Chargino-Sneutrino-Produktion durch Elektron-Photon-Streuung

Diplomarbeit
von
Stefan Hesselbach

Institut für Theoretische Physik
der
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

März 1995

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Phänomene, die im Rahmen der Hochenergiephysik zur Zeit experimentell zugänglich sind, werden in hervorragender Weise durch das sogenannte Standardmodell beschrieben. Dieses wurde von Glashow, Salam und Weinberg für die elektroschwache Wechselwirkung entwickelt [1] und von Glashow, Illiopoulos und Maiani auf die starke Wechselwirkung erweitert [2]. Vom Standardmodell wurden die in den 80er Jahren entdeckten $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen vorhergesagt, und in jüngerer Zeit konnten am Fermilab starke Hinweise auf die Existenz des top-Quarks gefunden werden [3, 4]. Die Tatsache, daß die auch vorhergesagten Higgs-Bosonen noch nicht nachgewiesen werden konnten, kann mit der großen Masse dieser Teilchen erklärt werden.

Allerdings beinhaltet das Standardmodell viele willkürliche Annahmen und Parameter (Singulett-/Dublettstruktur, Anzahl der Farben und Generationen, Mischungswinkel, ...), und seine SU(3)×SU(2)×U(1)-Symmetriegruppe stellt keine wirkliche Vereinigung der Wechselwirkungen dar [5], weil die SU(3)-Symmetriegruppe der starken Wechselwirkung nur rein formal mit der SU(2)×U(1)-Symmetriegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung multipliziert wird. Der Ausweg ist die Annahme, daß das Standardmodell die Niederenergienäherung einer *Grand Unified Theory* (GUT) darstellt, durch die die offenen Parameter festgelegt werden.

Dadurch werden aber nicht alle Probleme gelöst. Die Symmetrie der GUT wird bei $E_{\mathrm{GUT}} \approx 10^{15}$ GeV [5] zur Symmetriegruppe des Standardmodells gebrochen. E_{GUT} liegt damit 13 Größenordnungen über der W-Bosonmasse, also der Energieskala, bei der die Brechung der SU(2)×U(1)-Symmetrie eintritt (*Hierachie-Problem*).

Damit verbunden ist das *Fine-tuning-Problem* [6]: Die Strahlungskorrekturen zur Higgsbosonmasse m_H liegen in der Größenordnung von E_{GUT}, während m_H selbst im Bereich 100 – 1000 GeV liegt (das heißt in der Größenordnung der W-Bosonmasse). Dies bedeutet, daß die Parameter in jeder Ordnung Störungsrechnung sehr genau abgestimmt werden müssen, damit diese Korrekturen kompensiert werden.

Nach neueren experimentellen Daten [7] ist ausgeschlossen, daß sich im Rahmen einer GUT die drei Kopplungskonstanten von elektromagnetischer, schwacher und starker Wechselwirkung bei E_{GUT} in einem Punkt schneiden, wodurch eine Vereinigung der Wechselwirkungen nicht zustande kommt.

Als weiteres Problem ist zu nennen, daß die Gravitation — als letzte der fundamentalen Wechselwirkungen — nicht in eine solche GUT eingebunden werden kann, weil eine quantisierte Gravitationstheorie nicht renormierbar ist. Eine solche Quantisierung ist aber notwendig, um die Heisenbergsche Unschärferelation zu erfüllen [5].

Supersymmetrische (SUSY) Theorien, die zuerst von Haag, Łopuszański und Sohnius [8] und Wess und Zumino [9] eingeführt wurden, können obige Probleme zumindest zum Teil lösen. Durch die Supersymmetrie werden bosonische und fermionische Freiheitsgrade in Beziehung gesetzt [6]. Dadurch heben sich die bosonischen und fermionischen Beiträge zu den Divergenzen gegenseitig auf, was das Problem der Nichtrenormierbarkeit der quantisierten Gravitationstheorie und auch das Hierachie- bzw. Fine-tuning-Problem beheben kann [5]. Auch erlauben die Daten von [7], daß sich die Kopplungskonstanten für SUSY Theorien in einem Punkt treffen.

Nach den *no-go-Theoremen* bietet außerdem Supergravitation eine Möglichkeit zur Vereinigung der Gravitation mit den anderen Wechselwirkungen im Rahmen der Quantenfeldtheorie [5].

Symmetrien spielen schon immer eine große Rolle bei der Entwicklung neuer Theorien.

> *„Modern science shares with both the Greek and earlier philosophies the conviction that the observed universe is founded on simple underlying principles which can be understood and elaborated through disciplined intellectual endeavour. [...]*
>
> *Supersymmetric theories are highly symmetric and very beautiful. They are remarkable in that they unify fermions (matter) with bosons (the carrier of force), either in flat space (supersymmetry) or in curved space-time (supergravity). [...] In a truly philosophical spirit it has even been said of the theory that it is 'so beautiful it must be true'.*"[5]

In diesem Sinne weisen SUSY Theorien durch die Vereinigung von Materie und Wechselwirkung eine hohe Ästhetik auf.

Diese Arbeit basiert auf dem minimal erweiterten supersymmetrischen Standardmodell (MSSM) [6], das im ersten Kapitel neben weiteren theoretischen Grundlagen erläutert wird. Im Rahmen dieses Modells soll die Erzeugung von Charginos und Sneutrinos durch Elektron-Photon-Streuung betrachtet werden.

Diese Chargino-Sneutrino-Produktion wurde schon 1984 untersucht [10], allerdings ohne die Mischung der SUSY Teilchen zu berücksichtigen, nur für unpolarisierte Teilchenstrahlen und für Massen der SUSY Teilchen, die unterhalb der heutigen experimentellen Grenzen liegen (vergleiche mit Abschnitt 4.2.1.). Dieser Prozeß ist von Bedeutung, weil er zum Nachweis von „invisiblen" Sneutrinos (vergleiche Abschnitt 5.3.) dienen könnte, die z. B. durch radiative Erzeugung

($e^+e^- \to \tilde{\nu}_e\bar{\tilde{\nu}}_e\gamma$) wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte nur sehr schlecht nachweisbar sind [11, 12].

Ziel dieser Arbeit ist es also, die Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung der Polarisationen der einfallenden Teilchenstrahlen zu berechnen und zwar für solche Massen, daß die SUSY Teilchen mit einem 500 GeV e^+e^--Linearbeschleuniger erzeugt werden können. Hierbei wird angenommen, daß die benötigten Hochenergiephotonen durch Comptonrückstreuung von Laserphotonen an einem der beiden Elektronenstrahlen bereitgestellt werden können. Mit Hilfe solcher Photon-Linear-Collider (PLC), auf denen zahlreiche Veröffentlichungen aus jüngerer Zeit beruhen [13, 14, 15, 16, 17], werden Elektron-Photon oder auch Photon-Photon-Streuexperimente in diesem Energiebereich praktisch erst möglich gemacht. Zur Durchführung dieser Experimente werden keine Positronen benötigt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird daher angenommen, daß der Linearbeschleuniger hierzu im e^-e^--Modus betrieben wird.

In den Kapiteln 2 und 3 werden zunächst die Amplituden und Wirkungsquerschnitte des obengenannten Übergangs hergeleitet, bevor in Kapitel 4 die Szenarien, das heißt die Parameter für die numerische Darstellung, festgelegt werden. Im fünften Kapitel werden die Konturlinien einiger wichtiger Größen in der Ebene zweier dieser Parameter untersucht, worauf in den zwei folgenden Kapiteln die Wirkungsquerschnitte im $e\gamma$-Bezugssystem und im ee-Bezugssystem graphisch dargestellt werden.

Im Kapitel 8 werden noch die Zerfälle der SUSY Teilchen untersucht und die jeweiligen Endzustände im neunten Kapitel mit den wichtigsten Hintergrundprozessen des Standardmodells verglichen.

Im Anhang A.1 werden zunächst die verwendeten Konventionen aufgeführt und die Feldoperatoren der beteiligten Teilchen angegeben. Im Anhang A.2 sind dann die Feynman-Regeln dargestellt, die zur Berechnung der Amplituden des SUSY Prozesses nötig sind. Der notwendige SUSY Vertexfaktor der Elektron-Chargino-Sneutrino-Wechselwirkung wird dabei explizit berechnet. Im Anhang A.3 wird schließlich die Berechnung der Amplitudenquadrate skizziert, worauf diese für die verschiedenen Photonenpolarisationen angegeben werden.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem einführenden Kapitel wird zunächst das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) vorgestellt, das die Grundlage dieser Arbeit bildet. Dann wird auf die Beschreibung von polarisierten Elektronenstrahlen und Photonenstrahlen eingegangen, soweit es zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte nötig ist. Dabei wird auch die Erzeugung von Hochenergiephotonen durch Compton-Rückstreuung erläutert. Zum Schluß werden noch die Formalismen zur Berechnung der Zerfälle der SUSY Teilchen aufgeführt.

1.1 Minimales Supersymmetrisches Standardmodell

Supersymmetrie ist per Definition eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen [5]. Das heißt, zu jedem Teilchen werden ein oder mehrere Partnerteilchen mit um $\frac{1}{2}$ verschiedenen Spins postuliert. Diese Partnerteilchen müssen allerdings neu eingeführt werden, da es nicht gelingt, die vorhandenen Fermionen und Bosonen des Standardmodells zu verknüpfen. Außerdem muß die Zahl der bosonischen und fermionischen Freiheitsgrade übereinstimmen [6].

Eine Theorie, bei der zu jedem vorhandenen bosonischen (bzw. fermionischen) Freiheitsgrad des Standardmodells *ein* Freiheitsgrad eines SUSY Partners eingeführt wird, heißt minimale Supersymmetrie oder $N = 1$ Supersymmetrie [5]. Eine solche minimale SUSY Theorie stellt das minimale supersymmetrische Standardmodell dar [6], dessen wichtigste Eigenschaften im folgenden erläutert werden sollen.

1.1.1 Phänomenologie des MSSM

Das MSSM erhält man im wesentlichen aus der Forderung der lokalen Eichinvarianz unter den Symmetriegruppen SU(3), bzw. SU(2) und U(1), wenn man zusätzlich den Higgs-Sektor zur spontanen Symmetriebrechung anfügt [9].

Jedes Standardmodell-Fermion erhält zwei SUSY Partnerteilchen mit Spin 0, je eines für jeden Helizitätszustand des Fermions. Diese Partner werden als Sfermionen bezeichnet. Die Partner der Standardmodell-Bosonen sind Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ und werden mit der Endung -ino gekennzeichnet. Bei einer ungebrochenen Supersymmetrie tragen diese SUSY Teilchen die gleichen Quantenzahlen — abgesehen vom Spin — wie ihre Standardmodell-Partner.

Hinzu kommt als weitere Quantenzahl die sogenannte R-Parität. Diese ist eine multiplikative, diskrete Quantenzahl, die durch die Beziehung $R = (-1)^{3B+L+2S}$ mit der Baryonenzahl B, der Leptonenzahl L und dem Spin S des jeweiligen Teilchens verknüpft ist. Für Standardmodell-Teilchen hat sie den Wert $+1$, für ihre SUSY Partner den Wert -1. Aus der Erhaltung der R-Parität ergeben sich zwei wichtige Konsequenzen:

1. SUSY Teilchen können nur paarweise erzeugt werden.

2. Das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) muß stabil sein.

Da SUSY Teilchen bisher experimentell nicht nachgewiesen werden konnten, müssen die Massen der Sfermionen weit über denen der Fermionen des Standardmodells liegen. Das heißt, die Supersymmetrie muß gebrochen sein. Die SUSY Teilchen erhalten dadurch Massen, die unterhalb von 1 TeV liegen müssen, damit das Fine-tuning-Problem weiterhin gelöst werden kann [6]. Die Symmetriebrechung ist weiterhin dafür verantwortlich, daß Wechselwirkungs- und Masseneigenzustände der SUSY Teilchen nicht mehr identisch sind, sondern Mischungen der Zustände auftreten. Darauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

In Tabelle 1.1 sind die Standardmodell-Teilchen und ihre SUSY Partner mit ihren Wechselwirkungs- und Masseneigenzuständen aufgelistet.

1.1.2 Symmetriebrechung und Mischungen der Zustände

Von Girardello und Grisaru [18] wurden alle schwach symmetriebrechenden Terme der Lagrangedichte („soft-supersymmetry breaking terms“ [6]) angegeben. Das sind Terme, die zu keinen quadratischen Divergenzen führen, welche ein neues Hierachie-Problem verursachen würden. Sie lauten:

$$M_1 \mathrm{Re} A^2 + M_2 \mathrm{Im} A^2 + c(A^3 + \mathrm{h.c.}) + M_3(\lambda^a \lambda^a + \bar{\lambda}^a \bar{\lambda}^a) + M_4(\lambda' \lambda' + \bar{\lambda}' \bar{\lambda}') \tag{1.1}$$

Dabei sind A^2 und A^3 invariante Kombinationen der skalaren Felder A_i [6] und die λ Zweierspinoren aus einem Isospintriplett λ^a, $a = 1, 2, 3$ und einem Singulett λ'. Der Parameter c verursacht eine Selbstwechselwirkung der skalaren Felder, während M_1 bis M_4 sowohl eine Massenaufspaltung als auch eine Mischung der Zustände bewirken.

Diese symmetriebrechenden Terme sind also dafür verantwortlich, daß eine Mischung der Wechselwirkungseigenzustände eintritt, so daß die Masseneigenzustände neu berechnet werden müssen. Es kommt einerseits zu einer Mischung

Standardmodell-Teilchen	SUSY Partnerteilchen Wechselwirkungseigenzustand		SUSY Partnerteilchen Masseneigenzustand	
$l = e, \mu, \tau$	$\tilde{l}_L, \tilde{l}_R$	Slepton	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$	Slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\widetilde{\nu}$	Sneutrino	$\widetilde{\nu}$	Sneutrino
$q = u, d, s, c, b, t$	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	Squark	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$	Squark
$W^\pm$	$\tilde{W}^\pm$	Wino	$\widetilde{\chi}_j^\pm$	Chargino
$H^\pm$	$\tilde{H}^\pm$	Higgsino		
γ	$\tilde{\gamma}$	Photino	$\widetilde{\chi}_j^0$	Neutralino
Z	$\widetilde{Z}$	Zino		
H_1^0	$\tilde{H}_1^0$	Higgsino		
H_2^0	$\tilde{H}_2^0$	Higgsino		
g	$\tilde{g}$	Gluino	$\tilde{g}$	Gluino

Tabelle 1.1: Der Teilcheninhalt des MSSM.

der Winos und geladenen Higgsinos zu Charginos und der Photinos, Zinos und neutralen Higgsinos zu Neutralinos. Andererseits tritt auch eine Mischung der links- und rechtshändigen Sfermionen auf.

Diese Sfermionmischung ist proportional zur Masse des jeweiligen Fermions (d. h. des Partnerteilchens des Sfermions) [6]. Da im Rahmen dieser Arbeit nur Fermionen der ersten Teilchengeneration betrachtet werden und die Massen von Elektronen, up- und down-Quarks klein gegen die Massen der Sfermionen sind, wird die Sfermionmischung im folgenden vernachlässigt. Damit sind für die Sfermionen Wechselwirkungs- und Masseneigenzustände identisch.

Zur Parametrisierung der Mischungsmatrizen von Charginos und Neutralinos werden üblicherweise nicht obige Parameter M_1 bis M_4 verwendet, sondern folgende vier Parameter [19]:

- SU(2)-Eichfermion-Massenterm M
- Higgsino-Massenterm μ
- Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte
  $\frac{v_1}{v_2} = \tan\theta_V \quad \text{bzw.} \quad \frac{v_2}{v_1} = \tan\beta$
- Verhältnis des U(1)- zum SU(2)-Eichfermion-Massenterm $\frac{M'}{M} = \alpha_S$
  (nicht zu verwechseln mit der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung)

Charginomischung

Der Chargino-Massenterm in der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_M^{\pm} = -\frac{1}{2}(\psi^+ \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + \text{h.c.} \tag{1.2}$$

wird bestimmt durch die Massenmatrix X [20]:

$$X = \begin{pmatrix} M & m_W\sqrt{2}\sin\beta \\ m_W\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

und die Zweierspinoren $\psi^{\pm}$:

$$\psi_j^+ = (-i\lambda^+, \psi_{H_2}^1), \quad \psi_j^- = (-i\lambda^-, \psi_{H_1}^2), \quad j = 1, 2, \tag{1.4}$$

wobei $\lambda^{\pm}$, $\psi_{H_2}^1$ und $\psi_{H_1}^2$ die Zweierspinoren der Winos und der geladenen Higgsinos darstellen. m_W bezeichnet die Masse der W-Bosonen. Die Massenmatrix X kann durch geeignete unitäre (2×2)-Matrizen diagonalisiert werden:

$$U_{im}^* V_{jn} X_{mn} = M_i \delta_{ij} \tag{1.5}$$

Die Masseneigenzustände erhält man dann folgendermaßen:

$$\chi_i^+ = V_{ij}\psi_j^+, \quad \chi_i^- = U_{ij}\psi_j^-, \quad i = 1, 2, \tag{1.6}$$

woraus die Viererspinoren gebildet werden können (in der Weyl-Darstellung der Spinoren [6]):

$$\tilde{\chi}_i = \begin{pmatrix} \chi_i^+ \\ \bar{\chi}_i^- \end{pmatrix}. \tag{1.7}$$

Die Masseneigenwerte der Charginos sind:

$$M_{1,2} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{(M-\mu)^2 + 2m_W^2(1+\sin 2\beta)} \mp \sqrt{(M+\mu)^2 + 2m_W^2(1-\sin 2\beta)}\right). \tag{1.8}$$

Die Matrizen U und V werden üblicherweise reell gewählt [20], wodurch die Masseneigenwerte M_i negativ werden können. Deswegen wird ein Vorzeichenfaktor $\eta_{\tilde{\chi}_i^{\pm}}$ eingeführt:

$$M_i = m_{\tilde{\chi}_i^{\pm}} \eta_{\tilde{\chi}_i^{\pm}}, \tag{1.9}$$

$$\eta_{\tilde{\chi}_i^{\pm}} = -1 \text{ für } M_i < 0, \quad \eta_{\tilde{\chi}_i^{\pm}} = +1 \text{ für } M_i > 0, \tag{1.10}$$

so daß die Charginomasse $m_{\tilde{\chi}_i^{\pm}}$ immer nichtnegativ ist. Bei der hier verwendeten Konvention ist M_2 der betragsmäßig größere Eigenwert, welcher stets positiv ist, das heißt, es gilt: $\eta_{\tilde{\chi}_2^{\pm}} = +1$.

Die Matrixelemente U_{ij} und V_{ij} sind gegeben durch:

$$\begin{aligned}
U_{12} = U_{21} &= \frac{\theta_1}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{M^2 - \mu^2 - 2m_W^2 \cos 2\beta}{W}} \\
U_{22} = -U_{11} &= \frac{\theta_2}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{M^2 - \mu^2 - 2m_W^2 \cos 2\beta}{W}} \\
V_{21} = -V_{12} &= \frac{\theta_3}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{M^2 - \mu^2 + 2m_W^2 \cos 2\beta}{W}} \\
V_{22} = V_{11} &= \frac{\theta_4}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{M^2 - \mu^2 + 2m_W^2 \cos 2\beta}{W}}
\end{aligned} \tag{1.11}$$

mit

$$W = \sqrt{(M^2 + \mu^2 + 2m_W^2)^2 - 4(M\mu - m_W^2 \sin 2\beta)^2}. \tag{1.12}$$

Die Vorzeichenfaktoren θ_i sind Tabelle 1.2 zu entnehmen.

	$\tan\beta > 1$	$\tan\beta < 1$
θ_1	1	ϵ_B
θ_2	ϵ_B	1
θ_3	ϵ_A	1
θ_4	1	ϵ_A

Tabelle 1.2: Vorzeichenfaktoren θ_i, $i = 1, \ldots, 4$ mit $\epsilon_A = \mathrm{sign}(M \sin\beta + \mu\cos\beta)$ und $\epsilon_B = \mathrm{sign}(M\cos\beta + \mu\sin\beta)$.

