Tabelle 6.2: Chargino- und Selektrenmassen für die Szenarien G und H' in Abhängigkeit von $\tan\beta$. Selektrenmassen aus GUT-Relationen (2.39) und (2.40) mit $m_0 = 250$ GeV.

Wirkungsquerschnitte

Die Abbildung 6.1 stellt die linken und rechten Wirkungsquerschnitte für die Szenarien G und H' im Abstand von 50 GeV von der Produktionsschwelle \sqrt{s}_{min} jeweils bezogen auf den Wert σ_{30} für $\tan\beta = 30$ dar. Wie im Falle der Chargino-Produktion zeigt sich eine anfänglich starke Abhängigkeit von $\tan\beta$, die schnell abklingt. Die Variation der Wirkungsquerschnitte bewegt sich außer für den rechten Endzustand im Szenario H' , wo sie etwas stärker ist, im niedrigen Prozentbereich.

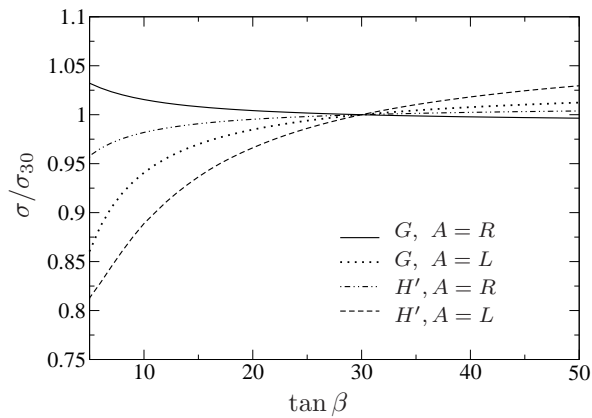


Abbildung 6.1: Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit von $\tan\beta$ bezogen auf den Wirkungsquerschnitt σ_{30} für $\tan\beta = 30$ in den Szenarien G und H' . Eingezeichnet sind jeweils die Endzustände $\tilde{e}_A \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ für $A = L, R$; Selektrenmassen aus GUT-Relationen mit $m_0 = 250$ GeV; Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{s}_{min} + 50$ GeV.

Wegen der geringen $\tan\beta$ -Abhängigkeit der Produktionsschwelle und der Wirkungsquerschnitte setzen wir für den Rest der Auswertung abermals $\tan\beta \equiv 30$.

6.2 Energieabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte und Schwellenverhalten

Energieabhängigkeit

Auch bei der Selektion-Neutralino-Produktion wird die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie für die Fragestellung dieser Arbeit unerheblich, sobald die Schwelle zur Selektionenpaarproduktion überschritten ist. Daher werden die folgenden Auswertungen wieder bei den festen Energien 500 GeV und 800 GeV gemacht. Der Vollständigkeit halber zeigt die Abbildung 6.2 die totalen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Schwerpunktsenergie für $m_L = 400$ GeV und $m_R = 350$ GeV.

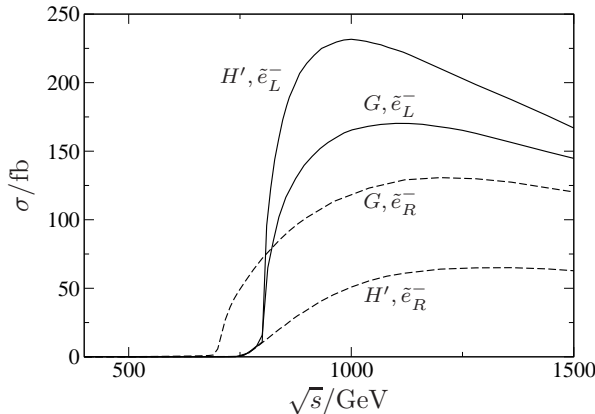


Abbildung 6.2: Wirkungsquerschnitte in den Szenarien G und H' mit $m_L = 400$ GeV und $m_R = 350$ GeV in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} .

Schwellenverhalten

Die Wirkungsquerschnitte für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_0^- e^-$ werden in der Nähe der Produktionsschwelle $\sqrt{s}_{min} = m_A + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ebenfalls vom Verhalten des Phasenraums bestimmt, siehe auch Abschnitt 5.2. Es treten wiederum keine reinen, sondern nur Überlagerungen verschiedener, auch höherer Partialwellen auf. Der Anstieg der Wirkungsquerschnitte ist an der Produktionsschwelle abermals sowohl für σ_L , als auch für σ_R flach, so daß linke und rechte Endzustände nicht durch unterschiedliches Schwellenverhaltens unterscheidbar sind.

6.3 M_2 - μ -Abhängigkeit

Um einen Überblick über die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte zu erhalten, stellen wir sie nun in der M_2 - μ -Ebene dar. M_1 wird passend zu M_2 aus der GUT-Relation (5.2) berechnet, die $\tan\beta$ -Abhängigkeit kann, wie eben diskutiert wurde, vernachlässigt werden. Wir betrachten die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 500$ GeV und $\sqrt{s} = 800$ GeV.

Zur sinnvollen Wahl der Selektrenmassen m_L und m_R sind dieselben Aspekte wie bei der Selektion-Chargino-Produktion zu beachten, siehe Abschnitt 5.3. Allerdings hängen die linken Wirkungsquerschnitte hier von der Masse der rechten Selektren ab, denn auch bei der L -Produktion kommen nun in den Graphen 3, 5 und 7 rechte Selektren als Austauscheteilchen vor und m_R geht in deren Zerfallsbreite ein. Daher kann die rechte Masse m_R zur Aufzeichnung von σ_L nicht mehr frei bleiben. Aus diesem Grund untersuchen wir bei $\sqrt{s} = 500$ GeV zusätzlich zu den Massenkombinationen aus 5.4 eine weitere mit $m_L = 260$ GeV und $m_R = 290$ GeV, die den Fall modelliert, daß in einem erweiterten Modell weder $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_R^-$ noch $\tilde{e}_R^- \tilde{e}_L^-$ noch $\tilde{e}_L^- \tilde{e}_L^-$ -Paare bei $\sqrt{s} = 500$ GeV erzeugbar sind. Entsprechend betrachten wir bei $\sqrt{s} = 800$ GeV zusätzlich eine Massenkombination mit $m_L = 420$ GeV und $m_R = 450$ GeV. m_L und $m_{\tilde{\nu}}$ werden wieder gemäß 2.41 aneinander gekoppelt. Die Tabelle 6.3 fasst die Massenkombinationen im Überblick zusammen.

Die Wirkungsquerschnitte sind auf den Abbildungen 6.3 bis 6.14 dargestellt. Hier von zeigen die Abbildungen 6.3 bis 6.8 die Wirkungsquerschnitte σ_L und σ_R bei unpolarisierten Elektronenstrahlen für die Endzustände $\tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ und $\tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV und die Abbildungen 6.9 bis 6.14 bei $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die Szenarien G und H' sind zur Orientierung markiert. Das hellgrau hinterlegte Band um $\mu = 0$ ist gemäß $m_{\tilde{\chi}_1} > 94$ GeV [33] bereits experimentell ausgeschlossen. Die dunkelgrauen Bereiche an den Rändern sind kinematisch nicht zugänglich, weil dort $m_{L/R} + m_{\tilde{\chi}_1^0} > \sqrt{s}$ gilt.

Man erkennt, daß anders als bei der Selektion-Chargino-Produktion nun die rechten Wirkungsquerschnitte durchwegs größer als die linken sind. Dies hat seine Ursache darin, daß die strikte Bevorzugung linker Kopplungen, die durch das Chargino im Endzustand verursacht wurde, hier aufgehoben ist.

Im Abschnitt 8.3 wird begründet, warum wir am e^-e^- -Beschleuniger bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV Wirkungsquerschnitte von ca. 0,74 fb und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV von ca. 0,47 fb für gerade noch meßbar halten. Im nächsten Abschnitt stellen wir fest, daß sich die rechten Wirkungsquerschnitte für

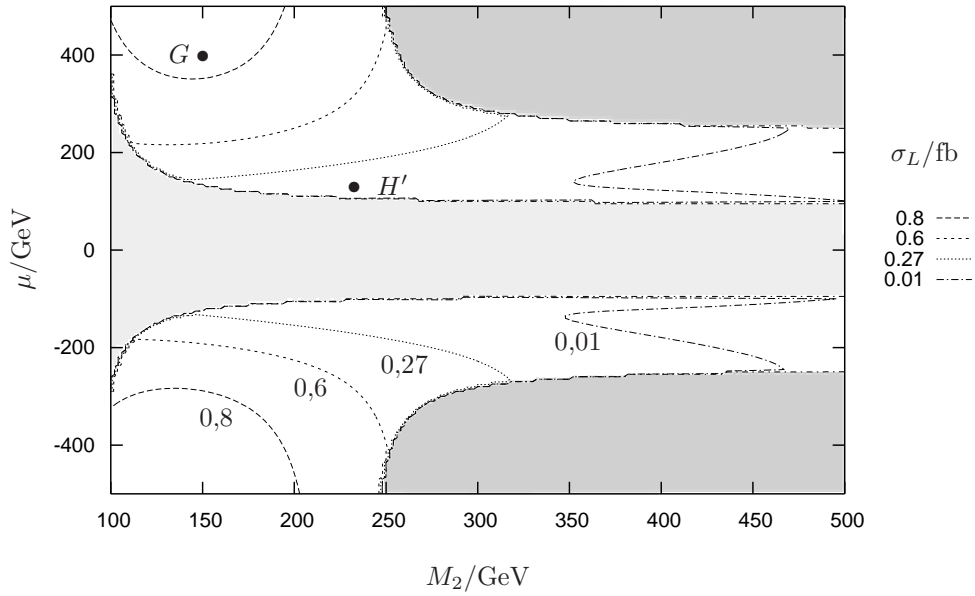


Abbildung 6.3: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan \beta = 30$, $m_L = 260$ GeV, $m_R = 245$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,27 fb auf meßbare Werte angehoben.

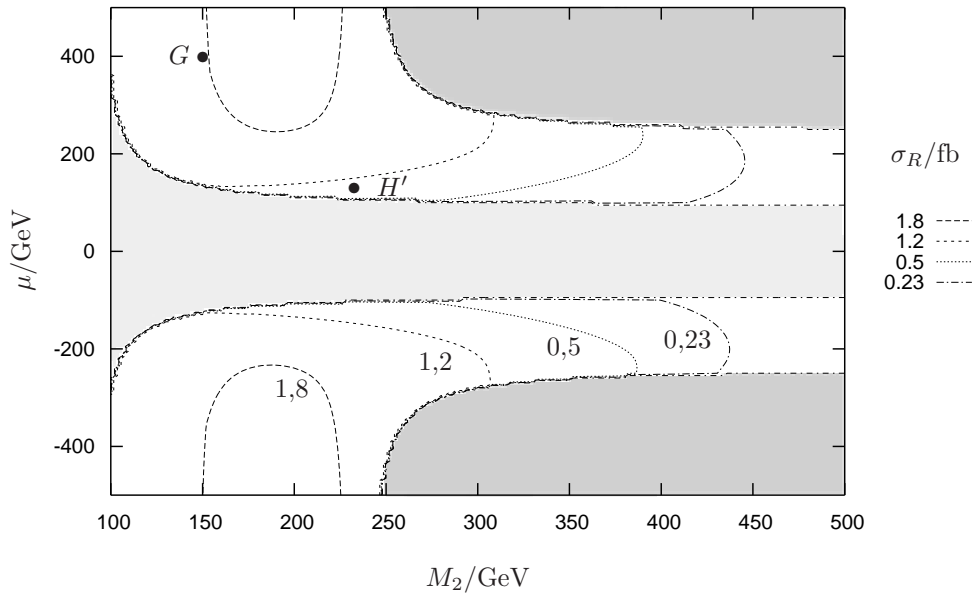


Abbildung 6.4: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan \beta = 30$, $m_L = 245$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Diese Massenkombination kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,23 fb auf meßbare Werte angehoben.

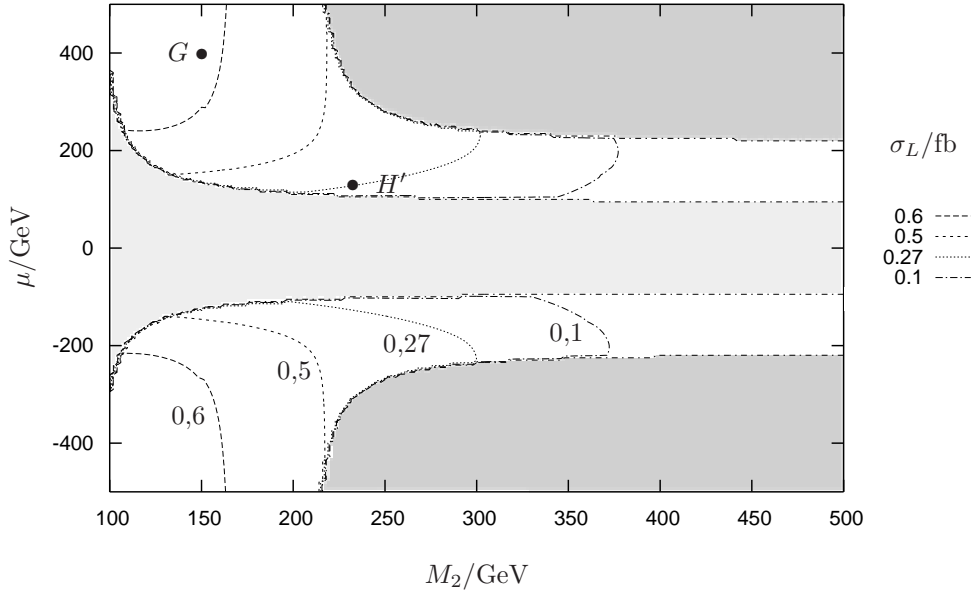


Abbildung 6.5: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,27 fb auf meßbare Werte angehoben.

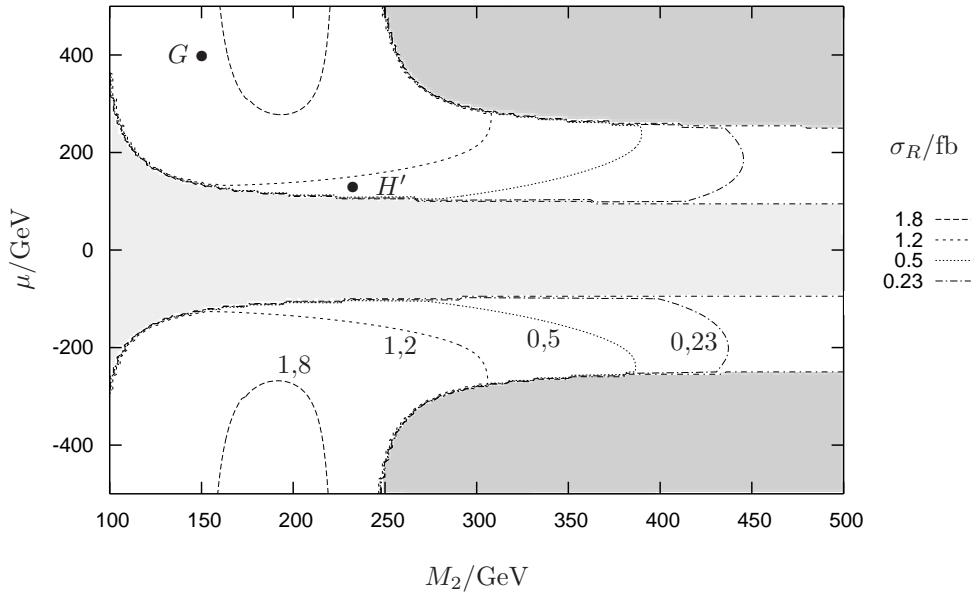


Abbildung 6.6: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,23 fb auf meßbare Werte angehoben.

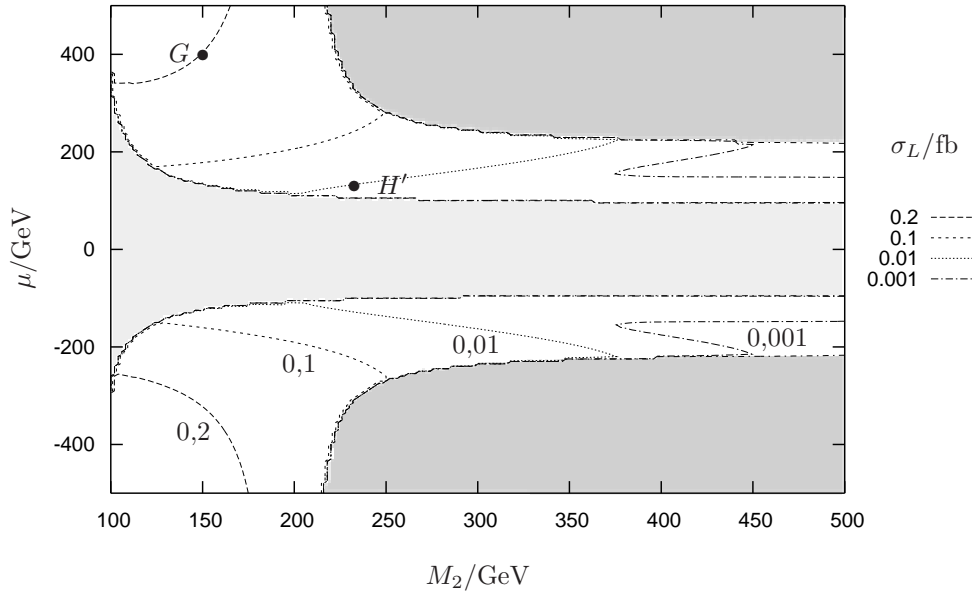


Abbildung 6.7: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 260$ GeV, $m_R = 290$ GeV. Diese Massenkonfiguration kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen würden Wirkungsquerschnitte über 0,27 fb auf meßbare Werte angehoben; solche Wirkungsquerschnitte werden hier nirgends in der M_2 - μ -Ebene erreicht.

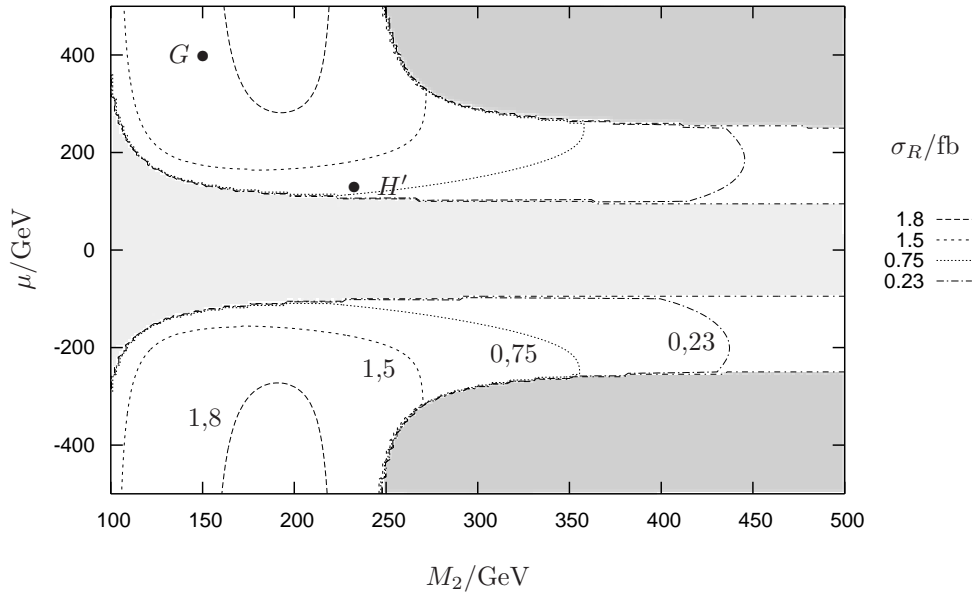


Abbildung 6.8: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 260$ GeV, $m_R = 290$ GeV. Diese Massenkonfiguration kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,23 fb auf meßbare Werte angehoben.

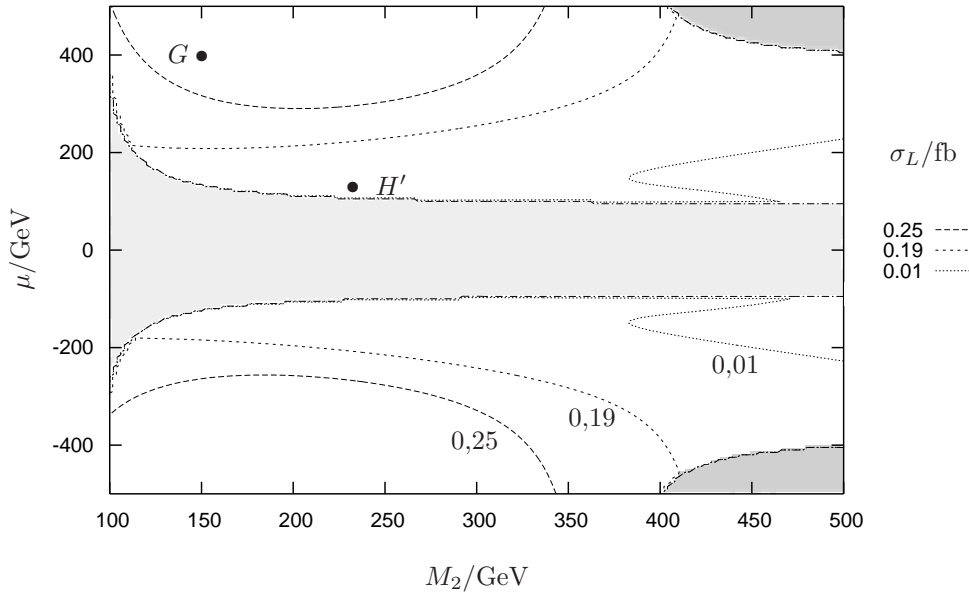


Abbildung 6.9: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 420$ GeV, $m_R = 390$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,19 fb auf meßbare Werte angehoben.

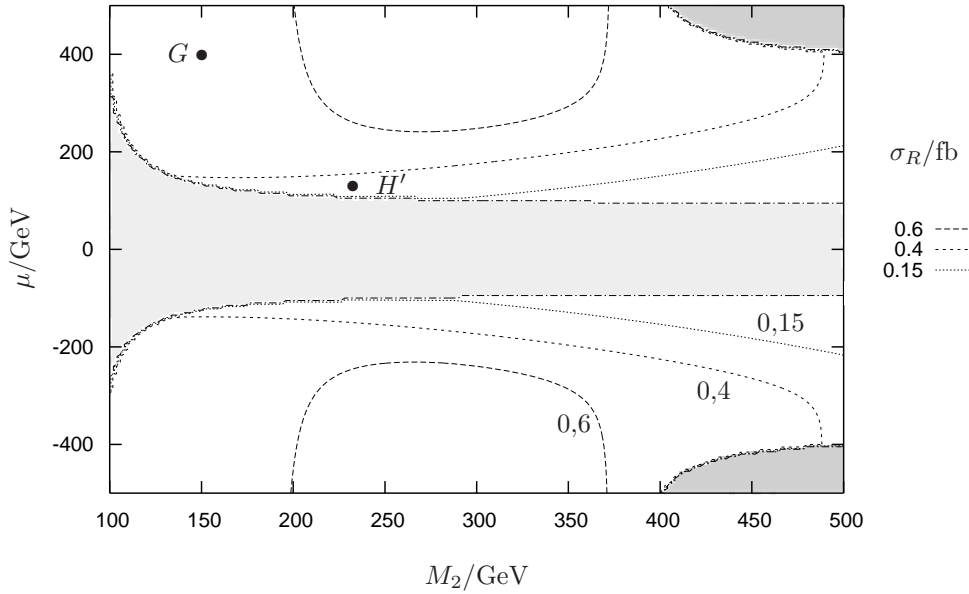


Abbildung 6.10: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 390$ GeV, $m_R = 420$ GeV. Diese Massenkonfiguration kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,15 fb auf meßbare Werte angehoben.

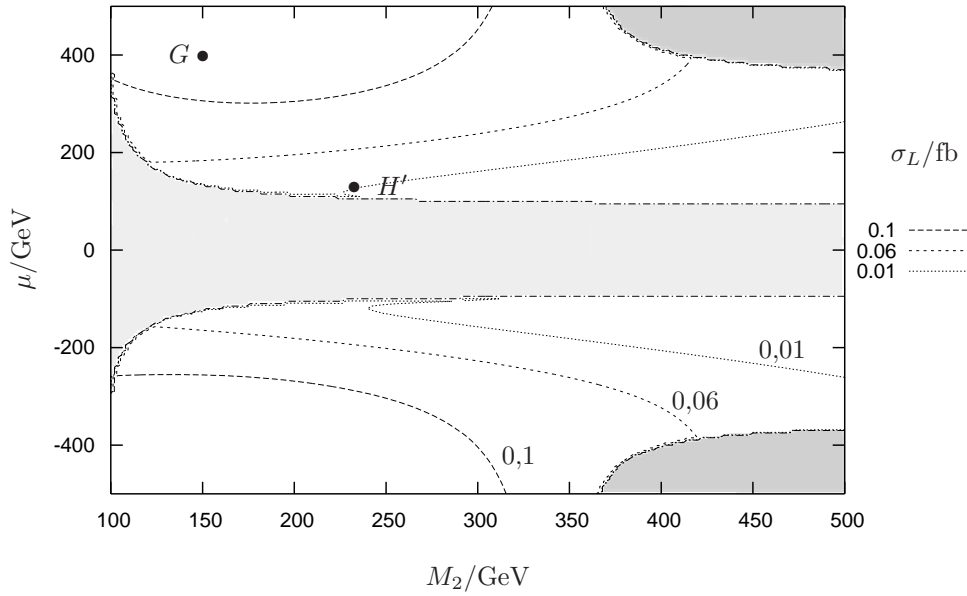


Abbildung 6.11: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen würden Wirkungsquerschnitte über 0,19 fb auf meßbare Werte angehoben; solche Wirkungsquerschnitte werden hier nirgends in der M_2 - μ -Ebene erreicht.

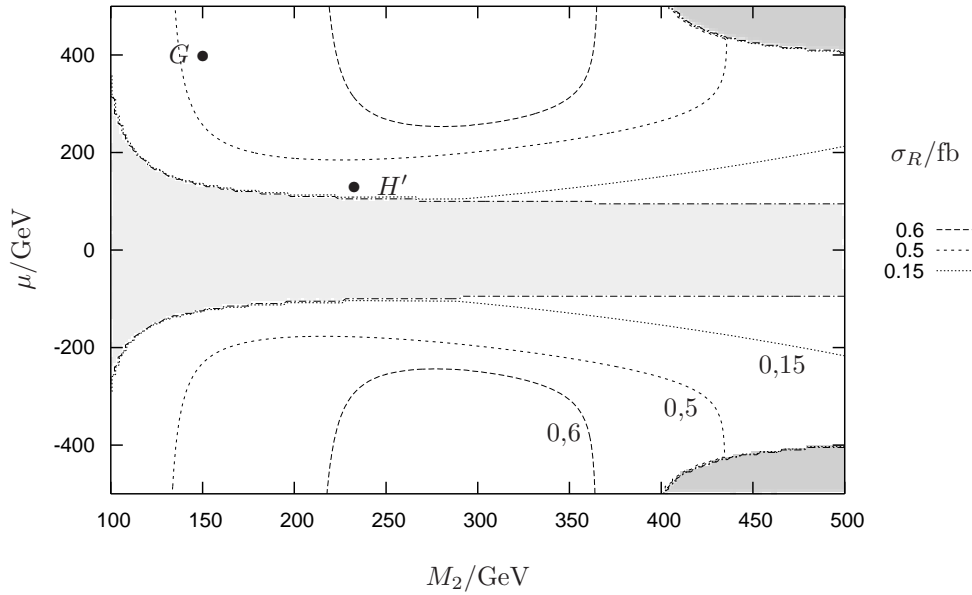


Abbildung 6.12: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan\beta = 30$, $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,15 fb auf meßbare Werte angehoben.

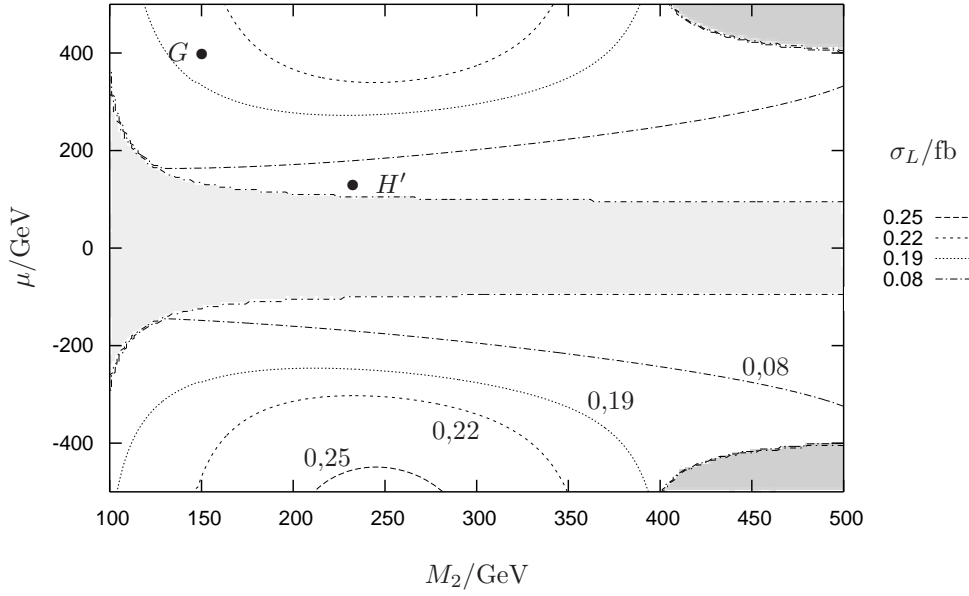


Abbildung 6.13: Wirkungsquerschnitt σ_L für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan \beta = 30$, $m_L = 420$ GeV, $m_R = 450$ GeV. Diese Massenkombination kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,19 fb auf meßbare Werte angehoben.

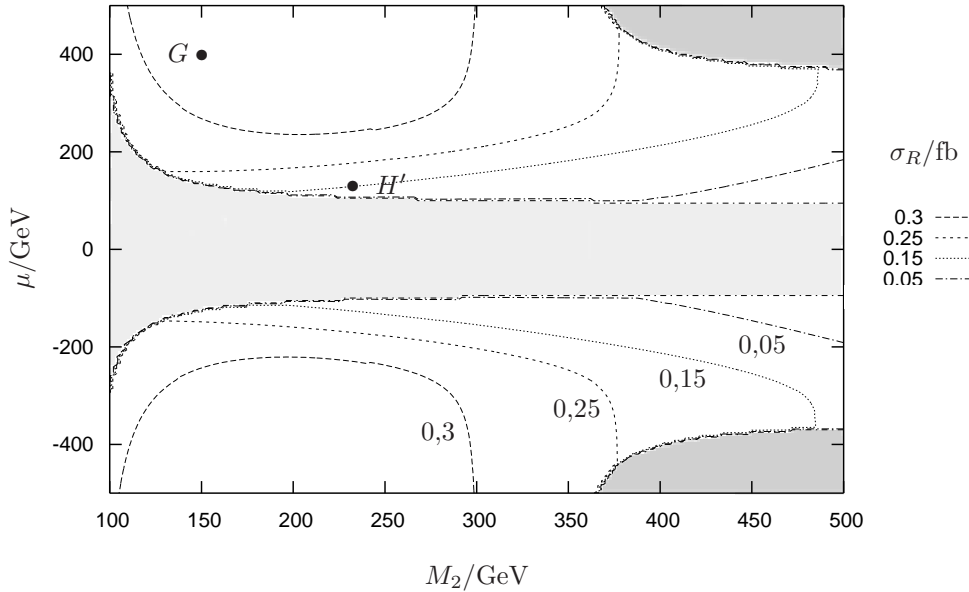


Abbildung 6.14: Wirkungsquerschnitt σ_R für den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit unpolarisierten e^- -Strahlen bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan \beta = 30$, $m_L = 420$ GeV, $m_R = 450$ GeV. Diese Massenkombination kann nur in erweiterten Modellen realisiert sein. Durch maximale Polarisation der Strahlen werden Wirkungsquerschnitte über 0,15 fb auf meßbare Werte angehoben.

$\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$	m_R	m_L	zur Suche nach	Abbildung
MSSM, erw. Modelle	245	260	\tilde{e}_L^-	6.3
erw. Modelle	260	245	\tilde{e}_R^-	6.4
MSSM, erw. Modelle	260	290	$\tilde{e}_L^-, \tilde{e}_R^-$	6.5, 6.6
erw. Modelle	290	260	$\tilde{e}_L^-, \tilde{e}_R^-$	6.7, 6.8
$\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$				
MSSM, erw. Modelle	390	420	\tilde{e}_L^-	6.9
erw. Modelle	420	390	\tilde{e}_R^-	6.10
MSSM, erw. Modelle	420	450	$\tilde{e}_L^-, \tilde{e}_R^-$	6.11, 6.12
erw. Modelle	450	420	$\tilde{e}_L^-, \tilde{e}_R^-$	6.13, 6.14

Tabelle 6.3: Selektrenmassenkonfigurationen zur Suche nach einzelnen, schweren Selektren durch den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$. In der ersten Spalte ist vermerkt, in welchen Modellen die jeweiligen Massenkonfigurationen bei Annahme der GUT-Relationen für die skalaren Massen realisiert sein können.

$\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ bzw. $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$ durch geeignete, maximale Polarisation der Elektronenstrahlen um einen Faktor 3,2 bzw. 3,1 erhöhen lassen. Für σ_L finden wir bei $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ den Faktor 2,7 und bei $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$ den Faktor 2,5. Insgesamt ergibt sich daraus, daß folgende unpolarisierte Wirkungsquerschnitte durch geeignetes¹, maximales Polarisieren der Elektronenstrahlen auf Werte angehoben werden, die eben noch meßbar sind:

- bei $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$: $\sigma_R \geq 0,23 \text{ fb}$,
- bei $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$: $\sigma_L \geq 0,27 \text{ fb}$,
- bei $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$: $\sigma_R \geq 0,15 \text{ fb}$,
- bei $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$: $\sigma_L \geq 0,19 \text{ fb}$.

Diese Meßbarkeitsgrenzen sind in den Abbildungen 6.3 bis 6.14 eingezeichnet; in den Abbildungen 6.7 und 6.11 erscheinen sie nicht, weil die erforderlichen Wirkungsquerschnitte nirgendwo in der M_2 - μ -Ebene erreicht werden.

Bei $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ ist σ_R in allen hier betrachteten Selektrenmassenkonfiguration bei geeigneter, maximaler Strahlpolarisation für alle μ -Werte und für

¹Durch welche Polarisationskonfigurationen σ_L bzw. σ_R bestmöglich erhöht werden, wird ausführlich im Abschnitt 6.4 diskutiert.

$M_2 \leq 400$ GeV und teilweise darüber hinaus meßbar (Abb. 6.4, 6.6 und 6.8). σ_L hingegen ist bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für MSSM-artige Massenkongfigurationen (Abb. 6.3 und 6.5) nur für kleine M_2 und große μ , d. h. für gauginoartige leichte Neutralinos, und für die Massenkongfiguration $m_L = 260$ GeV, $m_R = 290$ GeV, die in erweiterten Modellen realisiert sein kann, gar nicht meßbar.

Bei $\sqrt{s} = 800$ GeV ist σ_R in MSSM-artigen Massenkongfigurationen (Abb. 6.10 und 6.12) für $\mu \gtrsim \frac{2}{5}M_2$ und damit im größten Teil der M_2 - μ -Ebene meßbar. Für die Massenkongfiguration $m_L = 420$ GeV, $m_R = 450$ GeV sind die rechten Wirkungsquerschnitte etwas niedriger, aber immernoch in ca. 80% der dargestellten M_2 - μ -Ebene meßbar (Abb. 6.14). Der linke Wirkungsquerschnitt erreicht bei $\sqrt{s} = 800$ GeV wieder nur deutlich niedrigere Werte. So ist σ_L wenn überhaupt, dann nur für gauginoartige leichte Neutralinos meßbar (Abb. 6.9 und 6.13) und für die MSSM-artige Massenkongfiguration $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV gar nicht (Abb. 6.11).

Insgesamt sind die rechten Wirkungsquerschnitte also groß genug, um es wahrscheinlich zu machen, daß R -Selektren durch den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ entdeckt werden können. Für L -Selektren besteht diese Aussicht nur für gauginoartige Szenarien und nur für einige Selektrenmassenkongfigurationen. Vor einer abschließenden Beurteilung des Entdeckungspotentials für einzelne, schwere Selektren durch die assoziierte Produktion mit dem leichtesten Neutralino muß aber noch untersucht werden, ob der Standardmodell- und der supersymmetrische Untergrund klein genug oder effektiv genug unterdrückbar sind, um das Signal aus ihm zu extrahieren. Dies erfolgt im Kapitel 7.