Neutralinomischung

Der Massenterm der Neutralinos in der Lagrangedichte hat die Form [19]:

$$\mathcal{L}_M^0 = -\frac{1}{2} m_Z \psi_i^0 Y_{ij} \psi_j^0 + \text{h.c.} \tag{1.13}$$

m_Z ist die Masse des Z-Bosons und die Zweierspinoren ψ_j^0 sind gegeben durch:

$$\psi_j^0 = (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \psi_H^a, \psi_H^b),\ j = 1, \ldots, 4, \tag{1.14}$$

mit den Higgsinozuständen:

$$\psi_H^a = \psi_{H1}^1 \sin\theta_V - \psi_{H2}^2 \cos\theta_V, \tag{1.15}$$
$$\psi_H^b = \psi_{H1}^1 \cos\theta_V + \psi_{H2}^2 \sin\theta_V, \tag{1.16}$$

wobei λ_γ, λ_Z, ψ_{H1}^1, ψ_{H2}^2 die Zweierspinoren des Photinos, des Zinos und der beiden neutralen Higgsinos darstellen. Die Massenmischungsmatrix Y lautet in dieser Basis:

$$Y = \begin{pmatrix} \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W) & (1-\alpha_S)\lambda\sin\theta_W\cos\theta_W & 0 & 0 \\ (1-\alpha_S)\lambda\sin\theta_W\cos\theta_W & \lambda(\cos^2\theta_W + \alpha_S\sin^2\theta_W) & 1 & 0 \\ 0 & 1 & \nu\sin 2\theta_V & \nu\cos 2\theta_V \\ 0 & 0 & \nu\cos 2\theta_V & -\nu\sin 2\theta_V \end{pmatrix} \tag{1.17}$$

Hierbei ist θ_W der Weinbergwinkel, und λ und ν sind definiert durch:

$$\lambda \equiv \frac{M}{m_Z}, \qquad \nu \equiv \frac{\mu}{m_Z} \tag{1.18}$$

Y ist durch eine unitäre (4×4)-Matrix N diagonalisierbar. Diese kann reell gewählt werden, wobei negative Masseneigenwerte in Kauf genommen werden müssen. Deshalb müssen wie bei den Charginos Vorzeichenfaktoren $\eta_{\tilde{\chi}^0_j}$ eingeführt werden, um positive Neutralinomassen $m_{\tilde{\chi}^0_j}$ zu erhalten. Es gilt:

$$N_{im}N_{kn}Y_{mn} = \xi_i\delta_{ik} \tag{1.19}$$

mit dem auf m_Z normierten Masseneigenwerten ξ_i:

$$\xi_i = \frac{M_i}{m_Z} \quad \text{und} \quad M_i = \eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_j} \tag{1.20}$$

Die vier ξ_i sind die Lösungen der Eigenwertgleichung von Y:

$$(\xi^2-\nu^2)(\xi-\lambda)(\xi-\alpha_S\lambda) - \left[\xi - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W)\right](\xi+\nu\sin 2\theta_V) = 0 \tag{1.21}$$

Die vier Neutralinos werden üblicherweise nach der Größe von $m_{\tilde{\chi}^0_j}$ geordnet. Dabei ist M_i der Masseneigenwert des folgenden Neutralinozustands:

$$\chi^0_i = N_{ij}\psi^0_j \tag{1.22}$$

Aus diesen Zweierspinoren werden die vierkomponentigen Majoranaspinoren der Neutralinos zusammengesetzt (in der Weyl-Darstellung der Spinoren [6]):

$$\tilde{\chi}^0_i = \begin{pmatrix} \chi^0_i \\ \bar{\chi}^0_i \end{pmatrix} \tag{1.23}$$

Die vier Neutralinoeigenzustände sind gegeben durch:

$$\chi^0_i = \frac{1}{N_i} \begin{pmatrix} (1-\alpha_S)\lambda\sin\theta_W\cos\theta_W(\xi_i^2-\nu^2) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W)\right](\xi_i^2-\nu^2) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W)\right](\xi_i+\nu\sin 2\theta_V) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W)\right]\nu\cos 2\theta_V \end{pmatrix} \tag{1.24}$$

mit dem Normierungsfaktor:

$$N_i = \Big\{(\xi_i^2-\nu^2)^2\left[\sin^2\theta_W(\xi_i-\lambda)^2 + \cos^2\theta_W(\xi_i-\alpha_S\lambda)^2 + (\xi_i-\lambda)^2(\xi_i-\alpha_S\lambda)^2\right] \\ + \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W)\right](\nu\cos 2\theta_V)^2\Big\}^{\frac{1}{2}} \tag{1.25}$$

1.1.3 Massen der Sfermionen

In diesem Abschnitt wird eine allgemeine Beziehung, die sogenannte Polchinski-Gleichung, eingeführt, durch die die Sfermionmassen miteinander und mit der Gluinomasse ($m_{\tilde{g}} \approx M/0.3$ [21])verknüpft werden.

Alle Sfermionen sollten an der Vereinheitlichungsskala die gleiche Masse m_0 haben. Dies folgt aus bestimmten Voraussetzungen für die GUT, die sich auf die Art der zugrundegelegten Symmetriegruppe beziehen [22]. Mit Hilfe der Renormierungsgruppengleichung kann dann die Polchinski-Gleichung abgeleitet werden [23]:

$$m^2_{\tilde{f}_{L/R}} = m_f^2 + m_0^2 + C(\tilde{f})M^2 \pm m_Z^2 \cos 2\beta (T_{3f} - e_f \sin^2 \theta_W) \tag{1.26}$$

Hierbei bedeuten T_{3f} bzw. e_f die dritte Komponente des schwachen Isospins bzw. die Ladung des Fermions f, und m_f die Fermionmasse, die für die erste Teilchengeneration vernachlässigt werden kann. $C(\tilde{f})$ ist ein dimensionsloser sfermionabhängiger Parameter mit den Werten [21]: $C(\tilde{l}_R) \approx 0.23$, $C(\tilde{l}_L) \approx 0.79$, $C(\tilde{q}_R) \approx 10.1$, $C(\tilde{q}_L) \approx 10.8$.

Für die Sneutrinomasse erhält man somit:

$$m^2_{\tilde{\nu}_e} = m_0^2 + 0.79M^2 + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos 2\beta \tag{1.27}$$

Im Rahmen dieser Arbeit werden durchwegs die Polchinski-Gleichungen zugrunde gelegt.Es genügt also, zusätzlich zu den vier Parametern nach obigem Abschnitt den Parameter m_0 festzulegen, um die Massen aller SUSY Teilchen zu bestimmen.

1.1.4 Lagrangedichten

Im letzten Abschnitt dieser Einführung in das MSSM sollen noch diejenigen SUSY Lagrangedichten, welche in dieser Arbeit eine Rolle spielen, aufgeführt werden. Sie folgen im wesentlichen der Darstellung in [6]. Die dabei verwendeten Symbole haben folgende Bedeutung:

f	:	beliebige Fermionen
u	:	up-type-Fermionen (u, ν_e,...)
d	:	down-type-Fermionen (d, e,...)
e_i bzw. T_{3i}	:	Ladung bzw. schwacher Isospin des Fermions f_i
g bzw. e	:	schwache bzw. elektromagnetische Kopplungskonstante ($e > 0$)
$P_{R/L}$	:	chirale Projektionsoperatoren $P_{R/L} = (1 \pm \gamma_5)/2$
V_{ij}, U_{ij} und N_{ij}	:	Elemente der Chargino- und Neutralinomischungsmatrizen.

Für den in dieser Arbeit betrachteten Übergang $e^- + \gamma \rightarrow \tilde{\chi}_j^- + \tilde{\nu}_e$ ist die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^\pm}$ wesentlich, die die Wechselwirkung zwischen Elektronen, Sneutrinos und Charginos beschreibt:

$$\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^\pm} = -g\left[(V_{11}^*\bar{\tilde{\chi}}_1^c + V_{21}^*\bar{\tilde{\chi}}_2^c)P_L e\tilde{\nu}_e^* + \bar{e}P_R(V_{11}\tilde{\chi}_1^c + V_{21}\tilde{\chi}_2^c)\tilde{\nu}_e\right] \tag{1.28}$$

Mit $\tilde{\chi}_j^c$ werden hierbei die ladungskonjugierten Felder der Charginos bezeichnet (siehe hierzu Anhang A.1.2). Weiterhin wird die Lagrangedichte der Photon-Chargino-Chargino-Wechselwirkung benötigt:

$$\mathcal{L}_{\gamma\tilde{\chi}^\pm\tilde{\chi}^\pm} = -e\bar{\tilde{\chi}}_j\gamma^\mu A_\mu\tilde{\chi}_j \tag{1.29}$$

Die weiteren Lagrangedichten sind für die Zerfälle der Charginos und Sneutrinos von Bedeutung. Sie lauten:

- Selektron-Neutrino-Chargino-Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{\tilde{e}\nu_e\tilde{\chi}^\pm} = -g\left[(U_{11}^*\bar{\tilde{\chi}}_1 + U_{21}^*\bar{\tilde{\chi}}_2)P_L\nu_e\tilde{e}_L^* + \bar{\nu}_e P_R(U_{11}\tilde{\chi}_1 + U_{21}\tilde{\chi}_2)\tilde{e}_L\right] \tag{1.30}$$

- Sfermion-Fermion-Neutralino-Wechselwirkung:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}^0} = &-\sqrt{2}\sum_{i,j}\bar{f}_i P_R\tilde{\chi}_j^0\tilde{f}_{iL}\left[\left(\frac{g}{\cos\theta_W}\right)(T_{3i} - e_i\sin^2\theta_W)N_{j2} + ee_iN_{j1}\right]\\ &-\sqrt{2}\sum_{i,j}\bar{f}_i P_L\tilde{\chi}_j^0\tilde{f}_{iR}\left[\left(\frac{g}{\cos\theta_W}\right)e_i\sin^2\theta_W N_{j2}^* - ee_iN_{j1}^*\right] + \text{h.c.}\end{aligned} \tag{1.31}$$

- W-Chargino-Neutralino-Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{W\tilde{\chi}^\pm\tilde{\chi}^0} = W_\mu\bar{\tilde{\chi}}_i^0\gamma^\mu(O_{ij}^L P_L + O_{ij}^R P_R)\tilde{\chi}_j \tag{1.32}$$

- Z-Chargino-Chargino-Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{Z\tilde{\chi}^\pm\tilde{\chi}^\pm} = Z_\mu\bar{\tilde{\chi}}_i\gamma^\mu(O_{ij}'^L P_L + O_{ij}'^R P_R)\tilde{\chi}_j \tag{1.33}$$

- Z-Neutralino-Neutralino-Wechselwirkung:

$$\mathcal{L}_{Z\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0} = \frac{1}{2}Z_\mu\bar{\tilde{\chi}}^0\gamma^\mu(O_{ij}''^L P_L + O_{ij}''^R P_R)\tilde{\chi}_j^0 \tag{1.34}$$

Die Kopplungskonstanten in den letzten drei Lagrangedichten sind gegeben durch:

$$\begin{aligned}O_{ij}^L &= -\frac{g}{\sqrt{2}}(\sin\theta_V N_{i4} - \cos\theta_V N_{i3})V_{j2}^* + g(\sin\theta_W N_{i1} + \cos\theta_W N_{i2})V_{j1}^*\\ O_{ij}^R &= \frac{g}{\sqrt{2}}(\cos\theta_V N_{i4}^* - \sin\theta_V N_{i3}^*)U_{j2} + g(\sin\theta_W N_{i1}^* + \cos\theta_W N_{i2}^*)U_{j1}\end{aligned} \tag{1.35}$$

$$
\begin{aligned}
O'^{L}_{ij} &= \frac{g}{\cos\theta_W}\left(\delta_{ij}\sin^2\theta_W - V_{i1}V^*_{j1} - \frac{1}{2}V_{i2}V^*_{j2}\right) \\
O'^{R}_{ij} &= \frac{g}{\cos\theta_W}\left(\delta_{ij}\sin^2\theta_W - U^*_{i1}U_{j1} - \frac{1}{2}U^*_{i2}U_{j2}\right)
\end{aligned} \tag{1.36}
$$

$$
\begin{aligned}
O''^{L}_{ij} &= \frac{g}{2\cos\theta_W}\left[(N_{i3}N^*_{j3} - N_{i4}N^*_{j4})\cos 2\theta_V - (N_{i3}N^*_{j4} + N_{i4}N^*_{j3})\sin 2\theta_V\right] \\
O''^{R}_{ij} &= -O''^{L*}_{ij}
\end{aligned} \tag{1.37}
$$

1.2 Polarisierte Elektronenstrahlen

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen zur Beschreibung polarisierter Elektronenstrahlen aufgeführt, soweit sie zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte nötig sind [24, 25, 26, 27, 28].

Polarisierte Elektronen werden durch Angabe ihres Impulses p^μ und ihres Spinvektors S^μ beschrieben. Damit ist der zugehörige Spinor $u_S(p)$ eindeutig festgelegt. Der Vierervektor S^μ wird im Ruhesystem des Elektrons definiert, da der Spin in einem beliebigen Bezugssystem keine Erhaltungsgröße ist:

$$
S^\mu \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ \vec{s}_0 \end{pmatrix} \tag{1.38}
$$

mit $\vec{s}_0^{\,2} = 1$. Es gelten somit folgende Beziehungen:

$$
S^2 = -1 \qquad (pS) = 0 \tag{1.39}
$$

Teilweise polarisierte oder unpolarisierte Elektronenstrahlen werden durch die Dichtematrix ρ beschrieben:

$$
\rho = \sum_n p_n |n\rangle\langle n| \tag{1.40}
$$

Dabei ist p_n die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein Elektron im Zustand $|n\rangle$ befindet. Es gilt:

$$
\mathrm{Tr}\rho = \sum_n p_n = 1 \qquad \mathrm{Tr}\rho^2 < 1 \tag{1.41}
$$

Bei einem reinen Zustand geht ρ in den Projektionsoperator des betreffenden Zustands über, und es gilt:

$$
\rho^2 = \rho \tag{1.42}
$$

Für vollständig polarisierte Elektronen findet man als Projektionsoperator und damit als Dichtematrix:

$$
\rho = \frac{\not{p} + m_e}{2m_e}\,\frac{1 + \gamma^5 \not{S}}{2} \tag{1.43}
$$

Für teilweise polarisierte Elektronen erhält man denselben Ausdruck für die Dichtematrix, wobei in diesem Fall die Bedingung $S^2 = -1$ auf

$$-1 \leq S^2 \leq 0 \tag{1.44}$$

abgeschwächt wird. Der Fall $S^2 = 0$ entspricht dabei unpolarisierten Elektronen.

S^μ läßt sich bezüglich einer Viererbeinbasis e_i^μ mit pseudoeuklidischer Normierung ($e_0^2 = 1$, $e_i^2 = -1$) folgendermaßen darstellen:

$$S^\mu = \sum_{i=1}^{3} P_i e_i^\mu \tag{1.45}$$

$|\vec{P}|$ heißt Polarisationsgrad mit $\vec{P} = (P_1, P_2, P_3)^T$. Die Komponenten von $\vec{P}$ haben folgende Bedeutung [24]:

- $\lambda_e \equiv P_3$: longitudinale Polarisation ($\| \vec{p}$)
- $P_\perp \equiv \binom{P_1}{P_2}$: transversale Polarisation ($\perp \vec{p}$)

Im hochenergetischen Grenzfall ($p^0 \gg m_e$) erhält man nach Aufspaltung von S^μ in longitudinale und transversale Anteile folgende Näherung für den Dichteoperator:

$$\rho = \frac{1}{4m_e}\left[(1 + \gamma^5 \lambda_e)\, \not{p} - \gamma^5\, \not{p}\, \not{S}_\perp\right] \tag{1.46}$$

$$\text{mit} \qquad S^\mu = \lambda_e \frac{p^\mu}{m_e} + S_\perp^\mu \qquad S_\perp^\mu = \sum_{i=1}^{2} P_i e_i^\mu \tag{1.47}$$

Die Dichtematrix ρ geht dadurch in die Berechnung der Amplitudenquadrate ein, daß die vorkommenden Matrizen $u_S(p)\bar{u}_S(p)$ durch $2m_e\rho$ ersetzt werden müssen. Im Falle unpolarisierter Elektronen erhält man aus dieser Ersetzungsregel die Vollständigkeitsrelation (einschließlich Mittelung) im hochenergetischen Grenzfall (vgl. Anhang A.1):

$$\frac{1}{2}\sum_S u_S(p)\bar{u}_S(p) = 2m_e\rho = \frac{1}{2}\,\not{p} \tag{1.48}$$

1.3 Photonenstrahlen

In diesem Abschnitt werden zunächst die zur Beschreibung polarisierter Photonenstrahlen nötigen Polarisationsvektoren hergeleitet, bevor auf die Möglichkeiten zur Erzeugung hochenergetischer Photonen eingegangen wird.

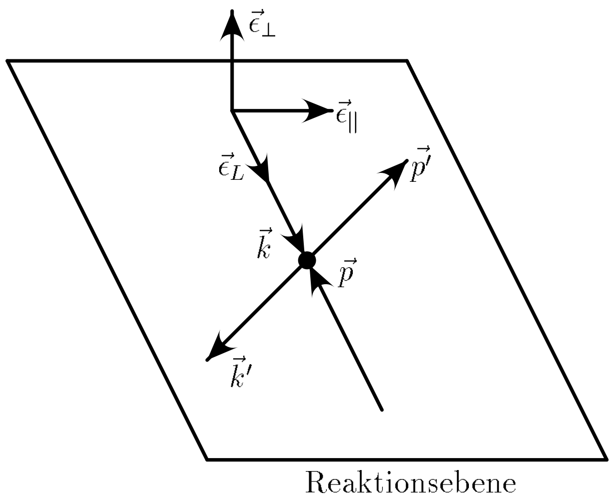

Abbildung 1.1: Impulse des einlaufenden Elektrons ($\vec{p}$) bzw. Photons ($\vec{k}$) und des auslaufenden Charginos ($\vec{p'}$) bzw. Sneutrinos ($\vec{k}'$) sowie die Polarisationsvektoren des Photons.

1.3.1 Photonenpolarisationsvektoren

Ein Photon wird vollständig beschrieben durch Angabe seines Impulses k^μ und seines Polarisationsvektors ϵ^μ. k^μ und ϵ^μ erfüllen folgende Transversalitätsbedingung [29]:

$$\epsilon_\mu k^\mu = 0 \tag{1.49}$$

Bei reellen Photonen ($k^2 = 0$) wird als Normierung

$$\epsilon_\mu \epsilon^\mu = -1 \tag{1.50}$$

gewählt.

Die Polarisationsvektoren können explizit aus den Impulsen der beteiligten Teilchen hergeleitet werden (siehe Abbildung 1.1). Im Rahmen der hier betrachteten Reaktion $e^- + \gamma \to \widetilde{\chi}^- + \widetilde{\nu}_e$ sollen folgende Zuordnungen gelten:

- k^μ : Impuls des einfallenden Photons
- p^μ : Impuls des einfallenden Elektrons
- k'^μ : Impuls des entstehenden Sneutrinos
- p'^μ : Impuls des entstehenden Charginos

Für die folgenden Berechnungen wird zunächst $k^2 > 0$ angenommen und dann der Grenzfall reeller Photonen betrachtet. Den longitudinalen Polarisationsvektor ϵ_L^μ erhält man aus dem Ansatz:

$$\epsilon_L^\mu = Ak^\mu + Bp^\mu \tag{1.51}$$

und den Bedingungen:

$$(\epsilon_L k) \stackrel{!}{=} 0 \tag{1.52}$$

$$(\epsilon_L \epsilon_L) \stackrel{!}{=} -1 \tag{1.53}$$

zu:

$$A = \frac{(pk)}{\sqrt{k^2}\sqrt{(pk)^2 - k^2p^2}} \tag{1.54}$$

$$B = -\frac{k^2}{\sqrt{k^2}\sqrt{(pk)^2 - k^2p^2}} \tag{1.55}$$

Für $k^2 \to 0$ divergiert A. Allerdings verschwindet aus Gründen der Eichsymmetrie die Amplitude, wenn für ϵ^μ der Impuls k^μ eingesetzt wird. Für reelle Photonen spielt somit ϵ_L^μ erwartungsgemäß keine Rolle, da B in diesem Fall gleich Null ist.

Der transversale Polarisationsvektor $\epsilon_{||}^\mu$, der in der Reaktionsebene liegt, wird aus dem Ansatz

$$\epsilon_{||}^\mu = Ck^\mu + Dp^\mu + Ep'^\mu \tag{1.56}$$

berechnet mit den Bedingungen:

$$(\epsilon_{||} k) = (\epsilon_{||}\epsilon_L) \stackrel{!}{=} 0 \tag{1.57}$$

$$(\epsilon_{||}\epsilon_{||}) \stackrel{!}{=} -1 \tag{1.58}$$

Man erhält:

$$C = \frac{1}{\tilde{N}_1}\Big[p^2(p'k) - (p'p)(pk)\Big] \tag{1.59}$$

$$D = \frac{1}{\tilde{N}_1}\Big[k^2(p'p) - (pk)(p'k)\Big] \tag{1.60}$$

$$E = \frac{1}{\tilde{N}_1}\Big[(pk)^2 - k^2p^2\Big] \tag{1.61}$$

mit:

$$\tilde{N}_1 = \sqrt{\Big[2(p'p)(p'k)(pk) + k^2p^2p'^2 - k^2(p'p)^2 - p'^2(pk)^2 - p^2(p'k)^2\Big]\Big[(pk)^2 - k^2p^2\Big]} \tag{1.62}$$

Für reelle Photonen und im Falle vernachlässigter Elektronenmasse ($p^2 \to 0$) vereinfacht sich dies zu:

$$\epsilon_{||}^\mu = \frac{1}{N_1}\Big[-(p'p)k^\mu - (p'k)p^\mu + (pk)p'^\mu\Big] \tag{1.63}$$

mit

$$N_1 = \sqrt{2(p'p)(p'k)(pk) - p'^2(pk)^2} \tag{1.64}$$

Für den Polarisationsvektor $\epsilon_\perp^\mu$, der auf der Reaktionsebene senkrecht steht, macht man den Ansatz:

$$\epsilon_\perp^\mu = F\epsilon^\mu{}_{\nu\sigma\tau}\epsilon_L^\nu\epsilon_\parallel^\sigma k^\tau \tag{1.65}$$

Dabei gelten folgende Bedingungen:

$$(\epsilon_\perp k) = (\epsilon_\perp \epsilon_L) = (\epsilon_\perp \epsilon_\parallel) \stackrel{!}{=} 0 \tag{1.66}$$

$$(\epsilon_\perp \epsilon_\perp) \stackrel{!}{=} -1 \tag{1.67}$$

Durch Einsetzen der obigen Ergebnisse erhält man hieraus [30]:

$$\epsilon_\perp^\mu = -\frac{\sqrt{(pk)^2 - k^2p^2}}{\tilde{N}_1}\epsilon^\mu{}_{\nu\sigma\tau}p^\nu p'^\sigma k^\tau \tag{1.68}$$

Im Falle $k^2 \to 0$, $p^2 \to 0$ wird dies zu:

$$\epsilon_\perp^\mu = -\frac{1}{N_1}\epsilon^\mu{}_{\nu\sigma\tau}p^\nu p'^\sigma k^\tau \tag{1.69}$$

Durch einfache Rechnung im CMS läßt sich zeigen, daß $\vec{\epsilon}_L \| \vec{k}$ gilt und daß die Raumanteile der anderen beiden Polarisationsvektoren folgende Beziehungen erfüllen:

$$\vec{\epsilon}_\parallel = \frac{\vec{p} \times (\vec{p'} \times \vec{p})}{|\vec{p} \times (\vec{p'} \times \vec{p})|} \tag{1.70}$$

$$\vec{\epsilon}_\perp = \frac{\vec{p'} \times \vec{p}}{|\vec{p'} \times \vec{p}|} \tag{1.71}$$

Das heißt, die Polarisationsvektoren bilden ein Rechtssystem. Somit können aus ihnen die korrekten zirkularen Polarisationsvektoren gebildet werden:

$$\epsilon_\pm = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\parallel \pm i\epsilon_\perp) \tag{1.72}$$

1.3.2 Erzeugung hochenergetischer Photonen

Um Elektron-Photon-Streuexperimente durchführen zu können, benötigt man hochenergetische Photonen, die mit Hilfe eines Elektronenbeschleunigers bereitgestellt werden können. Dann gibt es drei Möglichkeiten, diese Photonen zu generieren [15, 16]:

1. Bremsstrahlung der einfallenden Elektronen: Das Energiespektrum $P(y)$ dieser Photonen ist durch die Weizsäcker-Williams-Approximation gegeben:

$$P(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1 + (1-y)^2}{y}\ln\frac{s_{ee}}{m_e^2} \tag{1.73}$$

Hierbei stellt α die Feinstrukturkonstante, $y = E_\gamma/E_k$ das Verhältnis der Photonen- zur Elektronenenergie und $s_{ee} = 4E_e^2$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Elektron-Beschleunigers dar.