6.4 Polarisationsabhängigkeit

Bei der Selektren-Chargino-Produktion vererbte sich die Bevorzugung der linkshändigen Kopplungen vom Chargino im Endzustand auf die Polarisation der Elektronenstrahlen, was zur gleichen, einfachen Kopplungsstruktur aller Amplituden führte. Diese strikte Linksbevorzugung ist bei der Selektren-Neutralino-Produktion aufgehoben, sodaß das Polarisationsverhalten dort wesentlich komplizierter ist. Es gehen vier verschiedene Sorten von Polarisationsinflüssen ein:

1. Am $ee\gamma$ -Vertex koppeln links- und rechtshändige Anteile der Elektronen gleich stark. Dieser Vertex liefert also einen polarisationsunabhängigen Beitrag.

2. Am eeZ - und am eeZ' -Vertex koppeln links- und rechtshändige Anteile verschieden stark. Dieses Verhalten ist universell und bewirkt durch die Graphen 2, 5, 6, 2', 5' und 6' eine szenarienunabhängige Polarisationsasymmetrie.
3. In jedem Graphen kommt ein $e\tilde{e}_A\tilde{\chi}^0$ -Vertex vor, an dem bei Produktion eines A -Selektrons nur die A -händigen Elektronenanteile koppeln.
4. An den restlichen Vertizes der Abbildung 6.15 koppeln die links- und rechtshändigen Anteile szenarienabhängig verschieden stark.

All diese Effekte treten gleichzeitig auf und sind grundsätzlich nicht voneinander zu trennen, siehe Abbildung 6.15. Die einzige Aussage, die man treffen kann, ist, daß zur Produktion eines A -Selektrons mindestens einer der Strahlen eine A -händige Komponente besitzen muß. Somit kann durch linkshändige Polarisierung beider Strahlen die Produktion von R -Selektronen effizient unterdrückt werden, das gleiche gilt für die Produktion von L -Selektronen bei rechtshändiger Polarisierung beider Strahlen.

Darüberhinaus lassen sich für das Polarisationsverhalten nur Tendenzen angeben. Ist ein Strahl links- und einer rechtshändig polarisiert, so können keine Interferenzen zwischen den Graphen auf Abbildung 6.15 und den gekreuzten Graphen auftreten.² Da diese Interferenzen meist konstruktiv sind, führt gleiche A -Polarisierung beider Strahlen also eher zu einer Erhöhung von σ_A . Da $\sigma_{\bar{A}}$ ($\bar{A} = L \Leftrightarrow A = R$ und umgekehrt) gleichzeitig stark herabgesetzt wird, kann man in diesem Fall große Links-Rechts-Asymmetrien

$$A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \quad (6.2)$$

erwarten. Wir geben $A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-}$ für die realistischen Polarisationskonfigurationen

$$\begin{aligned} I &= (+0,85; +0,85) \\ II &= (-0,85; +0,85) \\ III &= (-0,85; -0,85) \end{aligned}$$

bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV in Tabelle 6.4 und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV in Tabelle 6.5 an. Dort finden sich auch die zugehörigen Gewinnfaktoren

$$GF_A = \sigma_A / \sigma_{A,unpol} \quad (6.3)$$

²Zur Begründung siehe die analoge Betrachtung für die Selektion-Chargino-Produktion im Abschnitt 5.5.

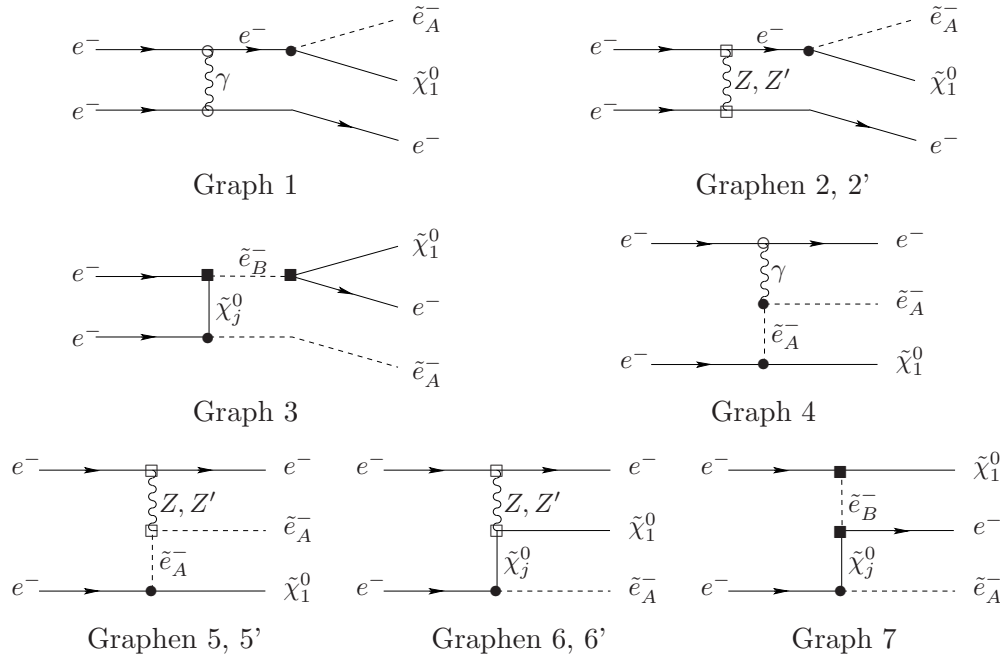


Abbildung 6.15: Einfluß der Strahlpolarisation auf die Beiträge zum Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_i^0 e^-$. Kennzeichnung der Vertizes: \circ gleichberechtigte Kopplung beider Komponenten, \bullet szenariunabhängige unterschiedliche Kopplung der Komponenten, \square koppelnde Komponente durch das Selekttron im Endzustand bestimmt, \blacksquare szenariunabhängige unterschiedliche Kopplung beider Komponenten.

und die Polarisationsasymmetrie

$$A_{pol}^{I,III} = \frac{\sigma(I) - \sigma(III)}{\sigma(I) + \sigma(III)}, \quad (6.4)$$

für die sich unter allen Polarisationsasymmetrien die größten Werte ergeben.

Für $\sqrt{s} = 500$ GeV wurde die Selektrenmassenkonfiguration $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV und für $\sqrt{s} = 800$ GeV entsprechend $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV verwendet. Anders als bei der Selektren-Chargino-Produktion lassen sich im gauginoartigen Szenario die ohnehin schon größeren Wirkungsquerschnitte bei beiden Energien durch geeignete Polarisation noch etwa um einen Faktor 2,5 bis 3,2 erhöhen – siehe Tabellen 6.4 und 6.5 für die exakten Gewinnfaktoren. So steigt das Nachweispotential sowohl für linke, als auch für rechte Selektren in gauginoartigen Szenarien abermals beträchtlich. Das gleiche gilt für die rechten Wirkungsquerschnitte im Szenario H' ; σ_L hingegen ist dort deutlich weniger beeinflussbar. Bei Chargino-Endzuständen waren die rechten Wirkungsquerschnitte durchwegs sehr klein und weniger sensitiv auf Polarisationsinflüsse, hier nun

Szen. G	GF_R	GF_L	$A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-}$	Szen. H'	GF_R	GF_L	$A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-}$
I	3,1	0,077	-0,99	I	3,2	0,21	-1,0
II	0,41	0,59	-0,67	II	0,37	1,3	-0,94
III	0,46	2,7	-0,19	III	0,038	1,1	-0,59
$A_{pol}^{I,III}$	0,74	-0,95		$A_{pol}^{I,III}$	0,98	-0,68	

Tabelle 6.4: Gewinnfaktoren, Links-Rechts-Asymmetrien $A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-}$ und Polarisationsasymmetrien $A_{pol}^{I,III}$ für verschiedene Polarisationskonfigurationen in den Szenarien G und H' bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV.

Szen. G	GF_R	GF_L	$A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-}$	Szen. H'	GF_R	GF_L	$A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-}$
I	3,0	0,096	-0,99	I	3,1	0,19	-0,99
II	0,49	0,69	-0,53	II	0,43	1,2	-0,79
III	0,059	2,5	0,80	III	0,049	1,3	0,032
$A_{pol}^{I,III}$	0,96	-0,93		$A_{pol}^{I,III}$	0,97	-0,74	

Tabelle 6.5: Gewinnfaktoren, Links-Rechts-Asymmetrien $A_{\tilde{e}_L^-\tilde{e}_R^-}$ und Polarisationsasymmetrie $A_{pol}^{I,III}$ für verschiedene Polarisationskonfigurationen in den Szenarien G und H' bei $\sqrt{s} = 800$ GeV; $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV.

ist gerade σ_R in großen Parameterbereichen gut meßbar. So verhalten sich die Prozesse $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^-\tilde{\chi}_i^-\nu_e$ und $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^-\tilde{\chi}_i^0e^-$ im Hinblick auf die Größe der Wirkungsquerschnitte komplementär und bieten miteinander die Möglichkeit der Identifikation sowohl linker, als auch rechter Selektrenen.

Weil bei der Selektion-Neutralino-Produktion alle Beiträge unterschiedlich von der Strahlpolarisation beeinflusst werden, ändern sich auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte mit ihr. Ob und wenn ja wie dies zur Identifikation der zugrundeliegenden Prozesse verwendet werden kann, wird im Kapitel 7 untersucht.

6.5 Coulomb-Singularität

Zwei der Mechanismen, die die Produktion von Neutralinoendzuständen ermöglichen (Abb. 6.16), müssen besonders sorgfältig behandelt werden: Die Graphen 1 und 4 beinhalten jeweils einen Photonaustausch im t -Kanal und divergieren

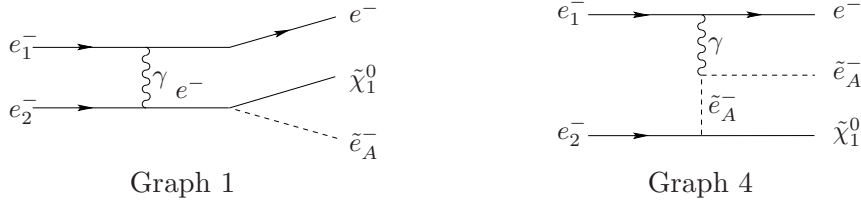


Abbildung 6.16: Zum Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ beitragenden Feynmangraphen mit Photonen-austausch im t -Kanal

in der Hochenergienäherung masseloser Elektronen. In den Amplituden dieser Diagramme kommt jeweils ein Photonenpropagator

$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{(p_3 - k_1)^2} \quad (6.5)$$

vor (siehe auch Gl. (4.36)). Für seinen Nenner gilt

$$(p_3 - k_1)^2 = 2m_e^2 - 2 \left(k_1^0 p_3^0 - |\vec{k}_1| |\vec{p}_3| \cos \angle(\vec{k}_1, \vec{p}_3) \right) \quad (6.6)$$

$$= 2E p_3^0 (1 - \cos \angle(\vec{k}_1, \vec{p}_3)), \quad (6.7)$$

wobei im zweiten Schritt die Masse der Elektronen vernachlässigt und die Strahlenergie $k_1^0 = k_2^0 = E$ eingesetzt wurden (zur Definition der kinematischen Größen siehe auch Abschnitt 3.1). Im gekreuzten Graphen tritt entsprechend ein Term

$$(p_3 - k_2)^2 = 2E p_3^0 (1 + \cos \angle(\vec{k}_1, \vec{p}_3)) \quad (6.8)$$

auf. Die Amplitude divergiert daher, wenn das produzierte Elektron in Strahlrichtung gestreut wird, wenn also sehr kleine Impulsüberträge, d. h. quasireelle Photonen auftreten. Je nachdem, ob das Elektron detektiert wird oder nicht, muß diese sog. Coulomb-Singularität unterschiedlich gehandhabt werden. Für den Fall, daß das Elektron der Detektion entkommt, kann der Wirkungsquerschnitt mithilfe der Weizsäcker-Williams-Methode, die im Anhang B.5 dargestellt ist, berechnet werden.³ Wir gehen hier aber davon aus, daß es nachgewiesen wird und von Elektronen, die beim Selektorenzerfall entstehen, unterschieden werden kann. Die Berechtigung dieser Annahme begründen wir detailliert im Abschnitt 7.1.1. Da ein Nachweis im Detektor sonst nicht möglich ist, beschränken wir den Winkel θ_3 zwischen den Beschleunigerstrahlen und dem entstehenden Elektron durch einen Schnitt im Phasenraum und schneiden so auch die Pole aus. In den nächsten

³In [9] wird dieses Verfahren ausführlich beschrieben und auf die Produktion einzelner, schwerer Selektoren durch e^+e^- -Streuung angewandt.

Absätzen wird daher zu untersuchen sein, wie die Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien von diesem Cut abhängen.

Die divergenten Terme könnten im Prinzip auch durch konsequentes Mitführen der Elektronenmasse m_e regularisiert werden. Da die Elektronenmasse aber im Vergleich zu den interessierenden Schwerpunktsenergien von 500 bzw. 800 GeV verschwindend gering ist, wäre die Monte-Carlo-Integration immer noch äußerst instabil und damit ineffizient und langwierig.

Wir führen die folgenden Überlegungen am Beispiel von σ_R im Szenario G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV mit $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV vor und zitieren für die anderen Wirkungsquerschnitte nur die Ergebnisse. Die den Winkel einschränkende Größe wird in dieser Arbeit immer in der Form $\text{cut} \leq \theta_3 \leq \pi - \text{cut}$ angegeben, d. h. ein Cut von z. B. 5° bedeutet, daß der Impuls des produzierten Elektrons mit keinem der beiden Elektronenstrahlen einen Winkel von weniger als 5° einschließen darf.

Auf der Abbildung 6.17 wurde dargestellt, wie sich die Beiträge der divergenten Graphen 1 und 4, ihre kohärente Summe und die kohärente Summe aller Beiträge mit ihm ändern. Die Graphen 1 und 4 variieren wegen der Coulombsingularität sehr stark mit dem Cut; da ihre Beiträge mit entgegengesetzten Vorzeichen und ähnlichen Beträgen in die Wirkungsquerschnitte eingehen, schwächt sich die Divergenz aber in der Summe deutlich ab. Die verbleibende Abhängigkeit ist trotzdem noch bei weitem stärker als bei den nichtdivergenten Graphen, die nahezu konstant sind.

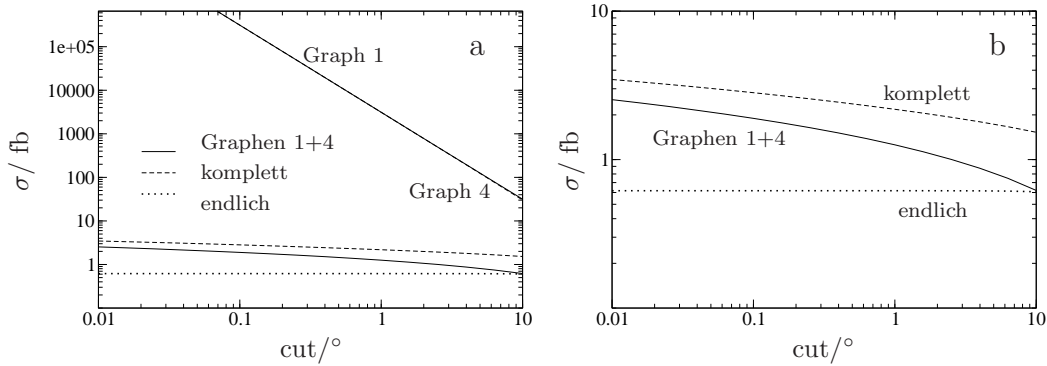


Abbildung 6.17: a) Totale Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Cut; b) Detailvergrößerung. Dargestellt sind jeweils σ_R komplett und die Beiträge aus den divergenten und endlichen Graphen zu σ_R im Szenario G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV.

Um dieses Verhalten zu verstehen, wurden auf der Abbildung 6.18 die Verteilungsfunktionen der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma_R}{d\cos\theta_3}$ und die konvergenten

und endlichen Beiträge dazu dargestellt. Die Hauptbeiträge der divergenten Graphen sind wie erwartet im Bereich kleiner Werte von θ_3 zu finden. Der starke Anstieg für $|\cos \angle(\vec{k}_1, \vec{p}_3)| \rightarrow 1$ bewirkt die sensible Abhängigkeit der divergenten Beiträge vom Cut. Die nichtdivergenten Beiträge hängen dagegen wenig von ihm ab, weil das entstehende Elektron bevorzugt in einem Winkel von ca. 30° zur Strahlachse und nur selten in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung gestreut wird.

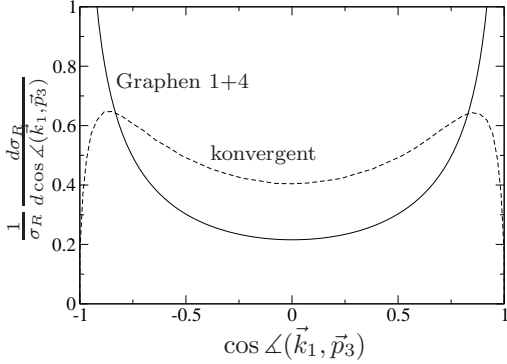


Abbildung 6.18: Verteilungsfunktionen der divergenten und endlichen Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_R}{d \cos \angle(k_1, p_3)}$ im Szenario G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV.

Die Wirkungsquerschnitte werden daher immer dann stark von der Lage des Cut beeinflusst, wenn die Graphen 1 und 4 dominant beitragen. In der Tabelle 6.6 wurden die linken und rechten Wirkungsquerschnitte in den Szenarien G und H'

$\sqrt{s} = 500$ GeV	cut/ $^\circ$	0,1	1	5	10
G	σ_R/fb	2,82	2,19	1,73	1,53
	σ_L/fb	0,338	0,256	0,198	0,173
H'	σ_R/fb	1,15	0,959	0,819	0,751
	σ_L/fb	0,00930	0,00823	0,00742	0,00689
$\sqrt{s} = 800$ GeV	cut/ $^\circ$	0,1	1	5	10
G	σ_R/fb	0,648	0,447	0,306	0,244
	σ_L/fb	0,306	0,245	0,201	0,181
H'	σ_R/fb	0,239	0,177	0,110	0,110
	σ_L/fb	0,0148	0,0140	0,0129	0,0115

Tabelle 6.6: Totale Wirkungsquerschnitte σ_R und σ_L in den Szenarien G und H' für $\sqrt{s} = 500$ GeV ($m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV) und $\sqrt{s} = 800$ GeV ($m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV) und verschiedene Werte des Winkelcuts.

für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $\sqrt{s} = 800$ GeV und verschiedene Werte des Abschneideparameters zusammengefasst. Trotz Variation des Cuts über zwei Größenordnungen ist die Änderung mit Ausnahme von σ_R im Szenario H' bei $\sqrt{s} = 800$ GeV, wo sie 60% erreichen kann, kleiner als 50% bezogen auf den Wert bei $0,1^\circ$. Dem für den Beschleuniger TESLA vorgeschlagenen Detektor wäre der Winkelbereich $4,3^\circ \leq \theta_3 \leq 175,7^\circ$ zugänglich gewesen.⁴ Da für den ILC noch kein Detektorentwurf bekannt ist und die benötigte Rechenzeit für numerische Simulationen mit abnehmendem Cut stark ansteigt, verwenden wir für die weitere Auswertung wie bisher den Wert $\text{cut} = 5^\circ$.

6.6 Einfluß der Selekttronenmassen

Nun soll die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von den Selekttronenmassen untersucht werden; wir beginnen mit der \tilde{e}_L^- -Produktion. Die Abbildung 6.19 zeigt, wie sich σ_L in den Szenarien G und H' bei $\sqrt{s} = 500$ und 800 GeV mit m_L ändert. Da die linken Produktionsquerschnitte hier anders als bei der

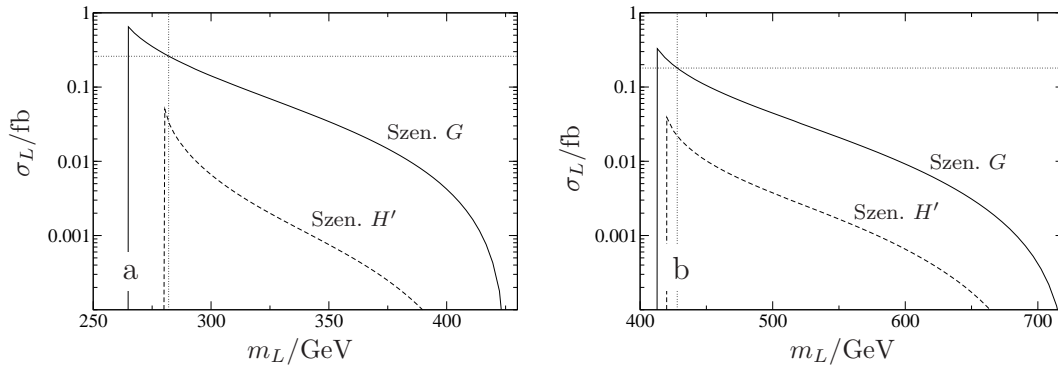


Abbildung 6.19: Wirkungsquerschnitt σ_L bei unpolarisierten Strahlen in Abhängigkeit der linken Masse m_L ; m_R aus GUT-Relationen; a) $\sqrt{s} = 500$ GeV; b) $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die dünnen Linien markieren die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte bei maximaler Polarisation (horizontal) und die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von L -Selekttronen (vertikal).

assoziierten Selekttron-Chargino-Produktion von der Masse der rechten Selekttronen abhängen (vgl. Abb. 4.1), wurde m_R passend zu m_L aus den GUT-Relationen (2.39) und (2.40) gewonnen. m_L wurde über der gesamten kinematisch zugänglichen Bereich bis $m_{L,max} = \sqrt{s} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ variiert. Da im MSSM die linken

⁴Für verschiedene Schichten des Detektors werden verschiedene Cuts genannt [53]. Der angegebene Winkelbereich bezieht sich auf das Kalorimeter.

Selektronen schwerer als die rechten sind und wir Paarproduktionsprozesse nicht betrachten wollen, liegt der kleinste m_L -Wert etwas höher als die Produktionsschwelle $\sqrt{s}/2$. Die Wirkungsquerschnitte nehmen mit steigendem m_L stark ab. Wenn man davon ausgeht, daß bei $\sqrt{s} = 500$ GeV Wirkungsquerschnitte bis 0,74 fb und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV bis 0,47 fb beobachtbar sein werden (siehe Abschn. 8.3) und die Gewinnfaktoren für maximale Polarisation aus den Tabellen 6.4 und 6.5 berücksichtigt, so ist σ_L überhaupt nur im gaugionartigen Szenario meßbar, und zwar bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L \leq 284$ GeV und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV für $m_L \leq 431$ GeV. Die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte σ_L und σ_R sowie die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von L - und R -Selektronen wurden in den Abbildungen 6.19 bis 6.23 als dünne gepunktete Linien eingezeichnet.

Für die Abbildungen 6.20 und 6.21 wurden die GUT-Beziehungen zwischen den linken und rechten Massen aufgegeben. Man erkennt, daß σ_L im Szenario H' stärker vom Wert für m_R abhängt als im Szenario G . Selbst für die kleinsten für unsere Fragestellung relevanten Werte von $m_R = 250$ GeV bzw. $m_R = 400$ GeV bei $\sqrt{s} = 500$ bzw. 800 GeV ist σ_L im Szenario H' wiederum nicht meßbar. Im Szenario G ist σ_L im Falle kleiner m_R -Werte bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L \leq 260$ GeV und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV für $m_L \leq 420$ GeV meßbar. Mit steigendem m_R sinken diese Massengrenzen geringfügig.

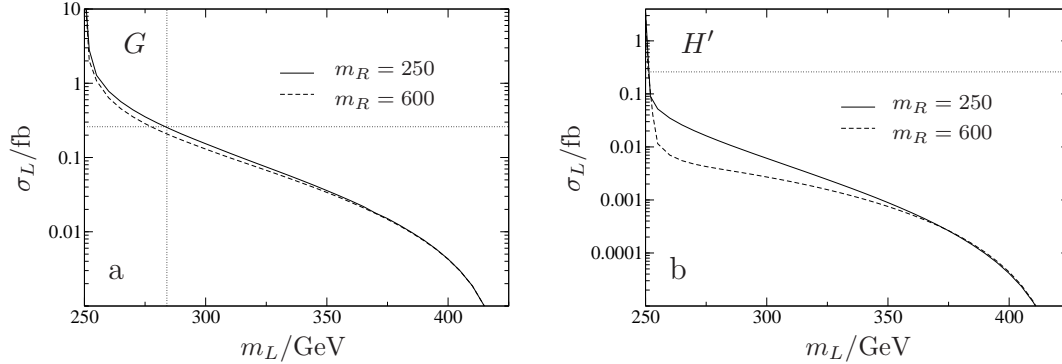


Abbildung 6.20: Wirkungsquerschnitt σ_L bei unpolarisierten Strahlen in Abhängigkeit der linken Masse m_L bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und festem m_R ; a) Szenario G ; b) Szenario H' . Die dünnen Linien markieren die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte bei maximaler Polarisation (horizontal) und die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von L -Selektronen (vertikal).

Die rechten Wirkungsquerschnitte verhalten sich qualitativ ähnlich, sind aber grundsätzlich etwa eine Größenordnung höher. So fällt auch σ_R stark mit zunehmendem m_R , wenn man m_L passend dazu aus den GUT-Relationen berechnet

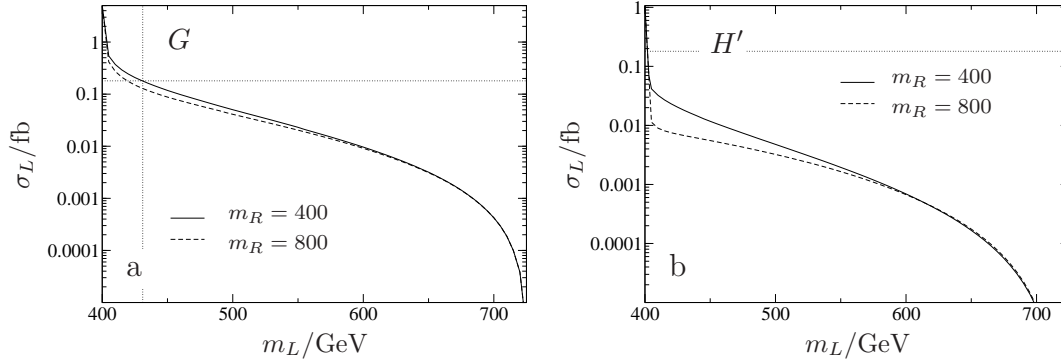


Abbildung 6.21: Wirkungsquerschnitt σ_L in Abhängigkeit der linken Masse m_L bei $\sqrt{s} = 800$ GeV und festem m_R ; a) Szenario G ; b) Szenario H' . Die dünnen Linien markieren die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte bei maximaler Polarisierung (horizontal) und die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von L -Selektronen (vertikal).

(Abb. 6.22), ab. Berücksichtigt man die etwas höheren rechten Gewinnfaktoren (siehe Tab. 6.4) bei gezielter rechtshändiger Polarisierung beider Strahlen, so reichen bei $\sqrt{s} = 500$ GeV Wirkungsquerschnitte von 0,23 fb und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV von 0,15 GeV aus, um den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ beobachten zu können. Diesen Werten entsprechen im Szenario G für $\sqrt{s} = 500$ GeV rechte Massen von $m_R \leq 330$ GeV und für $\sqrt{s} = 800$ GeV von $m_R \leq 503$ GeV. Im Szenario H' ergibt sich bei $\sqrt{s} = 500$ GeV der Wert $m_R \leq 293$ GeV und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV immerhin $m_R \leq 443$ GeV. Diese Massengrenzen ändern sich bei Aufgabe der GUT-Relation für die skalaren Massen nicht, da die Graphen 3 und 7, bei denen ein L -Selektron ausgetauscht wird (siehe Abb. 4.1) nur äußerst wenig beitragen. Weil sich die Lage des Graphen auf der Abbildung 6.23 bei Variation von m_L nicht erkennbar ändert, wurden nur die Graphen für $m_L = 600$ GeV eingezeichnet.

Abschließend kan man also festhalten, daß aufgrund seines kleinen Wirkungsquerschnitts im Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ nur L -Selektronen mit Massen in der Nähe der Paarerzeugungsschwelle und nur in gauginoartigen Szenarien entdeckt werden können. Insgesamt entsprechen den Massengrenzen für den Nachweis linker Selekttronen daher die aus dem Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ abgeleiteten (siehe Tab. 5.4). R -Selektronen sind hingegen in der assoziierten Selektron-Neutralino-Produktion mit weit größeren Wirkungsquerschnitten als im Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ produzierbar; gegenüber der Paarproduktion werden hier rechte Selekttronen mit deutlich höheren Massen beobachtbar. Die neuen Massengrenzen können der Tabelle 6.7 entnommen werden.

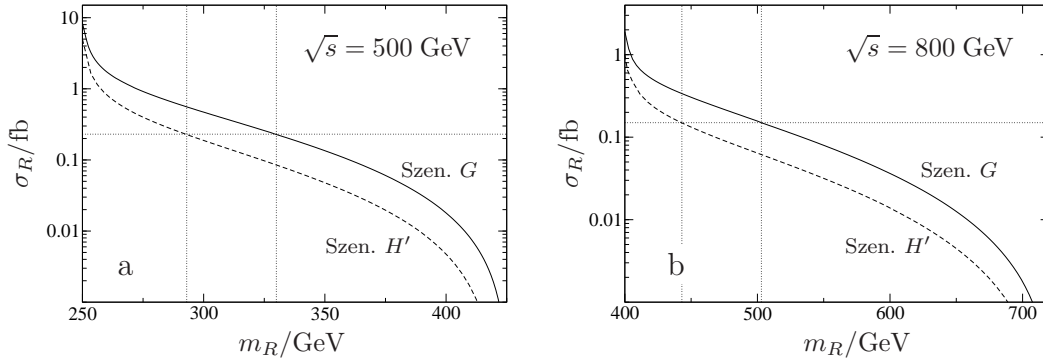


Abbildung 6.22: Wirkungsquerschnitt σ_R bei unpolarisierten Strahlen in Abhängigkeit der rechten Masse m_R ; m_L aus GUT-Relationen; a) $\sqrt{s} = 500$ GeV; b) $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die dünnen Linien markieren die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte bei maximaler Polarisation (horizontal) und die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von R -Selektronen (vertikal).

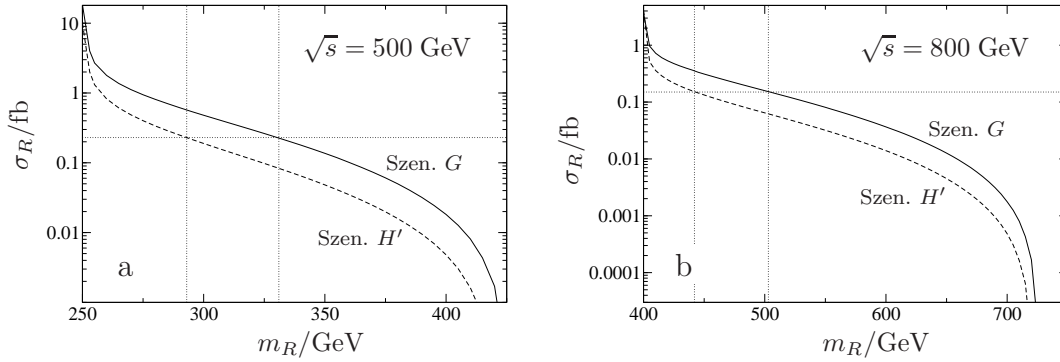


Abbildung 6.23: Wirkungsquerschnitt σ_R bei unpolarisierten Strahlen in Abhängigkeit der rechten Masse m_R bei $m_L = 600$ GeV in den Szenarien G und H' ; a) $\sqrt{s} = 500$ GeV; b) $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die dünnen Linien markieren die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte bei maximaler Polarisation (horizontal) und die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von R -Selektronen (vertikal).

	Szen. G	Szen. H'
$\sqrt{s} = 500$ GeV	330 GeV	293 GeV
$\sqrt{s} = 800$ GeV	503 GeV	443 GeV

Tabelle 6.7: Massengrenzen für den Nachweis rechter Selekttronen im Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ für die Szenarien G und H' und die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 500$ und 800 GeV.

6.7 Einfluß der Neutralinomischung

Wir untersuchen in diesem Abschnitt die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von den Parametern M_2 , M_1 und μ . Die Konturplots des Abschnitts 6.3 geben hierzu bereits einen qualitativen Eindruck; in diesem Abschnitt werden nun entsprechende quantitative Betrachtungen angestellt. Alle Vorbemerkungen, die im Abschnitt 5.6 zum Einfluß von Mischungscharakter und Massen auf die Selektion-Chargino-Produktion gemacht wurden, gelten hier genauso. Darüberhinaus ist die Situation nun insofern komplizierter, als daß sieben statt vormals vier Graphen beitragen, deren relative Beiträge und Phasen mit dem Szenario variieren.

Auf den Abbildungen der folgenden Seiten wurden die Beiträge der Graphen, die um mehr als eine Größenordnung weniger als der führende Graph zum Wirkungsquerschnitt beitragen und daher zum Verständnis der Wirkungsquerschnitte außer acht gelassen werden können, der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Dies sind in allen Fällen die Graphen 2, 5 und 7 der Abbildung 4.1. Der Grund hierfür ist, daß der Graph 2 gegenüber dem Graphen 1 und der Graph 5 gegenüber dem Graphen 4 mit der Z -Masse und der Graph 7 durch den Austausch zweier massiver Teilchen unterdrückt ist.

Die verbleibenden Beiträge sind einerseits die Graphen 3 und 6, die strukturell den Graphen entsprechen, die auch bei der Selektion-Chargino-Produktion dominierten, und andererseits die Graphen 1 und 4, die den t -Kanal-Photonaustausch beinhalten. Der Beitrag der letzteren hängt – wie im Abschnitt 6.5 gezeigt – leicht vom Wert des Cuts an die Richtung des entstehenden Elektrons ab. Für die Abbildungen der folgenden Abschnitte wurde durchwegs der Wert 5° benutzt.

Im Falle der Selektion-Chargino-Produktion bewirkte der Graph 2, der nur bei der L -, nicht aber bei der R -Produktion zu den Wirkungsquerschnitten beitrug, ein je nach Endzustand unterschiedliches Interferenzverhalten der einzelnen Produktionsmechanismen. Hier nun tragen zur L - und zur R -Produktion die gleichen Graphen bei, und entsprechend interferieren die Graphen immer auf die gleiche Weise. Die nächsten Abschnitte werden zeigen, daß im größten Teil des Parameterraumes die kohärente Summe der Graphen 1 und 4 und der Graph 3 die Wirkungsquerschnitte dominieren. Die Interferenzen dieser Hauptbeiträge sind in allen Fällen schwach, so daß die kohärente Summe dieser Beiträge in etwa mit ihrer Summe ohne Berücksichtigung von Interferenzeffekten übereinstimmt.

Da meistens die Szenarien G und H' für detaillierte Betrachtungen herangezogen werden, sind in der Tabelle 6.8 die Massen und Mischungen der Neutralinos an diesen Punkten zusammengefasst.

	G	H'
M_2	150	230
μ	400	120
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	73,86	78,67
$m_{\tilde{\chi}_2^0}$	142,5	132,5
$m_{\tilde{\chi}_3^0}$	407,3	135,5
$m_{\tilde{\chi}_4^0}$	416,1	263,7
χ_1^0	(0,99 -0,03 0,03 0,12)	(0,56 -0,25 0,47 0,64)
χ_2^0	(-0,06 -0,97 0,09 0,11)	(-0,12 0,16 -0,71 0,68)
χ_3^0	(0,06 -0,10 0,69 -0,72)	(-0,81 -0,32 0,37 0,31)
χ_4^0	(-0,09 0,22 0,72 0,65)	(-0,11 0,90 0,38 0,17)

Tabelle 6.8: Massenparameter, Massen und Mischungscharakter der Neutralinos in den Szenarien G und H' . Alle Werte in GeV, M_1 aus GUT-Relation (5.2), $\tan \beta = 30$. Neutralinos in der Basis $(\tilde{B}, \tilde{W}, \psi_H^a, \psi_H^b)$.

6.7.1 M_2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Die Abbildungen 6.24 und 6.25 zeigen, wie σ_R und σ_L und die jeweils dominierenden Beiträge dazu bei $\sqrt{s} = 500$ GeV von M_2 abhängen. Für den Higgsinomassenparameter wurden jeweils die Werte $\mu = 400$ GeV und $\mu = 120$ GeV verwendet, sodaß die Szenarien G und H' bei der Variation von M_2 erfasst werden. M_1 wurde aus der GUT-Relation (5.2) berechnet.

Das Verhalten der Wirkungsquerschnitte für große M_2 ist wie bei der Selektion-Chargino-Produktion (Abschn. 5.6.1) durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum bestimmt. Die Masse des leichtesten Neutralinos konvergiert bei festem μ mit zunehmendem M_2 gegen μ , siehe Abbildung 6.26 a. Daher genügt die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV für $\mu = 120$ GeV anders als für $\mu = 400$ GeV, um den Endzustand mit der Gesamtmasse $m_{L/R} + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ für $m_L = 290$ GeV und $m_R = 260$ GeV unabhängig von M_2 zu produzieren. Da gleichzeitig der Betrag des Kopplungsfaktoren $f_{e1}^{L/R}$ konstant wird (siehe Abb. 6.26 b), konvergiert der Wirkungsquerschnitt für $\mu = 120$ GeV gegen einen Sättigungswert, während er für $\mu = 400$ GeV gegen Null geht.

Die Beiträge der einzelnen Produktionsmechanismen hängen stark von der Größe ihrer Kopplungen ab. Im Falle der Graphen 1 und 4 geht das Szenario nur über den Faktor $f_{e1}^{L/R}$ in die Amplituden (4.30) und (4.33) ein. Bei Produktion eines

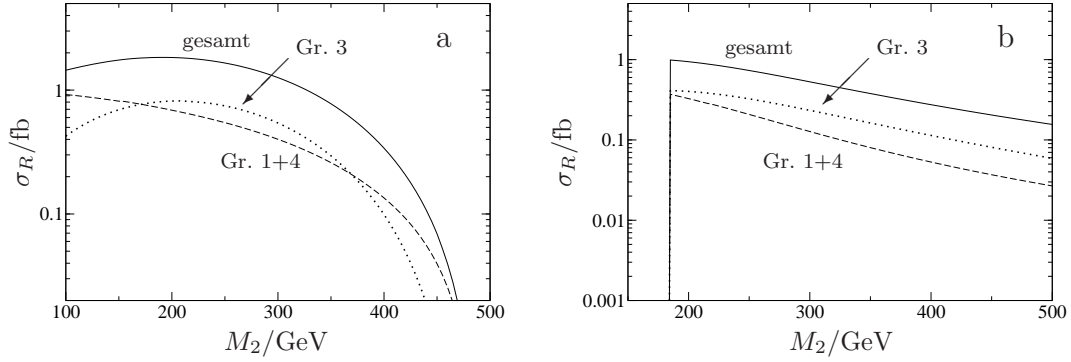


Abbildung 6.24: Wirkungsquerschnitt σ_R und Beträge dazu in Abhängigkeit von M_2 bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. a) $\mu = 400$ GeV, b) $\mu = 120$ GeV. Die senkrechte Kante in b) markiert die Grenze des experimentell ausgeschlossenen Bereichs.

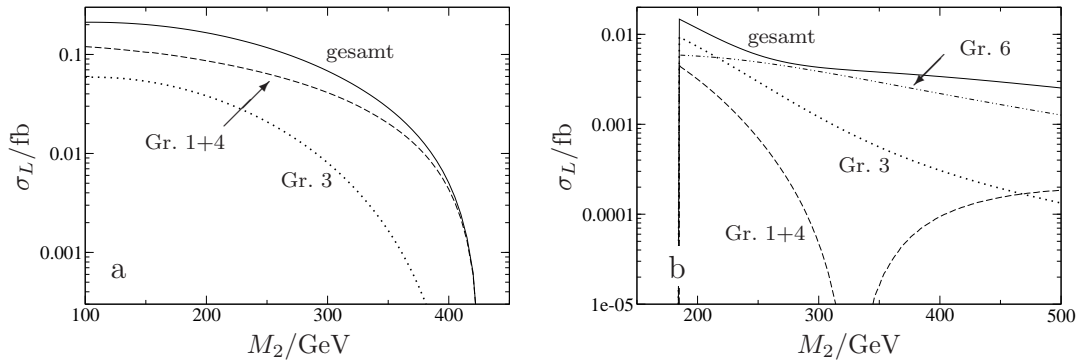


Abbildung 6.25: Wirkungsquerschnitt σ_L und Beträge dazu in Abhängigkeit von M_2 bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. a) $\mu = 400$ GeV, b) $\mu = 120$ GeV. Die senkrechte Kante in b) markiert die Grenze des experimentell ausgeschlossenen Bereichs.

A -Selektrens haben die Graphen 3 und 6 die komplizierteren Kopplungsstrukturen $f_{e1}^B f_{ej}^{B*} f_{ej}^{A*}$ (für $\tilde{e}_B \tilde{\chi}_j^0$ -Austausch, siehe (4.32)) und $f_{ej}^{A*} [O_{1j}^{LL} P_L + O_{1j}^{RR} P_R]$ (für $Z \tilde{\chi}_j^0$ -Austausch, siehe (4.35)). Die relative Höhe der Beiträge 3 und 6 wird im wesentlichen durch diese Kopplungen bestimmt. Wir führen dies am Beispiel der L -Produktion bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und der Selektrenmassenkonfiguration $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV vor, da Graph 6 dort für große μ und M_2 dominant wird (Abb. 6.25 a).

Im gauginoartigen Szenario G trägt der Graph 3 insgesamt 0,055 fb bei, wovon 0,014 fb vom $\tilde{e}_R \tilde{\chi}_1^0$ - und 0,027 fb vom $\tilde{e}_L \tilde{\chi}_2^0$ -Austausch herrühren. Aus der Tabelle 6.9 erkennt man, daß dies daran liegt, daß hier die großen Kopplungen $|f_{e1}^R|$ und $|f_{e2}^L|$ Eingang in die Amplitude finden. Auch $|f_{e1}^L|$ ist relativ groß, da die

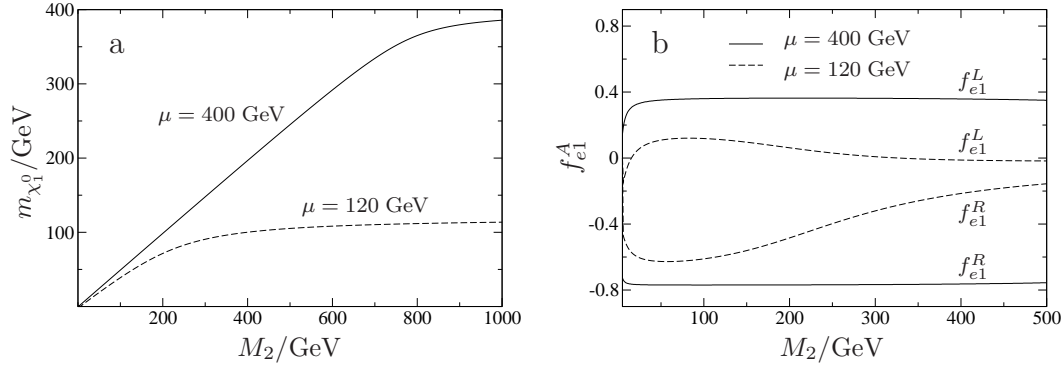


Abbildung 6.26: a) Masse des leichtesten Neutralinos, b) $f_{ei}^{L/R}$ jeweils in Abhängigkeit von M_2 für $\mu = 400$ GeV und $\mu = 120$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan \beta = 30$.

Kopplungen aber quadratisch in die Wirkungsquerschnitte eingehen, trägt der $\tilde{e}_L \tilde{\chi}_1^0$ -Austausch bereits nur etwa ein Viertel vom $\tilde{e}_L \tilde{\chi}_2^0$ -Austausch bei. Die Tabelle 6.8 zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt damit von den beiden leichtesten Neutralinos, die im Szenario G große Gauginoanteile haben, dominiert wird. Der Graph 6 trägt im gauginoartigen Szenario so wenig bei, daß er nicht auf der Abbildung 6.25 a erscheint. Aus der Tabelle 6.9 ersieht man, daß dies an den extrem kleinen Verhältnissen

$$\frac{O''_{11}}{f_{e1}^L} = 0,014 \quad \text{und} \quad \frac{O''_{12}}{f_{e2}^R} = 0,013 \quad (6.9)$$

liegt. Weil

$$O''_{ij}{}^{L/R} = -O''_{ij}{}^{R/L*} \quad (6.10)$$

gilt, setzen wir in (6.9)

$$O''_{ij} := |O''_{ij}{}^{L/R}| = |O''_{ij}{}^{R/L*}|. \quad (6.11)$$

Im Szenario H' bewirkt der $\tilde{e}_R \tilde{\chi}_3^0$ -Austausch allein 3,98 ab des Wirkungsquerschnitts 4,02 ab von Graph 3, da $f_{e1}^B f_{ej}^{B*} f_{ej}^{L*}$ für $B = R$ und $j = 3$ der einzig große Kopplungsfaktor des Graphen 3 ist, siehe Tabelle 6.9. Der Graph 6 hingegen wird in erheblichem Maße vom $\tilde{\chi}_2^0$ -Austausch dominiert, da die Kopplungsfaktoren $O''_{12}{}^{L/R}$ quadratisch eingehen und im Vergleich zu den $O''_{1j}{}^{L/R}$ ($j = 1, 3, 4$) groß sind. Außerdem ist $O''_{12}{}^{L/R}$ im Szenario H' erheblich größer als die Kopplungen $O''_{1j}{}^{L/R}$ ($j = 1, \dots, 4$) im Szenario G , weshalb der Graph 6 hier dominant werden kann.

Mit der gleichen Argumentation erklären sich auch die Beiträge der einzelnen Graphen zur R -Produktion. Die Zusammensetzung von σ_R unterscheidet sich

	$ f_{e1}^L $	$ f_{e2}^L $	$ f_{e3}^L $	$ f_{e4}^L $	$ f_{e1}^R $	$ f_{e2}^R $	$ f_{e3}^R $	$ f_{e4}^R $
G	0,36	0,71	0,05	0,12	0,77	0,05	0,05	0,07
H'	0,04	0,06	0,54	0,59	0,43	0,10	0,63	0,09

	O''_{11}	O''_{12}	O''_{13}	O''_{14}
G	0,01	0,01	0,05	0,03
H'	0,12	0,38	0,03	0,02

Tabelle 6.9: Für die Höhe der Wirkungsquerschnitte bedeutsame Kopplungsfaktoren in den Szenarien G und H' . Wegen $O''_{ij}{}^{L/R} = -O''_{ij}{}^{R/L*}$ sind in der Tabelle nur die Kopplungen $O''_{ij} := |O''_{ij}{}^L| = |O''_{ij}{}^R|$ aufgeführt.

nur insofern von der von σ_L , als daß der Graph 6 auch im Szenario H' nicht dominant werden kann. Dies hat seine Ursache im Zusammenspiel der Kopplungen f_{ei}^A und O''_{ij} : Die Höhe des Beitrags durch den Graphen 6 wird durch die beiden leichtesten Neutralinos bestimmt, für deren Austausch die Kopplungsfaktoren die sehr kleinen Werte 0,05 und 0,04 annehmen, siehe Tabelle 6.9. Zum Graphen 3 hingegen trägt im wesentlichen der $\tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_3^0$ -Austausch bei, dessen Kopplungsfaktor $f_{e1}^R f_{e3}^{R*} f_{e3}^{R*}$ den Wert 0,17 annimmt. Da die Kopplungsfaktoren quadratisch in die Amplituden eingehen und das drittleichste Neutralino im Szenario H' fast die gleiche Masse wie das zweitleichste hat (siehe Tab. 6.8) ist der Graph 6 dort gegenüber dem Graphen 3 etwa um den Faktor $\left(\frac{0,05}{0,17}\right)^2 \approx 0,087$ unterdrückt.

6.7.2 μ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Wie im Fall der Selektion-Chargino-Produktion (siehe Abschnitt 5.6.2) wirkt sich der Parameter μ auch auf die Produktionsquerschnitte des Endzustands $\tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ hauptsächlich durch seinen Einfluß auf die Massen aus. Die Verhältnisse sind hier allerdings etwas einfacher, da die Charginos keine Rolle spielen und man die Diskussion auf die Neutralinomassen beschränken kann.

Die Abbildungen 6.27 und 6.28 zeigen, wie σ_L und σ_R und die dominierenden Beiträge dazu bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV für die den Szenarien G und H' entlehnten Werte $M_2 = 150$ GeV und $M_2 = 230$ GeV von μ abhängen. Es fällt auf, daß sie sich für beide M_2 -Werte in der Größe ähnlich verhalten und nur für kleine Beträge von μ im Verlauf unterscheiden. Die Ursache dafür ist zum einen, daß $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ mit zunehmendem $|\mu|$ schnell gegen $M_2/2$ konvergiert, siehe Abbildung 6.29. Da sich die betrachteten Werte für M_2 nur um 80 GeV

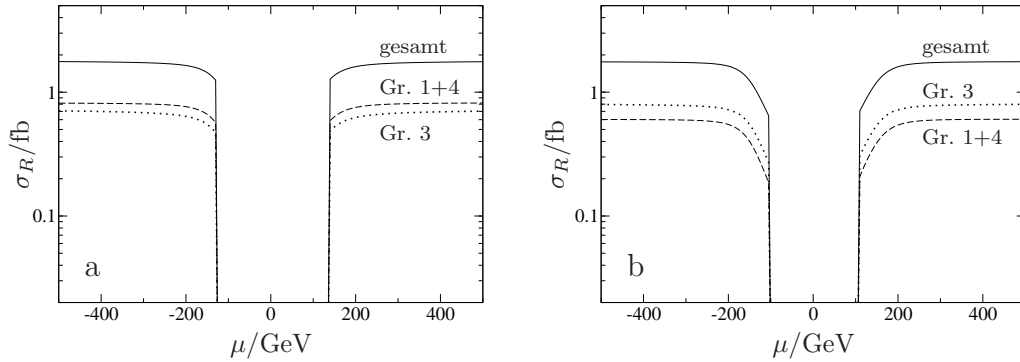


Abbildung 6.27: Wirkungsquerschnitt σ_R und Beiträge dazu in Abhängigkeit von μ bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV, a) $M_2 = 150$ GeV, b) $M_2 = 230$ GeV.

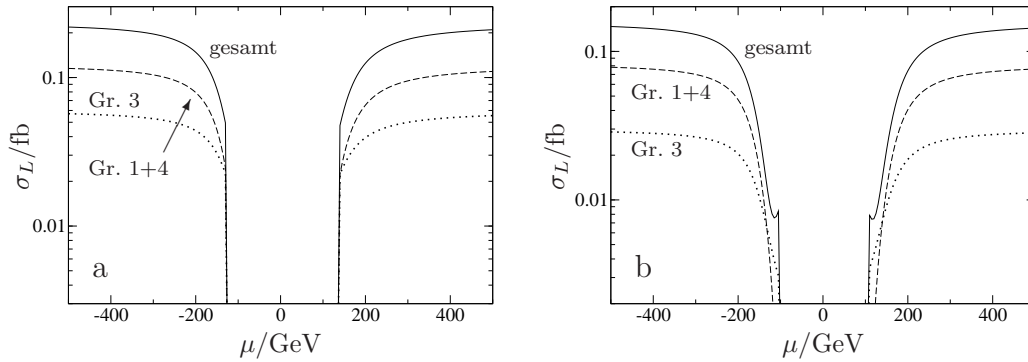


Abbildung 6.28: Wirkungsquerschnitt σ_L und Beiträge dazu in Abhängigkeit von μ bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV, a) $M_2 = 150$ GeV, b) $M_2 = 400$ GeV.

unterscheiden, sind die Endzustandsmassen für große μ bis auf 40 GeV gleich und die Wirkungsquerschnitte somit ähnlich, genauer gesagt im aus dem Szenario G abgeleiteten Fall, wo das LSP etwas leichter ist, leicht höher.

Zum anderen treten beim Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ außer Teilchen mit szenarienu-nabhängiger Masse nur Neutralinos als Austauscheteilchen auf. Bei $M_2 = 150$ GeV haben die beiden leichtesten Neutralinos, deren Austausch wenig mit der Masse unterdrückt wird, für kleine Werte von $|\mu|$ große Gauginoanteile und koppeln daher stark, siehe Tabelle 6.8. Bei $M_2 = 230$ GeV sind dies die Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_3^0$. Da das $\tilde{\chi}_3^0$ allerdings für kleine Beträge von μ deutlich schwerer als das $\tilde{\chi}_1^0$ ist, wird sein Austausch für $M_2 = 230$ GeV stärker unterdrückt und die Wirkungsquerschnitte steigen langsamer mit $|\mu|$ als für $M_2 = 150$ GeV.

Die Diskussion der Größe der Wirkungsquerschnitte erfolgt wie im Abschnitt 5.6.2, mit dem Unterschied, daß anstelle der Kopplungen $O_{1j}^{L/R}$ die Kopplungen $O_{1j}^{\mu L/R}$

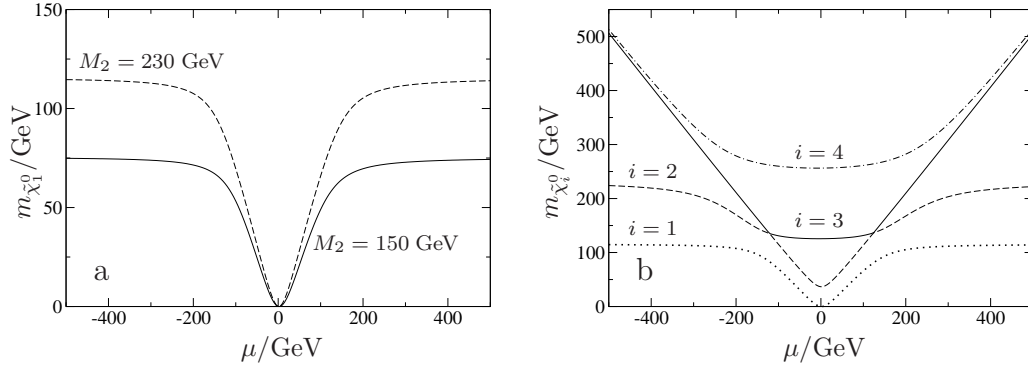


Abbildung 6.29: a) Masse $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ des leichtesten Neutralinos für $M_2 = 150$ GeV und $M_2 = 230$ GeV b) Neutralinomassenspektrum für $M_2 = 150$ GeV jeweils in Abhängigkeit von μ ; M_1 aus GUT-Relation, $\tan\beta = 30$.

zu betrachten sind, deren Werte für die Szenarien G und H' bereits in der Tabelle 6.9 aufgeführt wurden. Abgesehen davon sind die Verhältnisse nun etwas einfacher, weil anders als bei der Selektion-Chargino-Produktion immer die gleichen Graphen 1 und 4 bzw. 3 dominieren. Da die Argumentation analog verläuft, wird sie hier nicht abermals vorgeführt.

6.7.3 M_1 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Als letztes betrachten wir nun wieder den Einfluß des Parameters M_1 auf die Wirkungsquerschnitte, indem wir die GUT-Relation

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \quad (6.12)$$

aufgeben und M_1 variieren. Wir wählen die Parameter M_2 und μ dazu so, daß die Szenarien G und H' erfasst werden. Die Abbildungen 6.30 und 6.31 zeigen, wie σ_L und σ_R und die jeweils dominieren Beiträge bei $\sqrt{s} = 500$ GeV in Abhängigkeit von M_1 variieren.

Die Größe der Wirkungsquerschnitte wird stark vom Verhalten der Kopplungen f_{ei}^A dominiert. In den Graphen 1 und 4 ist f_{ei}^A bei Produktion eines A -Selektrens die einzige szenarienabhängige Kopplung, die in die Amplituden eingeht (vgl. (4.30) und (4.33)), so daß ihr Verlauf – siehe Abbildung 6.32 – die Abhängigkeit der Beiträge 1 und 4 von M_1 bestimmt.

Im Graphen 3 bewirkt der Austausch des j . Neutralinos bei der Produktion von A -Selektronen den Faktor f_{ej}^{A*} (vgl. (4.32)). Der Beitrag durch den Austausch

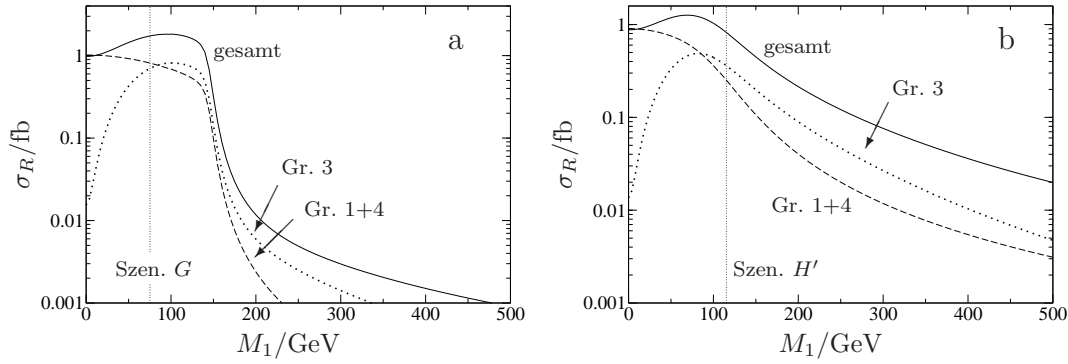


Abbildung 6.30: σ_R und Beiträge dazu in Abhängigkeit von M_1 für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. a) $M_2 = 150$ GeV, $\mu = 400$ GeV; b) $M_2 = 230$ GeV, $\mu = 120$ GeV, jeweils $\tan\beta = 30$. Die Punkte, an denen die GUT-Relation (6.12) erfüllt ist, sind markiert und fallen mit den ursprünglichen Szenarien G und H' zusammen.

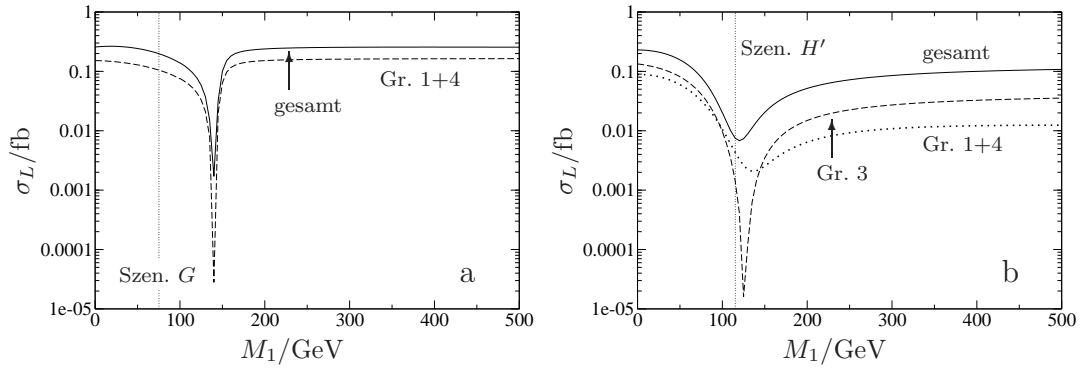


Abbildung 6.31: σ_L und Beiträge dazu in Abhängigkeit von M_1 für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. a) $M_2 = 150$ GeV, $\mu = 400$ GeV; b) $M_2 = 230$ GeV, $\mu = 120$ GeV, jeweils $\tan\beta = 30$. Die ursprünglichen Szenarien G und H' sind markiert.

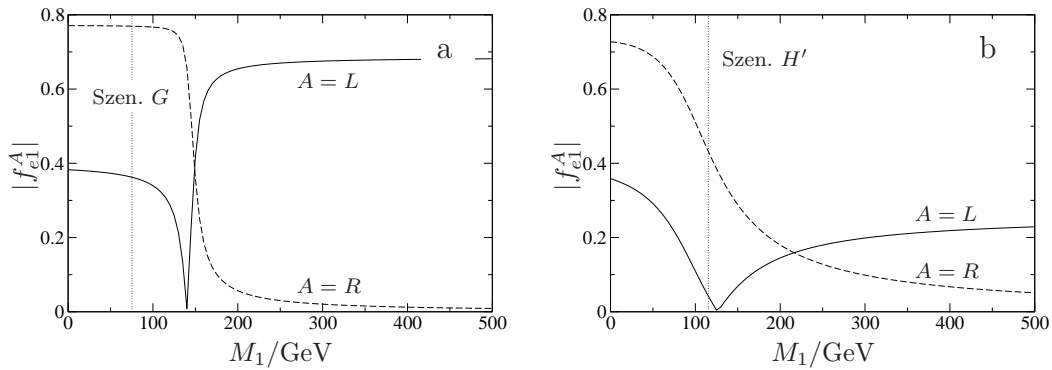


Abbildung 6.32: $|f_{e1}^{L/R}|$ in Abhängigkeit von M_1 bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. a) $M_2 = 150$ GeV, $\mu = 400$ GeV; b) $M_2 = 230$ GeV, $\mu = 120$ GeV, jeweils $\tan\beta = 30$. Die ursprünglichen Szenarien G und H' sind markiert.

des leichtesten Neutralinos gibt die Größe der Wirkungsquerschnitte vor, da der Austausch der schwereren mit ihren Massen unterdrückt ist. Somit hängt auch der Graph 3 im wesentlichen wie $f_{e_1}^A$ von M_1 ab.

6.8 Erweiterte Modelle

Wir betrachten nun den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ im NMSSM und im E_6 -Modell aus Kapitel 2. Das qualitative Verhalten läßt sich wiederum leicht erfassen, und für quantitative Aussagen betrachten wir Parametersätze, die aus den Szenarien G und H' hervorgehen. Dazu ersetzen wir das jeweilige μ durch μ_{eff} , indem wir λ und x so wählen, daß $\mu_{eff} = \lambda x = \mu$ gilt und belassen die anderen Parameter M_2 , M_1 und $\tan\beta$ wie in G bzw. H' . Die zusätzlich im NMSSM und im E_6 -Modell benötigten Parameter variieren wir jeweils so, daß die Charakteristika der erweiterten Modelle dabei deutlich zum Ausdruck kommen.

Die größten Unterschiede im Vergleich zum MSSM weisen die Neutralinosektoren der erweiterten Modelle auf. Da beim Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ Neutralinos anders als bei $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ nicht nur als Austauscheteilchen, sondern auch im Endzustand vorkommen, erwartet man nun eine stärkere Modellabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte.

6.8.1 NMSSM

Wie in den Abschnitten 2.5 und 5.7.1 erläutert treten im NMSSM fünf Neutralinos als Linearkombinationen aus \tilde{B} , \tilde{W} , den ungeladenen MSSM-Higgsinos ψ_H^a und ψ_H^b und dem neuen Higgsinosingulett ψ_N auf. Da das ψ_N die Hyperladung $Y = 0$ hat, koppelt die Singlinokomponente der Neutralinos weder an die Eichbosonen, noch an die Fermionen und Sfermionen, und die Neutralinokopplungen sind entsprechend der jeweiligen ψ_N -Beimischung gegenüber dem MSSM reduziert.

Um quantitative Aussagen treffen zu können, benutzen wir wieder ein NMSSM-Szenario, daß aus dem gauginoartigen Szenario G hervorgeht. Wir wählen hierzu $M_2 = 150$ GeV, $\tan\beta = 30$, $x = 2000$ GeV und $\lambda = 0,2$ und berechnen M_1 aus der GUT-Relation 5.22 (zum NMSSM-Parameterraum siehe Abschn. 2.3). Die trilineare Kopplung k wird von $-0,2$ bis $+0,2$ variiert, sodaß sich für große $|k|$ ein MSSM-artiges Spektrum der vier leichten Neutralinos ausbildet und die Singlinokomponente im schweren $\tilde{\chi}_5^0$ konzentriert ist. Für kleine Werte von $|k|$ ist hingegen

das LSP singlinoartig, siehe Abbildung 6.33 a und b. Auf der Abbildung 6.33 c ist dargestellt, wie sich die Wirkungsquerschnitte bei $\sqrt{s} = 500$ GeV mit k ändern. Für große Beträge von k sind σ_L und σ_R gegenüber ihren Werten im MSSM unverändert, da nur das schwerste Neutralino, dessen Austausch mit seiner Masse unterdrückt ist, einen nennenswerten Singlinoanteil hat. In der Umgebung von $k = 0$ hingegen sind die Wirkungsquerschnitte im Vergleich zum MSSM stark abgesenkt. Die vergleichsweise moderate Änderung der Wirkungsquerschnitte bei der Selektion-Chargino-Produktion (Abschn. 5.7.1) rührte daher, daß dort Neutralinos nur als Austauschteilchen auftraten und daß dort, wo das LSP eine große Singlino-Komponente hat, das $\tilde{\chi}_2^0$ nur etwa so schwer wie das LSP im Szenario G und ähnlich zusammengesetzt ist. Hier nun tritt das LSP mit der großen ψ_N -Komponente zusätzlich im Endzustand auf und seine reduzierte Kopplungsstärke geht direkt in die Wirkungsquerschnitte ein.

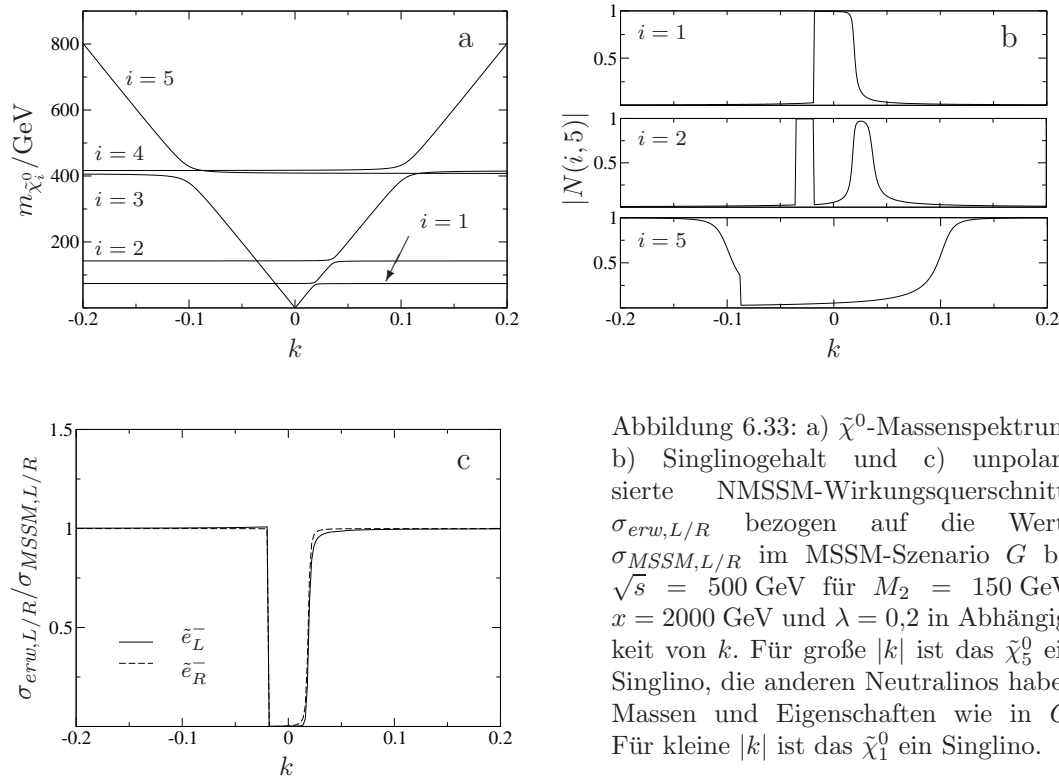


Abbildung 6.33: a) $\tilde{\chi}^0$ -Massenspektrum, b) Singlinogehalt und c) unpolarierte NMSSM-Wirkungsquerschnitte $\sigma_{erw,L/R}$ bezogen auf die Werte $\sigma_{MSSM,L/R}$ im MSSM-Szenario G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $M_2 = 150$ GeV, $x = 2000$ GeV und $\lambda = 0,2$ in Abhängigkeit von k . Für große $|k|$ ist das $\tilde{\chi}_5^0$ ein Singlino, die anderen Neutralinos haben Massen und Eigenschaften wie in G . Für kleine $|k|$ ist das $\tilde{\chi}_1^0$ ein Singlino.

Insgesamt kann man also feststellen, daß die Wirkungsquerschnitte im NMSSM entweder ähnlich wie im MSSM oder gegenüber diesen deutlich reduziert sind. Das Nachweispotential für schwere Selekttronen verringert sich daher im NMSSM drastisch, falls in der Natur ein kleiner Betrag von k realisiert ist.

6.8.2 E_6 -Modell

Im Rang-5-Modell mit einem zusätzlichen Higgs-Singulett, das im Kapitel 2 eingeführt wurde, tritt ein neues Eichboson Z' auf, das den Produktionsmechanismus des Prozesses $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ um die Graphen 2', 5' und 6' der Abbildung 4.1 erweitert. Um den Einfluß des Z' als Austauscheteilchen abzuschätzen, betrachten wir das E_6 -Szenario \tilde{G} mit $M_2 = 150$ GeV, $x = 2500$ GeV, $\lambda = 0,16$, $\tan \beta = 30$ und $M_1 = M' = 75,18$ GeV, das für die leichten Neutralinos ähnliche Massen und Mischungen wie das Szenario G liefert. Die Singlino- und \tilde{Z}' -Anteile konzentrieren sich stark in den beiden schweren Neutralinos, deren Austausch mit den großen Massen unterdrückt ist, so daß er kaum beiträgt. Für die Z' -Masse wählen wir den kleinsten, experimentell noch nicht ausgeschlossenen Wert $m_{Z'} = 690$ GeV [33]. Mit der MSSM-artigen Selektrenmassenkonfiguration $m_L = 290$ GeV und $m_R = 260$ GeV, die wir hier vorerst verwenden, um Vergleichbarkeit mit den Daten der vorangegangenen Abschnitte zu erreichen, ergeben sich bei $\sqrt{s} = 500$ GeV die E_6 -Wirkungsquerschnitte $\sigma_L = 0,192$ fb und $\sigma_R = 1,71$ fb; zum Vergleich: im Szenario G waren es $\sigma_L = 0,198$ fb und $\sigma_R = 1,73$ fb. Der Beitrag des Z' als Austauscheteilchen ist also sehr klein und kann vernachlässigt werden. Trotzdem werden wir für die folgenden Berechnungen die Graphen 2', 5' und 6' miteinbeziehen.

Auch die zusätzlichen Neutralinos können als Austauscheteilchen vernachlässigt werden. Im Abschnitt 5.7.2 wurde erläutert, daß für kleine Werte von M' die Massen $m_{\tilde{\chi}_{5/6}^0}$ von der Größenordnung von x sind, für welches experimentell bereits die Untergrenze $x \geq 2200$ GeV festgestellt wurde [26]. Gleichzeitig haben die beiden schwersten Neutralinos für kleine M' große ψ_N - und \tilde{Z}' -Anteile, so daß die Beiträge durch Neutralinoaustausch wie im MSSM bleiben. Für große M' hat das LSP eine große Singlino-Komponente, die nicht an die Eichbosonen, Fermionen und Sfermionen koppelt. Daher trägt sein Austausch nur wenig bei. Das schwerste Neutralino wird in diesem Fall ein fast reines \tilde{Z}' ; sein Austausch ist durch die hohe Masse $m_{\tilde{\chi}_6^0}$ stark unterdrückt. Die vier anderen Neutralinos tragen die $\tilde{\gamma}$ -, \tilde{Z} -, ψ_H^a - und ψ_H^b -Komponenten und dominieren die Graphen mit Neutralinoaustausch.

So wirkt sich das veränderte Neutralinospektrum hauptsächlich in der Mischung des LSP im Enzustand aus. Wir nehmen an, daß wie für M_1 auch für den Massenparameter M' die GUT-Relation

$$M' = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \quad (6.13)$$

gilt [14].⁵ Die anderen Parameter wählen wir zu $x = 2500$ GeV, $\lambda = 0,16$ und $\tan\beta = 30$, sodaß bei Variation von M_2 für $M_2 = 150$ GeV das Szenario \tilde{G} erfasst wird. In Abhängigkeit von M_2 ergibt sich so das Neutralinomasenspektrum der Abbildung 6.34. Mit $m_L = 290$ GeV und $m_R = 260$ GeV erhält man dann in Abhängigkeit von M_2 die Wirkungsquerschnitte der Abbildung 6.35 a. Im Be-

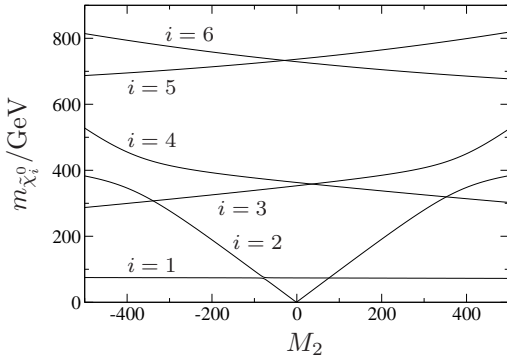


Abbildung 6.34: Neutralinomasenspektrum im E_6 -Modell für $x = 2500$ GeV, $\lambda = 0,16$ und $\tan\beta = 30$ in Abhängigkeit von M_2 ; M_1 und M' aus den GUT-Relationen (5.22) und (6.13).