2. Beamstrahlung: Diese Photonen entstehen durch Wechselwirkung der beiden einlaufenden Elektronenstrahlen. Form und Intensität der Photonenstrahlen hängen sehr stark von den Eigenschaften der verwendeten Apparatur ab.

3. Compton-Rückstreuung von intensiven Laser-Pulsen an Elektronenstrahlen. Dabei wird einer der Elektronenstrahlen eines e^-e^--Beschleunigers in einen Photonenstrahl konvertiert, d. h. umgewandelt.

Im Gegensatz zur Bremsstrahlung liefert die Compton-Rückstreuung ein viel härteres Energiespektrum (siehe Abbildung 1.2). Auch kann mit dieser Methode die Polarisation der hochenergetischen Photonen variiert werden [13, 14]. Da auch nicht auf bestimmte Apparaturen eingegangen werden soll, was zur Beschreibung von Beamstrahlung nötig ist, wird im folgenden nur die Methode der Compton-Rückstreuung betrachtet. Dazu werden die Formalismen hergeleitet, um die Wirkungsquerschnitte vom $e\gamma$-Bezugssytem (feste Photonenenergie) auf das ee-Bezugssystem (Photonenenergieverteilung) umzurechnen.

Energiespektrum der Photonen

Das Energiespektrum der Photonen, die durch Compton-Rückstreuung erzeugt wurden, hat folgende Form [13, 14, 15, 16]:

$$P(y) = \frac{1}{\sigma_c}\frac{2\pi\alpha^2}{xm_e^2}\left[\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) - \lambda_k\lambda_L rx(2r-1)(2-y)\right] \tag{1.74}$$

mit dem totalen Compten-Wirkungsquerschnitt σ_c:

$$\sigma_c = \sigma_c^0 + \lambda_k\lambda_L\sigma_c^1 \tag{1.75}$$

$$\sigma_c^0 = \frac{\pi\alpha^2}{xm_e^2}\left[\left(2 - \frac{8}{x} - \frac{16}{x^2}\right)\ln(x+1) + 1 + \frac{16}{x} - \frac{1}{(x+1)^2}\right] \tag{1.76}$$

$$\sigma_c^1 = \frac{\pi\alpha^2}{xm_e^2}\left[\left(2 + \frac{4}{x}\right)\ln(x+1) - 5 + \frac{2}{x+1} - \frac{1}{(x+1)^2}\right] \tag{1.77}$$

α und y haben dieselbe Bedeutung wie oben. Weiterhin ist definiert:

$$r \equiv \frac{y}{x(1-y)} \leq 1 \tag{1.78}$$

$$x \equiv \frac{4E_kE_L}{m_e^2} \tag{1.79}$$

mit: E_k : Energie der konvertierten Elektronen
E_L : Energie der Laserphotonen
λ_k : Helizität der konvertierten Elektronen
λ_L : Helizität der Laserphotonen

y variiert im Bereich von 0 bis $y_{\max} = \frac{x}{x+1}$. Die maximal erreichbare Photonenenergie kann allerdings nicht beliebig groß gemacht werden, da für $x = 2(\sqrt{2}+1) \approx 4.83$ die Comptonphotonen genug Energie haben, um mit den Laserphotonen e^+e^--Paare bilden zu können. Dadurch wird die Konversionsrate erheblich herabgesetzt, während für kleinere x von einer Konversionsrate von nahezu 100% ausgegangen wird. Im folgenden wird daher angenommen — wenn nichts anderes angegeben ist —, daß die Laserwellenlänge so eingestellt wird, daß x gerade den Wert 4.83 hat.

In Abbildung 1.2 ist $P(y)$ für verschiedene Einstellungen der Polarisationen der einfallenden Teilchen dargestellt. Falls λ_k und λ_L entgegengesetztes Vorzeichen haben, ist der Peak von $P(y)$ bei $y_{\max}$ viel größer als im unpolarisierten Fall. Man erhält also monochromatischere Photonen. Wenn λ_k und λ_L gleiches Vorzeichen haben, entfällt der Peak und das Spektrum ist im ganzen Energieintervall flach. Wenn entweder λ_k oder λ_L gleich Null sind, erhält man das Spektrum des unpolarisierten Falles. Außerdem gilt:

$$P(y, \lambda_k, \lambda_L) = P(y, -\lambda_k, -\lambda_L) \tag{1.80}$$

Helizität der Photonen

Die mittlere Helizität der Photonen ist gegeben durch:

$$\lambda(y) = \frac{\lambda_L(1-2r)(1-y+\frac{1}{1-y}) + \lambda_k rx[1+(1-y)(1-2r)^2]}{\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) - \lambda_k\lambda_L rx(2r-1)(2-y)} \tag{1.81}$$

Falls die Laserphotonen keine linear polarisierten Anteile haben und die Strahlen axialsymmetrisch sind, haben die Hochenergiephotonen auch keine linear polarisierten Anteile [13]. Der Anteil von rechts-/linkszirkularen Photonen ist dann gegeben durch $\frac{1}{2}(1 \pm \lambda(y))$.

In Abbildung 1.3 ist $\lambda(y)$ für verschiedene Werte von λ_k und λ_L graphisch dargestellt. Für $\lambda_k = \lambda_L = +1$ hat $\lambda(y)$ fast im ganzen Spektrum den Wert $+1$ und fällt erst bei $y_{\max}$ auf -1 ab. Für $\lambda_k = +1$, $\lambda_L = 0$ steigt $\lambda(y)$ von 0 auf $+1$ an, wechselt also das Vorzeichen nicht. Diese Einstellungen könnten also dazu dienen, die Wirkungsquerschnitte für zirkular polarisierte Photonen zu messen, da hier links- und rechtshändige Photonen relativ wenig „vermischt“ werden.

Für $\lambda_k = +1$, $\lambda_L = -1$ und $\lambda_k = 0$, $\lambda_L = -1$ wächst $\lambda(y)$ von -1 auf $+1$ an, so daß hier beide Photonhelizitätszustände stark vermischt werden.

Für $\lambda_k \to -\lambda_k$ *und* $\lambda_L \to -\lambda_L$ gilt: $\lambda(y) \to -\lambda(y)$. Dadurch kann jeweils die entgegengesetzte Photonenhelizität eingestellt werden.

Lineare Polarisation der Photonen

Wenn die Laserphotonen linear polarisiert sind, sind auch die Hochenergiephotonen in derselben Richtung linear polarisiert [13]. Ihr Polarisationsgrad $P_t(y)$ ist dann gegeben durch:

$$P_t(y) = \frac{2r^2 P_{tL}}{\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) - \lambda_k \lambda_L r x(2r-1)(2-y)}, \tag{1.82}$$

wobei P_{tL} den linearen Polarisationsgrad der Laserphotonen darstellt. Für $\lambda_k = \lambda_L = 0$ haben die Hochenergiephotonen keine zirkular polarisierten Anteile, falls die einfallenden Strahlen axialsymmetrisch sind. In Abbildung 1.4 ist $P_t(y)$ für $x = 4.83$ und $x = 2$ graphisch dargestellt. Man erkennt, daß durch Absenkung von x (d. h. Verschlechterung der Energieausbeute) der Anteil der linear polarisierten Photonen erhöht werden kann.

Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Um die Wirkungsquerschnitte im ee-Bezugssytem, d. h. im Laborsystem, zu erhalten, müssen die Wirkungsquerschnitte im $e\gamma$-Bezugssystem mit der Photonenenergieverteilung $P(y)$ gefaltet werden.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man:

$$\sigma(s_{ee}) = \int dy P(y) \sigma(s_{e\gamma} = y s_{ee}) \tag{1.83}$$

Hierbei stellt $\sqrt{s_{ee}}$ die Schwerpunktsenergie im ee-Bezugssytem dar. $\sqrt{s_{e\gamma}}$ ist die Schwerpunktsenergie im $e\gamma$-Bezugssystem. Zwischen diesen beiden Größen besteht der Zusammenhang $s_{e\gamma} = y s_{ee}$.

Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem zu erhalten, muß zusätzlich der Streuwinkel θ umgerechnet werden. Man erhält [31]:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^L} = \int dy P(y) \frac{d\sigma}{d\cos\theta}(\cos\theta(\cos\theta^L), y s_{ee}) \frac{d\cos\theta}{d\cos\theta^L} \tag{1.84}$$

mit:

$$\cos\theta(\cos\theta^L) = \frac{y(1-\cos\theta^L) - \frac{E^L_{\mathrm{uk}}}{E^L_{\mathrm{k}}}(1+\cos\theta^L)}{-y(1-\cos\theta^L) - \frac{E^L_{\mathrm{uk}}}{E^L_{\mathrm{k}}}(1+\cos\theta^L)}, \tag{1.85}$$

$$\frac{d\cos\theta}{d\cos\theta^L} = \frac{4y\frac{E^L_{\mathrm{uk}}}{E^L_{\mathrm{k}}}}{\left[-(y+\frac{E^L_{\mathrm{uk}}}{E^L_{\mathrm{k}}}) + (y-\frac{E^L_{\mathrm{uk}}}{E^L_{\mathrm{k}}})\cos\theta^L\right]^2}, \tag{1.86}$$

wobei θ bzw. θ^L den Streuwinkel im $e\gamma$-Schwerpunktsystem bzw. im Laborsystem darstellen und E^L_{uk} bzw. E^L_{k} die Energien der unkonvertierten bzw. der mittels

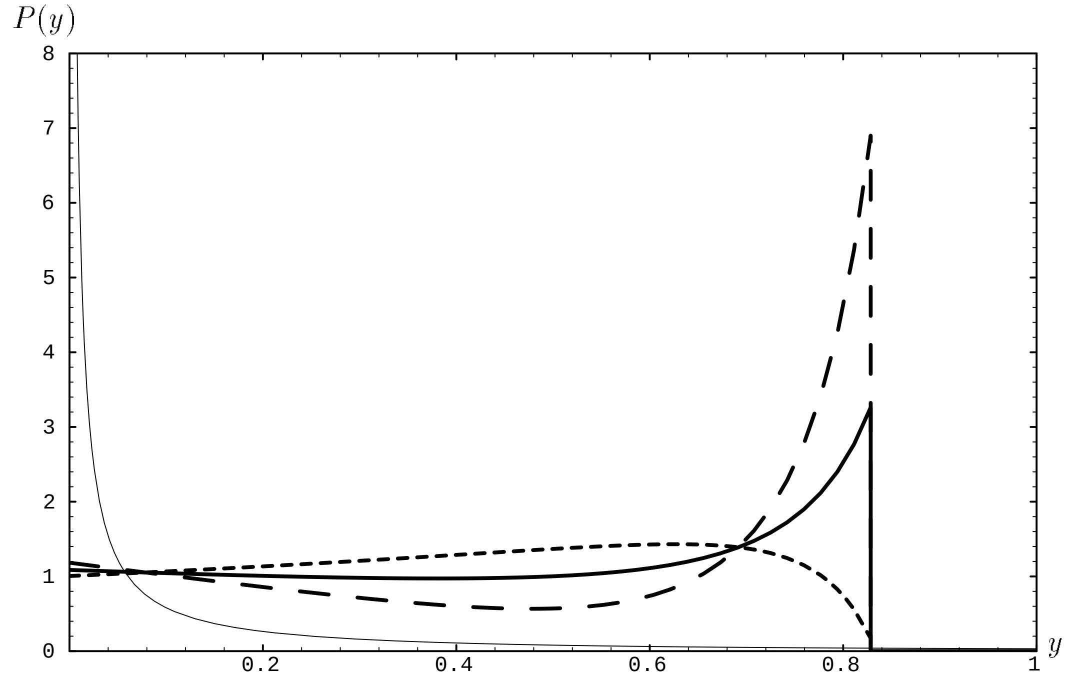

Abbildung 1.2: Energiespektren $P(y)$ der Photonen bei Compton-Rückstreuung für $\lambda_k = \lambda_L = 0$ (———); $\lambda_k = \lambda_L = 1$ bzw. $\lambda_k = \lambda_L = -1$ (– – – –); $\lambda_k = -1$ und $\lambda_L = 1$ bzw. $\lambda_k = 1$ und $\lambda_L = -1$ (—   —). Zum Vergleich ist das Spektrum der Bremsstrahlung für $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV mit eingezeichnet (dünne Linie).

Compton-Rückstreuung konvertierten Elektronenstrahlen im Laborsystem. Im folgenden wird angenommen, daß ee-Bezugssytem und Laborsystem zusammenfallen, d. h. daß gilt: $\frac{E^L_{\mathrm{uk}}}{E^L_{\mathrm{k}}} = 1$.

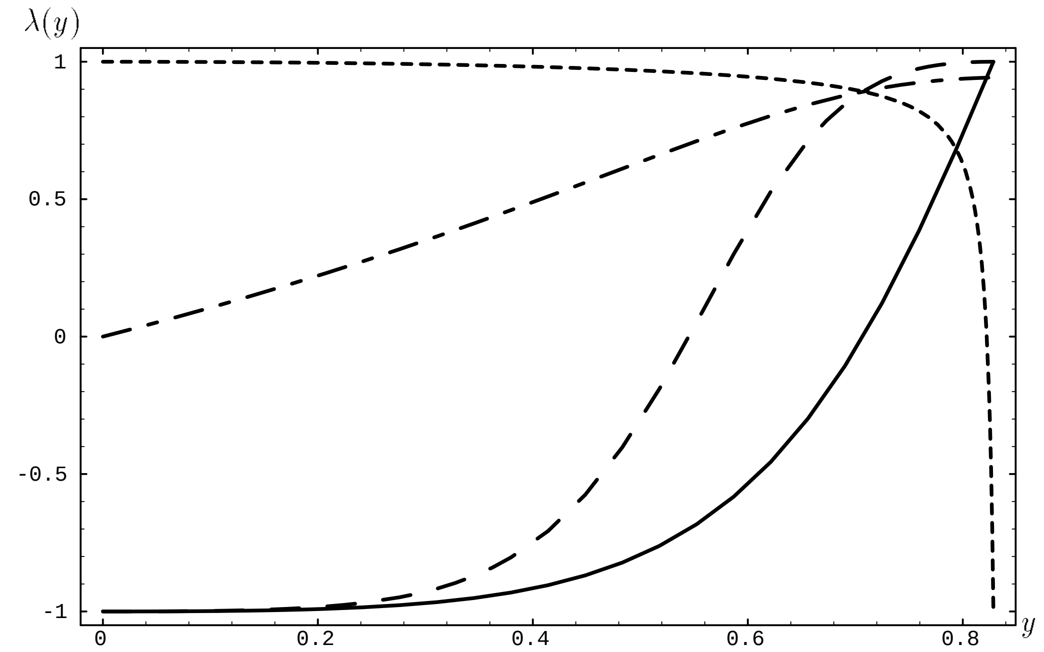

Abbildung 1.3: Helizitäten $\lambda(y)$ der Photonen bei Compton-Rückstreuung für $\lambda_k = 0$ und $\lambda_L = -1$ (———); $\lambda_k = 1$ und $\lambda_L = 0$ (— - —); $\lambda_k = \lambda_L = 1$ (- - - -); $\lambda_k = 1$ und $\lambda_L = -1$ (—   —).

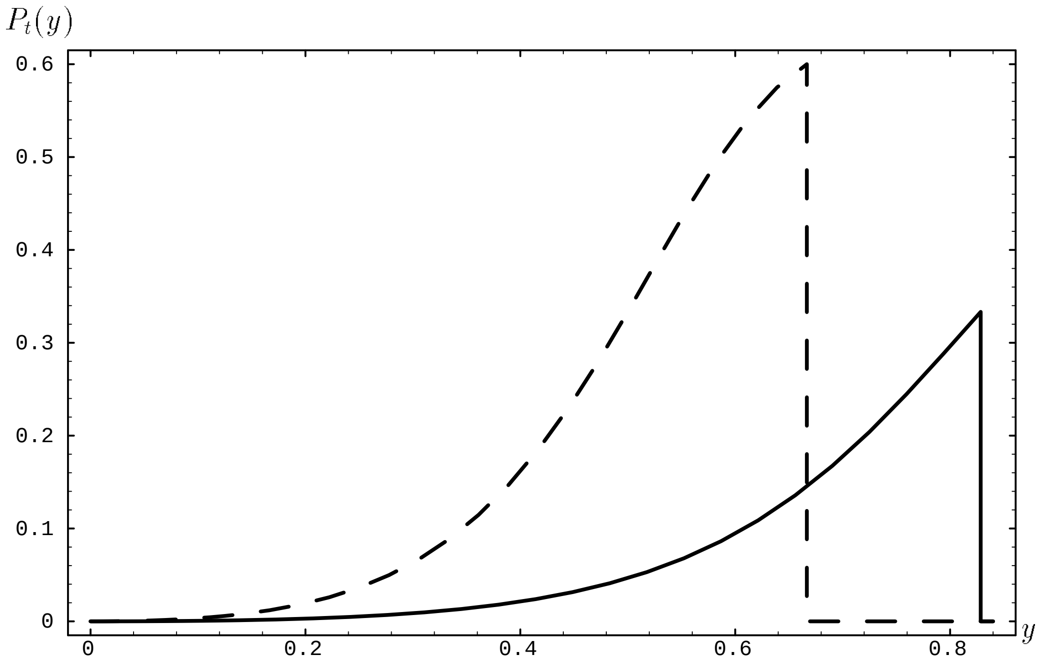

Abbildung 1.4: Linearer Polarisationsgrad $P_t(y)$ der Photonen bei Compton-Rückstreuung für $\lambda_k = \lambda_L = 0$, $P_t = 1$ und $x = 4.83$ (———) bzw. $x = 2$ (—   —).

1.4 Zerfälle der supersymmetrischen Teilchen

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels sollen noch die Formeln zur Berechnung der Zerfallsbreiten der supersymmetrischen Teilchen angegeben werden. Charginos und Sneutrinos zerfallen direkt oder über eine Zerfallskaskade in das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP), Leptonen und Quarks. Das LSP ist wegen der Erhaltung der R-Parität stabil und sollte aus kosmologischen Gründen das leichteste Neutralino sein [32].

Hier werden neben den Zerfällen der Charginos und Sneutrinos nur die Zerfälle derjenigen SUSY-Teilchen betrachtet, die als Zwischenprodukt in den Zerfallskaskaden eine Rolle spielen [33, 34].

Weiterhin wird im Rahmen dieser Arbeit nur eine Teilchengeneration betrachtet, nämlich Elektronen, Elektronneutrinos, up- und down-Quarks und deren SUSY-Partnerteilchen. Für die Zerfälle in die anderen Generationen erhält man die gleichen Zerfallsbreiten, abgesehen von Fällen, bei denen das top-Quark beteiligt ist. Wegen der großen top-Masse von $174 \pm 10^{+13}_{-12}$ GeV [3] müßten diese Zerfallsbreiten gesondert berechnet werden.

1.4.1 Sfermionzerfälle

Sfermionen können für die hier betrachteten Szenarien immer in ein leichteres Chargino oder Neutralino und ein Fermion zerfallen, da man die Fermionmassen der ersten Generation gegen die Massen der SUSY-Teilchen vernachlässigen kann. Die Zerfallsbreite für diesen Zweiteilchenzerfall $\tilde{f} \to f + \tilde{\chi}_j$ ist gegeben durch [33]:

$$\Gamma = \frac{1}{16\pi} |(\eta_f)_{\tilde{\chi}_j}|^2 \frac{(m_{\tilde{f}}^2 - m_{\tilde{\chi}_j}^2)^2}{m_{\tilde{f}}^3}, \tag{1.87}$$

wobei $m_{\tilde{f}}$ die Masse des zerfallenden Sfermions darstellt, und $m_{\tilde{\chi}_j}$ die Masse des entstehenden Charginos oder Neutralinos. Für die relevanten Zerfälle lauten die Kopplungen $(\eta_f)_{\tilde{\chi}_j}$:

$$\tilde{\nu}_L \to \nu_L + \tilde{\chi}_j^0 \quad : \quad (\eta_{\nu_L})_{\tilde{\chi}_j^0} = -ig \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{N_{j2}}{\cos\theta_W} \tag{1.88}$$

$$\tilde{\nu}_L \to e_L^{\mp} + \tilde{\chi}_j^{\pm} \quad : \quad (\eta_{e_L})_{\tilde{\chi}_j^{\pm}} = -ig V_{j1}^* \tag{1.89}$$

$$\tilde{e}_L^{\pm} \to e_L^{\pm} + \tilde{\chi}_j^0 \quad : \quad (\eta_{e_L})_{\tilde{\chi}_j^0} = -ig\sqrt{2} \left(\frac{1}{\cos\theta_W} (-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W) N_{j2} - \sin\theta_W N_{j1} \right) \tag{1.90}$$

$$\tilde{e}_R^{\pm} \to e_R^{\pm} + \tilde{\chi}_j^0 \quad : \quad (\eta_{e_R})_{\tilde{\chi}_j^0} = ig\sqrt{2} \sin\theta_W (\tan\theta_W N_{j2}^* - N_{j1}^*) \tag{1.91}$$

$$\tilde{e}_L^{\pm} \to \overset{(-)}{\nu}_L + \tilde{\chi}_j^{\pm} \quad : \quad (\eta_{\nu_L})_{\tilde{\chi}_j^{\pm}} = -ig U_{j1} \tag{1.92}$$

Hierbei sind die V_{ij}, U_{ij} bzw. N_{ij} die Matrixelemente der Diagonalisierungsmatrizen nach Abschnitt 1.1.2.