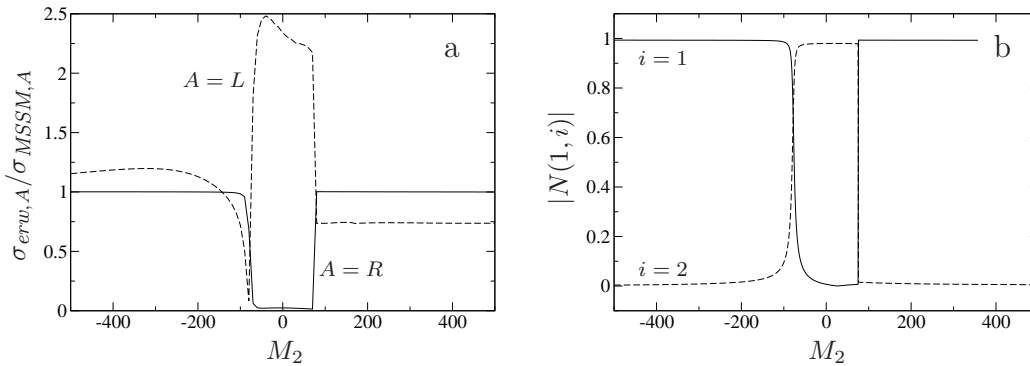


Abbildung 6.35: a) Wirkungsquerschnitte σ_L und σ_R für $m_L = 290$ GeV und $m_R = 260$ GeV bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und b) \tilde{B} - und \tilde{W} -Anteil des leichtesten Neutralinos jeweils im E_6 -Modell für $x = 2500$ GeV, $\lambda = 0,16$ und $\tan\beta = 30$ in Abhängigkeit von M_2 ; M_1 und M' aus den GUT-Relationen (5.22) und (6.13).

reich $M_2 \in I$ mit $I = [-77 \text{ GeV}; 78 \text{ GeV}]$, wo das LSP deutlich leichter als im Szenario G ist, findet man im E_6 -Modell für σ_R eine starke Absenkung und für σ_L eine starke Erhöhung der Wirkungsquerschnitte gegenüber den MSSM-Werten. Wie die Abbildung 6.35 b belegt, liegt dies am Verlauf der \tilde{B} - und \tilde{W} -Anteile $|N(1,1)|$ und $|N(1,2)|$ im leichtesten Neutralino: Das rechte Selekttron koppelt nur an den Binoanteil des $\tilde{\chi}_1^0$ und wird daher für $M_2 \in I$, wo dieser sehr gering

⁵Das Szenario \tilde{G} wurde bereits so gewählt, daß (6.13) erfüllt ist.

ist, deutlich abgesenkt. Der Winoanteil des LSP ist im gleichen Bereich nahezu eins, weswegen die linken Wirkungsquerschnitte dort stark erhöht sind. Außerhalb von I verhält sich das LSP wie im Szenario G und es ergeben sich für große Werte von M_2 die MSSM-Wirkungsquerschnitte.

Wir finden also auch für das E_6 -Modell eine starke Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Neutralinomischung. Phänomenologisch liegt seine Bedeutung aber vor allem darin, daß dort bei Annahme der GUT-Relationen für die skalaren Massen (s. auch Gl. (2.39) und (2.40) und folgender Absatz) das rechte Selektion immer schwerer als das linke ist. Für die Selektionenmassen gilt im E_6 -Modell

$$m_L^2 = \tilde{m}_L^2 + L_e m_Z^2 \cos 2\beta - \frac{1}{3} \tilde{m}_{D'}^2 \quad (6.14)$$

$$m_R^2 = \tilde{m}_R^2 - R_e m_Z^2 \cos 2\beta + \frac{2}{3} \tilde{m}_{D'}^2 \quad (6.15)$$

mit den skalaren Massenparametern $\tilde{m}_{L/R}$, für die $\tilde{m}_L = \tilde{m}_R$ angenommen wird und dem D -Term des $U(1)_{Y'}$ -Eichfaktors [14]

$$\tilde{m}_{D'}^2 = \frac{1}{12} g'^2 (-v_1^2 - 4v_2^2 + 5x^2). \quad (6.16)$$

Die Vakuumerwartungswerte v_1 und v_2 der Higgsdublette H_1 und H_2 erhält man aus $m_W = g\sqrt{(v_1^2 + v_2^2)}/2$ und $\tan\beta = v_2/v_1$; sie sind sehr klein gegen x , für das $x \geq 2200$ GeV gilt. Deshalb nimmt $\tilde{m}_{D'}$ große Werte an und es ergibt sich $m_R > m_L$ mit deutlich größeren Massenaufspaltungen $m_R - m_L$ als im MSSM. Auf der Abbildung 6.36 ist m_R in Abhängigkeit von m_L für die Parameter $\tan\beta = 30$ und $x = 2500$ GeV des Szenarios \tilde{G} dargestellt. Der schraffierte Bereich ist gemäß $m_R > 73$ GeV [33] bereits experimentell ausgeschlossen.

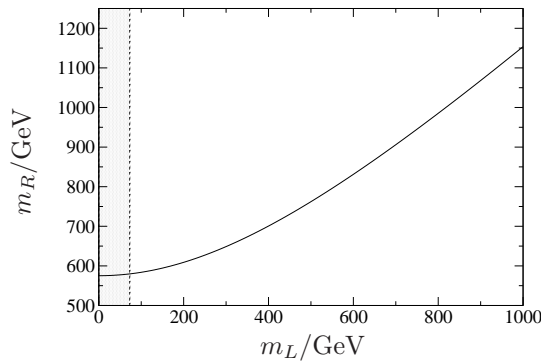


Abbildung 6.36: m_R in Abhängigkeit von m_L für $\tan\beta = 30$ und $x = 2500$. Der schraffierte Bereich ist gemäß $m_R > 73$ GeV experimentell ausgeschlossen.

Wir vergleichen nun die E_6 -Wirkungsquerschnitte bei Gültigkeit der Relationen (6.14) und (6.15) mit denen des MSSM bei Gültigkeit der GUT-Relationen (2.39) und (2.40), siehe Abschnitt 6.6. Hierzu betrachten wir im E_6 -Modell neben dem oben definierten gauginoartigen Szenario \tilde{G} ein weiteres Szenario \tilde{H}' mit $x = 2500$ GeV, $\lambda = 0,048$, $\tan\beta = 30$ und $M_2 = 230$ GeV; M_1 und M' werden passend dazu aus den GUT-Relationen (5.22) und (6.13) berechnet. Dieses Szenario führt zu higgsinoartigen leichten Neutralinos und dient dem Vergleich mit dem higgsinoartigen Szenario H' .

Für m_L unterscheiden sich die Massengrenzen, bis zu denen linke Selektroben beobachtbar sind, im MSSM und im E_6 -Modell kaum. Für das MSSM fanden wir im Szenario G die Nachweisbarkeitsgrenzen $m_L \leq 284$ GeV bzw. $m_L \leq 431$ GeV bei $\sqrt{s} = 500$ bzw. 800 GeV, im E_6 -Modell sind es nun im entsprechenden Szenario \tilde{G} noch $m_L \leq 276$ GeV bzw. $m_L \leq 417$ GeV, siehe Abbildung 6.37. Im Szenario H' war σ_L für beide Schwerpunktsenergien unmeßbar klein; genauso verhält es sich im Szenario \tilde{H}' .

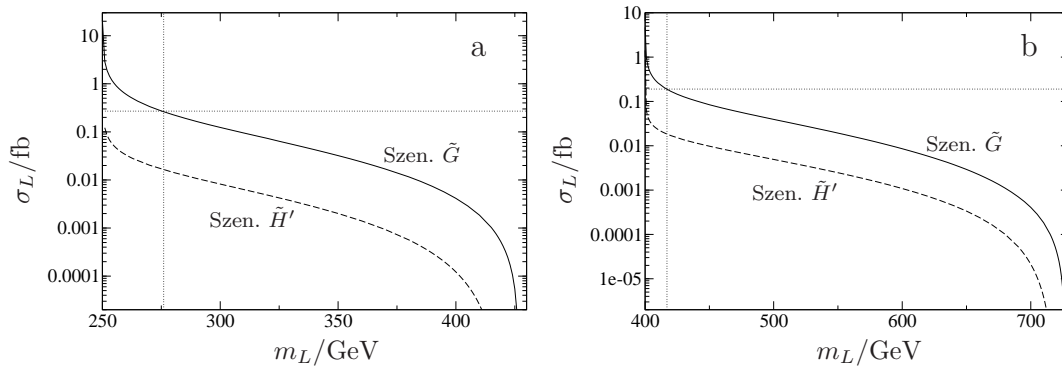


Abbildung 6.37: E_6 -Wirkungsquerschnitt σ_L in Abhängigkeit von m_L mit m_R aus (6.14), (6.15) jeweils in den Szenarien \tilde{G} und \tilde{H}' ; a) $\sqrt{s} = 500$ GeV, b) $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die dünnen Linien markieren die Meßbarkeitsgrenzen für die Wirkungsquerschnitte bei maximaler Polarisation (horizontal) und die daraus resultierenden Massengrenzen für den Nachweis von L -Selektroben (vertikal).

Die Detektierbarkeit rechter Selektroben unterscheidet sich im E_6 -Modell allerdings beträchtlich von der des MSSM. Im MSSM ergaben sich bei $\sqrt{s} = 500$ GeV die Massengrenzen $m_R \leq 330$ GeV bzw. $m_R \leq 293$ GeV für die Szenarien G und H' . Im E_6 -Modell ist die Produktion rechter Selektroben bei Gültigkeit der Gleichungen (6.14) und (6.15) für $\sqrt{s} = 500$ GeV hingegen nicht möglich, da sich zum kleinsten, experimentell noch nicht ausgeschlossenen Wert $m_L = 73$ GeV bereits die rechte Masse $m_R = 580$ GeV ergibt.

Für $\sqrt{s} = 800$ GeV zeigt die Abbildung 6.38 den Wirkungsquerschnitt σ_R im E_6 -Modell. Uns interessiert der Massenbereich, in dem keine Selektrobenpaarpro-

duktion, auch nicht in L - R -Paaren, stattfinden kann; dies ist für $m_R \geq 607$ GeV, $m_L \geq 193$ GeV der Fall. Bei derart schweren R -Selektronen sind die Wirkungsquerschnitte der $\tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0$ -Produktion mit $\sigma_R \leq 0,03$ fb allerdings unmeßbar klein. Im Gegensatz dazu erhielten wir im MSSM die Nachweisbarkeitsgrenzen $m_R \leq 503$ GeV bzw. $m_R \leq 443$ GeV für die Szenarien G und H' .

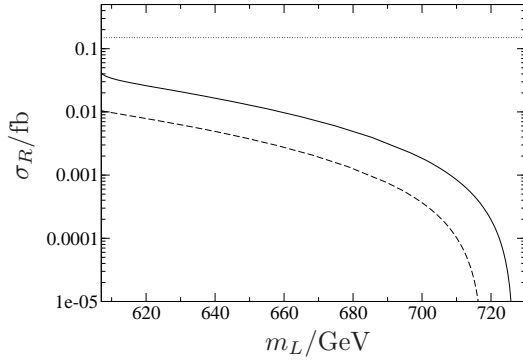


Abbildung 6.38: E_6 -Wirkungsquerschnitt σ_R in Abhängigkeit von m_R mit m_L aus (6.14), (6.15) jeweils in den Szenarien \tilde{G} und \tilde{H}' bei $\sqrt{s} = 800$ GeV. Die dünne Linie markiert die Meßbarkeitsgrenzen für σ_R bei maximaler Polarisierung der Elektronenstrahlen.

Insgesamt stellen wir also fest, daß im E_6 -Modell für den Nachweis einzelner, schwerer L -Selektronen via $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ etwa die gleichen Möglichkeiten wie im MSSM bestehen. Die Produktion rechter Selektronen ist hingegen im E_6 -Modell gegenüber dem MSSM deutlich eingeschränkt, so daß bei Realisierung des E_6 -Modells mit Vereinigung der skalaren Massen an der GUT-Skala der Nachweis von schweren R -Selektronen nicht mit Hilfe des Prozesses $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ gelingen wird.

Kapitel 7

Zerfälle und Untergrund

Die erzeugten supersymmetrischen Teilchen sind mit Ausnahme des leichtesten Neutralinos nicht stabil, sondern zerfallen entweder direkt oder in Kaskaden in die experimentell beobachtbaren Endzustände, die jeweils mindestens ein LSP und mindestens ein Standardmodellteilchen enthalten. Die LSPs entkommen und machen sich als fehlende Energie oder fehlenden transversalen Impuls bemerkbar. Daher soll nun untersucht werden, wie die in den vorigen Kapiteln betrachteten Prozesse aus gemessenen Größen identifiziert werden können. Hierzu betrachten wir die Zerfallskanäle der schweren Teilchen und in führender störungstheoretischer Ordnung den Untergrund aus Standardmodell- und supersymmetrischen Prozessen.

Bisher wurde festgestellt, daß bei Realisierung des MSSM im Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ nur für $A = L$ und im Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ nur für $A = R$ meßbare Wirkungsquerschnitte zu erwarten sind.¹ Wir beschränken uns daher bei der Diskussion des Untergrundes auf diese Endzustände.

7.1 Nachweis rechter Selektren über den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$

Für ein R -Selektron der Masse $m_R = 260$ GeV sind in den verschiedenen Szenarien die Zweiteilchenzerfälle der Tabelle 7.1 mit den angegebenen Verzweigungs-

¹Im E_6 -Modell mit $m_R > m_L$ können in Teilen des Parameterraumes auch linke Selektren via $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ in genügend hohen Raten produzierbar sein, siehe Abschnitt 6.8.2. Da das E_6 -Modell aber noch nicht in CompHep implementiert ist, können wir zum E_6 -Untergrund keine quantitativen Aussagen machen.

verhältnissen möglich. R -Selektoren haben große Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall $\tilde{e}_R^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$, die sich, wie die Abbildung 7.1 zeigt, in den hier unter-

G	$\Gamma_{tot} = 1,10 \text{ GeV}$	H	$\Gamma_{tot} = 0,22 \text{ GeV}$	H'	$\Gamma_{tot} = 0,81 \text{ GeV}$
	$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ 100 %		$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_3^0$ 53 % $\rightarrow e^- \tilde{\chi}_2^0$ 1,7 % $\rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ 45 %		$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_3^0$ 57 % $\rightarrow e^- \tilde{\chi}_2^0$ 1,4 % $\rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ 42 %

Tabelle 7.1: Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse der rechten Selektoren für $m_R = 260 \text{ GeV}$ in den verschiedenen Szenarien (nur Zweiteilchenzerfälle).

suchten Szenarien kaum mit m_R ändern. Da dieser Zerfall zudem zur einfachsten Signatur mit zwei Elektronen und fehlender Energie im Endzustand führt, wollen wir im folgenden nur ihn betrachten. Alle anderen Zerfälle verlaufen in Kaskaden, wodurch die Energie- und Winkelverteilungen der Teilchen im Endzustand breiter werden und nicht so gut vom Untergrund zu unterscheiden sind.

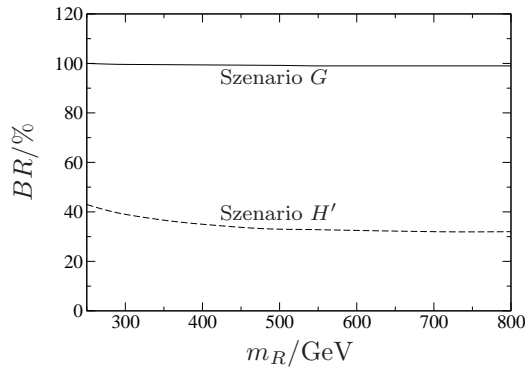
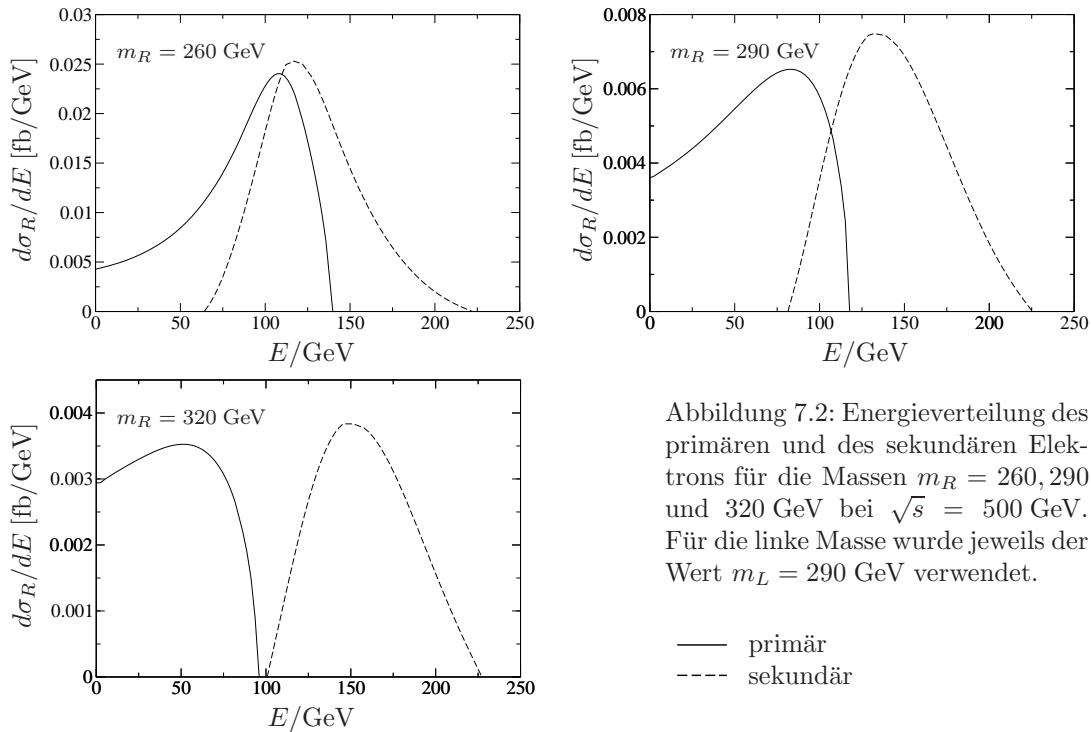


Abbildung 7.1: Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\tilde{e}_R^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ in Abhängigkeit der rechten Masse m_R .

7.1.1 Primäre und sekundäre Elektronen

Zunächst ist festzustellen, ob das im Prozess $e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ direkt entstehende Elektron vom sekundären aus dem Zerfall $\tilde{e}_R^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ unterschieden werden kann. Hierzu zeigt die Abbildung 7.2 die Energieverteilungen beider Elektronen für $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ und verschiedene Massen m_R im Szenario G . Die Verteilungen überlappen einander für kleine Werte von m_R stark und rücken mit zunehmendem m_R auseinander. Hierfür sind zwei Effekte verantwortlich. Zum einen nimmt die den primären Elektronen zur Verfügung stehende Energie ab, da mehr zur Erzeugung der schwereren Selektoren verbraucht wird. Gleichzeitig wird der



Phasenraum, in den die Selektoren emittiert werden können, kleiner und ihre Energie zunehmend schärfer. Dadurch steht auch für die sekundären Elektronen weniger Phasenraum zur Verfügung und ihre Energiverteilung wird schmäler.

Die Elektronen sind experimentell unterscheidbar, wenn sich die beiden Elektronen nicht gleichzeitig im Überlapp der Energieverteilungen (Abb. 7.2) befinden. Für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $m_R = 260$ GeV ist dies in 50% und für $m_R = 290$ GeV in 94% aller Ereignisse der Fall. Ab $m_R = 315$ GeV sind die Verteilungen disjunkt und alle Elektronen identifizierbar. Für kleine m_R , wo sich die Energieverteilungen stark überschneiden, sind die Wirkungsquerschnitte aber so groß, daß man sie beim Anbringen geeigneter Energiecuts noch messen können (siehe Abschn. 6.6).

Die primären Elektronen aus den Diagrammen mit t -Kanal- γ -Austausch werden zum Großteil in Strahlrichtung ausgesendet; die Winkelverteilung der primären Elektronen aus den restlichen Diagrammen ist relativ flach. In der Abbildung 7.3 wurde die resultierende Verteilung für das Szenario G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und die Selektorenmassen $m_R = 260$ GeV und $m_L = 290$ GeV dargestellt. Die sekundären Elektronen werden hingegen bevorzugt unter größeren Winkeln emittiert, siehe ebenfalls Abbildung 7.3. Da aber beiden Gruppen von Elektronen prinzipiell alle Raumrichtungen offen stehen, kann man aus den Winkelverteilun-

gen keine zusätzlichen Informationen gewinnen, die eine bessere Trennung der primären und sekundären Elektronen als nur mithilfe ihrer Energieverteilungen erlauben.

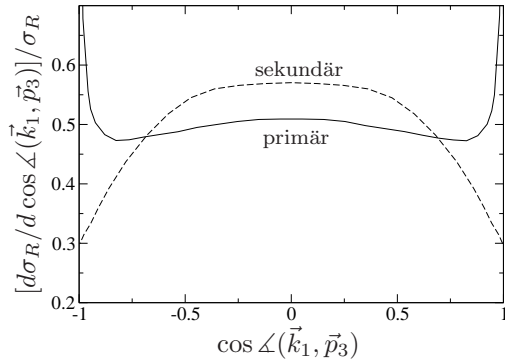


Abbildung 7.3: Winkelverteilung der primären und sekundären Elektronen im Szenario G bei $m_R = 260$ GeV, $m_L = 290$ GeV und $\sqrt{s} = 500$ GeV.

Die Winkelverteilungen ändern sich weder mit den Selektorenmassen noch mit dem Szenario in nennenswertem Umfang. Auch die Energieverteilungen verhalten sich in den verschiedenen Szenarien ähnlich, und für $\sqrt{s} = 800$ GeV sind die gleichen Effekte zu beobachten. Insgesamt ist also festzustellen, daß die primären und die sekundären Elektronen umso besser separierbar sind, je schwerer die rechten Selektoren sind, und bei relativ leichten R -Selektoren genügend hohe Wirkungsquerschnitte auftreten, um die primären und sekundären Elektronen durch Cuts in den Energieverteilungen trennen zu können.

7.1.2 Untergrund

Nun ist noch zu untersuchen, wie der Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ mit anschließendem Zerfall $\tilde{e}_R^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ von Untergrundprozessen $e^-e^- \rightarrow e^-e^- \cancel{e}$ mit zwei Elektronen und fehlender Energie, d. h. Neutrinos oder LSPs im Endzustand unterschieden werden kann. Nicht in die Analyse einbezogen werden Bremsstrahlungsprozesse, da es inkonsistent wäre, den Untergrund anders als das Signal selbst unter Einbezug von Bremsstrahlung zu betrachten. Alle Zahlenwerte zu Untergrundprozessen wurden mit dem Package `compHEP` [50, 51] gewonnen.

Der supersymmetrische Untergrund besteht unter obigen Annahmen in führender Ordnung nur aus dem Prozess $e^-e^- \rightarrow e^-e^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ mit t - und u -Kanal- γ - oder Z -Austausch und dem Zerfall eines nichtresonanten Z -Bosons in ein Neutralinopaar, siehe Abbildung 7.4 für die Reaktionsmechanismen. Da sich das Z dazu sehr weit von der Massenschale entfernen muß ($91,2$ GeV = $m_Z < 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$), sind

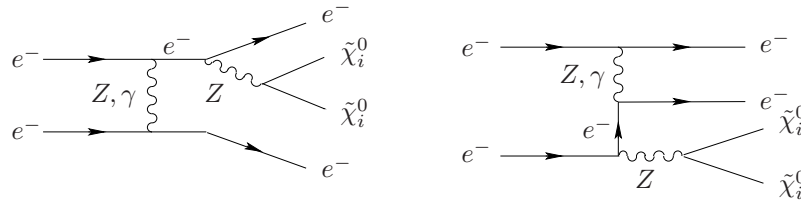


Abbildung 7.4: Supersymmetrische Untergrundprozesse zu $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}^-\tilde{\chi}_i^0e^-$, die zum Endzustand $e^-e^- \not\#$ führen.

solche Prozesse sehr unwahrscheinlich und ihre Wirkungsquerschnitte äußerst gering; sie überschreiten bei $\sqrt{s} = 500$ GeV in keinem erlaubten Szenario 10 ab und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV in keinem erlaubten Szenario 3,5 ab. Außerdem werden die Elektronen beim Austausch weicher Photonen bevorzugt in Strahlrichtung emittiert und können daher ebenso wie die Beiträge der Diagramme 1 und 2 (siehe Abb. 4.1) durch den Phasenraumschnitt effektiv reduziert werden.

In nächsthöherer Ordnung finden unter der Annahme erhaltener R -Parität und Leptonenzahl keine Untergrundprozesse unter Beteiligung supersymmetrischer Teilchen statt.

Der Standardmodelluntergrund ist wesentlich größer als der supersymmetrische. In führender Ordnung umfaßt er Prozesse $e^-e^- \rightarrow e^-\nu_e W^-$ mit anschließendem Zerfall $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$ und Prozesse $e^-e^- \rightarrow e^-e^-Z$ mit anschließendem Zerfall $Z \rightarrow \nu_\ell\bar{\nu}_\ell$ ($\ell = e, \mu, \tau$). Der gesamte W -Untergrund hat bei unpolarisierten Elektronenstrahlen für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV einen Wirkungsquerschnitt von 0,14 pb und ist damit ca. zwei Größenordnungen höher als das Signal. Er läßt sich aber durch rechtshändiges Polarisieren der Elektronenstrahlen unterdrücken, da die W -Bosonen nur an die linkshändigen Anteile koppeln. Beim maximalen Polarisationsgrad von 85% ist der W -Untergrund auf 3,2 fb abgesenkt. Gleichzeitig wird dadurch der Wirkungsquerschnitt für R -Produktion maximal angehoben und erreicht Werte bis 5,6 fb. Geht man vom mittleren Gewinnfaktor 3,1 aus (siehe Abschn. 6.4), so sind bei unpolarisierten Elektronenstrahlen Wirkungsquerschnitte bis 1 fb mit einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von mehr als eins detektierbar und damit prinzipiell meßbar. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß mithilfe der Energieverteilung der Elektronen im W -Untergrund keine weitere Unterscheidung von Signal und Untergrund möglich ist. Außerdem erfolgt wegen des Auftretens von Diagrammen mit Photonen im t -Kanal auch die Emission der Untergrundelektronen vorwiegend in Strahlrichtung.

Bei $\sqrt{s} = 800$ GeV erreicht der W -Untergrund 0,29 pb. Durch möglichst vollständiges rechtshändiges Polarisieren der e^- -Strahlen – wir nehmen wiederum

$P_{max} = 0,85$ an – läßt er sich auf 6,5 fb absenken und sich σ_R gleichzeitig auf maximal 2,2 fb für stark gauginoartige Szenarien erhöhen. Es ist also anzunehmen, daß der Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ bei $\sqrt{s} = 800$ GeV nicht aus seinem Standardmodell-Untergrund extrahierbar sein wird.

Der Z -Untergrund ist bei $\sqrt{s} = 500$ GeV mit 12 fb deutlich geringer als der aus W -Zerfällen, aber kaum durch Polarisation zu beeinflussen. Dafür zeigt die Abbildung 7.5, daß fast alle Elektronen aus dem Z -Untergrund in Energiebereiche

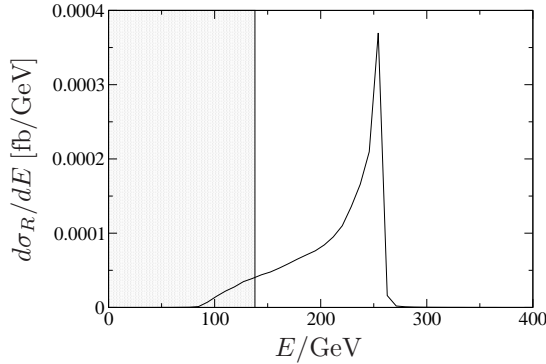


Abbildung 7.5: Energieverteilung der Elektronen im Z -Untergrund. Der Energiebereich, in den die primären Elektronen des Signals fallen können, ist grau hinterlegt, vgl. Abb. 7.2.

fallen, die den primären Elektronen des Signals verboten sind. Betrachtet man ausschließlich Ereignisse, bei denen ein Elektron der primären und eines der sekundären Energieverteilung zugeordnet werden kann, so wird der Z -Untergrund automatisch unterdrückt. Das meßbare Signal selbst wird dadurch nicht beeinflusst. Mithilfe der Winkelverteilung der Elektronen im Z -Untergrund ist darüberhinaus keine weitere Reduktion des Untergrunds möglich. Bei $\sqrt{s} = 800$ GeV verhält sich der Z -Untergrund ebenso.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß bei der Produktion rechter Selektren der supersymmetrische Untergrund vernachlässigbar klein und der Z -Untergrund identifizierbar ist; der W -Untergrund ist zumindest für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $\sigma_R \geq 1$ fb beherrschbar. Insgesamt ist der Nachweis schwerer rechter Selektren mithilfe von $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ bei kleineren Energien in großen Teilen des Parameterraums möglich.

7.2 Nachweis linker Selektren über den Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$

Einzelne linke Selektren werden nur über den Prozess $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit meßbaren Wirkungsquerschnitten erzeugt. Sie zerfallen aber kaum direkt in das

leichteste Neutralino, sondern fast ausschließlich in Kaskaden über schwerere Teilchen (siehe Tab. 7.2). Dadurch finden sich die Zerfallsprodukte nicht in gut definierten Energie- und Winkelbereichen wieder, sondern haben breite Energie- und Winkelverteilungen.

G	$\Gamma_{tot} = 2,26 \text{ GeV}$	H	$\Gamma_{tot} = 0,13 \text{ GeV}$	H'	$\Gamma_{tot} = 0,66 \text{ GeV}$
	$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_2^0$ 31 %		$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_3^0$ 82 %		$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_4^0$ 3,9 %
	$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ 12 %		$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_2^0$ 1,4 %		$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_3^0$ 66 %
					$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_2^0$ 0,88 %
					$\rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ 0,57 %
	$\rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_1^-$ 56 %		$\rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_1^-$ 17 %		$\rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_2^-$ 10 %
					$\rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_1^-$ 15 %

Tabelle 7.2: Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse der linken Selektrenen in den verschiedenen Szenarien (nur direkte Zerfälle)

Auch die entstehenden Charginos sind nicht stabil. Da in unseren Szenarien $m_{\tilde{\chi}_1^-} < m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ gilt, finden keine Zweikörperzerfälle statt. Für die erlaubten Dreikörperzerfälle des leichteren Charginos $\tilde{\chi}_1^-$ sind die Verzweigungsverhältnisse in der Tabelle 7.3 angegeben. Mit zunehmender Charginomasse gehen bei

G	$\Gamma_{tot} = 1,66 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}$	H	$\Gamma_{tot} = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}$
	$\rightarrow \bar{u}d\tilde{\chi}_1^0$ 34 %		$\rightarrow \bar{u}d\tilde{\chi}_1^0$ 31 %
	$\rightarrow s\bar{c}\tilde{\chi}_1^0$ 34 %		$\rightarrow s\bar{c}\tilde{\chi}_1^0$ 31 %
	$\rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau \tilde{\chi}_1^0$ 11 %		$\rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau \tilde{\chi}_1^0$ 11 %
	$\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \tilde{\chi}_1^0$ 11 %		$\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \tilde{\chi}_1^0$ 12 %
	$\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \tilde{\chi}_1^0$ 9,8 %		$\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \tilde{\chi}_1^0$ 12 %

H'	$\Gamma_{tot} = 4,47 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}$
	$\rightarrow \bar{u}d\tilde{\chi}_1^0$ 50 %
	$\rightarrow s\bar{c}\tilde{\chi}_1^0$ 50 %

Tabelle 7.3: Verzweigungsverhältnisse für Dreikörperzerfälle des leichteren Charginos in den verschiedenen Szenarien.

Überschreiten der jeweiligen Produktionsschwellen weitere Zerfallskanäle auf; für schwere Charginos mit einer Masse $m_{\tilde{\chi}_1^-} > m_Z + m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ sind Zerfälle in W -

und Z -Bosonen und schließlich auch in Higgsbosonen möglich, was die Detektion der Charginos im Untergrund auf zweierlei Weise erschwert: Zum einen treten hadronische Prozesse nicht nur im Untergrund, sondern auch im Signal selbst auf, so daß der komplexe, hadronische Untergrund in die Analyse miteinbezogen werden muß. Zum anderen kann der W -Untergrund nicht durch Polarisation unterdrückt werden, ohne daß das Signal herabgesetzt wird, da W -Bosonen nicht nur im Untergrund, sondern auch im Charginozerfall auftreten. Außerdem zerfallen schwere Charginos wieder vorwiegend über Kaskaden, was auch hier zu schlecht definierten Endzuständen führt.

Der Standardmodell-Untergrund wird auch bei Produktion linker Selektroten hauptsächlich von W - und Z -Zerfällen gestellt. Der W -Untergrund ist hier aber nicht mittels Polarisation unterdrückbar, denn rechte Polarisation der Elektronenstrahlen, die die W -Produktion weitgehend unterbindet, setzt das Signal im gleichen Maß herab, so daß sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nicht ändert.

Relativ gut identifizierbar wären die leptonischen Endzustände $e^- \ell^- \bar{\nu}_\ell \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ mit $\ell = e, \mu$, die durch die Zerfälle $\tilde{e}_L^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_1^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \tilde{\chi}_1^0$ entstehen. Auf sie entfallen aber maximal etwa 2,5% aller Ereignisse, vgl. Tabellen 7.2 und 7.3. Im Falle des myonischen Zerfalls ist der Untergrund etwas weniger komplex, da die $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ -Paare anders als $e^- \bar{\nu}_e$ -Paare wegen der Elektronenzahl 2 des Eingangszustands nur aus Zerfällen von Teilchen mit der Myonenzahl 0 entstehen können. Trotzdem übersteigt eine detaillierte Analyse des Untergrunds wegen der Vielzahl an Beiträgen, die zum Endzustand $e^- \mu^- \bar{\nu}_\mu \cancel{E}$ führen, unsere Möglichkeiten. Wir halten nur fest, daß Untergrund-Elektronen und -Myonen wegen des Auftretens von dominanten Diagrammen mit Photonenaustausch im t -Kanal größtenteils in Strahlrichtung emittiert werden. Damit verhalten sie sich grundsätzlich anders als die zum Signal gehörigen Elektronen aus dem Zerfall $\tilde{e}_L^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$, die vorwiegend senkrecht zur Strahlrichtung zu beobachten sind, wie die Abbildung 7.6 exemplarisch für das Szenario G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV zeigt.

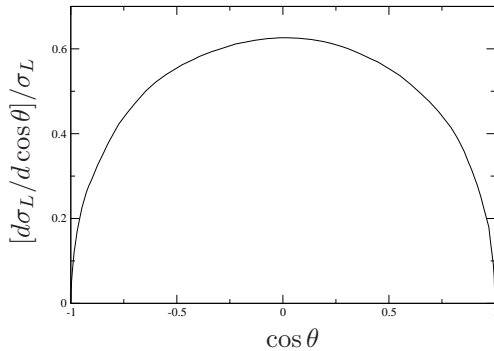


Abbildung 7.6: Winkelverteilung der Elektronen aus dem Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit anschließendem Zerfall $\tilde{e}_L^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ im Szenario G bei $m_R = 260$ GeV, $m_L = 290$ GeV und $\sqrt{s} = 500$ GeV. θ bezeichnet den Winkel zwischen dem Elektron im Endzustand und den Beschleunigerstrahlen.

Stellvertretend für hadronische Prozesse betrachten wir noch kurz den Endzustand $e^- \nu_e \bar{u} d \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$, der durch die Zerfälle $\tilde{e}_L^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_1^- \rightarrow \bar{u} d \tilde{\chi}_1^0$ entsteht. Hierauf entfallen im gauginoartigen Szenario G 4,1% der Ereignisse und im Szenario H' sogar 6,0%, vgl. Tabellen 7.2 und 7.3. Im zugehörigen, äußerst umfangreichen Untergrund finden vielfältige Prozesse hauptsächlich mit W -, Z - und Higgszerfällen statt, die zu dem vom Signal ununterscheidbaren Endzustand $e^- \text{jet jet } \cancel{E}$ führen. Aufgrund dieser Komplexität können wir auch hier über den Untergrund nur qualitative Aussagen treffen. Insbesondere stellen wir fest, daß die Elektronen im Untergrund abermals wegen dominanter Beiträge mit t -Kanal- γ -Austausch vorwiegend in Strahlrichtung emittiert werden.

Zum Nachweis einzelner linker Selektren durch den Prozess $e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ müßten also verschiedene, komplizierte Endzustände aus einem großen, durch Polarisation unbeeinflußbaren Untergrund extrahiert werden. Wir gehen davon aus, daß dies bei den Produktionsraten von maximal einigen Dutzend Ereignissen im Jahr (siehe Abschn. 8.3) nicht möglich sein wird. Der Vollständigkeit halber dokumentieren wir auf der Abbildung 7.7 trotzdem die Energie- und Winkelverteilungen der entstehenden L -Selektren und Charginos.

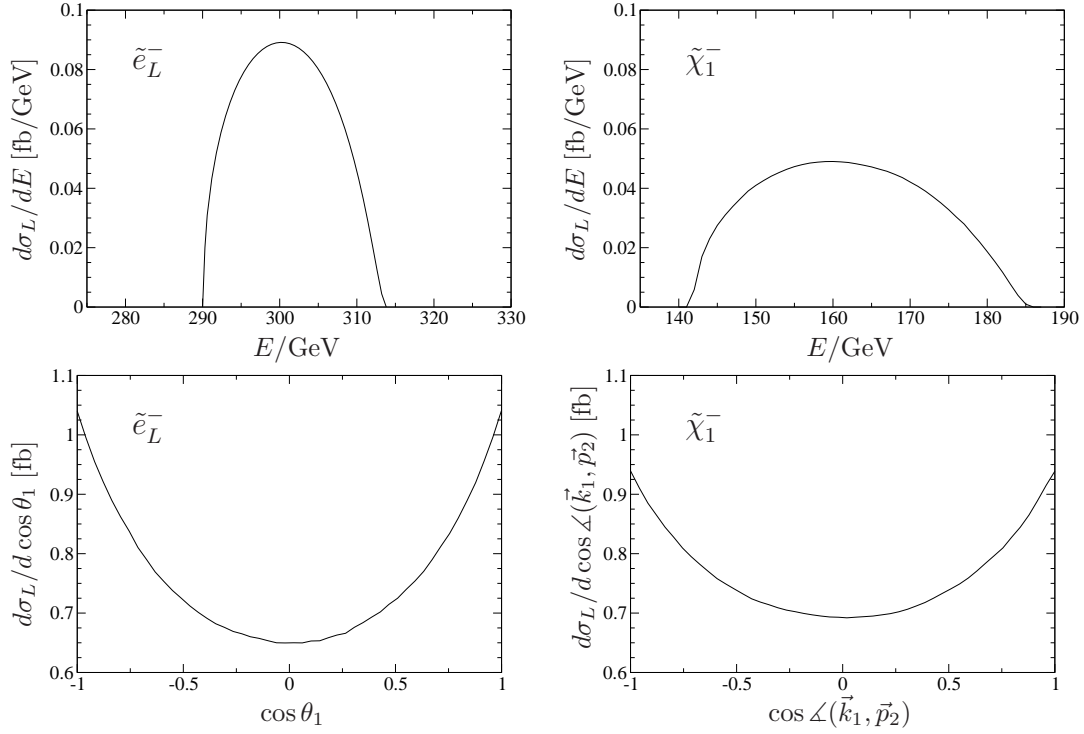


Abbildung 7.7: Energie- und Winkelverteilung der Selektrenen und Charginos im Szenario G für $m_L = 290$ GeV. Linke Bilder Selektrenen, rechte Bilder Charginos; oben Energie- unten Winkelverteilungen. In den Szenarien H und H' haben die Verteilungen die gleiche Form, unterscheiden sich aber in der Höhe und der Breite von den abgebildeten. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde darauf verzichtet, sie darzustellen.

Kapitel 8

Vergleich der Modi e^+e^- , e^-e^- und $e\gamma$

Der International Linear Collider ILC soll zunächst als e^+e^- -Beschleuniger in Betrieb genommen werden, weil der ungeladene, weder leptonen- noch baryonenzahltragende Anfangszustand sehr vielseitig ist. Es wäre aber möglich, den Positronenstrahl in einen zweiten Elektronenstrahl umzurüsten. Hierzu müßten einzig die Polarisation der strahlleitenden Elemente umgekehrt und die Positronen- durch eine Elektronenquelle ersetzt werden. Eine andere Variante bestünde darin, einen der Elektronenstrahlen mit Hilfe der Compton-Rückstreuung von Laserlicht in einen hochenergetischen Photonenstrahl umzuwandeln. Diese Beschleunigermodi verhalten sich zum e^+e^- -Modus in vielerlei Hinsicht komplementär und erweitern die Möglichkeiten des ILC beträchtlich (z. B. [56, 57, 58, 59, 60] zum e^-e^- -, [60, 61] zum $e^- \gamma$ -Modus). In diesem Kapitel soll nun untersucht werden, welcher Modus zur Produktion und zum Nachweis schwerer Selektren am geeignetsten ist.

Die Planung des ILC ist noch im gange, es wurde aber bereits beschlossen, daß er mit der Technologie des fertig konzipierten und in einer Versuchseinheit erprobten TESLA-Beschleunigers gebaut werden soll. Daher werden in diesem Kapitel, wenn Werte für technische Größen oder Maschinenparameter benötigt werden, die entsprechenden Angaben aus dem TESLA Technical Design Report [62] verwendet.

Der ILC wird vorerst eine Schwerpunktsenergie von 500 GeV haben, später will man sie in weiteren Ausbaustufen steigern. Dabei sind 800 GeV allein dadurch erreichbar, daß man den vorhandenen Tunnel durch mehr beschleunigende Strukturen besser ausnutzt und den Feldgradienten in den supraleitenden Kavitäten

erhöht. Für größere Energien ist eine Verlängerung des Tunnels unumgänglich. Deshalb ziehen wir zur Auswertung die Schwerpunktsenergien 500 und 800 GeV heran.

Vorarbeiten und Literatur

Die Produktion einzelner schwerer Selektrenen am e^+e^- -Beschleuniger wurde bereits ausführlich von Datta et al. [9, 47] untersucht. Der von diesen Autoren benutzte Parametersatz $M_2 = 2M_1 = 100$ GeV, $\mu = 500$ GeV, $\tan\beta = 30$ liefert mit $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 49,5$ GeV und $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 96,6$ GeV allerdings Massen, die heute sehr eng an den experimentell bestimmten Massenuntergrenzen von $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 46$ GeV und $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 94$ GeV (Signifikanzniveau 95 %) [33] liegen. Außerdem wird neben diesem stark gauginoartigen Szenario kein weiteres betrachtet. Ähnliches läßt sich zum Prozeß $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_A \tilde{\chi}_1^0$ sagen, der in [9, 53, 63, 64] studiert wurde. In [63] werden überhaupt keine expliziten Szenarien betrachtet, sondern nur Scans über die M_2 - μ -Ebene bei $\tan\beta = 3$ und M_1 aus der GUT-Relation (5.2) durchgeführt. Die detailliertere Arbeit [64], auf die sich auch [53] bezieht, verwendet zwar unsere Selektrenenmassenkonfiguration $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV, aber ansonsten das Szenario $M_2 = 152$ GeV, $M_1 = 78,7$ GeV, $\mu = 316$ GeV, $\tan\beta = 3$, das zu einem relativ schweren Chargino $\tilde{\chi}_1^-$ mit $m_{\tilde{\chi}_1^-} = 127,9$ GeV führt. Ein weiteres Szenario wird auch hier nicht untersucht. So sind die vorhandenen Vorarbeiten zum e^+e^- - und zum $e^- \gamma$ -Modus nicht untereinander vergleichbar und studieren nur Teile des Parameterraums. Weil daher ohnehin die Notwendigkeit bestand, die Prozesse $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A \tilde{\chi}_1^- \nu_e$, $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A \tilde{\chi}_1^0 e^+$ und $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_A \tilde{\chi}_1^0$ erneut auszuwerten, und uns zur Produktion einzelner Selektrenen am e^-e^- -Beschleuniger überhaupt keine Literatur vorliegt, wurde für diese Arbeit ein modulares Fortran-Programm entwickelt, daß zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten für alle drei Modi geeignet ist. Zahlenwerte zum Untergrund und zu Zerfällen gewinnen wir mithilfe des Package CompHep.

8.1 Energiespektrum der Beschleunigerstrahlen

Die Energieverteilung der Teilchen in den Beschleunigerstrahlen ist ein wichtiger Parameter zur Beurteilung der Strahlqualität, in dem sich der Elektronen- und der Positronenstrahl deutlich vom Photonenstrahl unterscheiden. Bei ersteren ist die Streuung der Teilchenenergien um ihren wahrscheinlichsten Wert so gering, daß sie vernachlässigt werden kann. Daher werden in dieser Arbeit für die Energieverteilungen der Elektronen und Positronen auch stets diracsche δ -Funktionen

verwendet. Die Energieverteilung des γ -Strahls ist hingegen so breit, daß sie in die Auswertung mit einbezogen werden muß.

Zur Herstellung hochenergetischer Photonenstrahlen will man die Comptonstreuung von Laserlicht am ursprünglichen Elektronenstrahl benutzen. Mit den Bezeichnungen

- E_0 : Energie der ungestreuten Elektronen
- E_L : Energie der eingestrahnten Laserphotonen
- P_0 : Polarisationsgrad der ungestreuten Elektronen
- P_L : mittlere Helizität der Laserphotonen

und den Definitionen

$$\sigma_0 = \pi \left(\frac{\alpha}{m_e} \right)^2 \quad \text{und} \quad x = \frac{4E_0E_L}{m_e^2}, \quad (8.1)$$

kann man den totalen Compton-Wirkungsquerschnitt σ_C als

$$\sigma_C = \sigma_C^0 + P_0P_L\sigma_C^1 \quad (8.2)$$

mit

$$\sigma_C^0 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2} \right) \ln(x+1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right], \quad (8.3)$$

$$\sigma_C^1 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[\left(1 + \frac{2}{x} \right) \ln(x+1) - \frac{5}{2} + \frac{1}{x+1} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right] \quad (8.4)$$

schreiben [65]. Hieraus erhält man das Energiespektrum der Photonen

$$\frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_C}{dy} = \frac{2}{x} \frac{\sigma_0}{\sigma_C} \left[\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) + P_0P_Lrx(1-2r)(2-y) \right], \quad (8.5)$$

wobei der dimensionslose Parameter $y = \frac{E_\gamma}{E_0}$ angibt, welchen Bruchteil der Elektronenergie das gestreute Photon trägt; zur Abkürzung wurde noch $r = \frac{y}{x(1-y)}$ gesetzt. Für y gilt $0 \leq y \leq \frac{x}{x+1}$. Mit einem genügend starken Laser, d. h. mit einem großen Wert für x kann man auf diese Weise also prinzipiell Photonen produzieren, deren Energie beinahe die der ursprünglichen Elektronen erreicht. Photonen mit

$$E_\gamma E_L > m_e^2 \quad \iff \quad E_\gamma + E_L > 2m_e \quad (8.6)$$

können aber durch Streuung an Laserphotonen e^+e^- -Paare erzeugen und setzen dadurch die Effizienz der Strahlkonversion stark herab. Die Entstehung solcher Photonen kann man durch geeignete Wahl der Laserenergie vermeiden. Für die Strahlenergie 250 GeV ergibt sich aus (8.6) $x \leq 2(\sqrt{2} + 1) = 4,83$, was allerdings dazu führt, daß die höchstenergetischen Photonen nur noch ca. 83% der zur Verfügung stehenden Energie tragen. Bei höheren Strahlenergien muß man in dieser Abschätzung nichtlineare Effekte berücksichtigen [66] und erhält bei $E_0 = 400$ GeV den Wert $x \leq 7,17$, was einem Bruchteil von ca. 88% der Strahlenergie entspricht. Höherenergetische Photonen können durch Comptonstreuung nicht produziert werden. Stellt man die Laserwellenlänge so ein, daß sich der jeweils größtmögliche x -Wert ergibt, bei dem keine Paarzeugung stattfinden kann, so funktioniert die Konversion optimal.

Das Energiespektrum der erzeugten Photonen (Beziehung (8.2)) hängt stark vom Produkt der Polarisierungen der eingestrahlten Teilchen ab; in Abbildung 8.1 wurde es für drei Polarisationskonfigurationen gezeichnet. Bei entgegengesetzt polarisierten Elektronen und Laserphotonen erhält man eine wesentlich höhere Ausbeute hochenergetischer Photonen als im unpolarisierten Fall, außerdem ist die Streuung der Verteilung viel geringer. Für gleiche Vorzeichen von P_0 und P_L verbreitert sich das Spektrum hingegen stark und die Bevorzugung hochenergetischer Streuphotonen verschwindet. Doch selbst im Idealfall hundertprozentiger, entgegengesetzter Polarisation findet man im Strahl einen nennenswerten Anteil von niederenergetischen Photonen. Bei der Berechnung von $e^- \gamma$ -Wirkungsquerschnitten muß man dies immer durch Integration über die Energie der Photonen berücksichtigen.

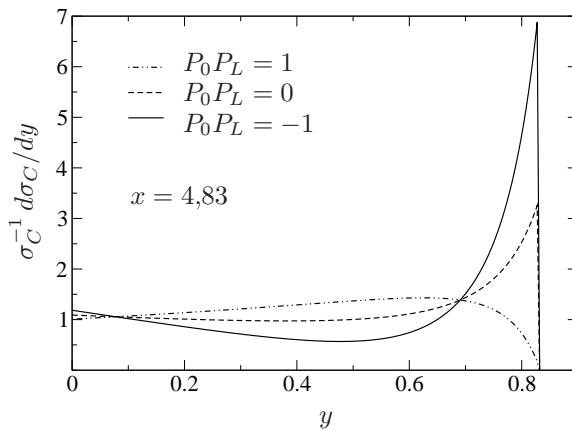


Abbildung 8.1: Energiespektrum (8.5) des Photonenstrahls als Funktion von $y = E_\gamma/E_0$ für verschiedene idealisierte Werte des Produkts $P_0 P_L$ aus Elektronen- und Laserpolarisation. Verwendet wurde die optimale Laserwellenlänge entsprechend dem Wert $x = 4,83$ für $E_0 = 250$ GeV.

Die Geometrie der Strahlkonversion wird so eingerichtet, daß die hochenergetische Spitze der Photonenverteilung möglichst effektiv mit dem anderen Beschleunigerstrahl wechselwirken kann. Da die erzeugten Photonen geringerer Energie unter

größeren Winkeln emittiert werden, stehen sie dem Streuexperiment nicht zur Verfügung. Wir berücksichtigen dies, indem wir die erwähnte Integration über die Energieverteilung nur für Photonen mit $y > 0,72$ durchführen.

Die geringere Maximalenergie und die nicht vernachlässigbare Energieverteilung im Photonenstrahl stellen zusammen die größten Nachteile des $e^- \gamma$ -Modus dar.

8.2 Polarisierbarkeit der Beschleunigerstrahlen

Auch in Bezug auf die erreichbaren Polarisationsgrade der Strahlen unterscheiden sich die Beschleunigermodi erheblich.

Die Erzeugung polarisierter Positronenstrahlen ist technisch sehr aufwendig [67]. Man speist hierzu auf hohe Energien vorbeschleunigte Elektronen in einen Undulator ein, wo sie zirkular polarisierte Photonen abstrahlen. Diese werden mit starken Kollimatoren (Länge > 150 m) fokussiert und auf ein Target geleitet, wo sie polarisierte e^+e^- -Paare bilden. Ein realistischer Wert für den maximal erreichbaren linearen Polarisationsgrad ist 60% [68, 69].

Polarisierte Elektronenstrahlen hoher Intensität können vergleichsweise einfach hergestellt werden, indem man eine großflächige GaAs-Kathode mit zirkular polarisiertem Laserlicht bestrahlt. Die ausdampfenden Elektronen sind dann bereits polarisiert und können direkt in den Beschleuniger eingespeist werden. So hat man bereits zu 80% polarisierte Strahlen erzeugt; es ist zu erwarten, daß bis zu Beginn des Messbetriebs frühestens im Jahr 2012 Polarisationsgrade von 90% oder mehr erreichbar sind [70]. In dieser Arbeit wird zur Angabe von Wirkungsquerschnitten oder Ereignisraten immer ein maximaler Polarisationsgrad von 85% angenommen.

Bei den durch Compton-Streuung erzeugten Photonen hängt der Polarisationsgrad von ihrer Energie $E_\gamma = yE_0$ ab. Aus dem Wirkungsquerschnitt (8.2) erhält man die mittlere Helizität

$$\lambda_\gamma(y) = \frac{P_L(1-2r)(1-y + \frac{1}{1-y}) + P_0rx[1 + (1-y)(1-2r)^2]}{\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) - P_0P_Lrx(2r-1)(2-y)}. \quad (8.7)$$

Für rein zirkular polarisierte Laserphotonen sind auch die Comptonphotonen ausschließlich zirkular polarisiert. Der rechts- bzw. linkszirkulare Polarisationsgrad errechnet sich dann gemäß $P_\pm(y) = \frac{1}{2}[1 \pm \lambda_\gamma(y)]$. Diese Größen wurden in Abbildung 8.2 für verschiedene realistische Elektronenpolarisationen dargestellt.

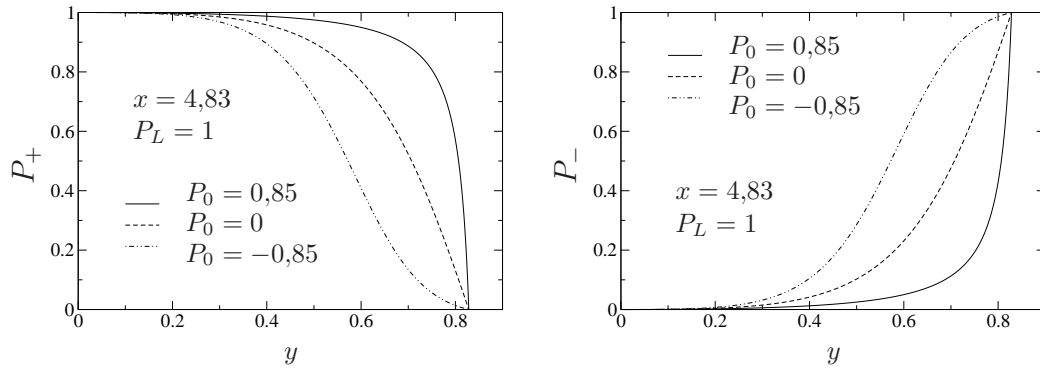


Abbildung 8.2: Polarisationsgrade P_{\pm} der Photonen als Funktion ihrer Energie $y = E_{\gamma}/E_0$ für verschiedene Werte der Elektronenpolarisation P_0 . Verwendet wurden jeweils $P_L = +1$ und $x = 4,83$.

Vom Laser wurde angenommen, daß er zu 100 % polarisiert ist, was experimentell annähernd erreicht werden kann. Anders als im Fall der Energien ist es nun wünschenswert, eine im Bereich hoher y -Werte möglichst breite Verteilung zu erreichen, da dann die Polarisation aller hochenergetischen Photonen ähnlich ist. Man erkennt, daß auch hier entgegengesetzte Vorzeichen der Polarisierungen für das Experiment vorzuziehen sind. Ändert man die Vorzeichen von Elektronen- und Laserpolarisation (P_0, P_L) zu $(-P_0, -P_L)$, so ändert auch $\lambda_{\gamma}(y)$ das Vorzeichen und P_+ und P_- werden vertauscht. Auf diese Weise kann man die zirkulare Polarisation des Photonenstrahls umkehren [66]. Der Polarisationsgrad der Photonen mit der höchsten Energie ($y > 0,8$) liegt bei 96%. In der gesamten hochenergetischen Spitze ($y > 0,72$) ist der minimale Polarisationsgrad 80%; wir verwenden den Durchschnittswert 85%. Niedrige Photonenenergien sind für die Fragestellung dieser Arbeit nicht interessant, deshalb kann man festhalten, daß der Photonenstrahl bei hohen Energien sehr gut polarisiert werden kann.

8.3 Luminositäten

Als letzte bedeutende Kenngrößen sollen die Luminositäten der Betriebsmodi verglichen werden.

Die Luminositäten berechnen sich gemäß

$$L = \frac{n_b N_1 N_2 f_{rep}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \cdot H_D \quad (8.8)$$

aus den Maschinenparametern

$N_{1/2}$: Zahl der Teilchen in den Bunches des ersten/zweiten Strahls
 n_b : Zahl der Bunches pro Puls
 f_{rep} : Pulsfrequenz
 $\sigma_{x/y}$: horizontale/vertikale Ausdehnung der Wechselwirkungsregion
 H_D : Strahlaufweitungsfaktor.

Durch den Strahlaufweitungsfaktor H_D wird das Verhalten der Strahlen am Wechselwirkungspunkt berücksichtigt. Da sich verschieden geladenen Teilchen gegenseitig anziehen und die dadurch bedingte Fokussierung die Luminosität erhöht, ist er in diesem Fall größer als eins; entsprechend gilt $H_D < 1$ für gleichnamig geladenen Teilchen.

Am ILC unterscheiden sich Positronen- und Elektronenstrahlen nur im Aufweitungsfaktor. Die Luminosität eines e^+e^- -Beschleunigers wird bei der Schwerpunktsenergie 500 GeV mit $L = 3,4 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ angegeben [53]. Geht man von einer Detektoreffizienz von 100 % und einer Betriebsdauer von jährlich 10^7 s [71] aus, so kann man bei Wirkungsquerschnitten von 1 fb mit etwa 340 Ereignissen pro Jahr rechnen. Wenn man annimmt, daß 35 Ereignisse nötig sind, um einen Prozess studieren zu können,¹ so ist man bei dieser Luminosität in der Lage, Wirkungsquerschnitte von ca. 0,1 fb innerhalb eines Jahres zu detektieren. Erreicht die Schwerpunktsenergie 800 GeV, so steigt die Luminosität sogar auf $L = 5,8 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$, was einem kleinsten, meßbaren Wirkungsquerschnitt von etwa 0,06 fb entspricht.

Am e^-e^- -Beschleuniger setzt die Defokussierung durch gleichgeladene Strahlen den Aufweitungsfaktor bei $\sqrt{s} = 500$ GeV von $H_D = 2,32$ im e^+e^- -Modus auf $H_D = 0,32$ hinab. Für die Luminosität ergibt sich damit etwa ein Siebtel des ursprünglichen Wertes, $L = 0,47 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$. Für die Ausbaustufe mit $\sqrt{s} = 800$ GeV läßt sich die Luminosität nicht so einfach angeben, da verschiedene technische Varianten diskutiert werden [57]. Unter der Annahme, daß sich die Luminosität linear mit der Schwerpunktsenergie skaliert, ist bei $\sqrt{s} = 800$ GeV die Luminosität $L = 0,75 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ zu erwarten [72]. Dieser Wert wird den folgenden Auswertungen zugrunde gelegt.

Weil die störende Beamstrahlung mit der Summe aus σ_x und σ_y steigt, kann man mit Elektronen und Positronen nur eine hohe Luminosität erzeugen, wenn man die Strahlen flach hält; diese Einschränkung fällt für Photonenstrahlen weg. Daher kann der Photonen- gegenüber dem Elektronen- oder Positronenstrahl in horizontaler Richtung von ca. 550 nm auf eine Breite von etwa 100 nm fokussiert werden,

¹Wir benutzen hier den Wert aus [9], um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten.

und senkrecht dazu zusätzlich um den Faktor 2. Nach (8.8) ergibt dies zusammen einen Faktor 10 in der dann sogenannten geometrischen Luminosität. Auf der anderen Seite wird diese durch zwei Effekte herabgesetzt. Zum einen werden während der Strahlkonversion nicht alle Elektronen an Laserphotonen gestreut, und zum anderen findet sich durch die Energieverteilung der Photonen nur ein Teil der Luminosität im für hochenergetische Streuprozesse geeigneten Energiebereich mit $x > 0,72$. Für die effektive Luminosität von $e^- \gamma$ -Prozessen werden in dieser Arbeit daher die Werte $L = 0,94 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ bei der Schwerpunktsenergie 500 GeV und $L = 1,3 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ bei 800 GeV verwendet [53]. In Tabelle 8.1 findet man eine Zusammenfassung der Luminositäten für die verschiedenen Modi und Schwerpunktsenergien; weiter sind dort die meßbaren Wirkungsquerschnitte angegeben, d. h. diejenigen, für die innerhalb eines Jahres 35 Ereignisse zu erwarten sind. Ein Jahr wurde hierzu mit 10^7 s angesetzt.

\sqrt{s}		e^+e^-	e^-e^-	$e^- \gamma$
500 GeV	$L \cdot 10^{34} \text{cm}^2 \text{s}$	3,4	0,47	0,94
	σ_{min}/fb	0,10	0,74	0,37
800 GeV	$L 10^{34} \cdot \text{cm}^2 \text{s}$	5,8	0,75	1,3
	σ_{min}/fb	0,060	0,47	0,27

Tabelle 8.1: Luminositäten und minimale innerhalb eines Jahres meßbare Wirkungsquerschnitte für e^+e^- - e^-e^- - und $e^- \gamma$ -Beschleuniger mit den Schwerpunktsenergien 500 bzw. 800 GeV.

8.4 Produktionsmechanismen

Einzelne Selekttronen können in den verschiedenen Beschleunigermodi nicht nur unter Begleitung von Neutralinos oder Charginos, sondern auch zusammen mit anderen supersymmetrischen und Standardmodellteilchen produziert werden. Da hier die Erzeugung und der Nachweis schwerer Selekttronen studiert werden soll, beschränken wir uns aber auf die assoziierte Produktion von Selekttronen und nur einem weiteren massiven Teilchen, dem jeweils leichtesten Chargino oder Neutralino. Dadurch steht zum einen für die Selekttronen ein größerer Massenbereich zur Verfügung, und zum anderen kann man erwarten, daß die experimentellen Signaturen relativ gut vom Untergrund zu trennen sind, da dem im Vergleich zu den Selekttronen leichten Chargino nur wenige Zerfallskanäle offen stehen und das leichteste Neutralino stabil ist.

Die Feynmandiagramme der nächsten Anschnitte können im Endzustand jeweils beide Charginos ($k = 1, 2$) oder alle Neutralinos ($i = 1, \dots, 4$) enthalten; für die Auswertungen wird später $k = 1$ und $i = 1$ gesetzt.

8.4.1 e^+e^- -Streuung

An e^+e^- -Beschleunigern sind die Mechanismen zur Produktion einzelner Selektren sehr komplex.² Die Abbildung 8.3 zeigt die Feynmandiagramme der asso-

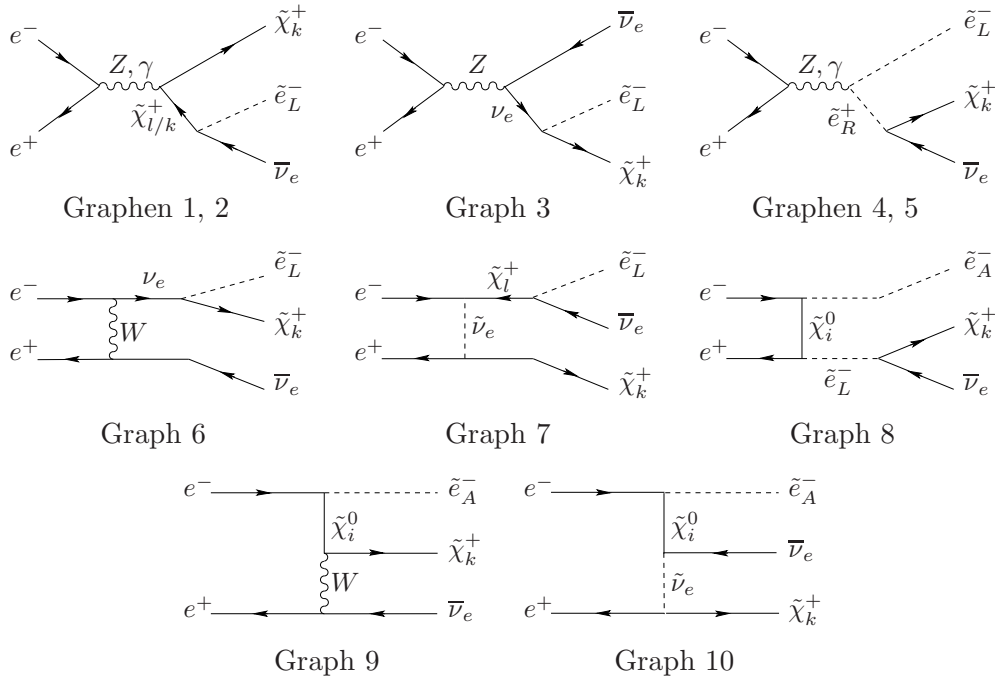


Abbildung 8.3: Beiträge zum Prozess $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_k^+ \bar{\nu}_e$

ziierten Produktion von Selektren, positiv geladenen Charginos und Elektron-Antineutrinos. Bei linken Selektren im Endzustand tragen alle zehn generischen Graphen bei, bei rechten hingegen nur die Graphen 8, 9 und 10. Die Vereinfachung des Produktionsmechanismus für rechte Selektren rührt daher, daß die Charginos nur an die linkshändigen Anteile der Fermionen und die linken Selektren koppeln.

Mit vierzehn generischen Graphen Beiträgen, die im e^+e^- -Modus zur Produktion eines Selektrens unter Begleitung eines Neutralinos und eines geladenen Leptons

²Für Literatur zu diesem Abschnitt siehe [9, 47]

beitragen, ist dieser Prozess unter den betrachteten der komplizierteste, siehe Abbildung 8.4. Der Produktionsmechanismus für rechte und linke Selekttronen ist

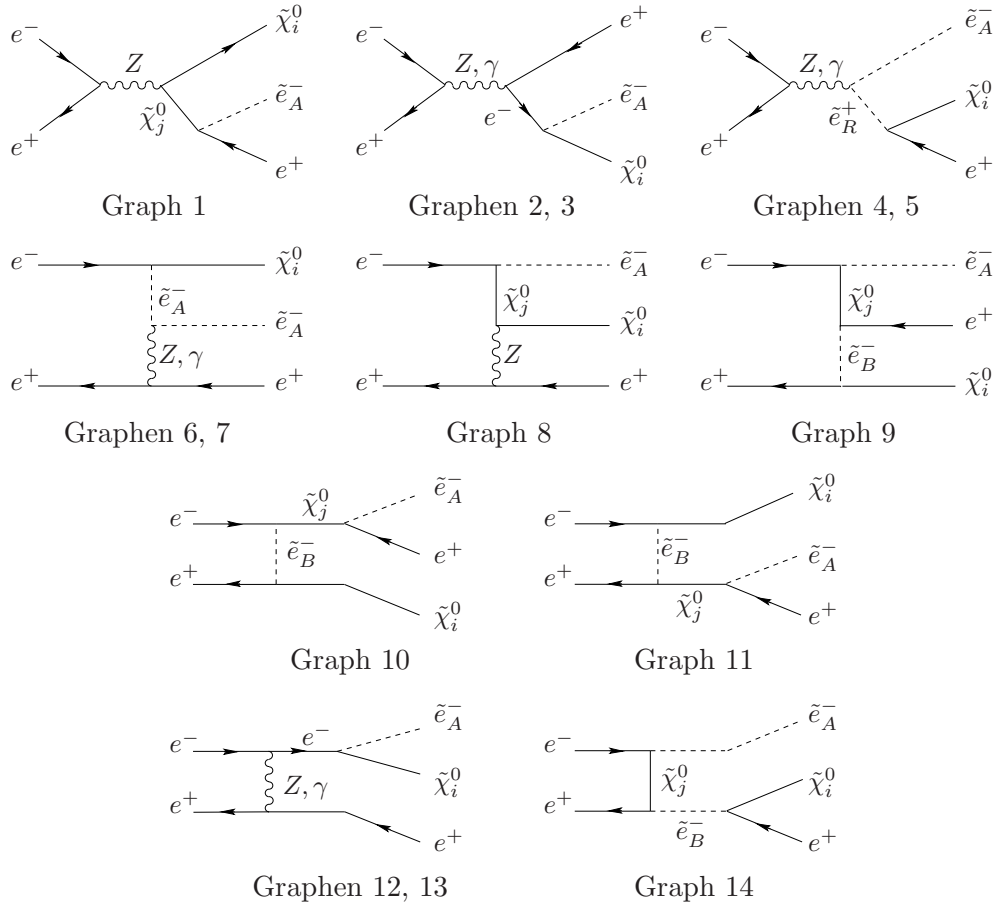


Abbildung 8.4: Beiträge zum Prozess $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_i^0 e^+$

bei diesem Endzustand gleich, da Neutralinos anders als Charginos sowohl an rechte, als auch an linke Selekttronen koppeln können. Die Graphen 7 und 13, in denen ein t -Kanal-Photon ausgetauscht wird, divergieren in Strahlrichtung. Die auftretende Coulomb-Singularität erfordert wie im Abschnitt 6.5 ausführlich besprochen experimentelle Schnitte.

Insgesamt sind also zur Produktion linker 24 und zur Produktion rechter immerhin 18 generische Beiträge zu berücksichtigen. Diese Komplexität, die sich in die experimentellen Signaturen und den Hintergrund fortsetzen wird, erschwert den Nachweis schwerer Selekttronen im e^+e^- -Modus.

Außer via $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_k^+ \bar{\nu}_e$ und $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_i^0 e^+$ können einzelne schwere Selekttronen am e^+e^- -Beschleuniger auch noch durch die Prozesse $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^+ \tilde{\chi}_k^- \nu_e$

und $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^+ \tilde{\chi}_i^0 e^-$ erzeugt werden. Da sie sich von den eben betrachteten nur dadurch unterscheiden, daß alle auftretenden Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt wurden, sind ihre Wirkungsquerschnitte gleich und alle räumliche Symmetrien in den differentiellen Wirkungsquerschnitten genau umgekehrt. Es ist also nicht nötig, sie gesondert zu untersuchen.

8.4.2 e^-e^- -Streuung

Die e^-e^- -Mechanismen wurden in den Kapiteln 5 und 6 bereits ausführlich untersucht und sollen hier daher nur kurz mit den anderen Beschleunigermodi verglichen werden. Die zugehörigen Feynmandiagramme sind auf den Abbildungen 4.1 und 4.2 zu finden.

Im e^-e^- -Modus sind für die Produktion linker Selektren zusammen mit negativ geladenen Charginos und Elektron-Neutrinos nur vier Graphen zu berücksichtigen. Gegenüber der e^+e^- -Streuung fallen insbesondere die s -Kanal-Graphen 1 bis 5 (Abb. 8.3) weg, da es im MSSM keine doppelt geladenen Teilchen gibt. Die Komplexität wird dadurch deutlich reduziert.

Zur Produktion rechter Selektren trägt Graph 2 nicht bei, weil das W -Boson nicht an rechte Selektren koppelt. Damit unterscheiden sich die Modi e^+e^- und e^-e^- in diesem Fall nicht in der Zahl ihrer Beiträge. Zudem entsprechen die Diagramme einander strukturell: die verbleibenden Graphen 1, 3 und 4 können durch Ladungskonjugation jeweils einer Fermionenlinie in die entsprechenden e^+e^- -Graphen überführt werden.

Zur Produktion von Selektren-Neutralino-Endzuständen sind im e^-e^- -Modus sieben Diagramme in Betracht zu ziehen. Auch hier fallen gegenüber der e^+e^- -Streuung die s -Kanal-Graphen weg; die restlichen Graphen unterscheiden sich nur durch die Ladungskonjugation jeweils einer Fermionenlinie. Der Mechanismus ist für rechte und linke Selektren wieder gleich und in den Beiträgen 1 und 4 bewirken Photonen im t -Kanal Divergenzen.

Insgesamt ist die Komplexität mit elf generischen Beiträgen zur Produktion linker und zehn zu der rechter Selektren gegenüber der e^+e^- -Streuung deutlich reduziert. Der e^-e^- -Modus unterscheidet sich allerdings dadurch vom e^+e^- -Modus, daß zusätzlich zu den abgebildeten Graphen diejenigen mit im Eingangszustand vertauschten Elektronen in die Amplitude miteinbezogen werden müssen, was zu Interferenzeffekten führt.

8.4.3 $e^- \gamma$ -Streuung

An $e^- \gamma$ -Beschleunigern findet auf Baumgraphenniveau kein Prozess statt, bei dem ein Selektion und ein weiteres geladenes, supersymmetrisches Teilchen entstehen³. Die assoziierte Produktion von Selektionen und Neutralinos ist hingegen möglich und verläuft über s -Kanal-Elektron- und t -Kanal-Selektionaustausch, siehe Abbildung 8.5. Der Mechanismus ist mit nur zwei Beiträgen sehr einfach,

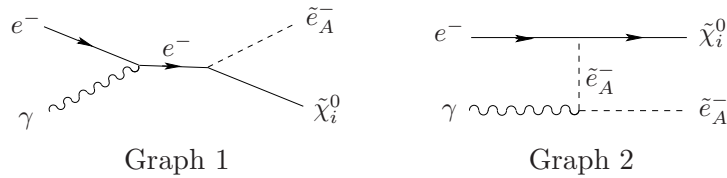


Abbildung 8.5: Beiträge zu $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_i^0$

was klare experimentelle Signaturen erwarten läßt. Da der Prozess bereits in zweiter störungstheoretischer Ordnung stattfindet, sind die Wirkungsquerschnitte am $e^- \gamma$ -Beschleuniger gegenüber den entsprechenden Prozessen der anderen Modi um einen Faktor α weniger unterdrückt. Zudem treten keine Divergenzen auf, die gesondert behandelt werden müssen. In all diesen Punkten ist der $e^- \gamma$ -Modus damit deutlich überlegen.