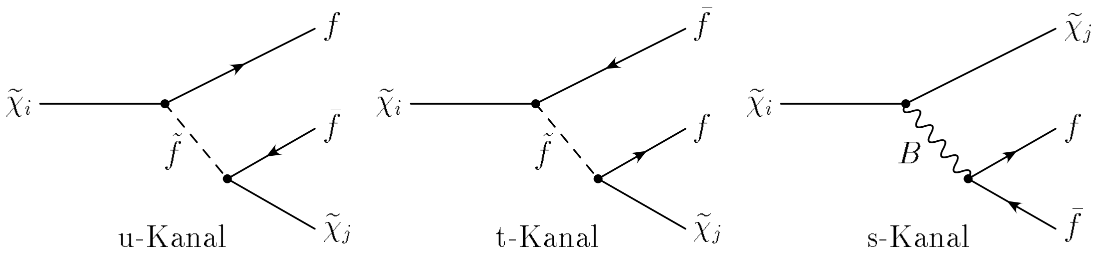

Abbildung 1.5: Feynmangraphen von u-, t- und s-Kanal der Dreiteilchenzerfälle von Charginos und Neutralinos.

Die Sneutrinos zerfallen also in Neutralinos (Zinoanteil) und auch in geladene Charginos (Winoanteil). Für die als Zwischenprodukte auftretenden Selektronen gilt: Linkshändige Selektronen (d. h. die Partnerteilchen der linkshändigen Elektronen) zerfallen sowohl in Neutralinos (Zino- und Photinoanteil) als auch in Charginos (Winoanteil), während rechtshändige Selektronen nur in Neutralinos (Zino- und Photinoanteil) zerfallen können.

1.4.2 Charginozerfälle

Bei den Zerfällen der Charginos sind mehrere Fälle zu unterscheiden. Zum einen spielt es eine Rolle, ob das Chargino ein schweres oder leichtes Chargino ist. Ein Chargino wird als schwer bezeichnet, wenn seine Masse größer als die Summe der Massen von LSP und W-Boson ($m_{\tilde{\chi}_i^\pm} > m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_W$) oder aber größer als die Summe der Massen des leichteren Charginos und des Z-Bosons ist ($m_{\tilde{\chi}_i^\pm} > m_{\tilde{\chi}_1^\pm} + m_Z$). Falls dies nicht gilt, heißt das Chargino leicht. Zum anderen spielt es eine Rolle, ob das Chargino leichter als alle Sfermionen ist. Dann kann es nicht in ein Sfermion-Fermion-Paar zerfallen.

Es sind also vier Fälle zu betrachten:

1. Zerfall leichter Charginos mit $m_{\tilde{f}} > m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$:
   Ein Zweiteilchenzerfall in ein LSP und W-Boson, ein $\tilde{\chi}_1^\pm$ und Z-Boson oder ein Sfermion-Fermion-Paar ist kinematisch nicht möglich. Diese Charginos zerfallen aufgrund eines Dreiteilchenzerfalls in ein Neutralino oder Chargino, ein Fermion und ein Antifermion:

$$\tilde{\chi}_i^\pm \to \tilde{\chi}_j^\pm + f + \bar{f} \quad \text{oder} \quad \tilde{\chi}_i^\pm \to \tilde{\chi}_j^0 + f + \bar{f}' \tag{1.93}$$

   In Abbildung 1.5 sind die Feynmangraphen der drei möglichen Zerfallskanäle abgebildet. In [33, 34] sind die Formeln für die Zerfallsbreiten und Kopplungen dieser Dreiteilchenzerfälle ausführlich dargestellt.

2. Zerfall leichter Charginos mit $m_{\tilde{f}} < m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$:
   Diese Charginos können neben den Dreiteilchenzerfällen auch direkt in ein

Sfermion-Fermion-Paar zerfallen:

$$\tilde{\chi}_i^{\pm} \rightarrow \tilde{f} + f' \tag{1.94}$$

Die Zerfallsbreite ist gegeben durch:

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i \rightarrow \tilde{f} + f') = \frac{1}{32\pi}|(\eta_f)_{\tilde{\chi}_i}|^2 \frac{(m_{\tilde{\chi}_i}^2 - m_{\tilde{f}}^2)^2}{m_{\tilde{\chi}_i}^3} \tag{1.95}$$

mit den Kopplungen $(\eta_f)_{\tilde{\chi}_i^{\pm}}$ aus obigem Abschnitt und $(\eta_{f_R})_{\tilde{\chi}_i^{\pm}} = 0$. Die Charginos können also nur in linkshändige Fermionen zerfallen.

3. Zerfall schwerer Charginos mit $m_{\tilde{f}} > m_{\tilde{\chi}_i^{\pm}}$:
   Diese Teilchen zerfallen hauptsächlich in ein Boson-Bosino-Paar:

$$\tilde{\chi}_i^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_j^{\pm} + Z \quad \text{oder} \quad \tilde{\chi}_i^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_j^{0} + W^{\pm} \tag{1.96}$$

   Die Zerfallsbreite für diesen Zweiteilchenzerfall lautet:

$$\begin{aligned}
&\Gamma(\tilde{\chi}_i \rightarrow \tilde{\chi}_j + B) = \\
&\frac{1}{16\pi m_{\tilde{\chi}_i}} \left(m_{\tilde{\chi}_i}^4 + m_{\tilde{\chi}_j}^4 + m_B^4 - 2m_{\tilde{\chi}_i}^2 m_B^2 - 2m_{\tilde{\chi}_j}^2 m_B^2 - 2m_{\tilde{\chi}_i}^2 m_{\tilde{\chi}_j}^2\right)^{\frac{1}{2}} \\
&\left[\left(\frac{1}{2}|O_B^L|_{ij}^2 + \frac{1}{2}|O_B^R|_{ij}^2\right)\left(m_{\tilde{\chi}_i}^2 + m_{\tilde{\chi}_j}^2 - m_B^2 + \frac{(m_{\tilde{\chi}_i}^2 - m_{\tilde{\chi}_j}^2)^2 - m_B^4}{m_B^2}\right)\right. \\
&\quad \left. -3\eta_{\tilde{\chi}_i} m_{\tilde{\chi}_i} \eta_{\tilde{\chi}_j} m_{\tilde{\chi}_j}\left((O_B^L)_{ij}(O_B^R)_{ij}^* + (O_B^L)_{ij}^*(O_B^R)_{ij}\right)\right]
\end{aligned} \tag{1.97}$$

   mit $B = W$ oder $B = Z$. Für die Kopplungen gilt:

$$(O_Z^{L,R})_{ij} \equiv O_{ij}'^{L,R} \quad \text{bzw.} \quad (O_W^{L,R})_{ij} \equiv O_{ji}^{L,R} \tag{1.98}$$

   wobei $O_{ij}'^{L,R}$ durch Gleichung (1.36) und $O_{ij}^{L,R}$ durch Gleichung (1.35) gegeben sind.

4. Zerfall schwerer Charginos mit $m_{\tilde{f}} < m_{\tilde{\chi}_i^{\pm}}$:
   Zusätzlich zu den Zweiteilchenzerfällen von Punkt 3. können diese Charginos auch in Sfermion-Fermion-Paare zerfallen (siehe Punkt 2.). Welcher dieser Zweiteilchenzerfälle dominiert, hängt stark von den Kopplungen und Massen des jeweiligen Szenarios ab.

Allgemein ist zu sagen, daß die Dreiteilchenzerfälle mit virtuellen Austauschteilchen nach Punkt 1 immer auftreten, jedoch meist gegen die Zweiteilchenzerfälle vernachlässigt werden können, wenn diese kinematisch erlaubt sind. Der entsprechende Dreiteilchenzerfallskanal heißt dann resonant, weil das dabei auftretende Austauschteilchen auch als reelles Teilchen entstehen kann. Falls jedoch nur ein Zweiteilchenzerfallskanal erlaubt und dieser durch die Kopplung stark unterdrückt ist, kann der Fall eintreten, daß die übrigen nichtresonanten Dreiteilchenzerfallskanäle einen wesentlichen Beitrag zur Zerfallsbreite liefern.

Zerfälle in ein Higgs-Boson und ein Neutralino oder Chargino brauchen für die hier gewählten Szenarien (vergleiche Abschnitt 4.2.2) nicht berücksichtigt zu werden, weil hierfür dieser Zerfall kinematisch nicht erlaubt ist [33].

1.4.3 Neutralinozerfälle

Bei der Diskussion der Neutralinozerfälle treten im wesentlichen die gleichen Fallunterscheidungen auf wie bei den Charginos. Diese Zerfälle sollen deshalb nur verkürzt behandelt werden:

- Die Formeln und Kopplungen zur Berechnung der Dreiteilchenzerfälle

  $$\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^0 + f + \bar{f} \quad \text{oder} \quad \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^\pm + f + \bar{f}' \tag{1.99}$$

  sind wie oben in [33, 34] zu finden.

- Die Zerfallsbreite für den Zerfall in ein Sfermion-Fermion-Paar ($\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{f} + f$) ist ebenfalls durch Gleichung (1.95) gegeben mit den Kopplungen aus Abschnitt 1.4.1.

- Die Zerfallsbreite für Zerfälle in ein Boson-Bosino-Paar

  $$\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^0 + Z \quad \text{bzw.} \quad \tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_j^\pm + W^\mp \tag{1.100}$$

  wird wie bei den Charginos durch Gleichung (1.97) beschrieben. Die Kopplungen sind mit Gleichung (1.37) bzw. (1.35) gegeben durch:

  $$(O_Z^{L,R})_{ij} \equiv O_{ij}^{\prime\prime L,R} \quad \text{bzw.} \quad (O_W^{L,R})_{ij} \equiv O_{ij}^{L,R} \tag{1.101}$$

Kapitel 2

T-Matrixelemente

In diesem Kapitel sollen die T-Matrixelemente (Amplituden) für den in dieser Arbeit behandelten Prozeß $e^- + \gamma \longrightarrow \tilde{\chi}_i^- + \tilde{\nu}_e$ anhand der Feynman-Regeln berechnet werden.

2.1 Definition der T-Matrix

Die T-Matrix wird durch folgende Gleichung definiert [29]:

$$S_{fi} = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta(P_f - P_i) T_{fi} \tag{2.1}$$

Hierbei stellen $S_{fi} = \langle f|\mathbf{S}|i\rangle$ bzw. $T_{fi} = \langle f|\mathbf{T}|i\rangle$ die Matrixelemente der S- bzw. T-Matrix dar. P_f bzw. P_i sind die Summen der Impulse der aus- bzw. einlaufenden Teilchen. Für den hier betrachteten Übergang gilt: $\delta_{fi} = \langle f|i\rangle = 0$.

Die S-Matrix oder Streumatrix $\mathbf{S}$ ist derjenige Operator, der den Anfangszustand $|i\rangle$ (für $t \to -\infty$) eines Streuprozesses mit dem Endzustand $|f\rangle$ (für $t \to +\infty$) verknüpft:

$$|f\rangle = \mathbf{S}|i\rangle \tag{2.2}$$

Im folgenden werden die T-Matrixelemente bzw. Amplituden $\mathcal{M} \equiv T_{fi}$ aus den Feynman-Graphen berechnet.

2.2 Feynman-Graphen und Amplituden

Der hier betrachtete Prozeß $e^-(p,S) + \gamma(k,\epsilon) \longrightarrow \tilde{\chi}_i^-(p',S') + \tilde{\nu}_e(k')$ wird in niedrigster Ordnung durch die beiden in Abbildung 2.1 dargestellten Feynman-Graphen beschrieben [10]. Hierbei ist wie in Abschnitt 1.3.1 p bzw. k der Impuls des einlaufenden Elektrons bzw. Photons, p' bzw. k' der Impuls des auslaufenden Charginos bzw. Sneutrinos, ϵ der Polarisationsvektor des Photons und S bzw. S' der Spin des Elektrons bzw. Charginos. q_1 bzw. q_2 ist der übertragene Impuls im s-Kanal bzw. t-Kanal: $q_1 = p + k$, $q_1^2 = s$ bzw. $q_2 = k - p'$, $q_2^2 = t$. s und t

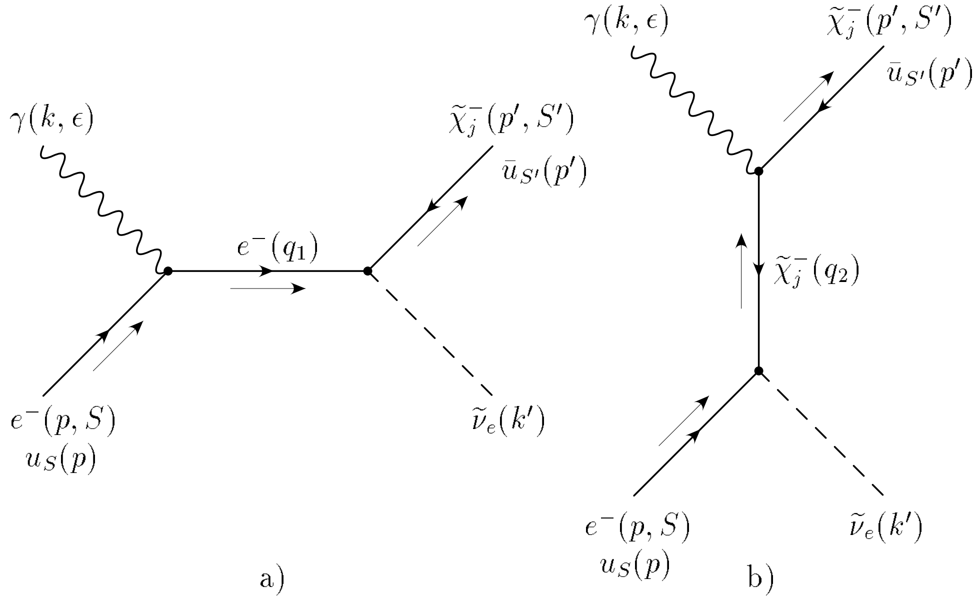

Abbildung 2.1: Feynmangraphen für den Prozeß $e^-(p,S)+\gamma(k,\epsilon)\to\widetilde{\chi}_j^-(p',S')+\widetilde{\nu}_e(k')$: a) 1. Teilprozeß (s-Kanal), b) 2. Teilprozeß (t-Kanal). Die dicken Pfeile stellen den Fermionenzahlfluß dar, die dünnen den Fluß der negativen Ladung (vergleiche Anhang A.2.1).

sind die Mandelstam-Variablen mit $s+t+u=\sum m_i^2=m_e^2+m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2+m_{\tilde{\nu}_e}^2$, wobei $u=(p-p')^2$.

Mit den Feynman-Regeln aus dem Anhang A.2.1 erhält man folgende Amplituden für die beiden Teilprozesse in Abbildung 2.1:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_1&=\frac{1}{i}\left(\bar{u}_{S'}(p')(-igV_{j1}^*P_L)\frac{i(\not{q}_1+m_e)}{q_1^2-m_e^2}(ie\gamma^\mu)\epsilon_\mu u_S(p)\right)\\ \mathcal{M}_2&=\frac{1}{i}\left(\bar{u}_{S'}(p')(-1)(-ie\gamma^\mu)\epsilon_\mu\frac{i(-\not{q}_2+m_{\tilde{\chi}_j^\pm})}{q_2^2-m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2}(-igV_{j1}^*P_L)u_S(p)\right)\end{aligned}\tag{2.3}$$

Die Elektronenmasse m_e kann im folgenden gegen die Schwerpunktsenergie und die Massen der SUSY Teilchen vernachlässigt werden. Man erhält somit:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_1&=geV_{j1}^*\frac{1}{q_1^2}\bar{u}_{S'}(p')P_L\,\not{q}_1\,\not{\epsilon}\,u_S(p)\\ \mathcal{M}_2&=geV_{j1}^*\frac{1}{q_2^2-m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2}\bar{u}_{S'}(p')\,\not{\epsilon}(-\not{q}_2+m_{\tilde{\chi}_j^\pm})P_Lu_S(p)\end{aligned}\tag{2.4}$$

Die Amplitude $\mathcal{M}$ des Gesamtprozesses ergibt sich dann zu:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 \tag{2.5}$$

$\mathcal{M}$ hängt außer von den Viererimpulsen der beteiligten Teilchen auch von der Polarisation der Teilchen ab, das heißt, es gilt: $\mathcal{M} = \mathcal{M}(\epsilon, S, S')$. Die Abhängigkeit von S und S' wird bei der Berechnung von $|\mathcal{M}|^2$ berücksichtigt (siehe Anhang A.3.1). Für ϵ müssen die in Kapitel 1.3.1 hergeleiteten Photonenpolaristionsvektoren eingesetzt werden. Im folgenden werden nur noch reelle Photonen betrachtet. Man erhält für:

- linear polarisierte Photonen in Reaktionsebene:

$$\epsilon^\mu = \epsilon_{||}^\mu = \frac{1}{N_1}(-(p'p)k^\mu - (p'k)p^\mu + (pk)p'^\mu) \tag{2.6}$$

$$\mathcal{M}_{||} \equiv \mathcal{M}(\epsilon_{||}) = \mathcal{M}_1(\epsilon_{||}) + \mathcal{M}_2(\epsilon_{||}) \tag{2.7}$$

$$\mathcal{M}_1(\epsilon_{||}) = \frac{geV_{j1}^*}{N_1}\frac{1}{s}\bar{u}_{S'}(p')\left[2(pk)(p'k) - m_{\tilde{\chi}_j^\pm}(pk)\not{k}\right] P_L u_S(p) \tag{2.8}$$

$$\mathcal{M}_2(\epsilon_{||}) = \frac{geV_{j1}^*}{N_1}\frac{1}{t - m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2}\bar{u}_{S'}(p') \left[2(pk)(p'k) + 2m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2(pk) - 4(p'p)(p'k) - m_{\tilde{\chi}_j^\pm}(pk)\not{k}\right] P_L u_S(p) \tag{2.9}$$

- linear polarisierte Photonen senkrecht zur Reaktionsebene:

$$\epsilon^\mu = \epsilon_\perp^\mu = -\frac{1}{N_1}\epsilon^\mu{}_{\nu\sigma\tau}p^\nu p'^\sigma k^\tau \tag{2.10}$$

$$\mathcal{M}_\perp \equiv \mathcal{M}(\epsilon_\perp) = \mathcal{M}_1(\epsilon_\perp) + \mathcal{M}_2(\epsilon_\perp) \tag{2.11}$$

$$\mathcal{M}_1(\epsilon_\perp) = -\frac{geV_{j1}^*}{N_1}\frac{1}{s}\epsilon_{\mu\nu\sigma\tau}p^\nu p'^\sigma k^\tau \bar{u}_{S'}(p')\not{k}\gamma^\mu P_L u_S(p) \tag{2.12}$$

$$\mathcal{M}_2(\epsilon_\perp) = \frac{geV_{j1}^*}{N_1}\frac{1}{t - m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2}\epsilon_{\mu\nu\sigma\tau}p^\nu p'^\sigma k^\tau \bar{u}_{S'}(p')\gamma^\mu \not{k} P_L u_S(p) \tag{2.13}$$

- linear polarisierte Photonen im Winkel φ zur Reaktionsebene (siehe Abbildung 2.2):

$$\epsilon^\mu = \epsilon^\mu(\varphi) = \epsilon_{||}^\mu \cos(\varphi) + \epsilon_\perp^\mu \sin(\varphi) \tag{2.14}$$

$$\mathcal{M}(\varphi) \equiv \mathcal{M}(\epsilon(\varphi)) = \mathcal{M}_{||}\cos(\varphi) + \mathcal{M}_\perp \sin(\varphi) \tag{2.15}$$

- rechtszirkular polarisierte Photonen:

$$\epsilon^\mu = \epsilon_+^\mu = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_{||}^\mu + i\epsilon_\perp^\mu) \tag{2.16}$$

$$\mathcal{M}_+ \equiv \mathcal{M}(\epsilon_+) = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{M}_{||} + i\mathcal{M}_\perp) \tag{2.17}$$

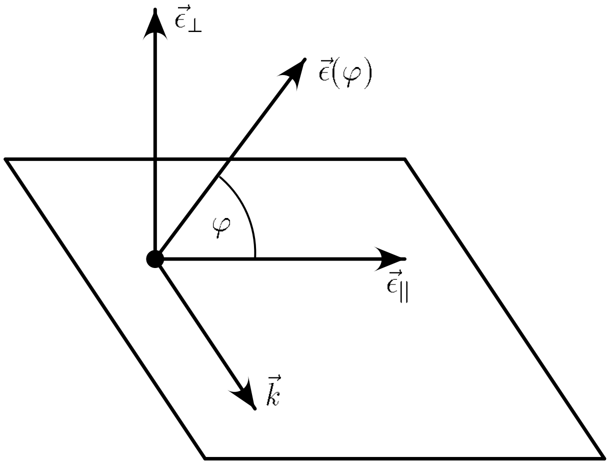

Abbildung 2.2: Lage eines allgemeinen Polarisationsvektors $\vec{\epsilon}(\varphi)$ mit Winkel φ zur Reaktionsebene.

- linkszirkular polarisierte Photonen:

$$\epsilon^\mu = \epsilon_-^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_\parallel^\mu - i\epsilon_\perp^\mu) \tag{2.18}$$

$$\mathcal{M}_- \equiv \mathcal{M}(\epsilon_-) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{M}_\parallel - i\mathcal{M}_\perp) \tag{2.19}$$

Kapitel 3

Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel werden die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte des Übergangs $e^- + \gamma \longrightarrow \widetilde{\chi}_i^- + \widetilde{\nu}_e$ für die verschiedenen Photonpolarisationen aus den Amplituden hergeleitet.