8.5 Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten

Um entscheiden zu können, mit welchem Beschleuniger sich schwere Selektionen am besten erzeugen lassen, werden nun die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte verglichen. Hierzu betrachten wir wieder die Szenarien G , H und H' . Die Selektionenmassen seien jeweils $m_R = 260$ GeV und $m_L = 290$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $m_R = 420$ GeV und $m_L = 450$ GeV für $\sqrt{s} = 800$ GeV.

Die Tabelle 8.2 zeigt die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte des e^+e^- - und des e^-e^- -Modus für $\sqrt{s} = 500$ GeV. In der Tabelle 8.3 sind die entsprechenden Werte für $\sqrt{s} = 800$ GeV aufgeführt.

Alle Werte beinhalten einen 5° -Cut an die Richtung des entstehenden Leptons. Die e^-e^- -Wirkungsquerschnitte sind immer und zum Teil beträchtlich höher als

³Für Literatur zu diesem Abschnitt siehe [63, 64, 53]

		e^-e^-				e^+e^-	
		\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-			\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-
G	$\tilde{\chi}_1^0$	0,200	1,69	$\tilde{\chi}_1^0$	0,0632	0,383	
	$\tilde{\chi}_1^-$	1,59	9,02 ab	$\tilde{\chi}_1^+$	0,0379	7,50 ab	
H	$\tilde{\chi}_1^0$	1,27 ab	0,304	$\tilde{\chi}_1^0$	0,799 ab	0,0294	
	$\tilde{\chi}_1^-$	0,0325	0,0237	$\tilde{\chi}_1^+$	2,50 ab	9,35 ab	
H'	$\tilde{\chi}_1^0$	7,53 ab	0,783	$\tilde{\chi}_1^0$	5,40 ab	0,0115	
	$\tilde{\chi}_1^-$	0,503	0,121	$\tilde{\chi}_1^+$	0,0742	0,0126	

Tabelle 8.2: e^+e^- - und e^-e^- -Wirkungsquerschnitte für Selektion-Neutralino- und Selektion-Charginozustände in den Szenarien G , H und H' bei $\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_L = 290$ GeV und $m_R = 260$ GeV. Werte ohne angegebene Einheit sind in fb. 5° -cut auch bei Charginoproduktion.

die entsprechenden Werte des e^+e^- -Beschleunigers. Um beurteilen zu können, ob dies auch bessere Nachweismöglichkeiten bedeutet, muß man jedoch zusätzlich die unterschiedlichen Polarisierbarkeiten und Luminositäten berücksichtigen. Aus diesem Grund wurden die zu erwartenden jährlichen Ereignisraten bei maximaler Polarisation der Beschleunigerstrahlen berechnet. Für Elektronenstrahlen wurde wieder $\pm 85\%$ und für den Positronenstrahl $\pm 60\%$ als maximaler Polarisationsgrad angenommen. Es wurde jeweils das Vorzeichen betrachtet, daß die Wirkungsquerschnitte so weit wie möglich erhöht.

Für den e^-e^- -Modus wurde ein Programm entwickelt, daß mögliche Strahlpolarisationen vollständig berücksichtigt. Im Gegensatz dazu liegt uns für den e^+e^- -Modus keine Möglichkeit vor, den Polarisations einfluß exakt einzubeziehen; er läßt sich aber zuverlässig abschätzen. Zur assoziierten Produktion von rechten Selektionen und Charginos tragen nur die Graphen 8 bis 10 der Abbildung 8.3 bei, in die die Strahlpolarisationen als globaler Faktor $(1 - P_{e^+})(1 + P_{e^-})$ eingeht. Bei maximaler Polarisation ergibt sich also eine Erhöhung auf das 2,96-fache des unpolarisierten Wertes. Zur Produktion linker Selektionen sind alle zehn Graphen zu berücksichtigen, wovon die Graphen 6 bis 10 den universellen Polarisations einfluß $(1 - P_{e^+})(1 - P_{e^-})$ besitzen. Bei diesen Graphen führt maximale Polarisation daher wieder zum Faktor 2,96, über das Verhalten der anderen Beiträge läßt sich hingegen keine szenariunabhängige Aussage treffen. Bei der assoziierten Selektion-Neutralino-Produktion haben in beiden Fällen die Graphen 6 bis 9 und 12 bis 14 den universellen Polarisationsvorfaktor $(1 \mp P_{e^-})$ für $A = L, R$ mit dem Wert 1,85 bei maximaler Polarisation und einen weiteren, szenariunabhängigen. Wie die anderen Graphen auf Strahlpolarisation reagieren,

		e^-e^-				e^+e^-	
		\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-			\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-
G	$\tilde{\chi}_1^0$	0,109	0,511	$\tilde{\chi}_1^0$	0,0345	0,159	
	$\tilde{\chi}_1^-$	3,62	0,0180	$\tilde{\chi}_1^+$	0,341	6,72 ab	
H	$\tilde{\chi}_1^0$	3,56 ab	0,148	$\tilde{\chi}_1^0$	1,91 ab	0,0197	
	$\tilde{\chi}_1^-$	0,161	0,0742	$\tilde{\chi}_1^+$	0,0581	0,0122	
H'	$\tilde{\chi}_1^0$	9,77 ab	0,244	$\tilde{\chi}_1^0$	5,02 ab	0,0524	
	$\tilde{\chi}_1^-$	0,883	0,173	$\tilde{\chi}_1^+$	0,154	9,69 ab	

Tabelle 8.3: e^+e^- - und e^-e^- -Wirkungsquerschnitte für Neutralino- und Charginoendzustände in den Szenarien G , H und H' bei $\sqrt{s} = 800$ GeV, $m_L = 450$ GeV und $m_R = 420$ GeV. Werte ohne angegebene Einheit sind in fb. 5°-cut auch bei Charginoproduktion.

läßt sich wiederum ohne genauere Analyse nicht sagen. Die Tabelle 8.4 zeigt aber, daß der Beitrag der Graphen mit szenarienabhängigem Polarisations einfluß zu den Wirkungsquerschnitten um mindestens eine Größenordnung kleiner ist als der der anderen.⁴ Wir nehmen daher an, daß der Polarisations einfluß der dominanten Graphen überwiegt und wichten die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte der Charginoendzustände mit dem Faktor 2,96 und die der Neutralinoendzustände mit 1,85. Für den $e^- \gamma$ -Modus verwenden wir wie im Absatz 8.2 erörtert den maximalen Polarisationsgrad 85 %.

Die Tabelle 8.5 enthält die Anzahl der jeweils zu erwartenden jährlichen Ereignisse bei optimaler Polarisierung der Beschleunigerstrahlen für den e^+e^- - und den e^-e^- -Modus bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. Man erkennt, daß der e^-e^- - dem e^+e^- -Modus in allen Szenarien sowohl bei der Produktion linker, als bei der rechter Selektoren was die Ereignisraten betrifft überlegen ist. Einzig in stark gauginoartigen Szenarien bestehen im e^+e^- -Modus bei der R -Produktion in etwa die gleichen Möglichkeiten wie im e^-e^- -Modus. Trotzdem werden in beiden Modi in den meisten Szenarien L - und R -Selektoren in ausreichenden Raten produzierbar sein. Einzig in stark higgsinoartigen Szenarien wird es in beiden Modi nicht möglich sein, genügend Ereignisse unter Beteiligung linker Selektoren zu produzieren.

Bei $\sqrt{s} = 800$ GeV sind die Ereignisraten des e^+e^- - und des e^-e^- -Beschleunigers nicht mehr so unterschiedlich wie bei $\sqrt{s} = 500$ GeV, siehe Tabelle 8.6. Hier bieten

⁴Bei $\sqrt{s} = 800$ GeV zeigt sich das gleiche Verhalten. Da die Tabelle 8.4 nur der Abschätzung des Polarisations einflusses dient, führen wir die entsprechenden Werte für $\sqrt{s} = 800$ GeV nicht gesondert an.

		G		H		H'	
		\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-	\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-
$\tilde{\chi}_1^+$	szen.-abh.	0,00172	—	0,217 ab	—	0,00444	—
	univ.	0,0314	7,50 ab	2,20 ab	9,35 ab	0,0972	0,0125
	gesamt	0,0379	7,50 ab	2,50 ab	9,35 ab	0,0742	0,0125
$\tilde{\chi}_1^0$	szen.-abh.	0,00449	0,0159	0,0638 ab	0,00127	0,420 ab	0,00457
	univ.	0,0601	0,415	0,720 ab	0,0305	4,81 ab	0,123
	gesamt	0,0632	0,383	0,799 ab	0,0294	5,40 ab	0,115

Tabelle 8.4: Wirkungsquerschnitte – wenn nicht anders angegeben in fb – in den Szenarien G , H und H' am e^+e^- -Beschleuniger aufgeteilt in Beiträge mit universellem und mit szenarienabhängigem Polarisations einfluß bei $\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Um zu zeigen, daß Interferenzen zwischen beiden Gruppen ebenfalls klein sind, wurden außerdem die kompletten Wirkungsquerschnitte aufgeführt.

beide Modi die Möglichkeit, sowohl linke, als auch rechte Selektoren in großer Zahl zu produzieren. Die Entscheidung, ob der e^-e^- - oder der e^+e^- -Beschleuniger zur Nachweis einzelner, schwerer Selektoren besser geeignet ist, wird also insgesamt daran festzumachen sein, bei welcher Maschine der Hintergrundgrund geringer bzw. besser durch Polarisation der Strahlen und experimentelle Schnitte reduzierbar ist.

		e^-e^-				e^+e^-	
		\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-			\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-
G	$\tilde{\chi}_1^0$	25,4	246	G	$\tilde{\chi}_1^0$	39,8	241
	$\tilde{\chi}_1^-$	254	(1,44)		$\tilde{\chi}_1^+$	38,1	(7,55)
H	$\tilde{\chi}_1^0$	(0,125)	47,2	H	$\tilde{\chi}_1^0$	(0,503)	18,5
	$\tilde{\chi}_1^-$	(5,19)	(3,79)		$\tilde{\chi}_1^+$	(2,52)	(9,41)
H'	$\tilde{\chi}_1^0$	(0,460)	118	H'	$\tilde{\chi}_1^0$	(3,40)	(7,23)
	$\tilde{\chi}_1^-$	80,4	(0,121)		$\tilde{\chi}_1^+$	19,3	(12,7)

Tabelle 8.5: Jährlich zu erwartende Ereigniszahlen am e^+e^- - und e^-e^- -Beschleuniger für Selektoren-Neutralino- und Selektoren-Charginozustände in den Szenarien G , H und H' bei $\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. 5° -cut auch bei Charginoproduktion. Einklammert sind Werte, die auch bei zweijähriger Laufzeit des entsprechenden Beschleunigers nicht meßbar sind.

		e^-e^-				e^+e^-	
		\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-			\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-
G	$\tilde{\chi}_1^0$	20,2	113	G	$\tilde{\chi}_1^0$	37,0	171
	$\tilde{\chi}_1^{-/+}$	923	(2,30)		$\tilde{\chi}_1^{-/+}$	585	(11,5)
H	$\tilde{\chi}_1^0$	(0,474)	35,0	H	$\tilde{\chi}_1^0$	(2,05)	21,1
	$\tilde{\chi}_1^{-/+}$	41,1	(9,46)		$\tilde{\chi}_1^{-/+}$	99,7	20,9
H'	$\tilde{\chi}_1^0$	(0,940)	56,0	H'	$\tilde{\chi}_1^0$	(5,39)	56,2
	$\tilde{\chi}_1^{-/+}$	225	22,1		$\tilde{\chi}_1^{-/+}$	264	(16,6)

Tabelle 8.6: Jährlich zu erwartende Ereigniszahlen am e^+e^- - und e^-e^- -Beschleuniger für Selektion-Neutralino- und Selektion-Charginoendzustände in den Szenarien G , H und H' bei $\sqrt{s} = 800$ GeV, $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV. 5° -cut auch bei Charginoproduktion. Eingeklammert sind Werte, die auch bei zweijähriger Laufzeit des entsprechenden Beschleunigers nicht meßbar sind.

Für den $e^- \gamma$ -Modus wurden in Tabelle 8.7 die Wirkungsquerschnitte für die Prozesse $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0$ bei maximal polarisierten Beschleunigerstrahlen und unter Berücksichtigung der Energieverteilung im Photonenstrahl und die zugehörigen jährlichen Ereignisraten bei $\sqrt{s} = 500$ GeV zusammengestellt. In Tabelle 8.8 findet man die entsprechenden Werte für $\sqrt{s} = 800$ GeV.

		$\sigma_{L/R}/\text{fb}$				Ereignisse/a	
		\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-			\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-
G	$\tilde{\chi}_1^0$	6,21	40,7	G	$\tilde{\chi}_1^0$	559	$366 \cdot 10$
H	$\tilde{\chi}_1^0$	1,87 ab	4,36	H	$\tilde{\chi}_1^0$	(0,176)	392
H'	$\tilde{\chi}_1^0$	0,0589	12,6	H'	$\tilde{\chi}_1^0$	(5,30)	651

Tabelle 8.7: Wirkungsquerschnitte und jährliche Ereignisraten für $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0$ in den Szenarien G , H und H' bei $\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Eingeklammert sind Werte, die auch bei zweijähriger Laufzeit des Beschleunigers nicht meßbar sind.

Die Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten sind für die Produktion rechter Selektionen bei beiden Schwerpunktsenergien und in allen Szenarien enorm hoch. So wird es möglich sein, einzelne schwere Selektionen im Prozess $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0$ nachzuweisen, selbst wenn es nötig sein sollte, einen eventuell großen Untergrund

		$\sigma_{L/R}/\text{fb}$				Ereignisse/a	
		\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-			\tilde{e}_L^-	\tilde{e}_R^-
G	$\tilde{\chi}_1^0$	7,84	42,9	G	$\tilde{\chi}_1^0$	$102 \cdot 10$	$558 \cdot 10$
H	$\tilde{\chi}_1^0$	3,81 ab	5,64	H	$\tilde{\chi}_1^0$	(0,495)	733
H'	$\tilde{\chi}_1^0$	0,0757	13,4	H'	$\tilde{\chi}_1^0$	(9,84)	$174 \cdot 10$

Tabelle 8.8: Wirkungsquerschnitte und jährliche Ereignisraten für $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0$ in den Szenarien G , H und H' bei $\sqrt{s} = 800$ GeV, $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV. Eingeklammert sind Werte, die auch bei zweijähriger Laufzeit des Beschleunigers nicht meßbar sind.

durch Cuts zu reduzieren. Linke Selektroten sind hingegen via $e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^0$ bei beiden Energien nur in stark higgsinoartigen Szenarien in ausreichenden Raten produzierbar. Der e^+e^- - und der e^-e^- - sind hier dem $e^- \gamma$ -Modus deutlich überlegen. Die Ursache hierfür liegt vor allem darin, daß bei jenen der zweite Produktionskanal, der zu Selektion-Chargino-Endzuständen führt, zur Verfügung steht. Dieser erreicht auch in gemischten und higgsinoartigen Szenarien noch relativ große Wirkungsquerschnitte bei der L -Produktion, siehe Tabellen 8.2 und 8.3. Insbesondere für den Fall, daß rechte Selektroten bereits aus der Paarproduktion bekannt sind und in den hier untersuchten Prozessen nur noch nach linken Selektroten gesucht wird, sind daher der e^+e^- - oder der e^-e^- -Modus einem $e^- \gamma$ -Beschleuniger vorzuziehen.

8.6 Hintergrund und Detektion

Um beurteilen zu können, welcher Beschleunigermodus am besten zum Nachweis einzelner, schwerer Selektroten geeignet ist, reicht es nicht, die Ereignisraten zu vergleichen; es muß auch untersucht werden, ob und in welchem Maß jeweils die Extraktion der interessierenden Prozesse aus dem experimentellen Untergrund möglich ist. Für den e^-e^- -Modus erfolgte dies bereits im Kapitel 7, hier betrachten wir nun den Untergrund des e^+e^- - und des $e^- \gamma$ -Modus.

8.6.1 e^+e^- -Modus

Wir betrachten abermals nur den Prozess

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0 e^+ \quad (8.9)$$

mit dem anschließendem Zerfall

$$\tilde{e}_A^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0, \quad (8.10)$$

da dies zur einfachsten Signatur führt. Andere Zerfälle verlaufen in Kaskaden und oft unter Beteiligung von Hadronen, was es erschwert, das Signal vom Untergrund zu unterscheiden. Die zu (8.9) und (8.10) ladungskonjugierten Prozesse werden im folgenden nicht explizit erwähnt. Sie liefern gleiche totale und räumlich umgekehrte differentielle Wirkungsquerschnitte.

Wir suchen also die Signatur

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \cancel{E} \text{ via } \tilde{e}_A^- \text{-Zerfall.} \quad (8.11)$$

Der Standardmodelluntergrund hierzu besteht in den Prozessen

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell, \quad \ell = e, \mu, \tau. \quad (8.12)$$

Wir beginnen mit Diagrammen, die ausschließlich neutrale Ströme, d. h. den Austausch von Z -Bosonen beinhalten. Hier ist $\ell = e, \mu, \tau$ möglich. Der Untergrund ist szenarienunabhängig und sehr groß. Bei $\sqrt{s} = 500$ GeV erreicht er 15,7 fb und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV immerhin noch 12,6 fb. Verglichen mit dem interessierenden Signal ist er also um mindestens eine und teilweise um mehrere Größenordnungen größer.⁵ Der Z -Hintergrund ist kaum durch Polarisation, sondern nur durch das Anbringen geeigneter Energie- und Winkelcuts reduzierbar.

Wir betrachten nun die Energie- und Winkelverteilungen der Elektronen und Positronen am Beispiel des Szenarios G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV, wo der höchste Wirkungsquerschnitt $\sigma_R = 0,391$ fb auftritt. Wenn es bei dieser verhältnismäßig günstigen Konstellation nicht gelingt, das Signal vom Z -Untergrund zu unterscheiden, kann man davon ausgehen, daß es nirgends möglich ist.

Die Abbildung 8.6 a zeigt die Energieverteilung der Positronen und Elektronen. Auf der Abbildung 8.6 b sind ihre Winkelverteilungen dargestellt. Analog zeigen die Abbildungen 8.7 a und b die Energie- und Winkelverteilungen der Elektronen und Positronen aus dem Z -Untergrund. Um die interessierenden Prozesse zu extrahieren, müßte man vom Untergrund etwa 95% wegschneiden, ohne dabei

⁵Hier ist zu bedenken, daß nicht mit den in den Tabellen 8.2 und 8.3 angegebenen Wirkungsquerschnitten, sondern mit den zusätzlich mit den Verzweungsverhältnissen für $e_A^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ (siehe Tabellen 7.1 und 7.2) multiplizierten Werten zu vergleichen ist, die teilweise noch einmal beträchtlich kleiner sind.

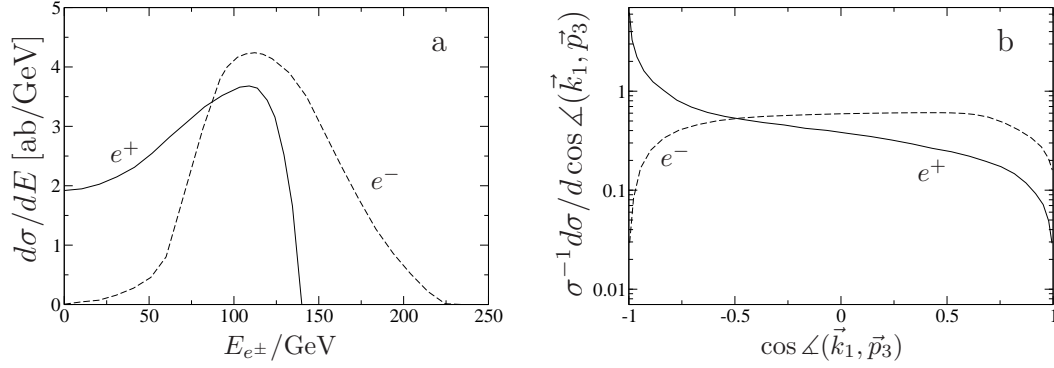


Abbildung 8.6: a) Energie- und b) Winkelverteilungen der Elektronen und Positronen aus dem Prozess $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_R^- \tilde{\chi}_1^0 e^+$ mit anschließendem Zerfall $\tilde{e}_R^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ im Szenario G bei $\sqrt{s} = 500$ GeV; $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV.

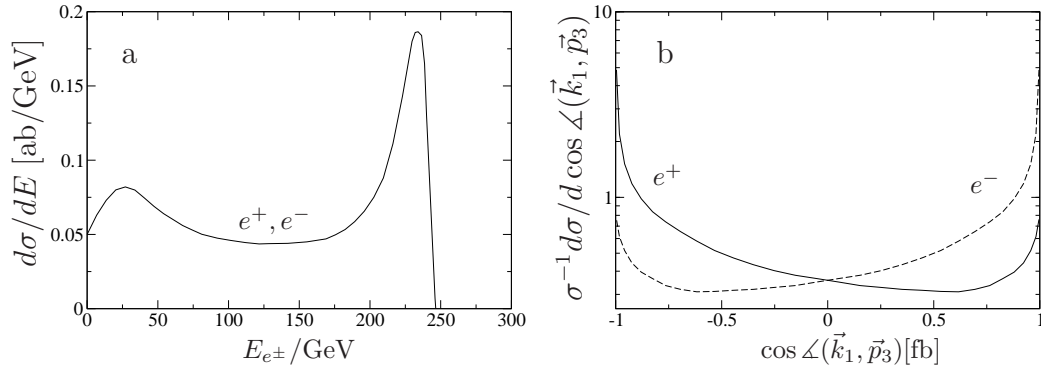


Abbildung 8.7: a) Energie- und b) Winkelverteilungen der Elektronen und Positronen aus dem Z -Untergrund bei $\sqrt{s} = 500$ GeV für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV. Die e^+ - und e^- -Energieverteilungen sind in diesem Fall identisch und fallen zusammen.

das Signal wesentlich zu reduzieren. Schneidet man den Überlapp der Energieverteilungen der Signal- und der Untergrundelektronen aus, so können 55% der Untergrundereignisse eindeutig zugeordnet werden. Mit den Energieverteilungen der Positronen erreicht man dasselbe bei 51% der Untergrundereignisse. Selbst unter der Annahme, daß diese Schnitte unabhängig voneinander sind, könnte man durch ihre Kombination den Untergrund nur um maximal ca. 75% reduzieren; tatsächlich sind weit weniger Ereignisse identifizierbar. Die Winkelverteilungen der Elektronen und Positronen im Signal und im Untergrund unterscheiden sich nur für große Beträge von $\cos\Delta(\vec{k}_1, \vec{p}_3)$, so daß weitere Schnitte keine wesentlich bessere Diskriminierung von Signal und Untergrund als nur mithilfe der Energieverteilungen erlauben. Wir gehen daher davon aus, daß es nicht möglich ist, die Produktion einzelner, schwerer Selektren von ihrem Z -Untergrund zu separieren.

Untergrundprozesse durch W -Austausch treten wegen der Leptonenzahlerhaltung an jedem Vertex nur für $\ell = e$ auf. Sie liefern einen Wirkungsquerschnitt von etwa 0,2 pb.⁶ Dieser Wert läßt sich durch geeignete maximale Polarisierung auf ca. 4,5 fb reduzieren, was immernoch deutlich über den Wirkungsquerschnitten für die R - und L -Produktion liegt. Da wir bereits festgestellt haben, daß das Signal nicht aus dem Z -Hintergrund extrahierbar ist, erübrigt sich eine detailliertere Diskussion der W -Prozesse.

Der supersymmetrische Untergrund besteht in führender Ordnung aus dem Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, der 36 Produktionsmechanismen umfasst. In der Tabelle 8.9 sind seine Beiträge für die verschiedenen Szenarien und Schwerpunktsenergien zusammengefasst. Einzig bei $\sqrt{s} = 500$ GeV erreicht er im Szenario G ca. 40% des Wirkungsquerschnitts σ_R , ansonsten ist er mindestens eine Größenordnung kleiner als $\sigma_{L/R}$. Damit ist er wie beim e^-e^- -Modus im Vergleich zum großen Standardmodelluntergrund unproblematisch.

	G	H	H'
$\sqrt{s} = 500$ GeV	0,0148 fb	0,187	2,88
$\sqrt{s} = 800$ GeV	3,81	0,0629	1,03

Tabelle 8.9: Beitrag supersymmetrischer Prozesse zum Untergrund zu $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_A^-\tilde{\chi}_1^0e^+$ mit anschließendem Zerfall $\tilde{e}_A^- \rightarrow e^-\tilde{\chi}_1^0$ wenn nicht anders angegeben in ab für die Szenarien G und H' und die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 500$ und 800 GeV; $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV.

Am e^-e^- -Beschleuniger war die Produktion einzelner schwerer L -Selektrenen nicht, die von R -Selektrenen aber sehr gut aus dem experimentellen Untergrund extrahierbar. Im e^+e^- -Modus bewirkt dagegen der nichtreduzierbare Z -Untergrund, daß weder R -, noch L -Selektrenen mithilfe der betrachteten Prozesse nachweisbar sind.⁷ Im Abschnitt 8.5 wurde gezeigt, daß der e^-e^- -Modus bei beiden Schwerpunktsenergien 500 und 800 GeV leicht bis erheblich höhere Ereignisraten zur R - und L -Produktion erwarten läßt. Zusammen mit dem höheren, nichtreduzierbaren Standardmodelluntergrund des Elektron-Positron-Beschleunigers läßt sich nun die Aussage treffen, daß der e^-e^- -Modus zum Nachweis einzelner, schwerer Selektrenen besser als der e^+e^- -Modus geeignet ist.

⁶Dieser Wert ist mit einem Fehler von ca. 5% behaftet, da wir aufgrund der Vielzahl an Beiträgen nicht die Rechenzeit aufbringen, ihn wie alle anderen Wirkungsquerschnitte bis zur Genauigkeit von 1‰ zu berechnen.

⁷Der geringere Standardmodelluntergrund wird generell als Vorteil des e^-e^- - gegenüber dem e^+e^- -Modus angeführt, siehe z. B. [56].

8.6.2 $e^- \gamma$ -Modus

Auch was den experimentellen Untergrund betrifft, ist der $e^- \gamma$ -Modus gut überschaubar. Wir beschränken uns wie beim $e^+ e^-$ - und beim $e^- e^-$ -Modus im folgenden wieder darauf, die Signatur $e^- \cancel{E}$, die sich aus der Produktion $e \gamma \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0$ mit dem anschließendem Zerfall $\tilde{e}_A^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$ ergibt, zu untersuchen.

Der supersymmetrische Untergrund besteht in führender Ordnung nur aus dem Prozess $e \gamma \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ mit den Mechanismen der Abbildung 8.8. Er ist in der Tabelle 8.10 für die Szenarien G , H und H' und die Selektrenmassen $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV bei $\sqrt{s} = 500$ und $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV bei $\sqrt{s} = 800$ GeV zusammengefasst. Im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten der R -Produktion (Tabellen 8.7 und 8.8) ist er immer vernachlässigbar klein. Für die Produktion linker Selektren gilt dies nur im gauginoartigen Szenario G . In den Szenarien H und H' ist er für beide Schwerpunktsenergien von der gleichen Größenordnung wie σ_L . Allerdings waren die linken Wirkungsquerschnitte in higgsinoartigen Szenarien sowieso nicht groß genug, um meßbar zu sein.

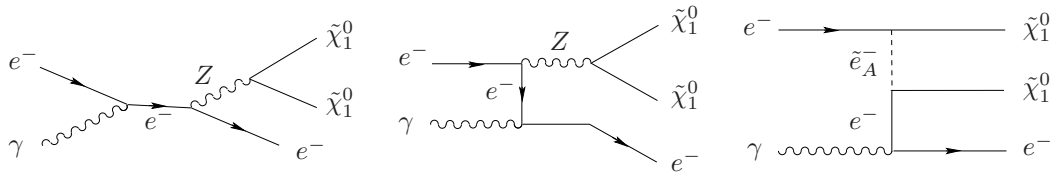


Abbildung 8.8: Supersymmetrische Beiträge zum Untergrund zu $e \gamma \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0$ mit anschließendem Zerfall $\tilde{e}_A^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$

	G	H	H'
$\sqrt{s} = 500$ GeV	0,670	2,81 ab	0,0434
$\sqrt{s} = 800$ GeV	0,370	3,59 ab	0,0350

Tabelle 8.10: Beitrag supersymmetrischer Prozesse zum Untergrund wenn nicht anders angegeben in fb in den Szenarien G , H und H' für $m_L = 290$ GeV, $m_R = 260$ GeV bei $\sqrt{s} = 500$ und $m_L = 450$ GeV, $m_R = 420$ GeV bei $\sqrt{s} = 800$ GeV.

Der Standardmodelluntergrund setzt sich aus den Beiträgen der Abbildung 8.9 zusammen. Im Endzustand der Diagramme mit Z -Austausch können Neutrinos aller drei Generationen auftreten; sie tragen zu $e^- \gamma \rightarrow e^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ für $\ell = e, \mu, \tau$

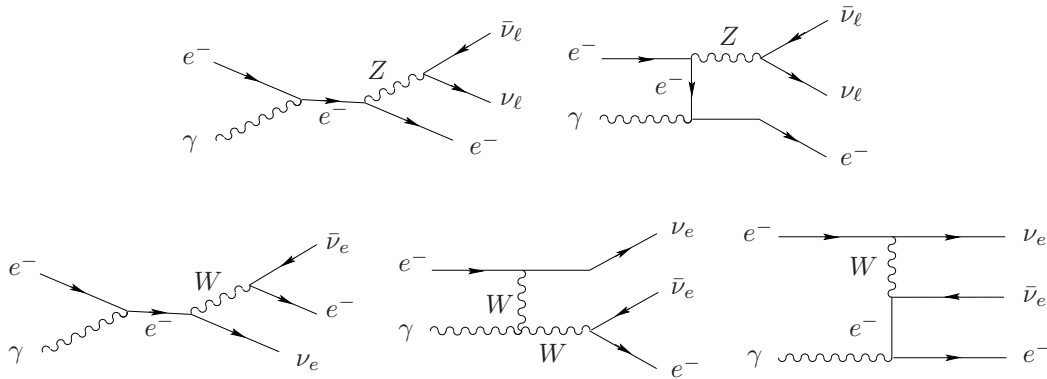


Abbildung 8.9: Beiträge zum Standardmodelluntergrund zu $e\gamma \rightarrow \tilde{e}_A^- \tilde{\chi}_1^0$ mit anschließendem Zerfall $\tilde{e}_A^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0$

jeweils 0,305 pb bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und 0,176 pb für $\sqrt{s} = 800$ GeV bei. Die Beiträge unter W -Austausch können wegen der getrennten Erhaltung der Leptonenzahlen nur Elektron-Neutrinos im Endzustand enthalten. Um den Wirkungsquerschnitt σ_L zur Untersuchung linker Selektren möglichst weit anzuheben müßte man den Elektronenstrahl möglichst vollständig, d. h. nach unserer Annahme zu 85 % linkshändig polarisieren. In diesem Fall trägt der W -Untergrund bei $\sqrt{s} = 500$ GeV mit 7,12 pb und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV mit 8,14 pb bei, die Produktion von L -Selektren kann also selbst in stark gauginoartigen Szenarien nicht vom W -Untergrund separiert werden. Für die gezielte Produktion rechter Selektren müßte man den e^- -Strahl möglichst vollständig, d. h. zu 85 % rechtshändig polarisieren. Der W -Untergrund betrüge dann immer noch 0,537 pb bei $\sqrt{s} = 500$ GeV und 0,660 pb bei $\sqrt{s} = 800$ GeV. Im Vergleich zu den rechten Wirkungsquerschnitten von maximal ca. 40 fb in stark gauginoartigen Szenarien ist der Standardmodelluntergrund also selbst unter Berücksichtigung von Polarisierungseffekten noch sehr groß.

Die $e^- \gamma$ -Wirkungsquerschnitte für die Produktion einzelner, schwerer L -Selektren waren fast überall unmeßbar klein; rechte Selektren werden zwar mit höheren Ereignisraten produziert, sind aber mit einem großen Standardmodelluntergrund behaftet. Wir gehen daher insgesamt davon aus, daß es nicht möglich sein wird, am Elektron-Photon-Beschleuniger einzelne, schwere Selektren nachzuweisen.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Erzeugung und der Nachweis einzelner schwerer Selektren durch die Prozesse

$$e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e \quad (9.1)$$

$$e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 e^- \quad (9.2)$$

an einem künftigen e^-e^- -Linearbeschleuniger der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ bzw. 800 GeV untersucht. Anschließend wurden sie im Rahmen des MSSM mit den entsprechenden Prozessen

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^\mp \tilde{\chi}_1^\pm \bar{\nu}_e \quad (9.3)$$

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^\mp \tilde{\chi}_1^0 e^\pm \quad (9.4)$$

$$e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 \quad (9.5)$$

für e^+e^- - und $e^- \gamma$ -Streuung verglichen. Als „schwer“ bezeichnen wir Selektren mit Massen jenseits der Schwelle zur Paarproduktion. Es wurde nur die assoziierte Produktion mit dem jeweils leichtesten Neutralino bzw. Chargino studiert, weil dadurch für die Selektren ein größerer Massenbereich zugänglich wird. (9.1) und (9.2) wurden jeweils mit und ohne Vereinigung der skalaren und der Gauginomassen an der GUT-Skala betrachtet; die Übergangsamplituden wurden sowohl manifest kovariant, als auch explizit in einem geeigneten Koordinatensystem angegeben. Zur Auswertung haben wir je ein gaugino- und ein higgsino-artiges Szenario herangezogen.

Die Selektion-Neutralino-Produktion (9.2) beinhaltet Feynmangraphen mit t -Kanal- γ -Austausch, die für masselose Elektronen divergieren. Wir gehen davon

aus, daß das entstehende Elektron detektiert wird und regularisieren den Wirkungsquerschnitt durch einen Schnitt im Phasenraum. Die Beiträge der entsprechenden Diagramme hängen dann stark vom Wert dieses Cuts ab. Da sie aber mit entgegengesetzten Vorzeichen in die Gesamtamplitude eingehen, schwächt sich die verbleibende Variation in der Summe deutlich ab.

Polarisationsabhängigkeit:

Die Wirkungsquerschnitte zu (9.1) sind für die Produktion linker Selektren durch geeignete, maximal 85-prozentiger Polarisation der Elektronenstrahlen um Faktoren 0,28 bis 3,4 beeinflussbar. Für rechte Selektren erhält man Faktoren zwischen 0,28 und 1,7. Bei der Selektion-Neutralino-Produktion (9.2) hängt der Einfluß der Strahlpolarisation vom Szenario ab. Hier kann man den Wirkungsquerschnitt σ_R für die R -Produktion maximal auf das 3,0- bis 3,3-fache des unpolarisierten Wertes anheben; für die L -Produktion erhält man die leicht niedrigeren maximalen Gewinnfaktoren 2,5 bis 2,7. Sowohl für (9.1) als auch für (9.2) ist eine effektive Trennung der L - und der R -Produktion möglich, da Polarisationskonfigurationen, die die Wirkungsquerschnitte für die L -Produktion anheben, die der R -Produktion absenken und umgekehrt. Bei der Produktion rechter Selektren ist der Standardmodelluntergrund anders als bei der linken Selektren durch geeignete Strahlpolarisation stark unterdrückbar.

Mischungseinfluß:

Die Produktionsschwelle und die Wirkungsquerschnitte hängen für $\tan\beta \geq 10$ nur geringfügig von $\tan\beta$ ab. Einzig bei der Selektion-Neutralino-Produktion erreicht die Variation im higgsinoartigen Szenario maximal 10%, ansonsten ist sie – teilweise auch erheblich – kleiner. Für beide Prozesse treten große Wirkungsquerschnitte auf, wenn μ groß gegen M_2 ist, da dann die Neutralinos und Charginos große Gauginokomponenten besitzen. Der Wirkungsquerschnitt σ_L für die Produktion linker Selektren hängt bei Aufgabe der GUT-Relation für M_1 und M_2 jeweils kaum von M_1 ab, während σ_R mit zunehmendem M_1 stark abfällt.

Selektrenmassengrenzen:

Bei der Selektion-Chargino-Produktion ist σ_L unabhängig von der Masse m_R der rechten Selektren, weshalb es für die L -Produktion unerheblich ist, ob man die Vereinigung der skalaren Massen an der GUT-Skala fordert oder nicht. Mit Hilfe dieses Prozesses können die Massengrenzen für den Nachweis von L -Selektren gegenüber der Selektrenpaarproduktion im gauginoartigen Szenario auf $m_L = 328$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $m_L = 618$ GeV für $\sqrt{s} = 800$ GeV erweitert werden. Im higgsinoartigen Szenario sind die neuen Grenzen nur $m_L = 255$ bzw.