3.1 Definitionen und einführende Bemerkungen

Das Differential des Streuquerschnitts bei zwei einlaufenden und m auslaufenden Teilchen lautet [29]:

$$d\sigma = \frac{1}{2w(s, m_1^2, m_2^2)} \prod_{i=1}^{m} \frac{d^3 p_i'}{(2\pi)^3 2 p_i'^0} (2\pi)^4 \delta(p_1' + \cdots + p_m' - p_1 - p_2) |\mathcal{M}|^2 \tag{3.1}$$

Hierbei bedeuten m_1 und m_2 bzw. p_1 und p_2 die Massen bzw. Viererimpulse der einlaufenden Teilchen und $m_1' \dots m_m'$ bzw. $p_1' \dots p_m'$ die Massen bzw. Viererimpulse der auslaufenden Teilchen, sowie:

$$\begin{aligned} w(x, y, z) &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz} \\ &= \sqrt{x - (\sqrt{y} + \sqrt{z})^2} \sqrt{x - (\sqrt{y} - \sqrt{z})^2} \end{aligned} \tag{3.2}$$

Wenn nur zwei Teilchen im Endzustand sind, erhält man für $d\sigma$:

$$d\sigma = \frac{1}{2w(s, m_1^2, m_2^2)} \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{(2\pi)^6 2 p_1'^0 2 p_2'^0} (2\pi)^4 \delta(p_1' + p_2' - p_1 - p_2) |\mathcal{M}|^2 \tag{3.3}$$

Im Schwerpunktsystem (CMS) der Teilchen läßt sich dies weiter vereinfachen [35], und man erhält schließlich als Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im CMS [36]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 s} \frac{w(s, m_1'^2, m_2'^2)}{w(s, m_1^2, m_2^2)} \tag{3.4}$$

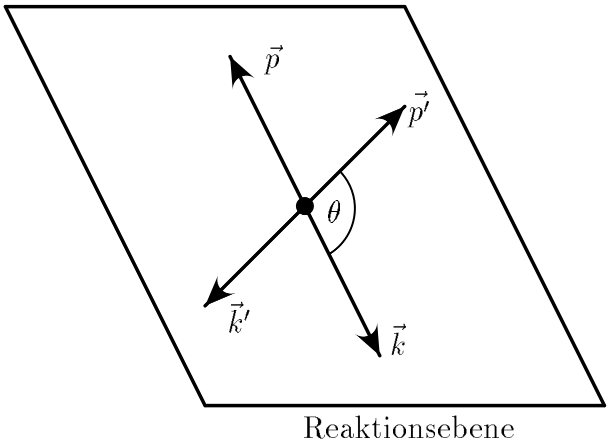

Abbildung 3.1: Impulse des einlaufenden Elektrons ($\vec{p}$) bzw. Photons ($\vec{k}$) und des auslaufenden Charginos ($\vec{p'}$) bzw. Sneutrinos ($\vec{k'}$). Der Streuwinkel θ wurde analog [10] als Winkel zwischen $\vec{k}$ und $\vec{p'}$ gewählt.

Für den betrachteten Übergang $e^- + \gamma \longrightarrow \tilde{\chi}_i^- + \tilde{\nu}_e$ gilt bei vernachlässigter Elektronenmasse:

$$w(s, m_1^2, m_2^2) = w(s, 0, 0) = s \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned} w(s, m_1'^2, m_2'^2) &= w(s, m^2_{\tilde{\chi}_j^\pm}, m^2_{\tilde{\nu}_e}) \\ &= \sqrt{s - (m_{\tilde{\chi}_j^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e})^2}\sqrt{s - (m_{\tilde{\chi}_j^\pm} - m_{\tilde{\nu}_e})^2} \\ &\equiv w \end{aligned} \tag{3.6}$$

Damit erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im CMS:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{64\pi^2}\frac{w}{s^2} \tag{3.7}$$

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird im folgenden die Mandelstam-Variable t durch den Streuwinkel θ zwischen einfallendem Photon und entstehendem Chargino im CMS ersetzt (siehe Abbildung 3.1). Man erhält:

$$t = \frac{1}{2}(m^2_{\tilde{\chi}_j^\pm} + m^2_{\tilde{\nu}_e} - s + w\cos\theta) \tag{3.8}$$

In den Wirkungsquerschnitten kommt außerdem ein Faktor $\frac{|geV_{j1}|^2}{64\pi^2}$ vor. Dieser wird folgendermaßen umgerechnet ($g = e/\sin\theta_W$, $e^2 = 4\pi\alpha$):

$$\frac{|geV_{j1}|^2}{64\pi^2} = |V_{j1}|^2\frac{e^4}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{64\pi^2} = \frac{1}{4}|V_{j1}|^2\frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W} \tag{3.9}$$

Daneben wird für die häufig auftretende Differenz der Massenquadrate von Chargino und Sneutrino folgende Abkürzung eingeführt:

$$\Delta_j \equiv m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} - m^2_{\tilde{\nu}_e} \tag{3.10}$$

Über die Spinzustände der Charginos wird gemittelt. Die Elektronenpolarisation wird durch die Dichtematrix ρ(Gl. (1.46)) berücksichtigt (vergleiche Anhang A.3.1). Man findet, daß $|\mathcal{M}|^2$ nur durch einen globalen Faktor $\frac{1}{2}(1-\lambda_e)$ von dem longitudinalen Polarisationsgrad λ_e der Elektronen abhängt.

3.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Mit Gleichung (3.7) erhält man die differentiellen Wirkungsquerschnitte im $e\gamma$-CMS für die verschiedenen Photonpolarisationen:

- linear polarisierte Photonen in Reaktionsebene:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_\parallel}{d\Omega} = \frac{1}{4}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^2} \times \\ \left\{\frac{-3s - 7\Delta_j - w\cos\theta}{2s} + 8\frac{\Delta_j + \frac{s}{4} + \frac{\Delta_j^2}{s}}{s+\Delta_j - w\cos\theta} - \right. \\ \left. 16\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}\Delta_j}{(s+\Delta_j-w\cos\theta)^2}\right\}\end{aligned} \tag{3.11}$$

- linear polarisierte Photonen senkrecht zur Reaktionsebene:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega} = \frac{1}{4}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^2} \times \\ \left\{\frac{-3s + \Delta_j - w\cos\theta}{2s} + \frac{2s}{s+\Delta_j - w\cos\theta}\right\}\end{aligned} \tag{3.12}$$

- linear polarisierte Photonen im Winkel φ zur Reaktionsebene:

$$\frac{d\sigma(\varphi)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_\parallel}{d\Omega}\cos^2\varphi + \frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}\sin^2\varphi \tag{3.13}$$

Das heißt, $\frac{d\sigma(\varphi)}{d\Omega}$ ist ein gewichtetes Mittel aus $\frac{d\sigma_\parallel}{d\Omega}$ und $\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}$. Für $\varphi = 0$, $\frac{\pi}{4}$ bzw. $\frac{\pi}{2}$ erhält man $\frac{d\sigma_\parallel}{d\Omega}$, $\frac{d\sigma_{\mathrm{unpol}}}{d\Omega}$ bzw. $\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}$. $\frac{d\sigma(\varphi)}{d\Omega}$ liefert also für allgemeines φ keine wesentlichen Informationen und wird im folgenden nicht weiter betrachtet.

- unpolarisierte Photonen:

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{unpol}}}{d\Omega} = \frac{1}{4}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^2} \times$$
$$\left\{\frac{-3s-3\Delta_j - w\cos\theta}{2s} + 4\frac{\Delta_j + \frac{s}{2} + \frac{\Delta_j^2}{s}}{s+\Delta_j - w\cos\theta} - 8\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}\Delta_j}{(s+\Delta_j - w\cos\theta)^2}\right\} \tag{3.14}$$

- rechtszirkulare Photonen:

$$\frac{d\sigma_{+}}{d\Omega} = \frac{1}{4}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^2} \times$$
$$\left\{\frac{-3s-3\Delta_j - w\cos\theta}{s} + 4\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} + 2\Delta_j + s + \frac{\Delta_j^2}{s}}{s+\Delta_j - w\cos\theta} - 8\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}\Delta_j + s m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{(s+\Delta_j - w\cos\theta)^2}\right\} \tag{3.15}$$

- linkszirkulare Photonen:

$$\frac{d\sigma_{-}}{d\Omega} = \frac{1}{4}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^2} \times$$
$$\left\{4\frac{-m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} + \frac{\Delta_j^2}{s}}{s+\Delta_j - w\cos\theta} - 8\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}\Delta_j - s m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{(s+\Delta_j - w\cos\theta)^2}\right\} \tag{3.16}$$

3.3 Totale Wirkungsquerschnitte

Somit erhält man folgende totale Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Photonpolarisationen:

- unpolarisierte Photonen:

$$\sigma_{\mathrm{unpol}} = \frac{\pi}{2}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3} \times$$
$$\left\{4\frac{s(\Delta_j + \frac{s}{2}) + \Delta_j^2}{w}\ln\frac{s+\Delta_j+w}{s+\Delta_j-w} - 3s - 7\Delta_j\right\} \tag{3.17}$$

- rechtszirkular polarisierte Photonen:

$$\sigma_{+} = \frac{\pi}{2}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3} \times \left\{4\frac{s(m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}+2\Delta_j+s)+\Delta_j^2}{w}\ln\frac{s+\Delta_j+w}{s+\Delta_j-w} - 10s - 10\Delta_j\right\} \quad (3.18)$$

- linkszirkular polarisierte Photonen:

$$\sigma_{-} = \frac{\pi}{2}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3} \times \left\{4\frac{-sm^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}+\Delta_j^2}{w}\ln\frac{s+\Delta_j+w}{s+\Delta_j-w} + 4s - 4\Delta_j\right\} \quad (3.19)$$

Wenn im Falle linear polarisierter Photonen der totale Wirkungsquerschnitt gemessen wird, erhält man σ_{unpol}, weil die Lage der Reaktionsebene bezüglich der Polarisationsebene nicht festgelegt werden kann und somit bei der φ-Integration über beide Polarisationsrichtungen gemittelt wird:

$$\sigma_{\|} = \sigma_{\perp} = \sigma_{\mathrm{unpol}} \quad (3.20)$$

Hier muß also der θ-integrierte Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\varphi} \equiv \int_{-1}^{1}\frac{d\sigma}{d\Omega}\,d\cos\theta$ benutzt werden, um diese Fälle unterscheiden zu können.

Für unpolarisierte bzw. zirkular polarisierte Photonen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt von φ unabhängig, und man erhält:

$$\sigma = \int_0^{2\pi}\frac{d\sigma}{d\varphi}\,d\varphi = 2\pi\frac{d\sigma}{d\varphi} \quad (3.21)$$

Um eine Vergleichbarkeit mit den anderen Fällen zu gewährleisten, wird für linear polarisierte Photonen ein „totaler" Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}$ eingeführt:

$$\tilde{\sigma} \equiv 2\pi\frac{d\sigma}{d\varphi} \quad (3.22)$$

- linear polarisierte Photonen in Reaktionsebene:

$$\tilde{\sigma}_{\|} = 2\pi\frac{d\sigma_{\|}}{d\varphi} = \frac{\pi}{2}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3} \times \left\{8\frac{s(\Delta_j+\frac{s}{4})+\Delta_j^2}{w}\ln\frac{s+\Delta_j+w}{s+\Delta_j-w} - 3s - 15\Delta_j\right\} \quad (3.23)$$

- linear polarisierte Photonen senkrecht zur Reaktionsebene:

$$\tilde{\sigma}_{\perp} = 2\pi\frac{d\sigma_{\perp}}{d\varphi} = \frac{\pi}{2}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3} \times \left\{\frac{2s^2}{w}\ln\frac{s+\Delta_j+w}{s+\Delta_j-w} - 3s + \Delta_j\right\} \quad (3.24)$$

3.4 Polarisationsasymmetrien

Definition

Die Asymmetrien der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Photonpolarisationen werden folgendermaßen definiert:

- Asymmetrie zwischen den differentiellen Wirkungsquerschnitten für rechts- und linkszirkulare Photonpolarisation:

$$A_{\text{zirk}}^{\text{diff}} \equiv \frac{\frac{d\sigma_+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_-}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_+}{d\Omega} + \frac{d\sigma_-}{d\Omega}} = \frac{\frac{d\sigma_+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_-}{d\Omega}}{2\frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}} \tag{3.25}$$

- Asymmetrie zwischen den totalen Wirkungsquerschnitten für rechts- und linkszirkulare Photonpolarisation:

$$A_{\text{zirk}}^{\text{tot}} \equiv \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2\sigma_{\text{unpol}}} \tag{3.26}$$

- Asymmetrie zwischen den differentiellen Wirkungsquerschnitten für linear polarisierte Photonen parallel und senkrecht zur Reaktionsebene:

$$A_{\text{lin}}^{\text{diff}} \equiv \frac{\frac{d\sigma_{\|}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega}}{2\frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}} \tag{3.27}$$

- Asymmetrie zwischen den totalen Wirkungsquerschnitten für linear polarisierte Photonen parallel und senkrecht zur Reaktionsebene:

$$A_{\text{lin}}^{\text{tot}} \equiv \frac{\tilde{\sigma}_{\|} - \tilde{\sigma}_{\perp}}{2\sigma_{\text{unpol}}} \tag{3.28}$$

Zirkulare Asymmetrien

$A_{\text{zirk}}^{\text{diff}}$ und $A_{\text{zirk}}^{\text{tot}}$ lauten:

$$A_{\text{zirk}}^{\text{diff}} = \frac{1}{\frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}} \frac{|V_{j1}|^2\alpha^2}{\sin^2\theta_W}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^2} \times \left\{\frac{-3s-3\Delta_j - w\cos\theta}{16s} + \frac{2m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2 + 2\Delta_j + s}{4(s+\Delta_j - w\cos\theta)} - \frac{s m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2}{(s+\Delta_j - w\cos\theta)^2}\right\} \tag{3.29}$$

$$A_{\text{zirk}}^{\text{tot}} = \frac{1}{\sigma_{\text{unpol}}}\frac{\pi}{4}\frac{|V_{j1}|^2\alpha^2}{\sin^2\theta_W}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3} \times \left\{2\frac{s(2m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2 + 2\Delta_j + s)}{w}\ln\frac{s+\Delta_j+w}{s+\Delta_j-w} - 7s - 3\Delta_j\right\} \tag{3.30}$$

Lineare Asymmetrien

Für $A_{\text{lin}}^{\text{diff}}$ und $A_{\text{lin}}^{\text{tot}}$ erhält man:

$$A_{\text{lin}}^{\text{diff}} = \frac{1}{\frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}} \frac{1}{4} \frac{|V_{j1}|^2\alpha^2}{\sin^2\theta_W}(1-\lambda_e)\frac{w^3}{s^3}\Delta_j \frac{\sin^2\theta}{(s+\Delta_j - w\cos\theta)^2} \tag{3.31}$$

$$A_{\text{lin}}^{\text{tot}} = \frac{1}{\sigma_{\text{unpol}}} \frac{\pi|V_{j1}|^2\alpha^2}{\sin^2\theta_W}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3}\Delta_j \left\{\frac{s+\Delta_j}{w}\ln\frac{s+\Delta_j+w}{s+\Delta_j-w} - 2\right\} \tag{3.32}$$

Das heißt, die Asymmetrien verschwinden für $m_{\tilde{\chi}_j^\pm} = m_{\tilde{\nu}_e}$. Dann gilt:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{\|}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega} \\ &= \frac{1}{4}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^2}\left\{\frac{-3s - w\cos\theta}{2s} + \frac{2s}{s-w\cos\theta}\right\}\end{aligned} \tag{3.33}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}_{\|} = \tilde{\sigma}_{\perp} &= \sigma_{\text{unpol}} \\ &= \frac{\pi}{2}|V_{j1}|^2 \frac{\alpha^2}{\sin^2\theta_W}\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{w}{s^3}\left\{\frac{2s^2}{w}\ln\frac{s+w}{s-w} - 3s\right\}\end{aligned} \tag{3.34}$$

Die Wirkungsquerschnitte hängen also nicht von einer linearen Polarisation der Photonen ab.

An Gleichung (3.31) erkennt man sofort, daß weiterhin gilt:

$$A_{\text{lin}} \gtrless 0 \qquad \text{für} \quad \Delta_j \gtrless 0 \quad \text{also} \quad m_{\tilde{\chi}_j^\pm} \gtrless m_{\tilde{\nu}_e} \qquad (A_{\text{lin}} = A_{\text{lin}}^{\text{diff}}, A_{\text{lin}}^{\text{tot}}) \tag{3.35}$$

Durch Messung des Vorzeichens von $A_{\text{lin}}^{\text{diff}}$ bzw. $A_{\text{lin}}^{\text{tot}}$ kann man also feststellen, ob das Sneutrino schwerer oder leichter als das Chargino ist. Es ist deshalb von Interesse, in welchem Bereich des SUSY Parameterraumes $m_{\tilde{\nu}_e}$ größer oder kleiner als $m_{\tilde{\chi}_j^\pm}$ ist. Nachdem im nächsten Kapitel die für die numerische Behandlung der Ergebnisse notwendigen Parameter festgelegt werden, soll dies in Kapitel 5 näher untersucht werden.

Kapitel 4

Szenarien und Parameter für die numerische Auswertung

In diesem Kapitel werden die in der vorliegenden Arbeit verwendeten numerischen Parameter des Standardmodells aufgeführt und die Szenarien der offenen SUSY Parameter vorgestellt.

4.1 Parameter des Standardmodells

Aus dem Standardmodell müssen die Z-Bosonmasse m_Z, der Weinbergwinkel θ_W und die Feinstrukturkonstante α festgelegt werden. Es wurden folgende Werte gewählt[37, 38]:

$$m_Z = 91.2 \text{ GeV} \tag{4.1}$$

$$\sin^2\theta_W = 0.23 \tag{4.2}$$

$$\alpha = \frac{1}{128} \tag{4.3}$$

Für α wurde der Wert $\alpha = \frac{1}{128}$ gewählt, der im relevanten Energiebereich von $100 - 500$ GeV einen besseren Mittelwert darstellt als der Niederenergiewert $\frac{1}{137}$ [38].

4.2 Festlegung der Szenarien

Um die Massen und Kopplungen der SUSY-Teilchen festzulegen, müssen die Parameter M, μ, $\tan\theta_V$, α_S und m_0 bestimmt werden. Für $\tan\beta \lesssim 10$ hängen die Ergebnisse nur wenig von $\tan\beta$ ab. Größere $\tan\beta$-Werte werden hier nicht betrachtet. Deswegen wurde der feste Wert

$$\tan\beta = \cot\theta_V = 2 \tag{4.4}$$

gewählt. Für $\alpha_S = M'/M$ gilt die Beziehung [6, 19, 39]:

$$\alpha_S = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W, \tag{4.5}$$

Für M und μ werden die dimensionslosen Parameter

$$\lambda \equiv \frac{M}{m_Z} \tag{4.6}$$

$$\nu \equiv \frac{\mu}{m_Z} \tag{4.7}$$

definiert. Von diesen beiden Parametern hängen die Kopplungsstärken und die Massen der Charginos und Neutralinos stark ab.

4.2.1 Massengrenzen des MSSM

Da die SUSY Teilchen in den bisherigen Experimenten nicht nachgewiesen werden konnten, existieren für sie Massenuntergrenzen. Die minimale Masse des leichtesten Neutralinos, welches das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) sein sollte, liegt für $\tan\beta \geq 5$ bei 23 GeV. Die minimale Charginomasse beträgt 47 GeV, falls das LSP eine Masse $\lesssim$ 40 GeV hat [40]. Dies sind die größten Massenuntergrenzen für diese Teilchen in [40, 41] und sollen hier für die Bestimmung des experimentell „verbotenen“ Bereichs in der (λ, ν)-Parameterebene verwendet werden:

$$m_{\tilde{\chi}_1^0,\mathrm{min}} = 23 \text{ GeV} \tag{4.8}$$

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm,\mathrm{min}} = 47 \text{ GeV} \tag{4.9}$$

Eingesetzt in die Neutralino-Masseneigenwertgleichung (1.21) bzw. in Gleichung (1.8) für die Charginomassen liefern diese Zahlenwerte die Grenzen des verbotenen Bereichs, der in Abbildung 4.1 grau unterlegt ist. Der Bereich mit $\lambda < 0.5$ ist zusätzlich wegen der Gluinomassenuntergrenze von 141 GeV [42] verboten ($M \approx 0.3\, m_{\tilde{g}}$). Dieser experimentell ausgeschlossene Bereich ist in alle Abbildungen von Konturlinien in der (λ, ν)-Ebene eingezeichnet.

Für Sneutrinos liefert [41] eine Massenuntergrenze von 41.7 GeV, falls die drei Sneutrinos massenentartet sind. Diese Grenze liefert für kleine m_0 eine Untergrenze für λ (oder eine Untergrenze für m_0, falls der gesamte λ-Bereich ab $\lambda = 0.5$ nach Abbildung 4.1 zugänglich sein soll). Diese Untergrenze vergrößert den verbotenen Bereich, was bei Abbildungen mit kleinem m_0 (siehe z. B. Abbildungen 5.2 bis 5.4) berücksichtigt wurde.

Für Selektronen liegt die Massenuntergrenze bei $m_Z/2$. Allerdings sind in Parameterbereichen, in denen die Sneutrino-Massengrenze eingehalten wird, diese Teilchen schwerer, so daß diese Untergrenzen keine Rolle spielen. Um dies zu

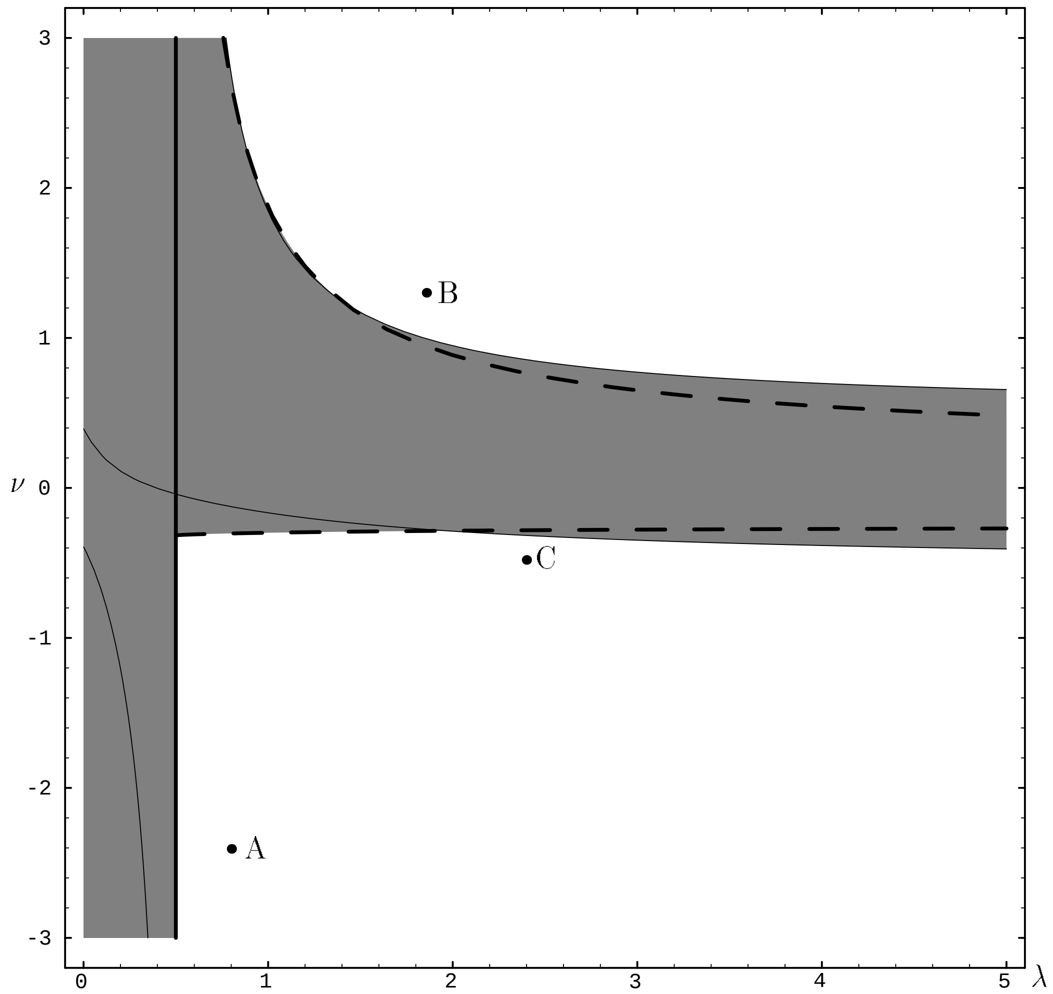

Abbildung 4.1: „Verbotener" Bereich in (λ, ν)-Ebene: gestrichelte Linie: Neutralinomassengrenze 23 GeV für $\lambda > 0.5$, dünne Linie: Charginomassengrenze 47 GeV, dicke senkrechte Linie: Gluinomassengrenze 141 GeV. Außerdem sind die drei Szenarien nach Abschnitt 4.2.2 eingezeichnet.

verdeutlichen, sind in Abbildung 4.2 die Sleptonmassen für $m_0 = 0$ und die Sneutrinomassengrenze in Abhängigkeit von λ aufgetragen.

Die Mindestmasse der Squarks beträgt 126 GeV [42]. Auch diese Grenze wird in den Parameterbereichen, die durch die Sneutrino-Massengrenze vorgegeben sind, eingehalten.

4.2.2 Szenarien

Der in Abbildung 4.1 dargestellte verbotene Bereich unterscheidet sich nur wenig von denen bei [25, 26], so daß die dort verwendeten Szenarien übernommen werden konnten. Diese wurden so gewählt, daß das leichteste Neutralino eine Masse

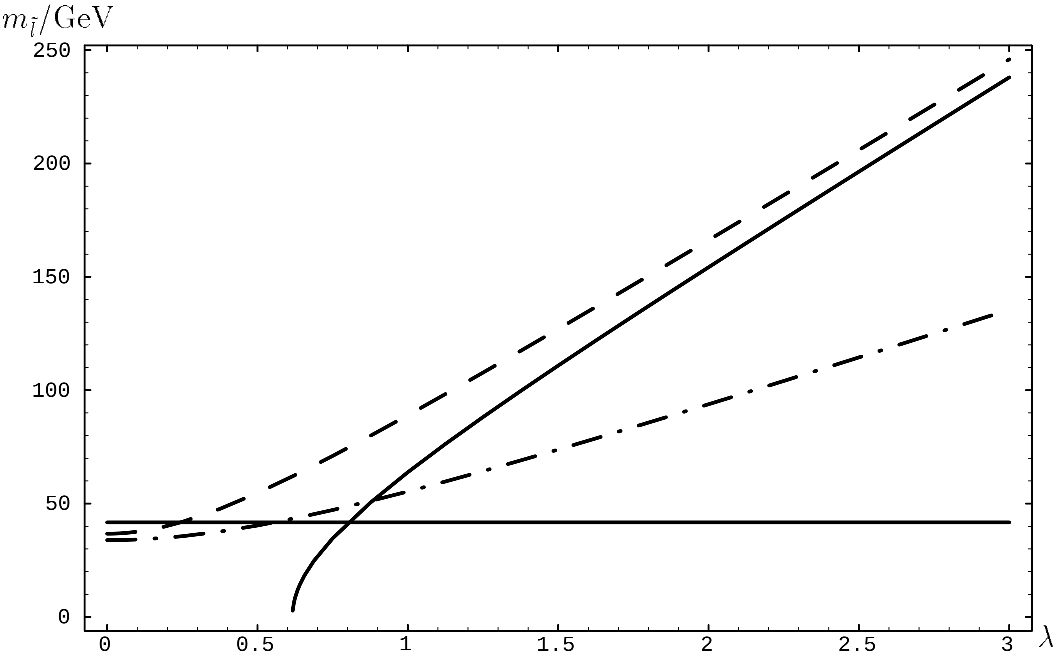

Abbildung 4.2: Sleptonmassen für $m_0 = 0$ und Sneutrinomassengrenze (waagrechte Linie) in Abhängigkeit von λ: —— $m_{\tilde{\nu}_e}$, $- -$ m_{e_L}, $- \cdot -$ m_{e_R}.

von 40 GeV und möglichst unterschiedlichen Mischungscharakter hat:

- In Szenario A hat es hauptsächlich Photinocharakter.
- In Szenario B liegt eine gleichmäßige Mischung aus allen Komponenten vor.
- In Szenario C hat es hauptsächlich Higgsinocharakter.

Es zeigte sich, daß für diese Szenarien auch den Charginos ein eindeutiger Charakter zugeordnet werden kann. Das leichtere Chargino verhält sich dabei ähnlich wie das leichteste Neutralino.

- In Szenario A hat das leichtere Chargino Winocharakter, das schwerere Higgsinocharakter.
- In Szenario B liegt bei beiden Charginos eine gleichmäßige Mischung aus allen Komponenten vor.
- In Szenario C hat das leichtere Chargino Higgsinocharakter, das schwerere Winocharakter.

In dieser Arbeit wurde durchwegs angenommen, daß die Polchinski-Gleichung (1.26) für die Sfermionmassen Gültigkeit besitzt. Für jedes Szenario wurden die beiden Parameterwerte $m_0 = 50$ GeV und $m_0 = 200$ GeV vorgegeben, wodurch die Sfermionmassen festgelegt sind. $m_0 = 50$ GeV liefert kleine Sleptonmassen, die aber noch die Massenuntergrenzen nach 4.2.1 einhalten. Für $m_0 = 200$ GeV erhält man Sleptonmassen in der Größenordnung der Massen des schwereren Charginos bzw. schwersten Neutralinos.

In den Tabellen 4.1 bis 4.3 sind die (λ, ν)-Werte, die Massen und Kopplungen der Charginos und Neutralinos sowie die Sfermionmassen der beiden m_0-Werte für die drei Szenarien aufgelistet. Die Kopplungen entsprechen den Elementen der Mischungsmatrizen V_{ij} und U_{ij} bei den Charginos bzw. N_{ij} bei den Neutralinos (siehe Kapitel 1.1.2). Außerdem ist ihre Lage in der (λ, ν)-Ebene in Abbildung 4.1 eingezeichnet.

A				
$\lambda = +0.8022 \qquad \nu = -2.4065$				
	Chargino 1		Chargino 2	
Massen in GeV	+87.4		+242.3	
Mischungen	V_{1j}	U_{1j}	V_{2j}	U_{2j}
$j = 1$	+0.9974	+0.9188	−0.0727	+0.3948
$j = 2$	+0.0727	+0.3948	+0.9974	−0.9188
Charakter des Chargino	Wino		Higgsino	
	Neutralino 1	Neutralino 2	Neutralino 3	Neutralino 4
Massen in GeV	+40.0	+88.2	+225.3	−243.9
Mischungen				
Photino	−0.9477	−0.3184	+0.0170	+0.0146
Zino	+0.2994	−0.8928	+0.1983	−0.2720
Higgsino A	+0.0795	−0.1761	+0.3463	+0.9180
Higgsino B	+0.0772	−0.2655	−0.9168	+0.2882
Charakter des Neutralino	Photino	Zino	Higgsino B	Higgsino A
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Sfermionmassen in GeV	linkshändig	rechtshändig	linkshändig	rechtshändig
$m_{\tilde{\nu}_e}$	65.1	—	204.3	—
$m_{\tilde{e}}$	89.9	69.8	213.5	205.9
$m_{\tilde{u}}$	242.0	236.2	310.0	305.4
$m_{\tilde{d}}$	249.8	238.6	316.1	307.3

Tabelle 4.1: Masseneigenwerte der SUSY Teilchen und Mischungscharakter der Charginos und Neutralinos für Szenario A.

B				
$\lambda = +1.8588 \qquad \nu = +1.3012$				
	Chargino 1		Chargino 2	
Massen in GeV	-66.2		$+226.4$	
Mischungen	V_{1j}	U_{1j}	V_{2j}	U_{2j}
$j = 1$	$+0.6524$	-0.5115	$+0.7579$	$+0.8593$
$j = 2$	-0.7579	$+0.8593$	$+0.6524$	$+0.5115$
Charakter des Chargino	Mix		Mix	
	Neutralino 1	Neutralino 2	Neutralino 3	Neutralino 4
Massen in GeV	$+40.0$	$+106.3$	-122.2	$+229.9$
Mischungen				
Photino	-0.3502	-0.9106	$+0.0192$	$+0.2187$
Zino	$+0.6255$	-0.0586	-0.1215	$+0.7685$
Higgsino A	-0.6166	$+0.3857$	$+0.3549$	$+0.5874$
Higgsino B	-0.3254	$+0.1365$	-0.9268	$+0.1288$
Charakter des Neutralino	Mix	Photino	Higgsino B	Mix
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Sfermionmassen in GeV	linkshändig	rechtshändig	linkshändig	rechtshändig
$m_{\tilde{\nu}_e}$	150.7	—	245.4	—
$m_{\tilde{e}}$	162.9	101.3	253.1	218.5
$m_{\tilde{u}}$	557.8	540.4	590.5	574.0
$m_{\tilde{d}}$	561.2	541.4	593.7	575.0

Tabelle 4.2: Masseneigenwerte der SUSY Teilchen und Mischungscharakter der Charginos und Neutralinos für Szenario B.

C				
$\lambda = +2.4006 \qquad \nu = -0.4801$				
	Chargino 1		Chargino 2	
Massen in GeV	+60.6		+242.9	
Mischungen	V_{1j}	U_{1j}	V_{2j}	U_{2j}
$j = 1$	+0.3919	−0.1211	+0.9200	+0.9926
$j = 2$	−0.9200	+0.9926	+0.3919	+0.1211
Charakter des Chargino	Higgsino		Wino	
	Neutralino 1	Neutralino 2	Neutralino 3	Neutralino 4
Massen in GeV	+40.0	−73.7	+118.2	+243.5
Mischungen				
Photino	−0.0630	+0.0723	+0.9229	+0.3729
Zino	+0.1284	−0.3251	−0.3213	+0.8801
Higgsino A	−0.1844	+0.9165	−0.2023	+0.2917
Higgsino B	+0.9724	+0.2214	+0.0639	−0.0368
Charakter des Neutralino	Higgsino B	Higgsino A	Photino	Zino
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Sfermionmassen in GeV	linkshändig	rechtshändig	linkshändig	rechtshändig
$m_{\tilde{\nu}_e}$	194.6	—	274.5	—
$m_{\tilde{e}}$	204.2	121.1	281.4	228.4
$m_{\tilde{u}}$	720.0	697.0	745.6	723.4
$m_{\tilde{d}}$	722.7	697.9	748.2	724.2

Tabelle 4.3: Masseneigenwerte der SUSY Teilchen und Mischungscharakter der Charginos und Neutralinos für Szenario C.

Kapitel 5

Massenkonturlinien in der SUSY Parameterebene

In diesem Kapitel werden Linien in der (λ, ν)-Ebene untersucht, auf denen die Sneutrinomasse $m_{\tilde{\nu}_e}$ gleich der Charginomasse $m_{\tilde{\chi}_j^\pm}$ bzw. der Neutralinomasse $m_{\tilde{\chi}_j^0}$ ist. Daraus können die Vorzeichen von A_{lin} (d. h. der linearen Asymmetrien nach Kapitel 3.4) in der (λ, ν)-Ebene bestimmt werden. Andererseits können dann die Bereiche angegeben werden, in denen das Sneutrino „invisible" ist. Außerdem werden noch die Konturlinien der Charginomassen und Kopplungen dargestellt.

5.1 Linien mit $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_j^\pm}$

Die Linien mit $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_j^\pm}$ trennen in der (λ, ν)-Ebene die Gebiete $A_{\text{lin}} \gtrless 0$. Sie können analytisch bestimmt werden, da die Charginomassen explizit in Abhängigkeit von λ und ν dargestellt werden können (Gl. (1.8)). Dazu werden folgende Abkürzungen eingeführt:

$$\xi \equiv \frac{m_{\tilde{\chi}_j^\pm}}{m_Z} \stackrel{!}{=} \frac{m_{\tilde{\nu}_e}}{m_Z}, \tag{5.1}$$

$$\mu_0 \equiv \frac{m_0}{m_Z}, \tag{5.2}$$

$$c^2 \equiv \cos^2 \theta_W, \tag{5.3}$$

das heißt alle Massen sind auf m_Z normiert.

Wenn man Gleichung (1.8) nach ν auflöst erhält man:

$$\nu = \frac{1}{\xi^2 - \lambda^2} \left\{ -\lambda c^2 \sin 2\beta \pm \xi \sqrt{(\xi^2 - \lambda^2 - 2c^2 \cos^2 \beta)(\xi^2 - \lambda^2 - 2c^2 \sin^2 \beta)} \right\} \tag{5.4}$$

Aus Gleichung (1.27) für die Sneutrinomasse bekommt man weiterhin:

$$\xi^2 = \mu_0^2 + 0.79\lambda^2 + 0.5 \cos 2\beta \tag{5.5}$$

Daraus erhält man insgesamt für die Linien $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_j^\pm}$ in der (λ, ν)-Ebene:

$$\nu_\pm(\lambda) = \frac{-\lambda c^2 \sin 2\beta \pm \xi\sqrt{(\mu_0^2 - 0.21\lambda^2 + A(\beta))(\mu_0^2 - 0.21\lambda^2 + B(\beta))}}{\mu_0^2 - 0.21\lambda^2 + 0.5\cos 2\beta} \tag{5.6}$$

mit den Definitionen:

$$A(\beta) \equiv \cos 2\beta(\frac{1}{2} - c^2) - c^2 \tag{5.7}$$

$$B(\beta) \equiv \cos 2\beta(\frac{1}{2} + c^2) - c^2 \tag{5.8}$$

$$\tag{5.9}$$

5.1.1 Diskussion

Obige Beziehung $\nu_\pm(\lambda)$ soll nun genauer untersucht werden (siehe hierzu auch Abbildung 5.1):

- Bei

  $$\lambda_p = \sqrt{\frac{1}{0.21}(\mu_0^2 + 0.5\cos 2\beta)} \tag{5.10}$$

  hat der Nenner eine Nullstelle. Allerdings hat dort nur ν_- eine Polstelle, da bei ν_+ auch der Zähler verschwindet.

- Es gibt verbotene λ-Bereiche, die daraus resultieren, daß die vorkommenden Wurzeln nicht imaginär werden dürfen. Aus der Bedingung

  $$\sqrt{(\mu_0^2 - 0.21\lambda^2 + A(\beta))(\mu_0^2 - 0.21\lambda^2 + B(\beta))} = 0 \tag{5.11}$$

  erhält man die beiden λ-Werte:

  $$\lambda_1 = \sqrt{\frac{1}{0.21}(\mu_0^2 + B(\beta))} \tag{5.12}$$

  $$\lambda_2 = \sqrt{\frac{1}{0.21}(\mu_0^2 + A(\beta))} \tag{5.13}$$

  Für $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ wird die Wurzel imaginär, d. h. dieser Bereich ist verboten. Bei $\lambda = \lambda_1$ bzw. $\lambda = \lambda_2$ treffen beide Äste $\nu_\pm$ zusammen. Sie haben dort den Wert:

  $$\nu_{1/2} = \frac{-\lambda_{1/2} c^2 \sin 2\beta}{\mu_0^2 - 0.21\lambda_{1/2}^2 + 0.5\cos 2\beta} \tag{5.14}$$

  Außerdem muß ξ^2 (Gl. (5.5)), d. h. das Quadrat der Sneutrinomasse, positiv bleiben. Man erhält aus der Gleichung

  $$\sqrt{\mu_0^2 + 0.79\lambda^2 + 0.5\cos 2\beta} = 0 \tag{5.15}$$

den Grenzwert

$$\lambda_g = \sqrt{-\frac{1}{0.79}(\mu_0^2 + 0.5\cos 2\beta)}. \tag{5.16}$$

Der Bereich $0 \leq \lambda < \lambda_g$ ist also ausgeschlossen für $\mu_0^2 < -0.5\cos 2\beta$. λ_g existiert nur für $\cos 2\beta < 0$, das heißt für $\tan\beta > 1$.

Bei $\lambda = \lambda_g$ laufen beide Äste wieder zusammen:

$$\nu_g = \frac{-\lambda_g c^2 \sin 2\beta}{\mu_0^2 - 0.21\lambda_g^2 + 0.5\cos 2\beta}. \tag{5.17}$$

Für $\mu_0 = \sqrt{-0.5\cos 2\beta}$ verschwindet λ_g, aber genau an dieser Stelle tritt die Polstelle λ_p in Erscheinung.

- Obige λ-Werte erfüllen folgende Beziehungen:
  - ⋆ $\lambda_2^2 - \lambda_1^2 = \frac{-2c^2\cos 2\beta}{0.21} > 0$ oder $\lambda_2 > \lambda_1$ für $\tan\beta > 1$.
  - ⋆ $\lambda_p^2 - \lambda_2^2 = \frac{(1+\cos 2\beta)c^2}{0.21} > 0$ oder $\lambda_p > \lambda_2$ für alle $\tan\beta$.
  - ⋆ $\lambda_p^2 - \lambda_1^2 = \frac{(1-\cos 2\beta)c^2}{0.21} > 0$ oder $\lambda_p > \lambda_1$ für alle $\tan\beta$.

5.1.2 Graphische Darstellung

In Abbildung 5.1 sind die λ-Werte λ_g, λ_p, λ_1 und λ_2 in Abhängigkeit von μ_0 aufgetragen. In den Abbildungen 5.2 bis 5.7 sind die beiden Äste $\nu_\pm(\lambda)$ dargestellt. Dazu wurden mit Absicht so viele μ_0-Werte berücksichtigt, damit die μ_0-Abhängigkeit dieser Konturlinien deutlich wird. Sie trennen folgende Bereiche in der (λ, ν)-Ebene:

(1) $m_{\tilde{\nu}_e} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, d. h. $A_{\text{lin}} > 0$ für leichtes Chargino

(2) $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} > m_{\tilde{\nu}_e} > m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, d. h. $A_{\text{lin}} < 0$ für leichtes Chargino bzw. $A_{\text{lin}} > 0$ für schweres Chargino

(3) $m_{\tilde{\nu}_e} > m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$, d. h. $A_{\text{lin}} < 0$ für schweres Chargino

Außerdem sind der experimentell ausgeschlossene (λ, ν)-Bereich nach Abschnitt 4.2.1 und die kinematischen Grenzen $m_{\tilde{\nu}_e} + m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = \sqrt{s_{e\gamma}}$ bzw. $m_{\tilde{\nu}_e} + m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = \sqrt{s_{e\gamma}}$ für $\sqrt{s_{e\gamma}} = 500$ GeV eingezeichnet. In den Abbildungen 5.4 und 5.7 ist zusätzlich die Lage der Szenarien nach Kapitel 4.2.2 dargestellt.

In den Abbildungen 5.2 und 5.3 ist λ_g, das heißt der Punkt, an dem die beiden ν-Äste zusammenlaufen, zu erkennen. In Abb. 5.3 sieht man außerdem, daß ν_- für $\lambda_g \to 0$ (d.h. größeres m_0) ein Maximum oberhalb von λ_g hat. Für $\lambda_g = 0$ wird dieses zum Pol bei $\lambda_g = \lambda_p = 0$.

In Abb. 5.4 ist λ_p als senkrechte durchgezogene Linie zu sehen, die für wachsendes m_0 nach rechts wandert (Abb. 5.5 bis 5.7). Für noch größeres m_0 treten auch die Grenzen λ_1 und λ_2 in Erscheinung:

- In Abb. 5.6 ist der Punkt (λ_2, ν_2) derjenige Punkt, bei dem beide Äste zusammenlaufen. Für $0 < \lambda < \lambda_2$ gibt es keinen Punkt mit $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_j^\pm}$ (d.h. die Sneutrinomasse liegt zwischen den beiden Charginomassen). Oberhalb von λ_2 hat der Ast ν_+ ein Maximum.

- In Abb. 5.7 ist auch λ_1 zu sehen. Für $\lambda < \lambda_1$ bezeichnet $\nu_\pm(\lambda)$ die Linie $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ und für $\lambda > \lambda_2$ diejenige mit $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$

Für $\mu_0 < \sqrt{-B(\beta)}$ trennt $\nu_\pm(\lambda)$ also die Bereiche (1) und (2) (vergleiche Abb. 5.1). Für $\mu_0 > \sqrt{-B(\beta)}$ wird das Sneutrino im Bereich (3) auch schwerer als das $\widetilde{\chi}_2^\pm$.