464 GeV. σ_R ist bei beiden Schwerpunktsenergien sowohl mit, als auch ohne GUT-Relation für die skalaren Massen selbst bei maximaler Strahlpolarisation unmeßbar klein.

In der Selektion-Neutralino-Produktion ist σ_L nur im gauginoartigen Szenario messbar; sowohl mit als auch ohne Vereinigung der skalaren Massen an der GUT-Skala können die Massengrenzen für den Nachweis von L -Selektionen nicht gegenüber denen aus der Selektion-Chargino-Produktion (s. o.) erweitert werden. σ_R ist im gauginoartigen Szenario mit und ohne GUT-Relation bis zu den gegenüber der Selektionpaarproduktion deutlich höheren Massen $m_R = 330$ für $\sqrt{s} = 500$ GeV und $m_R = 503$ GeV für $\sqrt{s} = 800$ GeV nachweisbar; im higgsinoartigen Szenario liegen die Massengrenzen nur bei 293 bzw. 443 GeV.

M_2 - μ -Abhängigkeit:

Scans über die M_2 - μ -Ebene mit konstantem $\tan\beta = 30$ und M_1 aus der GUT-Relation für die Gauginomassen ergaben für die Selektion-Chargino-Produktion, daß σ_R bei beiden Schwerpunktsenergien für alle betrachteten Selektionenmassenkonfigurationen unmessbar klein ist. σ_L profitiert von der stärkeren Polarisationsabhängigkeit und ist daher für gauginoartige $\tilde{\chi}_1^-$ in jedem Fall und bei $\sqrt{s} = 800$ GeV auch für higgsinoartige messbar.

Bei der Selektion-Neutralino-Produktion ist σ_R für alle betrachteten Selektionenmassenkonfigurationen bei beiden Schwerpunktsenergien im größten Teil der untersuchten M_2 - μ -Ebene messbar. σ_L ist hingegen nur für gauginoartige LSPs und nicht für alle Massenkonfigurationen hinreichend groß.

Zerfälle und Untergrund:

Bei rechten Selektionen fanden wir große Verzweigungsverhältnisse für den direkten Zerfall $\tilde{e}_R^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e^-$, der zur einfachsten Signatur $e^- e^- \rightarrow e^- e^- \cancel{e}$ führt. Die primären Elektronen aus dem Produktionsprozeß und die sekundären aus dem Zerfall sind mithilfe ihrer Energieverteilungen gut unterscheidbar. Gegebenenfalls müssen dazu geeignete Energiecuts angebracht werden, was die hohen Wirkungsquerschnitte durchaus erlauben. Der supersymmetrische Untergrund ist ca. drei Größenordnungen kleiner als das Signal und damit vernachlässigbar; der Standardmodelluntergrund kann durch geeignetes Polarisieren der Elektronenstrahlen und Schnitte an die Energie der entstehenden Elektronen genügend reduziert werden, um den Nachweis rechter Selektionen mithilfe des Produktionsprozesses (9.2) zu erlauben.

Der Nachweis von linken Selektionen ist deutlich schwieriger, denn L -Selektionen werden nur via $e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ mit messbaren Wirkungsquerschnitten erzeugt.

Dieser Prozeß führt zu komplizierteren Signaturen, da sowohl das Selektion, als auch das Chargino, und beide vornehmlich in Kaskaden, zerfallen. Zudem ist der Untergrund aus W -Zerfällen nicht durch Polarisation unterdrückbar, weil damit das Signal in gleichem Maße reduziert würde. Insgesamt gehen wir davon aus, daß die Extraktion des Signals aus dem SM-Untergrund nicht möglich ist.

Erweiterte Modelle:

Im NMSSM treten ein zusätzliches Higgssingulett und sein Superpartner auf, dessen Anteile in den nunmehr fünf Neutralinos deren Kopplungsstärken reduziert. Im Falle der Selektion-Chargino-Produktion (9.1) sind die Wirkungsquerschnitte stark gegenüber dem MSSM abgesenkt, wenn die leichten Neutralinos ein MSSM-artiges Massenspektrum und große Singlinoanteile haben. Treten superleichte Singlino auf oder konzentrieren sich die Singlinoanteile in den schweren Neutralinos, so sind die Wirkungsquerschnitte der Selektion-Chargino-Produktion im Vergleich zum MSSM kaum verändert. Bei der Selektion-Neutralino-Produktion (9.2) beobachtet man eine starke Absenkung der Wirkungsquerschnitte gegenüber dem MSSM, wenn das LSP singlinoartig ist, und sonst ähnliche Werte wie im MSSM.

Im E_6 -Modell mit der Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}$ tritt darüberhinaus ein neues Eichboson Z' auf. Dessen Austausch und der Austausch der zusätzlichen Neutralinos verändern die Wirkungsquerschnitte gegenüber dem MSSM kaum. Für kleine Massenparameter M' wird das Neutralinospektrum den Massen und Mischungen nach MSSM- und für große Werte von M' NMSSM-artig. Ist das LSP im Endzustand von (9.2) singlinoartig, so sind die zugehörigen Wirkungsquerschnitte stark gegenüber dem MSSM abgesenkt. Wegen dem Auftreten des Z' kann das rechte Selektion im E_6 -Modell bei Annahme der GUT-Relationen für die skalaren Massen schwerer als das linke werden. Für die L -Selektion-Chargino-Produktion ist das allerdings unbedeutend, da σ_L unabhängig von der Masse der rechten Selektionen ist. Die Wirkungsquerschnitte der R -Selektion-Chargino-Produktion waren bereits unmessbar klein und werden für $m_R > m_L$ noch weiter abgesenkt. Bei der Selektion-Neutralino-Produktion ändert sich σ_L für $m_R > m_L$ kaum gegenüber dem MSSM; σ_R hingegen sinkt auf unmessbare Werte ab. Insgesamt sind daher im E_6 -Modell nur linke Selektionen und diese nur in Teilen des Parameterraums via (9.2) nachweisbar.

Vergleich der Linearbeschleunigermodi e^-e^- , e^+e^- und $e^- \gamma$:

Wir stellten fest, daß sich die genannten Beschleunigeroptionen im Hinblick auf die Energieverteilungen und die Polarisierbarkeit der Strahlen sowie in den erreichbaren Luminositäten beträchtlich unterscheiden.

Am e^+e^- -Beschleuniger, wo ebenfalls Selektion-Chargino- und Selektion-Neutralino-Endzustände auftreten, ist der Produktionsmechanismus einzelner schwerer Selektionen deutlich komplexer als am e^-e^- -Beschleuniger. Bei der Produktion durch $e^- \gamma$ -Streuung sind hingegen nur zwei Beiträge zu berücksichtigen und es sind nur Selektion-Neutralino-Endzustände möglich. Die Wirkungsquerschnitte der R - und L -Produktion sind am e^-e^- -Beschleuniger immer und teilweise beträchtlich höher als am e^+e^- -Beschleuniger. Unter Berücksichtigung der ca. um den Faktor 7 niedrigeren Luminosität und der andererseits deutlich besseren Polarisierbarkeit ergibt sich hinsichtlich der zu erwartenden Produktionsraten für schwere Selektionen kein bedeutender Unterschied zwischen dem e^-e^- - und dem e^+e^- -Modus. Am $e^- \gamma$ -Beschleuniger sind hohe Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten für die R -Produktion zu erwarten; schwere L -Selektionen werden allerdings nur in gauginoartigen Szenarien mit detektierbaren Wirkungsquerschnitten erzeugt.

Am e^+e^- -Beschleuniger kann der enorme Untergrund aus Prozessen mit Z -Austausch nicht genügend durch Schnitte reduziert werden, um das Signal sichtbar zu machen. Der supersymmetrische Untergrund ist mit weniger als 10% bis maximal 40% des Signals deutlich größer als am e^-e^- -Beschleuniger, das Haupthindernis beim Nachweis der Prozesse (9.3) und (9.4) stellt aber der Standardmodelluntergrund dar. Insgesamt ist daher der e^-e^- -Modus besser zum Nachweis schwerer Selektionen geeignet als der e^+e^- -Modus.

Am $e^- \gamma$ -Beschleuniger ist der supersymmetrische Untergrund der R -Produktion wiederum klein, der Standardmodelluntergrund durch Beiträge mit W -Austausch aber nicht genügend unterdrückbar. Abgesehen davon, daß die Wirkungsquerschnitte der Erzeugung linker Selektionen zu gering waren, um messbar zu sein, ist in diesem Fall zudem der supersymmetrische Untergrund von der gleichen Größenordnung wie das Signal und der W -Untergrund nicht von diesem separierbar. Insgesamt ist also die e^-e^- -Option zum Nachweis schwerer Selektionen auch dem $e^- \gamma$ -Beschleuniger vorzuziehen.

Kapitel 10

Summary

We investigated the production and detection of single, heavy selectrons by the processes

$$e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e \quad (10.1)$$

$$e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 e^- \quad (10.2)$$

being intended to take place at a future e^-e^- linear collider with center-of-mass energies $\sqrt{s} = 500$ GeV and $\sqrt{s} = 800$ GeV and compared them to the corresponding processes

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^\mp \tilde{\chi}_1^\pm \bar{\nu}_e \quad (10.3)$$

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^\mp \tilde{\chi}_1^0 e^\pm \quad (10.4)$$

$$e^- \gamma \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 \quad (10.5)$$

for e^+e^- - and $e^- \gamma$ -scattering in the context of the MSSM. As being “heavy” we characterise selectrons with masses beyond the threshold of pair production. We restricted ourselves to the associated production of selectrons with the lightest neutralino or chargino, respectively, to enlarge the selectron mass range that can be reached. (10.1) and (10.2) have been studied with and without assuming unification of the scalar and the gaugino masses at the GUT-scale. Their transition amplitudes are given both manifestly covariantly and explicitly in an appropriate coordinate system. For numerical analysis we chose each a gaugino- and a higgsino-like scenario.

Selectron-neutralino-production (10.2) includes diagrams with γ -exchange in t -channel, which diverge for massless electrons. We assume that the produced electron will be detected and regulate the cross section by a cut in phase space. Then

the contributions of the accordant diagrams strongly depend on the value of this cut. However, as they enter the amplitude with opposite signs the remaining variation diminishes significantly.

Polarisation Dependence:

The cross sections can be affected by suitably polarising the electron beams. For the production of left selectrons via (10.1) the effect that can be achieved varies between global factors from 0.28 to 3.4 for a realistic 85 percent polarisation; right selectron production can be influenced by factors in between 0.28 and 1.7. For selectron-neutralino-production (10.2) the impact of beam polarisation depends on the scenario. Here the cross section σ_R for right selectron production can be raised from 3.0 to 3.3 times the unpolarised value at most; for left selectron production one finds the slightly smaller maximum factors 2.5 to 2.7. For (10.1) as well as for (10.2) a clean separation of left and right selectron production is possible, as polarisations, that enlarge the cross sections for left production diminish those for right production and vice versa. In contrast to L -production for R -production the standard model background can efficiently be suppressed by suitably polarising the collider beams.

Influence of Neutralino and Chargino Mixture:

For $\tan\beta > 10$ the production threshold and the cross sections slightly depend on $\tan\beta$. Only for higgsino-like scenarios and selectron-neutralino-production the variation reaches 10% at most, in all other cases it is – partially considerably – smaller. Both processes have large cross sections if $\mu \gg M_2$, because in this case the gaugino components of the neutralinos and charginos, which couple to the electrons, get large. Without GUT-relation for M_2 and M_1 the cross section σ_L for left selectron production varies hardly with M_1 whereas σ_R strongly falls with rising M_1 .

Selectron Mass Ranges:

For selectron-chargino-production σ_L is independent of the mass m_R of the right selectron. Hence both with and without scalar mass unification at the GUT-scale one gets the same values for σ_L . In the gaugino-like scenario L -selectrons with masses up to $m_L = 328$ GeV at $\sqrt{s} = 500$ GeV and $m_L = 618$ GeV at $\sqrt{s} = 800$ GeV can be produced with observable cross sections, so the mass range for the detection of left selectrons can be enlarged significantly in comparison to that for selectron pair production. In the higgsino-like szenario the corresponding limits are just $m_L = 255$ and 464 GeV. At both center-of-mass energies σ_R is

with and without scalar mass GUT-relation too small to be measured, even for maximum beam polarisation.

For selectron-neutralino-production σ_L is measurable only in the gaugino-like scenario; neither with nor without GUT-relation for the scalar masses the mass ranges for the detection of heavy left selectrons can be raised further compared to those of selectron-chargino-production. In the gaugino-like scenario σ_R is with and without GUT-relation in comparison to pair production up to the significantly higher masses $m_R = 330$ GeV at $\sqrt{s} = 500$ GeV and $m_R = 503$ GeV at $\sqrt{s} = 800$ GeV measurable; in the higgsino-like scenario the corresponding mass limits are 293 and 443 GeV.

M_2 - μ -Dependence:

Scanning the M_2 - μ -plane at constant $\tan\beta = 30$ and M_1 according to the GUT-relation for the gaugino masses showed, that for selectron-chargino-production σ_R is too small to be observed at both center-of-mass energies and for all selectron mass configurations (m_L, m_R) , which have been studied. σ_L benefits from the stronger polarisation dependence and can therefore be detected for gaugino-like $\tilde{\chi}_1^-$ at any rate and for higgsino-like $\tilde{\chi}_1^-$ at least for $\sqrt{s} = 800$ GeV.

For selectron-neutralino-production σ_R can be measured for all analysed selectron mass configurations at both center-of-mass energies in most of the inspected M_2 - μ -plane. However, σ_L is large enough only for gaugino-like LSPs and not for all mass configurations.

Decays and Background:

For right selectrons we found large branching ratios for the two-body-decay $\tilde{e}_R^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 e^-$ leading to the simplest signature $e^- e^- \rightarrow e^- e^- \cancel{E}$. By their energy distributions we can easily distinguish between the electrons from the production process and those from the decay. The supersymmetric background is about three orders of magnitude smaller than the signal and therefore can be neglected. The standard model background is reducible by suitably polarising the electron beams and cutting the energy of the produced electrons, so that R -selectrons are detectable via the production process (10.2).

Detection of left selectrons is significantly harder, for they are only produced in $e^- e^- \rightarrow \tilde{e}_L^- \tilde{\chi}_1^- \nu_e$ with observable cross sections. This process leads to more complicated signatures because not only both the selectron and the chargino decay, but even they do in most cases in cascades. Furthermore the W -background cannot be suppressed by polarisation, for the signal would be reduced by the same

factor. Combining these facts we state that it is impossible to extract the signal out of the standard model background.

Extended Models:

In the NMSSM an additional Higgs singlet and its superpartner appear, whose components reduce the coupling strength of the five neutralinos. In the case of selectron-chargino-production (10.1) the cross sections are significantly scaled down compared to the MSSM, if the lighter neutralinos have a MSSM-like mass spectrum and a large singlino component. If there are extremely light singlinos or if the singlino components are concentrated in the heavy neutralinos, the cross section of selectron-chargino-production is nearly the same as in the MSSM. For selectron-neutralino-production (10.2) we observe a strong reduction of the cross sections if the LSP is singlino-like; otherwise we get results similar to the MSSM.

In the E_6 -model defined by the gauge group $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}$ additionally a new gauge boson Z' appears. Its exchange and the exchange of the extra neutralinos affect the cross sections only slightly. For a small mass parameter M' the neutralino spectrum is MSSM-like according to masses and mixtures, and for large values of M' it is NMSSM-like. If the final state LSP in (10.2) is singlino-like, the corresponding cross sections are strongly reduced in comparison to the MSSM. Because of the appearance of the Z' the right selectron can be heavier than the left one if we apply the GUT relations for the scalar masses. However, this has no influence on the production of left selectrons and charginos because σ_L is independent of m_R . The cross sections for R -selectron-chargino-production in the MSSM were too small to be detected and are even more reduced for $m_R > m_L$. In case of selectron-neutralino-production σ_L hardly changes in comparison to the MSSM, whereas σ_R is lowered to unmeasurable values. As a result we state that in the E_6 -model only left selectrons can be detected via (10.2) and this can be done only in parts of the parameter space.

Comparison of the Linear Collider Modes e^-e^- , e^+e^- and $e^-\gamma$:

We saw that the above-mentioned collider options show a quite different behaviour regarding the energy distributions and polarisability of the beams as well as the luminosities that can be reached.

The production mechanism of single heavy selectrons for both the $\tilde{e}^- \tilde{\chi}_1^0$ and the $\tilde{e}^- \tilde{\chi}_1^\pm$ final state at an e^+e^- -collider is much more complex than at an e^-e^- -collider. In the production by $e^-\gamma$ -scattering however just two contributions have to be considered and only final states with selectrons and neutralinos can be produced. The cross sections of R - and L -production at the e^-e^- -collider are

always and sometimes substantially larger than at the e^+e^- -collider. Taking into account the about seven times smaller luminosity on one hand and the much better polarisability on the other hand, for the expected production rates of heavy selectrons there is no significant difference between the e^-e^- - and the e^+e^- -mode. At the $e^-\gamma$ -collider large cross sections and event rates for the production of R -selectrons are to be expected, but heavy L -selectrons can only be produced in gaugino-like scenarios with measurable cross sections.

At an e^+e^- -collider the enormous background from processes with Z -exchange cannot be reduced enough to make the signal visible. Although the supersymmetric background reaching from less than 10% up to 40% is much bigger than at the e^-e^- -collider, the main obstacle for observing the processes (10.3) and (10.4) is the standard model background. Therefore we state that the e^-e^- -mode is more appropriate to detect heavy selectrons than the e^+e^- -mode.

At the $e^-\gamma$ -collider the supersymmetric background for R -production is small, but due to contributions with W -exchange the standard model background cannot be suppressed sufficiently. For L -selectron production the supersymmetric background is of the same order of magnitude as the signal, that is, moreover, not separable from the W -background and even too low to be observable. We conclude that for detecting heavy selectrons the e^-e^- -option is preferable to the $e^-\gamma$ -collider, too.

Anhang A

Konventionen und Notation

A.1 Natürliche Einheiten

Alle Rechnungen werden in natürlichen Einheiten durchgeführt, d. h. es werden $\hbar = 1$ und $c = 1$ gesetzt. Dadurch erhalten Massen m , Impulse mc und Energien mc^2 die gleiche Einheit; wir verwenden wie üblich die der Energie, GeV. Zur Umrechnung von GeV in Sekunden benutzt man

$$\hbar = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ GeV} \cdot \text{s}. \quad (\text{A.1})$$

Mit $\hbar = 1$ folgt daraus

$$1 \text{ GeV} = \frac{1}{6,6 \cdot 10^{-25}} \text{ s}^{-1}. \quad (\text{A.2})$$

Ebenso erhält man aus

$$c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (\text{A.3})$$

mit $c = 1$

$$1 \text{ s} = 3 \cdot 10^8 \text{ m}. \quad (\text{A.4})$$

(A.2) und (A.4) ergeben zusammen

$$10^{-15} \text{ m} = 5,05 \text{ GeV}^{-1} \quad (\text{A.5})$$

und für uns besonders wichtig

$$1 \text{ fb} := 10^{-43} \text{ m}^2 = 2,56 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-2} \quad (\text{A.6})$$

oder

$$1 \text{ GeV}^{-2} = 0,389 \cdot 10^{12} \text{ fb}. \quad (\text{A.7})$$

Mithilfe von (A.2) und (A.7) rechnet man Energien in Lebensdauern und Wirkungsquerschnitte um.

A.2 Teilchenindizes

Der Index A kennzeichnet die Helizität von Elektronen, d. h. es gilt $A \in \{L, R\}$. Außerdem wird er in der Form \tilde{e}_A^- zur Kennzeichnung des skalaren Partners eines A -händigen Elektrons verwendet. Die Masse des Selelektrons \tilde{e}_A^- bezeichnen wir als m_A . Der Index B wird genauso benutzt.

Der Index i dient der Nummerierung von Neutralinos, er kann also im MSSM die Werte $1, \dots, 4$, im NMSSM $1, \dots, 5$ und im E_6 -Modell $1, \dots, 6$ annehmen. Mit dem Index k werden die Charginos unterschieden, wobei $k = 1$ das leichtere und $k = 2$ das schwerere Chargino bezeichnet. Die Masse des i . Neutralinos wird mit $m_{\tilde{\chi}_i^0}$, die des k . Charginos mit $m_{\tilde{\chi}_k^\pm}$ abgekürzt. Auch j bzw. l werden entsprechend für Neutralinos bzw. Charginos eingesetzt.

A.3 Zuordnung der Impulse und Winkel

Polarwinkel werden mit dem Buchstaben θ bezeichnet. Es gilt $\theta \in [0; 2\pi]$; wir unterscheiden $\theta_1, \dots, \theta_3$. Azimute variieren zwischen 0 und π und werden mit ϕ und gegebenenfalls einem Index bezeichnet. Wir benötigen ϕ_1, ϕ_2 und $\phi := \phi_1 - \phi_2$. In der Tabelle A.1 sind die Bezeichnungen für die Impulse, Energien, Polar- und Azimutalwinkel und Helizitäten der eingehenden Elektronen e_1^-, e_2^- und der entstehenden Teilchen $\tilde{e}^-, \tilde{\chi}^-$ bzw. $\tilde{\chi}^0$ und ν_e bzw. e^- zusammengefasst.

Teilchen	Impuls	Energie	Polwinkel	Azimut	Helizität
e_1^-	k_1	E	θ_1	ϕ_1	λ_1
e_2^-	k_2	E	$\pi - \theta_1$	$\pi - \phi_1$	λ_2
\tilde{e}^-	p_1	E_1	0	n. def.	—
$\tilde{\chi}^-/\tilde{\chi}^0$	p_2	E_2	θ_2	ϕ_2	λ_3
ν_e/e^-	p_3	E_3	θ_3	ϕ_2	λ_4

Tabelle A.1: Zuordnung der Bezeichnungen für Impulse, Energien, Winkel und Helizitäten zu den Teilchen.

A.4 Metrik und Vierervektoren

In dieser Arbeit wird die Summenkonvention nach Einstein verwendet, d. h. über doppelt auftretende obere und untere Indizes wird summiert. Griechische Indizes können die Werte von 0 bis 3 und römische die von 1 bis 3 annehmen. Der metrische Tensor ist durch

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

gegeben. Der kontravariante Vierervektor x^μ ist definiert durch

$$x^\mu := (x^0, x^1, x^2, x^3) = (x^0, \vec{x}). \quad (\text{A.9})$$

Für den zugehörigen kovarianten Vektor x_μ gilt dann

$$x_\nu := g_{\mu\nu}x^\nu = (x_0, x_1, x_2, x_3) = (x^0, -\vec{x}). \quad (\text{A.10})$$

Damit ergibt sich für Skalarprodukte von Vierervektoren x^μ, y^μ

$$(xy) := x^\mu y_\mu = g_{\mu\nu}x^\mu y^\nu = x^0 y^0 - x^i y^i = x^0 y^0 - \vec{x} \vec{y}. \quad (\text{A.11})$$

Der Vektor der *kontravarianten* Ableitungen ist definiert durch die Differentiation nach den *kovarianten* Koordinaten und umgekehrt:

$$\partial^\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left(\partial^0, -\vec{\nabla} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\partial^0, \vec{\nabla} \right). \quad (\text{A.13})$$

Dadurch wird sichergestellt, daß Skalarprodukte von Vierervektoren in allen Bezugssystemen den gleichen Wert annehmen.

A.5 Spezielle Matrizen und Tensoren

Wir definieren die total antisymmetrischen Tensoren ϵ durch

$$\epsilon_{ijk} = \epsilon^{ijk} := \begin{cases} +1 & \text{falls } ijk \text{ eine gerade Permutation von } 123 \text{ ist,} \\ -1 & \text{falls } ijk \text{ eine ungerade Permutation von } 123 \text{ ist,} \\ 0 & \text{sonst;} \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

$$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = -\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} := \begin{cases} +1 & \text{falls } \mu\nu\rho\sigma \text{ eine gerade Permutation von } 0123 \text{ ist,} \\ -1 & \text{falls } \mu\nu\rho\sigma \text{ eine ungerade Permutation von } 0123 \text{ ist,} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Die Paulimatrizen sind

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.16})$$

Mithilfe der Vertauschungsrelationen

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \quad (\text{A.17})$$

sind die Diracmatrizen γ^μ definiert; in der Diracdarstellung sind sie gegeben durch

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (\text{A.18})$$

Zur Abkürzung definiert man zusätzlich

$$\gamma_5 := \gamma^5 := -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \quad (\text{A.19})$$

A.6 Formelsammlung

Für die Berechnungen des Kapitels 4 und des Abschnitts 5.5 wurden weiterhin folgende Identitäten benutzt:

$$P_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5) \quad (\text{A.20})$$

$$P_L\gamma^5 = P_L \quad (\text{A.21})$$

$$P_R\gamma^5 = -P_R \quad (\text{A.22})$$

$$P_L\cancel{k} = \cancel{k}P_R \quad (\text{A.23})$$

$$P_R\cancel{k} = \cancel{k}P_L \quad (\text{A.24})$$

$$P_{L/R}^2 = P_{L/R}. \quad (\text{A.25})$$

A.7 Numerische Auswertung

Zur numerischen Auswertung wurden immer folgende Standardmodellparameter herangezogen [33]:

$$\begin{aligned} m_Z &= 91,188 \text{ GeV} \\ m_W &= 80,425 \text{ GeV} \\ \sin^2 \theta_W &= 0,23120 \\ \alpha &= \frac{1}{128} \end{aligned}$$

Wir betrachten die supersymmetrischen Szenarien

$$\begin{array}{lll} \text{Szenario } G : & M_2 = 150 \text{ GeV}, & M_1 = 75,18 \text{ GeV}, & \mu = 400 \text{ GeV} \\ \text{Szenario } H : & M_2 = 400 \text{ GeV}, & M_1 = 200,5 \text{ GeV}, & \mu = 150 \text{ GeV} \\ \text{Szenario } H' : & M_2 = 230 \text{ GeV}, & M_1 = 115,3 \text{ GeV}, & \mu = 120 \text{ GeV}. \end{array}$$

Hierin sind M_1 und M_2 durch die GUT-Relation

$$M_1 = \frac{5}{3} M_2 \tan^2 \theta_W \quad (\text{A.26})$$

verknüpft. Für das Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte gilt jeweils

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} = 30. \quad (\text{A.27})$$

Damit ergeben sich für die Massen der Neutralinos und der Charginos die Werte der Tabelle A.2.

Szenario	$m_{\tilde{\chi}_1^-}$	$m_{\tilde{\chi}_2^-}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$	$m_{\tilde{\chi}_3^0}$	$m_{\tilde{\chi}_4^0}$
G	142,4	418,3	73,86	142,5	407,3	416,1
H	142,4	418,3	125,8	158,1	214,3	418,4
H'	103,1	263,5	78,76	132,5	135,5	263,7

Tabelle A.2: Massen der Neutralinos und Charginos in den Szenarien G , H und H' . Alle Werte in GeV.

Anhang B

Spinformalismus

Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten wird oft über die Spins der Eingangsteilchen gemittelt und über die der produzierten Teilchen summiert. Anders als derart konstruierte Observable enthalten polarisierte Größen eine Vielzahl weiterer Informationen, da man durch Polarisieren der Teilchenstrahlen die Zylindersymmetrie eines Linearbeschleunigers aufheben kann. So ist die Polarisierung der erzeugten Teilchen entscheidend für die Winkel- und Energieverteilungen ihrer Zerfallsprodukte. Auch die Möglichkeit, durch geeignete Polarisierung der Strahlen Wirkungsquerschnitte anzuheben oder Hintergrundprozesse gezielt zu unterdrücken, ist von großer experimenteller Bedeutung. Aus diesem Grund sollen in diesem Kapitel Formalismen, die die Beschreibung von Experimenten mit polarisierten Teilchen erlauben, vorgestellt werden.

B.1 Helizitätszustände

Ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen mit Impuls p und Masse m kann man durch einen vierkomponentigen Spinor $u(p)$ beschreiben, der die Diracgleichung im Impulsraum

$$(\not{p} - m)u(p) = 0 \tag{B.1}$$

erfüllt. Zur Beschreibung des zugehörigen Antiteilchen bildet man mithilfe des Ladungskonjugationsoperators C den Spinor $v(p) = C\bar{u}^T(p)$, der dann der äquivalenten Gleichung

$$(\not{p} + m)v(p) = 0 \tag{B.2}$$

genügt. Um die Kinematik eines Teilchens vollständig zu bestimmen, ist außerdem die Angabe seines Spinvektors s nötig. Da wir uns auf longitudinal polarisierte Teilchen beschränken werden, reicht es aus, die Projektion von s auf die Bewegungsrichtung des Teilchens zu betrachten, die zudem o. B. d. A. auf die Länge 1 normiert werden kann. Im Ruhesystem sind der Impuls- und der Spinvektor rein zeit- bzw. rein raumartig; durch eine Lorentztransformation LT werden sie ins Laborsystem übertragen:

$$p = (m, 0) \xrightarrow{\text{LT}} p = (E, \vec{p}) \quad \text{mit} \quad E^2 = \vec{p}^2 + m^2, \quad (\text{B.3})$$

$$s = 2\lambda(0, \hat{p}) \xrightarrow{\text{LT}} s = \frac{2\lambda}{m} (|\vec{p}|, E\hat{p}) \quad \text{mit} \quad \lambda = \pm \frac{1}{2}; \quad (\text{B.4})$$

wir verwenden $\hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}|$. Offensichtlich gilt für die Skalarprodukte

$$p \cdot p = m^2, \quad s \cdot s = -1 \quad \text{und} \quad p \cdot s = 0. \quad (\text{B.5})$$

Die Diracgleichung (B.1) alleine legt $u(p)$ nur bezüglich seines Impulseigenwertes fest; damit beschreibt der Spinor noch keinen reinen Zustand. Man kann aber fordern, daß er zusätzlich ein Eigenzustand des kovarianten Helizitätsoperators $\gamma^5 \not{p}$ [73] sein soll,

$$\gamma^5 \not{p} u(p, \lambda) = u(p, \lambda); \quad (\text{B.6})$$

$u(p, \lambda)$ beschreibt dann ein Teilchen definierter Helizität λ . Aus der Diracgleichung (B.1) erhält man durch beiderseitige Addition von $2mu(p, \lambda)$

$$\frac{\not{p} + m}{2m} u(p, \lambda) = u(p, \lambda). \quad (\text{B.7})$$

Ebenso wird (B.6) durch beiderseitige Addition von $u(p, \lambda)$ zu

$$\frac{1 + \gamma^5 \not{p}}{2} u(p, \lambda) = u(p, \lambda). \quad (\text{B.8})$$

Nun setzt man (B.7) in (B.8) ein und findet

$$\frac{1}{2}(1 + \gamma^5 \not{p})(\not{p} + m)u(p, \lambda) = u(p, \lambda) \cdot 2m. \quad (\text{B.9})$$

Normiert man die Spinoren gemäß

$$\bar{u}(p, \lambda_1)u(p, \lambda_2) = 2m \delta_{\lambda_1 \lambda_2}, \quad (\text{B.10})$$

$$\bar{v}(p, \lambda_1)v(p, \lambda_2) = -2m \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \quad (\text{B.11})$$

und drückt den Faktor $2m$ in (B.9) durch (B.10) aus, so ergibt sich als Ausdruck für den Helizitätsprojektionsoperator [74]

$$u(p, \lambda)\bar{u}(p, \lambda) = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5 \not{s})(\not{p} + m). \quad (\text{B.12})$$

Durch eine analoge Rechnung erhält man für $v(p, \lambda)\bar{v}(p, \lambda)$

$$v(p, \lambda)\bar{v}(p, \lambda) = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5 \not{s})(\not{p} - m). \quad (\text{B.13})$$

Um masselose Teilchen beschreiben zu können, braucht man eine Hochenergienäherung dieser Formeln. Für $E \gg m$ vereinfachen sich die Vektoren wegen $E \approx |\vec{p}|$ zu $p \approx (|\vec{p}|, \vec{p})$ und $s \approx \frac{2\lambda}{m}p$. Setzt man diesen Spinvektor s in die Eigenwertgleichung (B.6) des Helizitätsoperators ein, so findet man nach kurzer Umformung

$$u(p, \lambda)\bar{u}(p, \lambda) = \frac{1}{2}(1 + 2\lambda\gamma^5)\not{p}. \quad (\text{B.14})$$

und analog als Näherung für (B.13)

$$v(p, \lambda)\bar{v}(p, \lambda) = \frac{1}{2}(1 - 2\lambda\gamma^5)\not{p}. \quad (\text{B.15})$$

Durch Summation über die Helizität werden (B.12) und (B.13) zu den bekannten Vollständigkeitsrelationen

$$\sum_{\lambda=\pm\frac{1}{2}} u(p, \lambda)\bar{u}(p, \lambda) = (\not{p} + m) \quad \text{und} \quad (\text{B.16})$$

$$\sum_{\lambda=\pm\frac{1}{2}} v(p, \lambda)\bar{v}(p, \lambda) = (\not{p} - m). \quad (\text{B.17})$$

Für unpolarisierte Endzustandsteilchen muß über ihre Helizitäten summiert werden. Bei massiven Teilchen werden hierzu die Gleichungen (B.16) und (B.17) benutzt. Für die Leptonen, die als masselos betrachtet werden können, reicht auch die Hochenergienäherung dieser Gleichungen

$$\sum_{\lambda=\pm\frac{1}{2}} u(p, \lambda)\bar{u}(p, \lambda) = \not{p} = \sum_{\lambda=\pm\frac{1}{2}} v(p, \lambda)\bar{v}(p, \lambda). \quad (\text{B.18})$$

B.2 Die Bouchiat-Michel-Formeln

Bei der Berechnung des Amplitudenquadrats begegnet man Termen der Form $u(p, \lambda)\bar{u}(p, \lambda')$ und $v(p, \lambda)\bar{v}(p, \lambda')$. Zu ihrer Auswertung reichen die Helizitätsprojektionsoperatoren noch nicht aus. Um diese Ausdrücke ersetzen zu können, werden nun Formeln abgeleitet, die (B.12) und (B.13) entsprechen. Eine ausführlichere Herleitung findet man in [16].

Zunächst führt man drei Vierervektoren s^i , $i = 1, 2, 3$ ein, die so gewählt werden, daß sie zusammen mit p/m einen orthonormalen Satz bilden. Gilt für den Impuls

$$p = (E, |\vec{p}| \sin \theta \cos \phi, |\vec{p}| \sin \theta \sin \phi, |\vec{p}| \cos \theta), \quad (\text{B.19})$$

hat, so kann man folgende Vektoren verwenden:

$$s^1 = (0, \cos \theta \cos \phi, \cos \theta \sin \phi, -\sin \theta), \quad (\text{B.20})$$

$$s^2 = (0, -\sin \phi, \cos \phi, 0), \quad (\text{B.21})$$

$$s^3 = \frac{1}{m} (|\vec{p}|, E\hat{p}); \quad (\text{B.22})$$

hiervon entspricht s^3 dem Spinvektor s aus dem Abschnitt B.1. Damit der Spinor $u(p)$ einen reinen Helizitätszustand beschreibt, muß er die Verallgemeinerung der Eigenwertgleichung (B.6) erfüllen:

$$\gamma^5 \not{s}^i u(p, \lambda') = \sigma_{\lambda\lambda'}^i u(p, \lambda); \quad (\text{B.23})$$

dabei steht $\sigma_{\lambda\lambda'}^i$ für das Matricelement $\lambda\lambda'$ der Paulimatrix σ^i . Die Gültigkeit von (B.23) kann man mit Hilfe expliziter Spinoren – siehe Abschnitt B.3 – durch konkretes Einsetzen zeigen.

Folgt man nun der Vorgehensweise in B.1, so findet man die Verallgemeinerungen der Helizitätsprojektionsoperatoren (B.12) und (B.13), die Bouchiat-Michel-Formeln [74]:

$$u(p, \lambda')\bar{u}(p, \lambda) = \frac{1}{2} [\delta_{\lambda\lambda'} + \gamma^5 \not{s}^i \sigma_{\lambda\lambda'}^i] (\not{p} + m), \quad (\text{B.24})$$

$$v(p, \lambda')\bar{v}(p, \lambda) = \frac{1}{2} [\delta_{\lambda\lambda'} + \gamma^5 \not{s}^i \sigma_{\lambda'\lambda}^i] (\not{p} - m). \quad (\text{B.25})$$

Da im folgenden Elektronen als masselos betrachtet werden sollen, braucht man auch von (B.24) und (B.25) eine Hochenergienäherung. Geht man wiederum analog zum Abschnitt B.1 vor, so ergibt sich

$$u(\vec{p}, \lambda')\bar{u}(\vec{p}, \lambda) = \frac{1}{2} [(1 + 2\lambda\gamma^5) \not{p}\delta_{\lambda\lambda'} + \gamma^5 (\not{s}^1 \sigma_{\lambda\lambda'}^1 + \not{s}^2 \sigma_{\lambda\lambda'}^2) \not{p}], \quad (\text{B.26})$$

$$v(\vec{p}, \lambda')\bar{v}(\vec{p}, \lambda) = \frac{1}{2} [(1 - 2\lambda\gamma^5) \not{p}\delta_{\lambda'\lambda} + \gamma^5 (\not{s}^1 \sigma_{\lambda'\lambda}^1 + \not{s}^2 \sigma_{\lambda'\lambda}^2) \not{p}]. \quad (\text{B.27})$$

Diese Beziehungen kommen bei der Berechnung der Amplitudenquadrate intensiv zur Anwendung. Nach der Faltung der Übergangsmatrix mit den Spindichtematrizen der Elektronenstrahlen (siehe B.4) enthalten die Ausdrücke, die aus dem jeweils ersten Term von (B.26) und (B.27) hervorgehen, die longitudinale Polarisation der Strahlen. Die Ausdrücke, die aus den Termen mit den Vektoren s^1 und s^2 entstehen, beschreiben die transversalen Polarisationsgrade. In dieser Arbeit werden die e^+ - und e^- -Strahlen als nur longitudinal polarisiert angenommen.