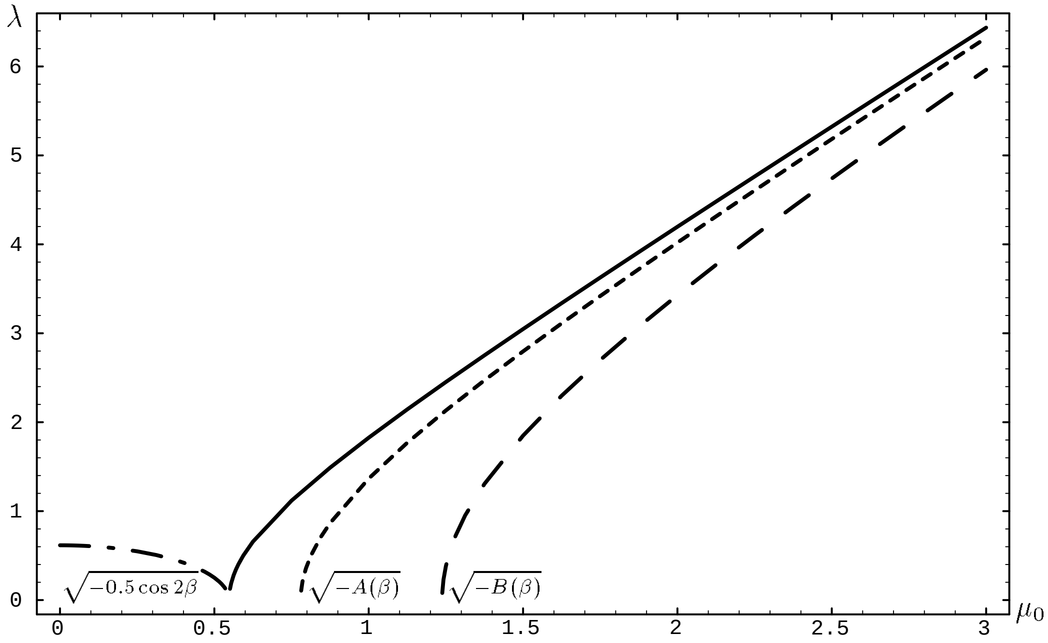

Abbildung 5.1: λ-Werte in Abhängigkeit von μ_0:
$- \cdot -$ λ_g, —— λ_p, - - - λ_2, $-\ -$ λ_1.

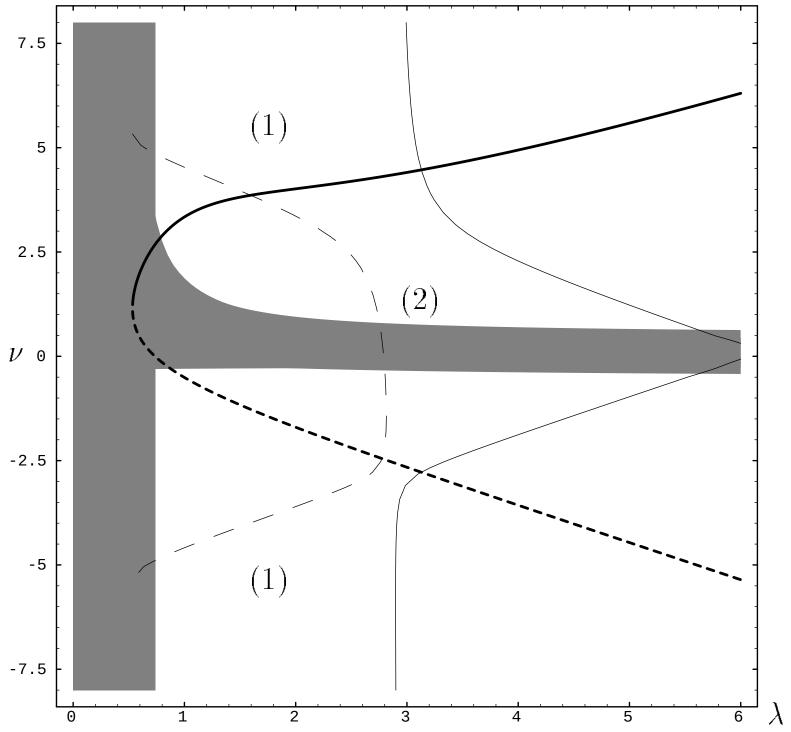

Abbildung 5.2: Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^\pm} = m_{\tilde{\nu}_e}$ („dicke“ Linien): $\nu_-(\lambda)$ ——, $\nu_+(\lambda)$ – –; „dünne“ Linien: $m_{\tilde{\nu}_e} + m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 500$ GeV ——, $m_{\tilde{\nu}_e} + m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 500$ GeV – – für $m_0 = 25$ GeV ($\mu_0 = 0.27$).

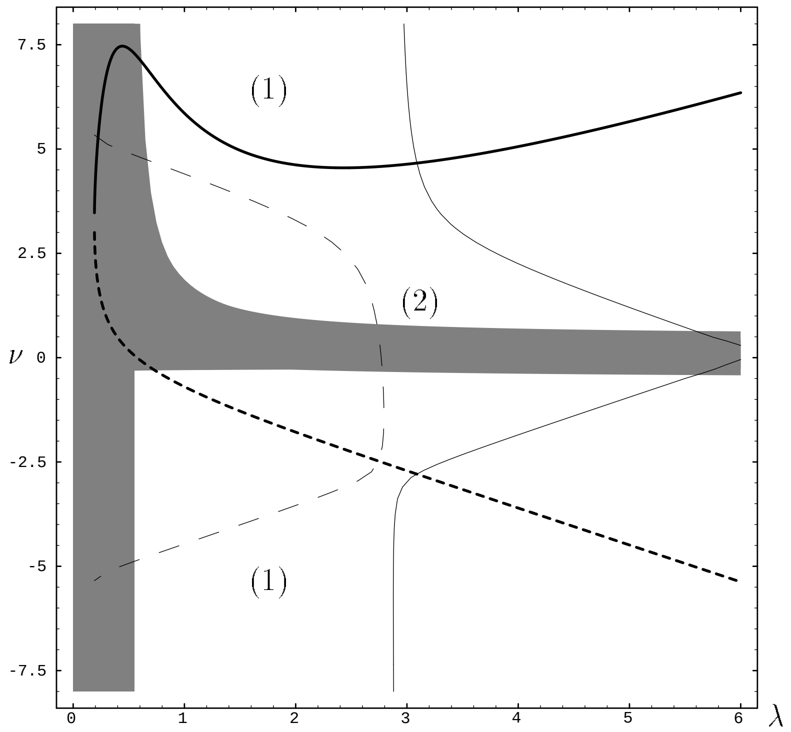

Abbildung 5.3: Wie Abb. 5.2 für $m_0 = 47.5$ GeV ($\mu_0 = 0.52$).

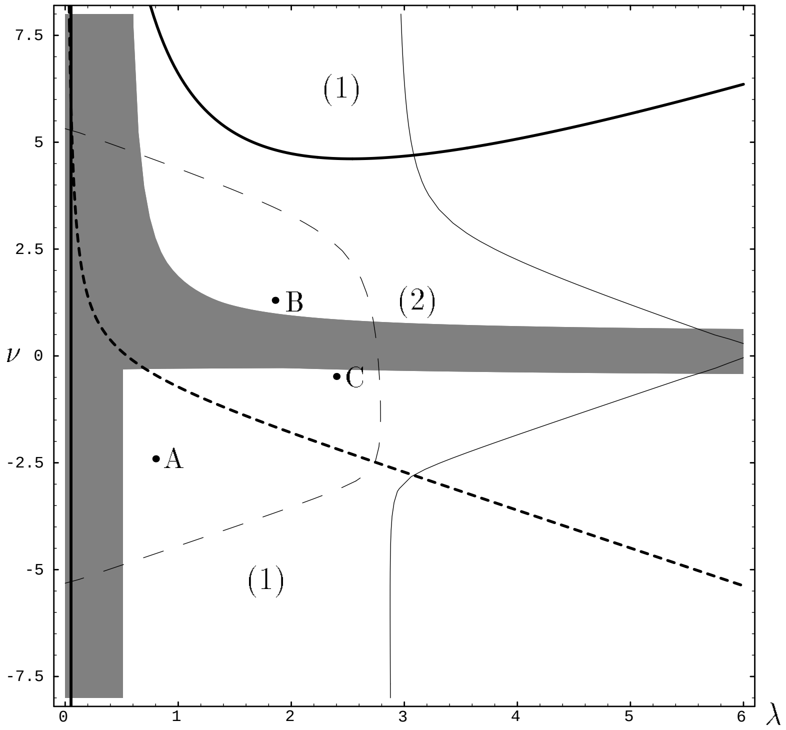

Abbildung 5.4: Wie Abb. 5.2 für $m_0 = 50$ GeV ($\mu_0 = 0.55$).

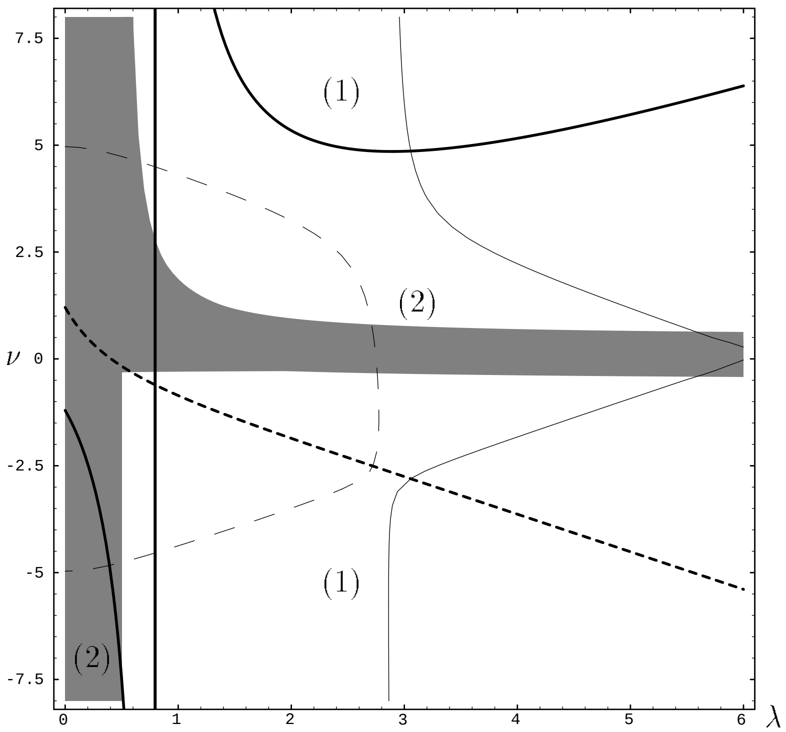

Abbildung 5.5: Wie Abb. 5.2 für $m_0 = 60$ GeV ($\mu_0 = 0.66$).

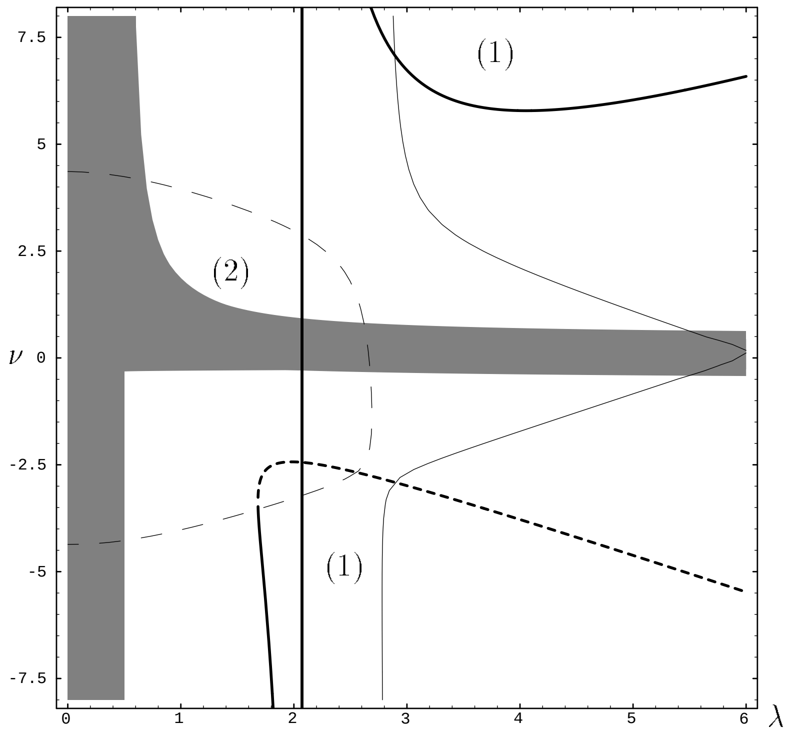

Abbildung 5.6: Wie Abb. 5.2 für $m_0 = 100$ GeV ($\mu_0 = 1.10$).

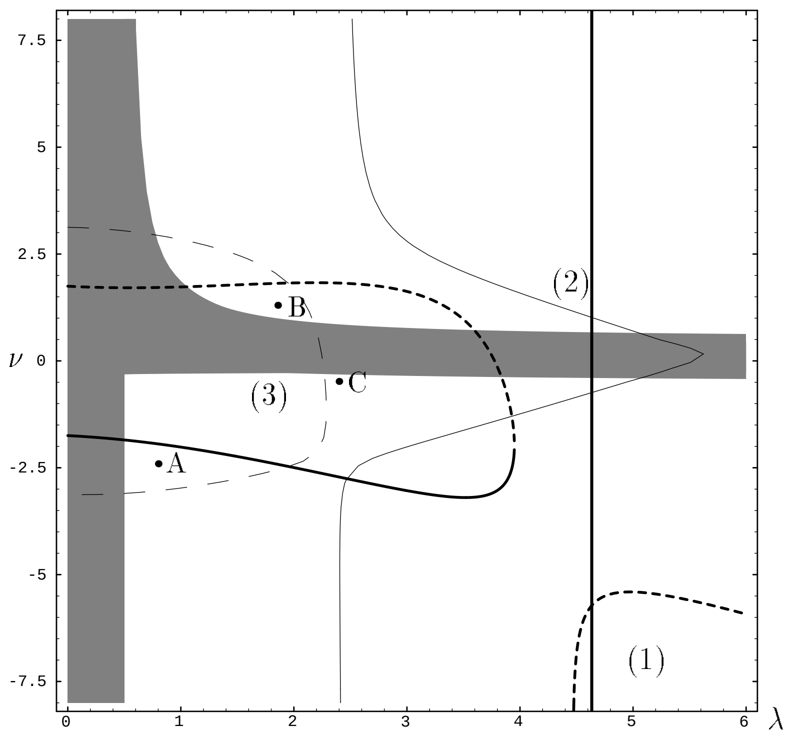

Abbildung 5.7: Wie Abb. 5.2 für $m_0 = 200$ GeV ($\mu_0 = 2.19$).

5.2 Linien mit $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_j^0}$

In diesem Abschnitt sollen nun die Linien mit $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_j^0}$ berechnet werden. Diese bestimmen zusammen mit den Linien $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\chi}_j^\pm}$ das Gebiet, in denen das Sneutrino „invisible" ist. Dazu werden folgende Abkürzungen analog zu 5.1 eingeführt:

$$\xi \equiv \eta_{\tilde{\chi}_j^0} \frac{m_{\tilde{\chi}_j^0}}{m_Z} \tag{5.18}$$

$$\mu_0 \equiv \frac{m_0}{m_Z} \tag{5.19}$$

$$c_1 \equiv \sin^2\theta_W + \alpha_S \cos^2\theta_W \tag{5.20}$$

Durch den Vorzeichenfaktor $\eta_{\tilde{\chi}_j^0}$ nach Gl. (1.20) wird berücksichtigt, daß die Neutralino-Masseneigenwerte vorzeichenbehaftet sind.

Dann muß die Neutralino-Masseneigenwertgleichung (1.21) nach $\nu(\lambda)$ aufgelöst werden:

$$\begin{aligned}\nu_\pm(\lambda,\xi) = {} & \frac{1}{2(\lambda-\xi)(\xi-\alpha_S\lambda)} \times \\ & \Big\{ \sin(2\theta_v)(\xi-\lambda c_1) \pm \Big[\sin^2(2\theta_v)(\xi-\lambda c_1)^2 \\ & \quad -4(\lambda-\xi)(\xi-\alpha_S\lambda)\Big[\xi^2(\xi-\lambda)(\xi-\alpha_S\lambda)-\xi(\xi-\lambda c_1)\Big]\Big]^{\frac{1}{2}} \Big\}\end{aligned} \tag{5.21}$$

Für ξ wird wieder die Sneutrinomasse eingesetzt:

$$\xi = \pm\sqrt{\mu_0^2 + 0.79\lambda^2 + 0.5\cos 2\beta} \tag{5.22}$$

Man erhält also insgesamt vier Äste. Diese vier Linien sind in den Abbildungen 5.8 bis 5.13 graphisch dargestellt und trennen folgende fünf Bereiche:

(1) $m_{\tilde{\chi}_1^0} > m_{\tilde{\nu}_e}$, d. h. das Sneutrino wäre das LSP. Dieser Bereich liegt aber vollständig im experimentell verbotenen Gebiet und spielt somit keine Rolle.

(2) $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\nu}_e} < m_{\tilde{\chi}_2^0}$

(3) $m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\nu}_e} < m_{\tilde{\chi}_3^0}$

(4) $m_{\tilde{\chi}_3^0} < m_{\tilde{\nu}_e} < m_{\tilde{\chi}_4^0}$

(5) $m_{\tilde{\chi}_4^0} < m_{\tilde{\nu}_e}$

Insgesamt ist zu bemerken, daß eine gewisse Ähnlichkeit besteht zwischen den Linien, die hier die Bereiche (2) und (3) bzw. (4) und (5) trennen, und denjenigen, die in Abschnitt 5.1 die Bereiche (1) und (2) bzw. (2) und (3) trennen. Dazu kommen noch Linien, die die Bereiche (1) und (2) bzw. (3) und (4) trennen. Hier treten ebenfalls Polstellen von einzelnen Ästen auf, die als senkrechte Linien in den Abbildungen zu erkennen sind. Für $m_0 = 50$ GeV bzw. $m_0 = 200$ GeV ist auch die Lage der Szenarien nach 4.2.2 dargestellt.

5.3 „Invisible“ Sneutrinos

Hier werden diejenigen Bereiche in der (λ, ν)-Ebene dargestellt, in denen die Sneutrinos „invisible“, d. h. unsichtbar, sind. Man bezeichnet das Sneutrino als „invisible“, wenn es nur in das LSP und ein Neutrino zerfallen kann, d. h. wenn gilt:

$$m_{\tilde{\nu}_e} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \quad \text{und} \quad m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\nu}_e} < m_{\tilde{\chi}_2^0} \tag{5.23}$$

Diese Bereiche stellen die Schnittmenge aus den Bereichen (1) in Abschnitt 5.1 und den Bereichen (2) in Abschnitt 5.2 dar. Sie sind in den Abbildungen 5.14 bis 5.17 graphisch dargestellt, indem die betreffenden Äste nach Gleichung (5.6) bzw. (5.22) geplottet wurden. In den Abbildungen 5.15 und 5.17 wurde zusätzlich die Lage der drei Szenarien nach Kapitel 4.2.2 eingezeichnet. Man erkennt, daß im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV das Sneutrino „invisible“ ist.

5.4 Massen und Kopplungen der Charginos

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels sollen die Linien konstanter Charginomasse für beide Charginos und die Linien konstanter Kopplung V_{11}^2 in der (λ, ν)-Ebene graphisch dargestellt werden. Der Verlauf dieser Linien ist interessant, weil die Wirkungsquerschnitte stark von diesen Größen abhängen. Außerdem bestimmt die Charginomassengrenze im wesentlichen die Grenzen des verbotenen Bereichs in Kapitel 4.2.1. Hier wird nur V_{11}^2 betrachtet, weil die U_{ij} hier keine Rolle spielen und V_{21}^2 sehr einfach von V_{11}^2 abhängt ($V_{11}^2 + V_{21}^2 = 1$).

Die Massen (einschließlich der Vorzeichenfaktoren nach Kapitel 1.1.2) und Kopplungen sind in den Abbildungen 5.18 bis 5.20 zu sehen.

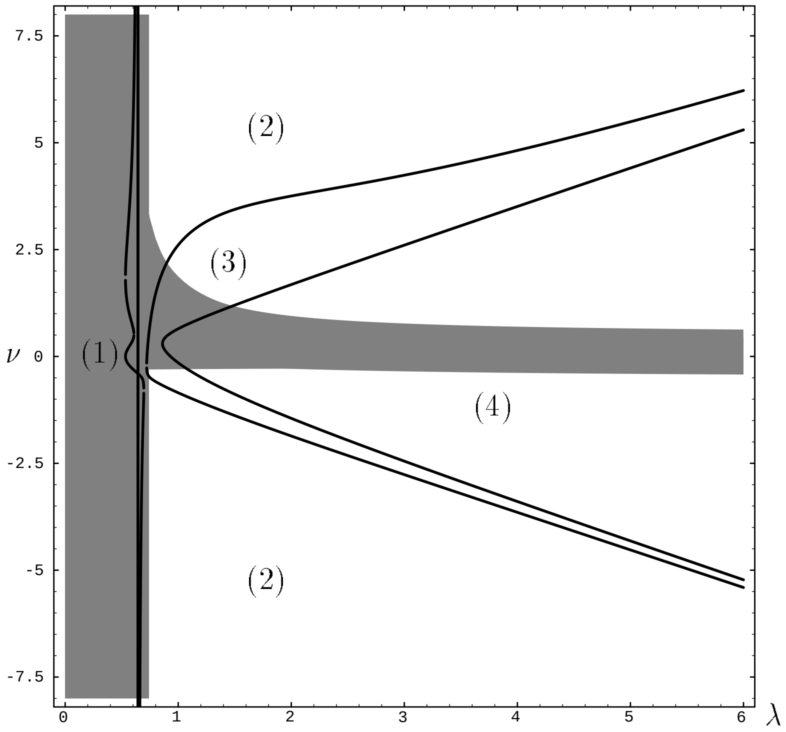

Abbildung 5.8: Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^0} = m_{\tilde{\nu}_e}$ für $m_0 = 25$ GeV ($\mu_0 = 0.27$).