B.3 Explizite Helizitätszustände

Die bekannte – um die Bouchiat-Michel-Formeln zur Einbeziehung von Polarisationseffekten ergänzte – Spurtechnik ist nicht der einzige Weg, auf dem Betragsquadrate von Übergangsamplituden berechnet werden können. Eine andere Möglichkeit besteht in der Verwendung expliziter Amplituden. Da die Amplituden des Kapitels 4.2 in diesem Formalismus angegeben sind, soll er hier kurz zusammengefaßt und die Vor- und Nachteile der beiden Methoden gegenübergestellt werden.

Die Verwendung expliziter Helizitätszustände bedeutet, in einem frühen Stadium der Rechnung ein Koordinatensystem und konkrete Ausdrücke für die Diracmatrizen einzusetzen. Wir verwenden die Diracdarstellung

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.28})$$

wobei die σ^i ($i = 1, 2, 3$) wieder die üblichen Paulimatrizen sind.

Wie schon im Abschnitt B.1 ausgeführt wurde, ist der Helizitätsspinor $u(p, \lambda)$ eine Lösung der Diracgleichung (B.1) für ein Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen der Masse m , der Helizität λ und des Impulses $p = (E, \vec{p})$ mit $E = \sqrt{p^2 + m^2}$. Löst man diese Gleichung unter Verwendung der expliziten Darstellung (B.28), so findet man

$$u(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{E+m} \chi \\ \sqrt{E-m} \vec{\sigma} \hat{p} \chi \end{pmatrix} \quad (\text{B.29})$$

mit einem zweikomponentigen Spinor χ . Hieraus erhält man den zugehörigen Antiteilchenspinor gemäß $v(p, \lambda) = C\bar{u}^T(p, \lambda)$ mit dem Ladungskonjugationsoperator C , der in der Diracdarstellung durch

$$C = i\gamma^2\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma^2 \\ -i\sigma^2 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.30})$$

gegeben ist. Aus der Forderung, daß χ ein Helizitätseigenzustand sein soll,

$$\frac{1}{2}\vec{\sigma}\hat{p}\chi(\lambda) = \lambda\chi(\lambda), \quad \lambda = \pm\frac{1}{2}, \quad (\text{B.31})$$

folgt mit der Impulsrichtung $\hat{p} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$ für die Spinoren

$$\chi(\hat{p}, 1/2) = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi}\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad \chi(\hat{p}, -1/2) = \begin{pmatrix} -e^{-i\phi}\sin\frac{\theta}{2} \\ \cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.32})$$

Ineinander eingesetzt erhält man daraus die vierkomponentigen Helizitätsspinoren

$$u(p, \lambda) = \begin{pmatrix} \sqrt{E+m}\chi(\hat{p}, \lambda) \\ 2\lambda\sqrt{E-m}\chi(\hat{p}, \lambda) \end{pmatrix}, \quad (\text{B.33})$$

$$v(p, \lambda) = \begin{pmatrix} \sqrt{E-m}\chi(\hat{p}, -\lambda) \\ -2\lambda\sqrt{E+m}\chi(\hat{p}, -\lambda) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.34})$$

Auch diese sind auf $2m$ normiert,

$$\bar{u}(p, \lambda_1)u(p, \lambda_2) = 2m\delta_{\lambda_1\lambda_2}, \quad (\text{B.35})$$

$$\bar{v}(p, \lambda_1)v(p, \lambda_2) = -2m\delta_{\lambda_1\lambda_2}, \quad (\text{B.36})$$

was einen problemlosen Übergang $m \rightarrow 0$ zu masselosen Teilchen erlaubt. Für Zweiteilchen-Helizitätszustände, die bei den betrachteten Prozessen sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand vorkommen, muß man eine Konvention für $\chi(-\hat{p}, \lambda)$ wählen, die konsistent mit den obigen Gleichungen ist. Wir verwenden die Konvention nach Jacob und Wick [75], nach der $-\hat{p}$ die Polar- und Azimutalwinkel $\pi - \theta$ und $\pi + \phi$ hat, wenn \hat{p} die Winkel θ und ϕ hatte.

Die Verwendung expliziter Spinoren hat zwei Nachteile: Zum einen gibt man sehr früh in der Rechnung durch Wahl eines expliziten Koordinatensystems und einer speziellen Darstellung der Diracmatrizen die Lorentzinvarianz auf. Dadurch sind Ergebnisse nur bedingt auf andere Systeme übertragbar. Zum anderen ist es kompliziert, aus den gewonnenen Ausdrücken den Einfluß der Polarisation abzulesen. Der große Vorteil dieser Methode ist, daß sie zu einem frühen Zeitpunkt kurze, übersichtliche Ergebnisse liefert, die leicht programmiert und numerisch schnell ausgewertet werden können.

Die übliche Spurtechnik verhält sich komplementär dazu: Man erhält lorentzinvariante Zwischenergebnisse, die erst ganz am Ende in ein konkretes Koordinatensystem eingepaßt werden müssen und bereits ohne weiteres Zutun in Terme mit longitudinalen und transversalen Polarisationsgraden sortiert sind. Auf der anderen Seite sind diese Ergebnisse komplex und unhandlich, so daß ihre Programmierung fehleranfällig und die numerische Auswertung sehr langsam sind.

B.4 Zustandsgemische und Dichtematrizen

Die Überlegungen dieses Kapitels bezogen sich bisher auf reine Zustände. In Bezug auf die Impulse der Strahlteilchen ist das gerechtfertigt, denn Impulse lassen sich im Experiment hinreichend scharf präparieren. Da dies bei den Spins nicht möglich ist, muß hier mit einem Ensemble von Teilchen gerechnet werden.

Der Eintrag der Amplitudenmatrix \mathcal{T} , der den Übergang von zwei Teilchen mit den Helizitäten λ_1 und λ_2 in zwei Teilchen der Helizitäten λ_3 und λ_4 beschreibt, sei $\mathcal{T}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_3 \lambda_4}$. Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten muß die Amplitudenmatrix quadriert werden. Um Spinkorrelationen auf seiten der eingehenden und der produzierten Teilchen zuzulassen, berechnet man hierzu nicht wie üblich

$$\mathcal{T}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_3 \lambda_4} \left(\mathcal{T}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_3 \lambda_4} \right)^* , \quad (\text{B.37})$$

sondern Ausdrücke der Form

$$\mathcal{T}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_3 \lambda_4} \left(\mathcal{T}_{\lambda_1' \lambda_2'}^{\lambda_3' \lambda_4'} \right)^* . \quad (\text{B.38})$$

Diese werden dann, um polarisierten Strahlen und möglichen Zerfällen Rechnung zu tragen, mit den Spindichtematrizen $\rho_i(1)^{\lambda_1 \lambda_1'}$ und $\rho_i(2)^{\lambda_2 \lambda_2'}$ der Eingangsteilchen und den Zerfallsdichtematrizen $\rho_f(3)^{\lambda_3 \lambda_3'}$ und $\rho_f(4)^{\lambda_4 \lambda_4'}$ der produzierten Teilchen gefaltet. Insgesamt ist also der Ausdruck

$$|\mathcal{T}|^2 = \sum_{\lambda_1, \lambda_1'} \sum_{\lambda_2, \lambda_2'} \sum_{\lambda_3, \lambda_3'} \sum_{\lambda_4, \lambda_4'} \rho_i(1)^{\lambda_1 \lambda_1'} \rho_i(2)^{\lambda_2 \lambda_2'} \mathcal{T}_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_3 \lambda_4} \left(\mathcal{T}_{\lambda_1' \lambda_2'}^{\lambda_3' \lambda_4'} \right)^* \rho_f(3)^{\lambda_3 \lambda_3'} \rho_f(4)^{\lambda_4 \lambda_4'} \quad (\text{B.39})$$

zu berechnen. Die Off-diagonal-Terme der quadrierten Matrix enthalten dann die Korrelationen zwischen Zuständen verschiedener Helizitäten; setzte man unpolarisierte Teilchen ein, so würden sie verschwinden und das Ergebnis der von Anfang an unpolarisierten Rechnung (B.37) reproduzieren.

Nun sind noch Ausdrücke für die Spindichtematrizen ρ_i und ρ_f aufzustellen. Wir beschränken uns hierbei auf den Spezialfall von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen. Eine allgemeine Darstellung und weitere Details findet man in [76].

Die Spindichtematrix eines Spin- s -Teilchens ist durch

$$\rho = \sum_{\lambda, \lambda'} |s, \lambda\rangle \rho^{\lambda \lambda'} \langle s, \lambda'| \quad (\text{B.40})$$

gegeben. Hierin bezeichnen m und m' die Eigenwerte der dritten Komponente des Spinoperators.

Für die einlaufenden Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen kann man ρ nach der Basis $\{1, \sigma_i | i = 1, 2, 3\}$ der Paulimatrizen und der Einheitsmatrix entwickeln:

$$\rho_i^{\lambda\lambda'} = \frac{1}{2} \left(1 + \vec{P} \vec{\sigma} \right)^{\lambda\lambda'}. \quad (\text{B.41})$$

Die Entwicklungskoeffizienten P_1, P_2 und P_3 erhalten dabei eine anschauliche Bedeutung: P_1 und P_2 können als transversale Polarisationsgrade und P_3 als Grad der longitudinalen Polarisation des durch ρ beschriebenen Ensembles von Teilchen interpretiert werden. Gilt $|\vec{P}| = 1$, so ist der Strahl komplett polarisiert, für $0 < |\vec{P}| < 1$ ist er teilweise und für $|\vec{P}| = 0$ gar nicht polarisiert. Die übliche Konvention ist, daß $P_3 > 0$ rechts- und $P_3 < 0$ linkshändige Polarisation beschreibt. Um die Dichtematrizen der Teilchen zu unterscheiden, haben wir sie in Klammern mit den gleichen Indizes versehen wie die Spins der Teilchen. Für transversal unpolarisierte Teilchen mit $P_1 = P_2 = 0$ wird (B.41) zu

$$\rho_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_3 & 0 \\ 0 & 1 - P_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.42})$$

Die Zerfallsdichtematrix eines stabilen Endzustandsteilchens ist die Einheitsmatrix

$$\rho_{f\lambda\lambda'} = \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (\text{B.43})$$

Sind die produzierten Teilchen mit den Indizes 3 und 4 also stabil oder soll ihr Zerfall nicht betrachtet werden, so ist in (B.39) $\rho_f(3)_{\lambda_3\lambda'_3} = \delta_{\lambda_3\lambda'_3}$ und $\rho_f(4)_{\lambda_4\lambda'_4} = \delta_{\lambda_4\lambda'_4}$ einzusetzen und man erhält

$$|\mathcal{T}|^2 = \sum_{\lambda_1\lambda'_1} \sum_{\lambda_2\lambda'_2} \rho(1)_i^{\lambda_1\lambda'_1} \rho(2)_i^{\lambda_2\lambda'_2} \mathcal{T}_{\lambda_1\lambda_2}^{\lambda_3\lambda_4} \left(\mathcal{T}_{\lambda'_1\lambda'_2}^{\lambda_3\lambda_4} \right)^*. \quad (\text{B.44})$$

Wenn sich an die Produktion der Teilchen Zerfälle anschließen, nehmen die Zerfallsdichtematrizen kompliziertere Gestalt an:

$$\rho_{f\lambda\lambda'} = \Delta(i) \mathcal{T}_{D\lambda_i} \mathcal{T}_{D\lambda'_i}^* \quad (\text{B.45})$$

Sie enthalten dann die Zerfallsamplitude \mathcal{T}_D und die Pseudopropagatoren

$$\Delta(i) = \frac{1}{s_i - m_i^2 + im_i\Gamma_i}, \quad (\text{B.46})$$

wobei s_i, m_i und Γ_i die invariante Masse, Masse und totale Zerfallsbreite des i . Teilchens bezeichnen.

B.5 Weizsäcker-Williams-Methode für quasi-reelle Photonen

Obwohl es in dieser Arbeit nicht verwendet wird, stellen stellen nun noch kurz das Weizsäcker-Williams-Verfahren [77, 78] vor, mit dem man Wirkungsquerschnitte im gesamten Phasenraum berechnen kann, selbst wenn Feynman-Diagramme mit masselosen Teilchen im t -Kanal auftreten, die in Strahlrichtung divergieren; dies ist bei den Graphen 1 und 4 (Abb. 4.1) im Prozeß $e^-e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 e^-$ der Fall. Solche Wirkungsquerschnitte sind interessant, wenn das entstehende Elektron nicht detektiert wird. Wir gehen hingegen davon aus, daß das Elektron im Detektor nachgewiesen wird, und regularisieren die Wirkungsquerschnitte, indem wir die Pole, die in Strahlrichtung liegen, wo der Detektor ohnehin nicht sensitiv ist, durch einen Cut ausschneiden [79].

Wir halten uns im folgenden bei der Notation eng an [80], wo man eine ausführliche Diskussion dieser Methode anhand der Produktion einzelner W-Bosonen findet.

Zur Berechnung des gesamten Wirkungsquerschnitts wird die Amplitude zuerst in einen Teil, der die in Strahlrichtung divergenten Diagramme mit den t -Kanal-Photonen enthält, und die restlichen Diagramme aufgeteilt; schematisch kann man

$$\mathcal{T}_{ges} = \mathcal{T}_\gamma + \mathcal{T}_R \quad (\text{B.47})$$

schreiben. Weiter unterscheidet man im Phasenraum zwei Bereiche $\theta_3 \geq \theta_c$ und $\theta_3 < \theta_c$ mit dem Streuwinkel θ_3 des entstehenden Elektrons und einem Grenzwinkel θ_c . Das Betragsquadrat der Gesamtamplitude kann nun in der Form

$$|\mathcal{T}_{ges}|^2 = |\mathcal{T}_\gamma^<(m_e)|^2 + |\mathcal{T}_R^<(0)|^2 + 2 [T_\gamma^<(0)]^\dagger \mathcal{T}_R^<(0) + |\mathcal{T}_{ges}^\geq(0)|^2 \quad (\text{B.48})$$

geschrieben werden; hierin bezeichnet das Superskript $<$ (\geq) den Phasenraumbereich $\theta_3 < \theta_c$ ($\theta_3 \geq \theta_c$) und das Argument in Klammern den jeweils verwendeten Wert für die Elektronenmasse. Die Wirkungsquerschnitte können für alle außer den ersten Summanden mit verschwindender Elektronenmasse und auf die herkömmliche Weise gerechnet werden, da Pole nur im Phasenraumbereich $\theta_3 < \theta_c$ liegen und nur bei Diagrammen mit Photonen im t -Kanal auftreten, siehe auch Abschnitt 6.5.

Um eine Näherung für den Wirkungsquerschnitt des ersten Summanden in Gleichung (B.48) zu erhalten, werden nun die Austauschphotonen, die in Strahlrichtung aufgrund der kleinen Impulsüberträge quasi-reell werden, als reell betrachtet

und ihr Fluß von der Wechselwirkung zwischen ihnen und dem anderen Elektronenstrahl abgespalten:

$$e^- e^- \xrightarrow{t\text{-Kanal-}\gamma} \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 e^- \implies (e^- \rightarrow e^- \gamma) \times (\gamma e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0). \quad (\text{B.49})$$

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts erfolgt dann durch Faltung des Wirkungsquerschnitts $\hat{\sigma}$ für den Teilprozeß $\gamma e^- \rightarrow \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0$ bei $\hat{s} = ys$ mit dem Energiespektrum $P_\gamma(y)$ der Photonen, wobei y den Anteil des Quadrats s der Gesamtenergie $2E$, den das Photon trägt, bezeichnet:

$$\sigma(e^- e^- \xrightarrow{t\text{-Kanal-}\gamma} \tilde{e}_{L/R}^- \tilde{\chi}_1^0 e^-) \Big|_{\theta_3 < \theta_c} = \int_{y^-}^{y^+} dy P_\gamma(y) \hat{\sigma}(\hat{s}) \Big|_{\theta_3 < \theta_c}. \quad (\text{B.50})$$

Für das Photonenspektrum wird entweder das Weizsäcker-Williams-Spektrum

$$P_\gamma(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{s}{m_e^2} \quad (\text{B.51})$$

oder das modifizierte Weizsäcker-Williams-Spektrum [81]

$$P_\gamma(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[2(1-y) \left(\frac{m_e^2 y}{E^2(1-y)^2 \theta_c^2 + m_e^2 y^2} - \frac{1}{y} \right) + \frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{E^2(1-y)^2 \theta_c^2 + m_e^2 y^2}{m_e^2 y^2} \right] \quad (\text{B.52})$$

verwendet; die Integrationsgrenzen sind jeweils durch

$$y^- = \frac{m_{\tilde{e}_{L/R}}^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{s}, \quad y^+ = 1 \quad (\text{B.53})$$

gegeben. Im allgemeinen überschätzt das WW-Spektrum die Wirkungsquerschnitte, während das modifizierte WW-Spektrum für kleine Werte von θ_c verlässlichere Werte liefert [9].

Literaturverzeichnis

- [1] C. N. YANG und R. MILLS: *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*. Phys. Rev., 96:191, 1954.
- [2] F. ABE ET AL. (CDF COLLABORATION): *Observation of top quark production in p anti- p collisions*. Phys. Rev. Lett., 79:2626–2631, 1995. hep-ph/9506359.
- [3] R. HAAG, J. T. ŁOPUSZAŃSKI und M. F. SOHNIUS: *All Possible Generators Of Supersymmetries Of The S Matrix*. Nucl. Phys., B88:257, 1975.
- [4] I. J. R. AITCHISON: *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*. 2005. hep-ph/0505105.
- [5] H. E. HABER: *The Supersymmetric Top Ten List*. 1975. Talk presented at the Workshop on Recent Advances in the Superworld, Houston, 1993, hep-ph/9308209.
- [6] B. ALLANACH ET AL.: *The Snowmass Points and Slopes: Benchmarks for SUSY Searches*. Eur. Phys. J., C25:113–123, 2002. hep-ph/0202233.
- [7] C. BLÖCHINGER, H. FRAAS, G. MOORTGAT-PICK und W. POROD: *Selectron Pair Production at e^-e^- and e^+e^- Colliders with Polarized Beams*. Eur. Phys. J., C24:297–310, 2002. hep-ph/0201282.
- [8] D. Y. BOGACHEV, A. V. GLADYSHEV, D. I. KAZACHOV und A. S. NECHAEV: *Light Superpartners At Hadron Colliders*. 2005. hep-ph/0510252.
- [9] A. DATTA, A. DJOUADI und M. MÜHLLEITNER: *Associated production of sfermions and gauginos at high-energy e^+e^- colliders: the case of selectrons and electronic sneutrinos*. Eur. Phys. J., C25:539–551, 2002. hep-ph/0204354.

- [10] S. CHATTOPADHYAY (HRSG.) und A. M. SESSLER (HRSG.): *Gamma-Gamma Colliders*. Nucl. Instr. Meth., A355, 1995. Proceedings, Workshop, Berkeley, USA, March 28-31, 1994.
- [11] I. SIMONSEN: *A Review of Minimal Supersymmetric Electroweak Theory*. 1995. hep-ph/9506369.
- [12] S. P. MARTIN: *A Supersymmetry Primer*. 1997. hep-ph/9709356. <http://zippy.physics.niu.edu/primer.html>.
- [13] F. FRANKE: *Produktion und Zerfall von Neutralinos im Nichtminimalen Supersymmetrischen Standardmodell*. Dissertation, Universität Würzburg, 1995.
- [14] S. HESSELBACH: *Neutralinos in Supersymmetrischen E_6 -Modellen*. Dissertation, Universität Würzburg, 1999.
- [15] H. E. HABER und G. L. KANE: *The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model*. Phys. Rep., 117:75, 1985.
- [16] G. MOORTGAT-PICK: *Spineffekte in Chargino-/Neutralino Produktion und -Zerfall*. Dissertation, Universität Würzburg, 1999.
- [17] D. J. MILLER, S. MORETTI und R. NEVZOROV: *Higgs Bosons in the NMSSM with exact and slightly broken PQ-Symmetry*. Prepared for 18th International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2004), St. Petersburg, Russia, 17-23 June 2004, SHEP-05-01, hep-ph/9307322.
- [18] V. BARGER, P. LANGACKER und H.-S. LEE: *Lightest Neutralino in Extensions of the MSSM*. Phys. Lett., B630:85–99, 2005. hep-ph/0508027.
- [19] J. R. ELLIS, J. F. GUNION, H. E. HABER, L. ROSZKOWSKI und F. ZWIRNER: *Radiative Corrections to Higgs Boson Masses in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model*. Phys. Rev., D39:844, 1989.
- [20] T. ELLIOTT, S. F. KING und P. L. WHITE: *Squark Contributions to Higgs Boson Masses in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model*. Phys. Lett., B314:56, 1993. hep-ph/9305282.
- [21] S. A. ABEL, S. SARKAR und P. L. WHITE: *On the Cosmological Domain Wall Problem for the Minimally Extended Supersymmetric Standard Model*. Nucl. Phys., B454:663–684, 1995. hep-ph/9506359.

- [22] J. L. HEWETT und T. G. RIZZO: *Low-Energy Phenomenology Of Superstring-Inspired E_6 Models*. Phys. Rep., 183:193–383, 1983.
- [23] J. KANG und P. LANGACKER: *Z' Discovery Limits For Supersymmetric E_6 Models*. Phys. Rev., D71:035014, 2005. hep-ph/0412190.
- [24] D. E. MORRISSEY und J. D. WELLS: *The tension between gauge coupling unification, the Higgs boson mass, and a gauge-breaking origin of the supersymmetric μ -term*. Phys. Rev., D74:015008, 2006. hep-ph/0512019.
- [25] F. FRANKE und H. FRAAS: *Production and Decay of Neutralinos in the Next-To-Minimal Supersymmetric Standard Model*. Z. Phys., C72:309–325, 1996. hep-ph/9511275.
- [26] S. HESSELBACH, F. FRANKE und H. FRAAS: *Neutralinos in E_6 -inspired supersymmetric $U(1)'$ models*. Eur. Phys. J., C23:149–162, 2002. hep-ph/0107080.
- [27] D. J. MILLER und R. NEVZOROV: *The Peccei-Quinn Axion in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model*. 2003. CERN-TH/2003-209, hep-ph/9804306.
- [28] G. MOORTGAT-PICK, S. HESSELBACH, F. FRANKE und H. FRAAS: *Identifying the NMSSM by the interplay of LHC and ILC*. 2005. Contribution to 2005 International Linear Collider Workshop, Stanford, California, 18-22 Mar 2005. hep-ph/0508313.
- [29] G. MOORTGAT-PICK, S. HESSELBACH, F. FRANKE und H. FRAAS: *Distinguishing between MSSM and NMSSM by combined LHC and ILC analyses*. JHEP, 06:048, 2005. hep-ph/0502036.
- [30] F. FRANKE, H. FRAAS und A. BARTL: *Neutralino Mass Bounds in the Next-To-Minimal Supersymmetric Standard Model*. Phys. Lett., B336:415–422, 1994. hep-ph/9408217.
- [31] D. SUEMATSU: *Neutralino decay in the μ -problem solvable extra $U(1)$ models*. Phys. Rev., D57:1738–1754, 1998. hep-ph/9708413.
- [32] D. SUEMATSU: *Vacuum structure of the μ -problem solvable extra $U(1)$ models*. Phys. Rev., D59:055017, 1999. hep-ph/9808409.
- [33] S. EIDELMANN ET AL.: *Review of Particle Physics*. Phys. Lett., B592:1, 2004. <http://pdg.lbl.gov>.

- [34] L. J. HALL und J. POLCHINSKI: *Implications of Supersymmetric Origins for Monojets*. Phys. Lett., B152:335, 1985.
- [35] A. BARTL, M. DITTMAR und W. MAJEROTTO: *Proceedings of the Workshop e^+e^- Collisions at 500 GeV. The Physics Potential, Part B*. DESY 1992-123B (1992) 603.
- [36] C. KOLDA und S. P. MARTIN: *Low-energy supersymmetry with D-term contributions to scalar masses*. Phys. Rev., D53:3871–3883, 1996. hep-ph/9503445.
- [37] B. DE WIT und J. SMITH: *Field Theory in Particle Physics*. North Holland Personal Library, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, 1986. ISBN 0-444-86999-9.
- [38] F. HALZEN und A. D. MARTIN: *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1984. ISBN 0-471-88741-2.
- [39] E. BYCKLING und K. KAJANTIE: *Particle Kinematics*. John Wiley & Sons, London, New York, Sydney, Toronto, 1973. ISBN 0-471-12885-6.
- [40] HARTMUT M. PILKUHN: *Relativistic Particle Physics*. Springer Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1979. ISBN 0-387-09348-6.
- [41] G. MOORTGAT-PICK, H. FRAAS, A. BARTL und W. MAJEROTTO: *Spin correlations in production and decay of charginos*. Eur. Phys. J., C7:113–122, 1999. hep-ph/9804306.
- [42] A. DENNER, H. ECK, O. HAHN und J. KÜBLBECK: *Feynman rules for fermion-number-violating interactions*. Nucl. Phys., B387:467, 1992.
- [43] A. DENNER, H. ECK, O. HAHN und J. KÜBLBECK: *Compact Feynman rules for Majorana fermions*. Phys. Lett., B291:278–280, 1992.
- [44] O. KITTEL: *CP Violation in Production and Decay of Supersymmetric Particles*. Dissertation, Universität Würzburg, 2004.
- [45] A. BARTL, H. FRAAS und W. MAJEROTTO: *Production and Decay of Selectrons and Squarks in ep Collisions*. Phys. Rev., B297:479–497, 1988.
- [46] W. POROD: *SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, $SU-SY$ particle decays and $SUSY$ particle production at e^+e^- colliders*. Comput. Phys. Commun., 153:275–315, 2003. hep-ph/0301101.

- [47] A. DATTA und A. DJOUADI: *Associated production of sfermions and gauginos at high-energy e^+e^- colliders*. Eur. Phys. J., C25:523–537, 2002. hep-ph/0111466.
- [48] S. DAWSON: *Susy and Such*. 1996. Four lectures given at NATO Advanced Study Institute on Techniques and Concepts of High Energy Physics, July 11-22, 1996, St. Croix, Virgin Islands. hep-ph/9612229.
- [49] G. MOORTGAT-PICK: *A Future Linear Collider With Polarised Beams – Searches For New Physics*. AIP Conf. Proc., 675:206–216, 2003. Invited plenary talk given at 15th International Spin Physics Symposium, September 2002, BNL, Brookhaven, USA. hep-ph/0303234.
- [50] A. PUKHOV ET AL.: *CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33*. 1999. hep-ph/9908288.
- [51] A. SEMENOV: *CompHEP/SUSY package*. Nucl. Instr. Meth., A502:558–559, 2003. hep-ph/0205020.
- [52] A. FREITAS und A. VON MANTEUFFEL und P. M. ZERWAS: *Slepton Production at e^+e^- and e^-e^- Colliders*. Eur. Phys. J., C34:487–512, 2004. DESY 03-111, FERMILAB-Pub-03/314-T, hep-ph/0310182.
- [53] *TESLA Technical Design Report Part VI*. Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg, 2001. DESY 2001-011. ECFA 2001-209. TESLA Report 2001-23. TESLA-FEL 2001-05. ISBN 3-935702-00-6.
- [54] F. FRANKE und S. HESSELBACH: *Production of singlino dominated neutralinos in extended supersymmetric models*. Phys. Lett., B526:370–378, 2002. hep-ph/0111285.
- [55] S. HESSELBACH und F. FRANKE: *Singlino-dominated Neutralinos in Extended Supersymmetric Models*. 2002. Contribution to the proceedings of the 10th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (SUSY 02), DESY, Hamburg, Germany, 17 - 23 June 2002. hep-ph/0210363.
- [56] J. L. FENG: *Supersymmetry at Linear Colliders: The Importance of Being e^-e^-* . Int. J. Mod. Phys., A13:2319–2328, 1998. hep-ph/9803319.
- [57] C. A. HEUSCH: *The Case for e^-e^- Linear Collider at High Energy*. 1993. SCIPP 1993/24.

- [58] F. CUYPERS: *Physics an an e^-e^- Facility*. 1995. Talk presented at the LCWS95 Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders held at Morioka, Sep 8-13, 1995. hep-ph/9512201.
- [59] F. CUYPERS: *Manifestations of Strong Electroweak Symmetry Breaking in e^-e^- Scattering*. Int. J. Mod. Phys., A11:1533–1540, 1996. Talk presented at the Santa Cruz e-e- Workshop, UCSC, 4-5 September 1995. hep-ph/9510299.
- [60] F. CUYPERS: *Selectron Searches in e^-e^- , $e^- \gamma$ and $\gamma\gamma$ Scattering*. 1995. Talk presented at the LCWS95 Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders held at Morioka, Sep 8-13, 1995. hep-ph/9603243.
- [61] M. M. MÜHLEITNER und P. M. ZERWAS: *Elements of Physics with a Photon Collider*. Acta Phys. Polon., B37:1021–1038, 2006. Proceedings to PLC2005, Kazimierz 2005, hep-ph/0511339.
- [62] *TESLA Technical Design Report*. Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg, 2001. DESY 2001-011. ECFA 2001-209. TESLA Report 2001-23. TESLA-FEL 2001-05. ISBN 3-935702-00-0.
- [63] C. BLÖCHINGER, F. FRANKE und H. FRAAS: *Distinguishing between MSSM and NMSSM with $e\gamma$ Scattering*. Nucl. Instrum. Meth., A472:144–148, 2001. hep-ph/0008167.
- [64] C. BLÖCHINGER und H. FRAAS: *Constraining the Selectron Mass in the Process $e^- + \gamma \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{e}_{L/R}^- \rightarrow e^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$* . Acta Phys. Polon., B30:3417–3421, 1999. Presented at 23rd School of Theoretical Physics (Ustron 99): Recent Developments in Theory of Fundamental Interactions, Ustron, Poland, 15-22 Sep 1999. hep-ph/9910528.
- [65] S. HESSELBACH: *Chargino-Sneutrino-Produktion durch Elektron-Photon-Streuung*. Diplomarbeit, Universität Würzburg, 1995.
- [66] V. TELNOV: *Principles of photon colliders*. Nucl. Instr. and Meth., A355:3–18, 1995.
- [67] K. FLÖTTMANN: *Investigations Toward the Development of Polarized and Unpolarized High Intensity Positron Sources for Linear Colliders*. 1993. DESY-1993-161.
- [68] G. MOORTGAT-PICK: *Prototype for an Undulator-based Source for Polarised Positrons*. Eur. Phys. J., C33:1047–1050, 2004. Talk given at the EPS conference, Aachen, Germany, July 2003. hep-ph/0312120.

- [69] G. MOORTGAT-PICK ET AL.: *The role of polarized positrons and electrons in revealing fundamental interactions on the Linear Collider*. 2005. Report of the polarization working group 'POWER'. hep-ph/0507011.
- [70] E. BONDARCHUK ET AL.: *A Technical Proposal for the Development and Manufacturing of the Electromagnets for the TESLA Main Extraction Lines*. 2001. DESY-TESLA-2001-14.
- [71] TAO HAN: *Collider Phenomenology, Basic Knowledge and Techniques*. 2005. TASI-2004 Lectures, Report-no: MADPH-05-1434. hep-ph/0508097.
- [72] F. CUYPERS: *Selectron Searches in e^-e^- Scattering*. Int. J. Mod. Phys., A11:1585–1590, 1996. Talk presented at the Santa Cruz e-e- Workshop, UCSC, 4-5 September 1995. hep-ph/9511253.
- [73] J. D. BJORKEN und S. D. DRELL: *Relativistische Quantenmechanik*. B.I.-Wissenschaftsverlag, Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, 1966. ISBN 3-411-0098-8.
- [74] H. E. HABER: *Spin Formalism and Applications to New Physics Searches*. Proceedings of the 21st SLAC Summer Institute on Particle Physics, 1994. hep-ph/9405376.
- [75] M. JACOB und G. C. WICK: *On the general theory of collisions for particles with spin*. Ann. Phys., 7404:28, 1959.
- [76] W. HOLLIK. Diplomarbeit, Universität Würzburg, 1976.
- [77] C. F. v. WEIZSÄCKER: *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*. Z. Phys., 88:612–628, 1934.
- [78] E. J. WILLIAMS: *Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae*. Phys. Rev., D45:729, 1934.
- [79] F. M. RENARD: *Basics of Electron Positron Collisions*. Editions Frontières, Dreux, France, 1981. ISBN 2-86332-010-6.
- [80] G. PASSARINO: *The Single W Production Case*. 1998. hep-ph/9810416.
- [81] S. FRIXIONE, M. L. MANGANO, P. NASON und G. RIDOLFI: *Improving the Weizsäcker-Williams approximation in electron-positron collisions*. Phys. Lett., B319:339–345, 1993. CERN-TH.7032/93, GeF-TH-18/93, hep-ph/9310350.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- An erster Stelle bei Herrn Prof. Dr. Hans Fraas für die Möglichkeit, in seiner Gruppe zu arbeiten und die Betreuung dieser Arbeit, für die steti-ge Unterstützung und dafür, daß er immer Zeit gefunden hat, Fragen zu beantworten und weiterzuhelfen.
- Ebenso bei Alexander Wagner für seine große Hilfsbereitschaft und die end-lose Geduld, die er aufbrachte, wenn ich Probleme mit dem Computer hatte.
- Bei Dr. Olaf Kittel und Federico von der Pahlen, an die ich mich jeder-zeit mit physikalischen Fragen wenden konnte, für zahlreiche interessante Diskussionen und wertvolle Hilfestellungen.
- Bei Dr. Frank Deppisch, Dr. Alexander Mück, Dr. Thorsten Ohl und Dr. An-dreas Redelbach, die mir immer für Fragen zur Verfügung standen, bei mei-nen Lie-Freunden Matthias Kaminski, Stefan Karg und Thomas Reiter für die lehrreichen Treffen, ganz besonders aber bei Herrn Dr. Thomas Binoth; er weiß wofür.
- Schließlich bei meinen Zimmerkollegen Dr. Christoph Bunzmann, Dr. Ri-chard Metzler, Christian Vey, Frank Raischel und Benedikt Megner für viele interessante Gespräche und die gute Arbeitsatmosphäre.
- Bei meiner Familie und bei Hendrik für ihre Geduld und Unterstützung.

Danke.

Lebenslauf

Persönliche Angaben:

Name: Sigrun Csallner
Geburtsdatum: 30. November 1976
Geburtsort: Bad Kissingen
Familienstand: verheiratet
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung:

1982 – 1986 Besuch der Grundschule in Nüdlingen
1986 – 1995 Besuch des Gymnasiums Bad Kissingen
Juni 1995 Abitur am Gymnasium Bad Kissingen

Studium:

Nov. 1995 – Sept. 2002 Studium an der Universität Würzburg
10. Juni 2001 1. Staatsexamen für das Lehramt an Gymnasien
in den Fächern Mathematik und Physik
10. Sept. 2002 Physikdiplom
seit Okt. 2002 Promotionsstudium an der Universität Würzburg

Positionen und Stipendien:

Okt. 1998 – Mai 2001 studentische Hilfskraft an den Fakultäten für
Mathematik und Physik der Universität Würzburg
Juni 2001 – Sept. 2002 wissenschaftliche Hilfskraft an den Fakultäten für
Mathematik und Physik der Universität Würzburg
Nov. 2002 – Sept. 2003 wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut
für Theoretische Physik der Universität Würzburg
Nov. 2004 – Okt. 2005 Stipendiatin des HWP-Programms „Chancen-
gleichheit für Frauen in Forschung und Lehre“
Nov. 2005 – Okt. 2006 wissenschaftliche Hilfskraft am Institut
für Theoretische Physik der Universität Würzburg

Würzburg, den 15. Dezember 2005

Erklärung an Eides statt

gemäß § 5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5
der Promotionsordnung vom 22.09.2003 der
Fakultät für Physik und Astronomie der Universität
Würzburg

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich diese Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Diese Dissertation wurde bisher weder in gleicher, noch in anderer Form in einem anderen Prüfungsfach oder an einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Würzburg, den 15. Dezember 2006