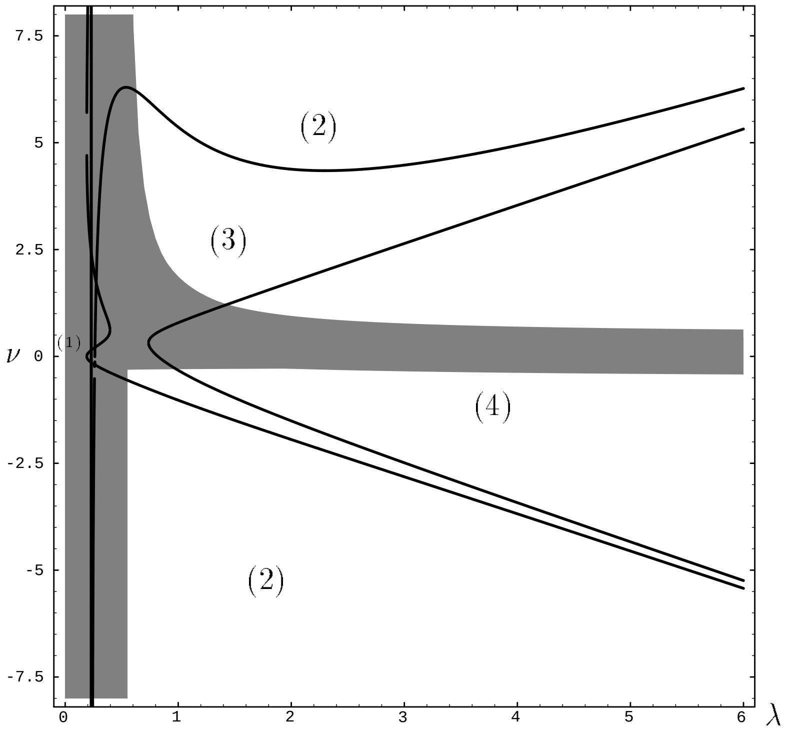

Abbildung 5.9: Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^0} = m_{\tilde{\nu}_e}$ für $m_0 = 47.5$ GeV ($\mu_0 = 0.52$).

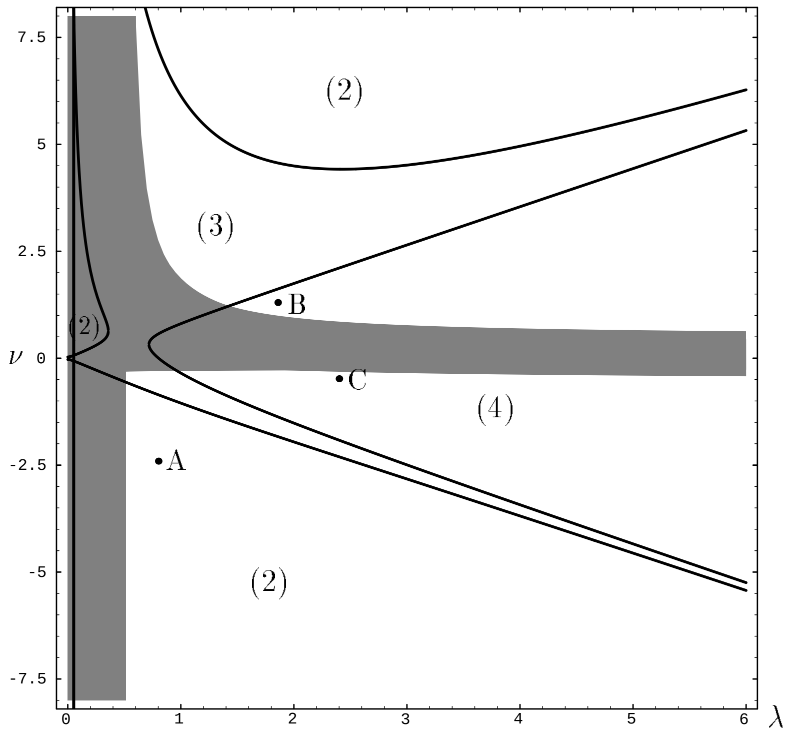

Abbildung 5.10: Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^0} = m_{\tilde{\nu}_e}$ für $m_0 = 50$ GeV ($\mu_0 = 0.55$).

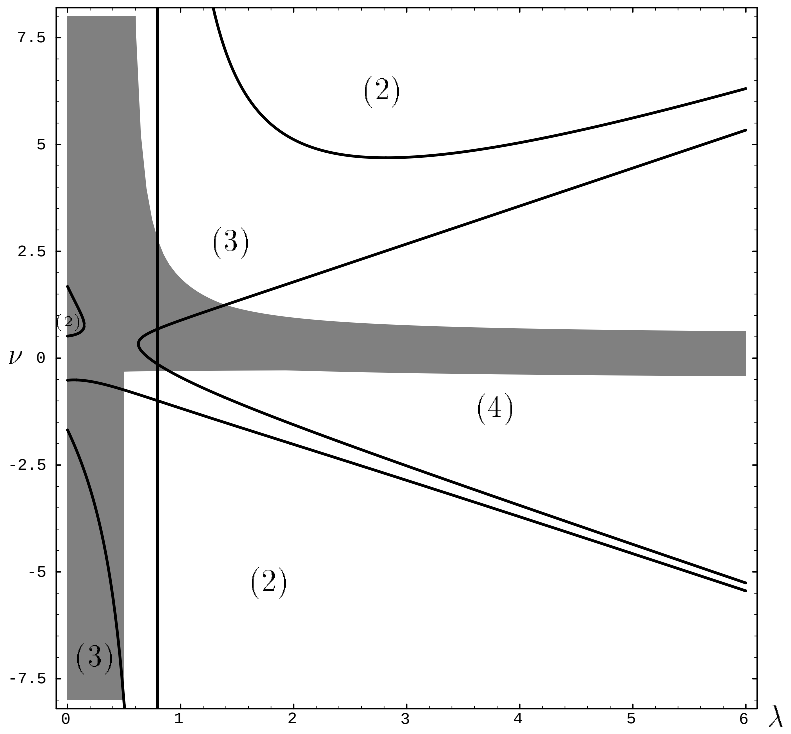

Abbildung 5.11: Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^0} = m_{\tilde{\nu}_e}$ für $m_0 = 60$ GeV ($\mu_0 = 0.66$).

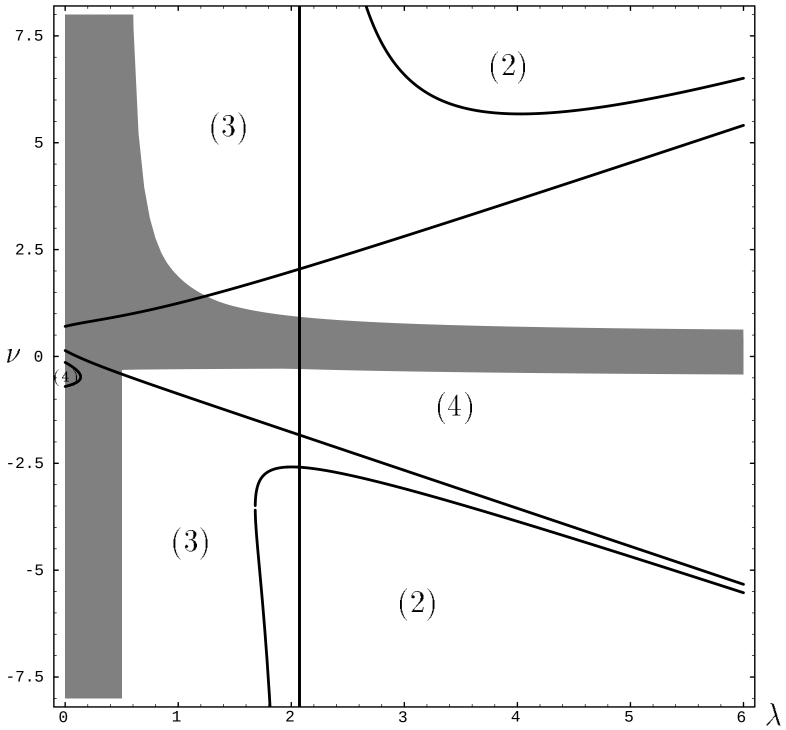

Abbildung 5.12: Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^0} = m_{\tilde{\nu}_e}$ für $m_0 = 100$ GeV ($\mu_0 = 1.10$).

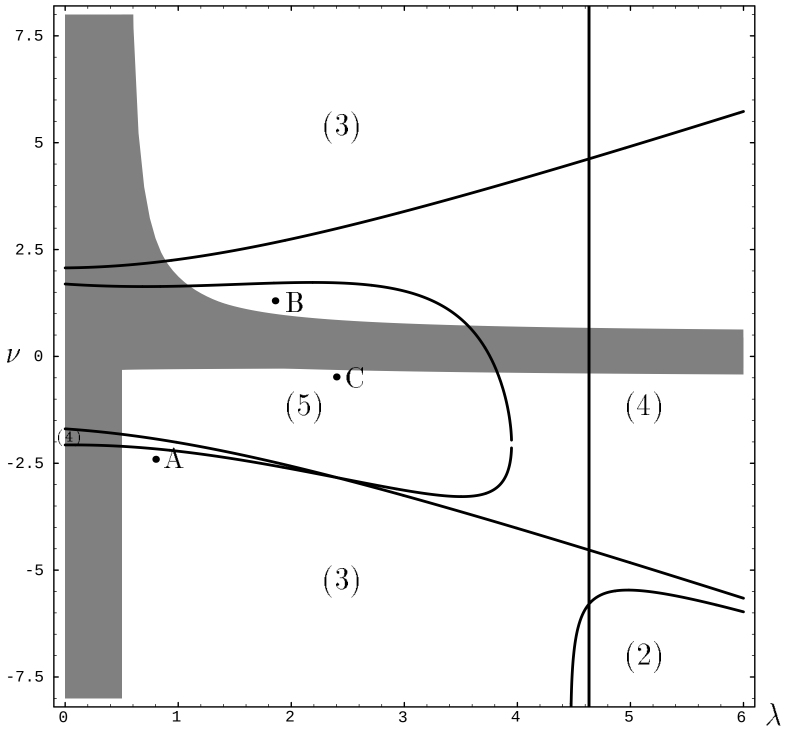

Abbildung 5.13: Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^0} = m_{\tilde{\nu}_e}$ für $m_0 = 200$ GeV ($\mu_0 = 2.19$).

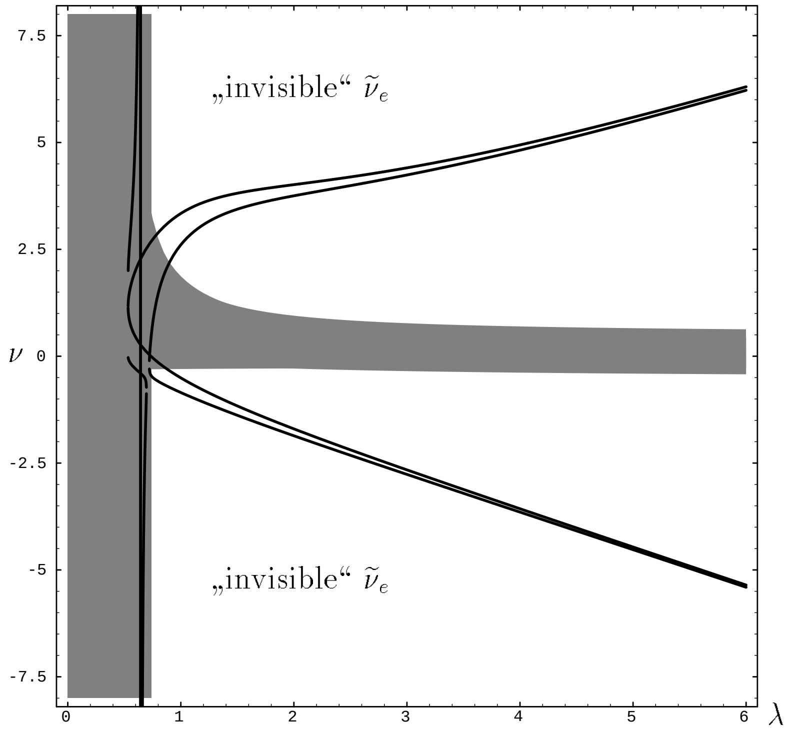

Abbildung 5.14: Bereiche mit „invisiblen“ Sneutrinos für $m_0 = 25$ GeV.

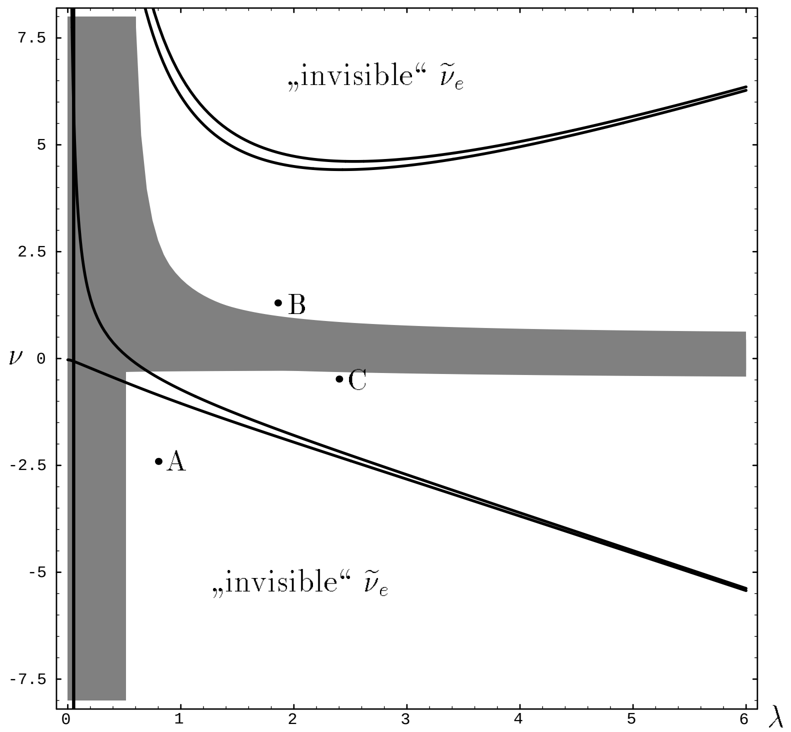

Abbildung 5.15: Bereiche mit „invisiblen“ Sneutrinos für $m_0 = 50$ GeV.

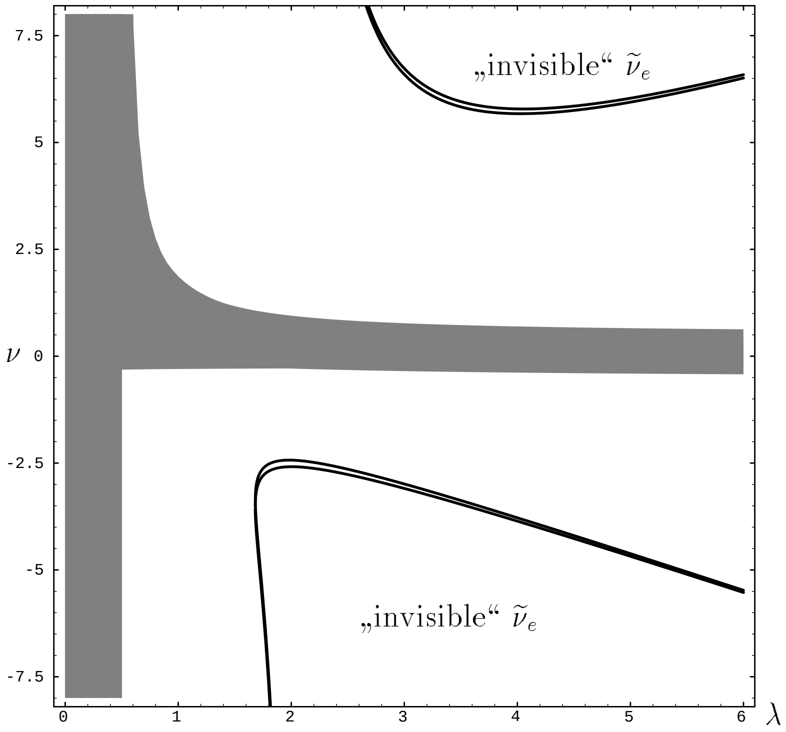

Abbildung 5.16: Bereiche mit „invisiblen" Sneutrinos für $m_0 = 100$ GeV.

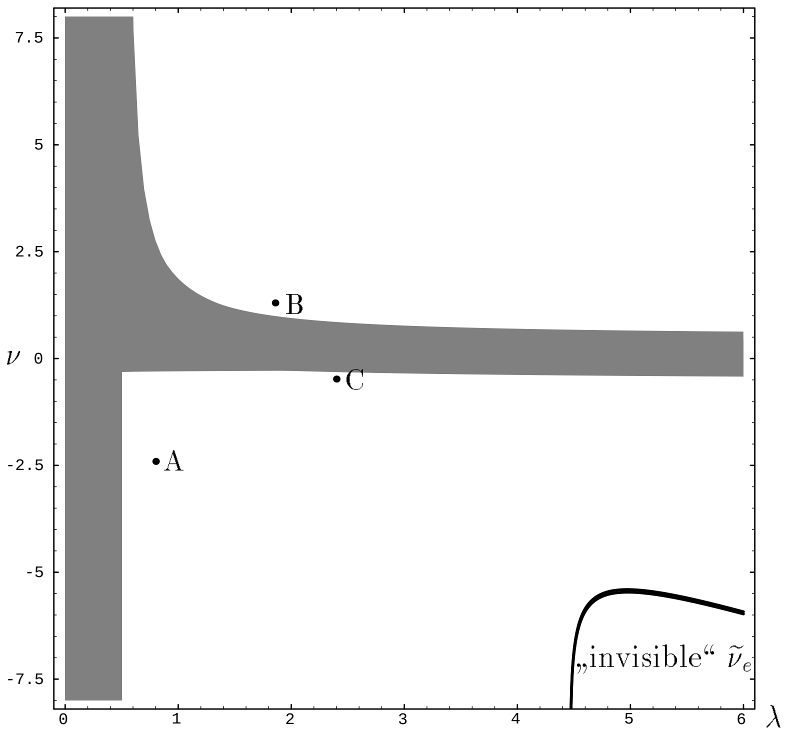

Abbildung 5.17: Bereiche mit „invisiblen" Sneutrinos für $m_0 = 200$ GeV.

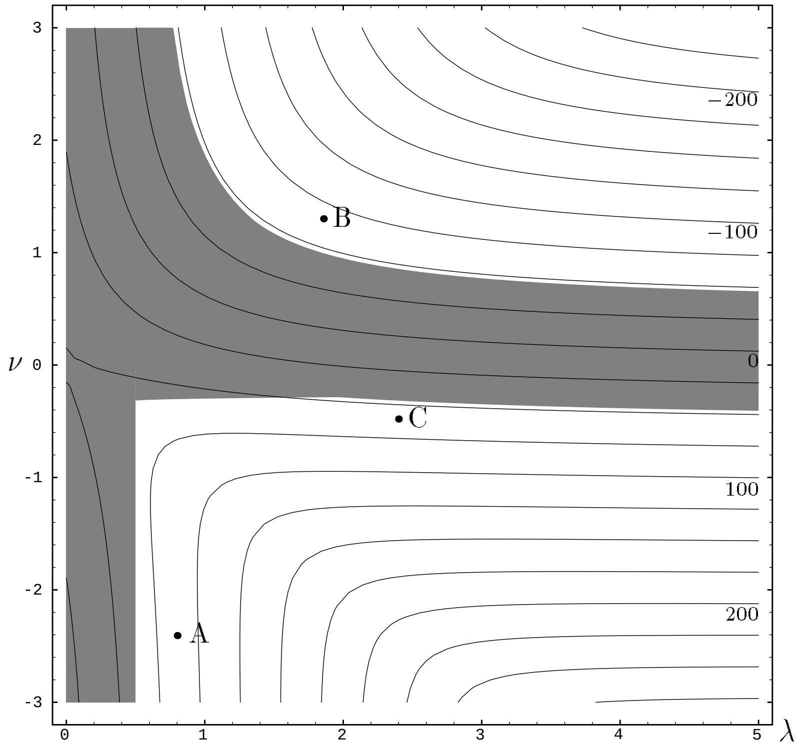

Abbildung 5.18: Konturlinien von $\eta_{\tilde{\chi}_1^\pm} m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (in GeV) im Abstand von 25 GeV.

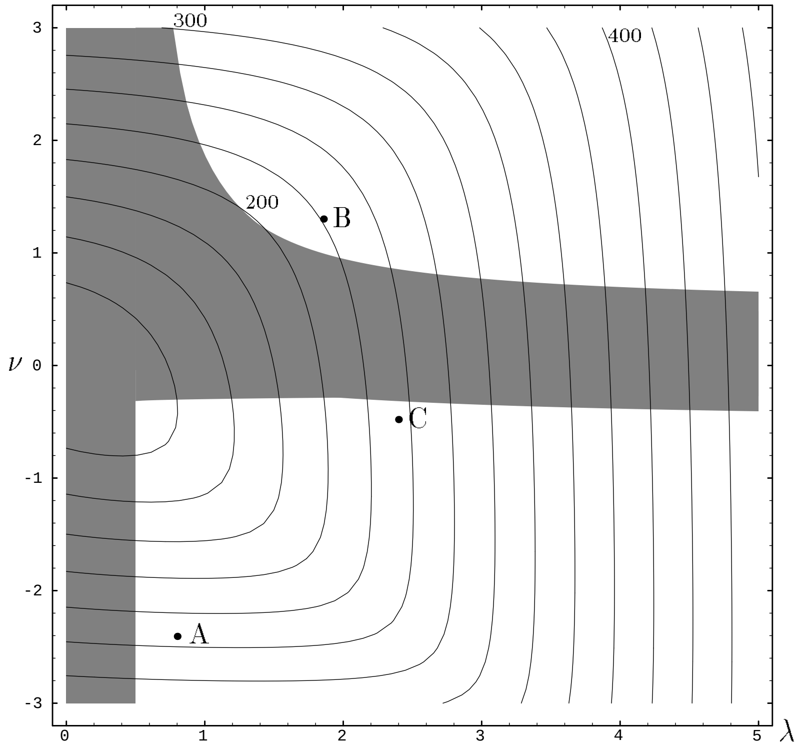

Abbildung 5.19: Konturlinien von $\eta_{\tilde{\chi}_2^\pm} m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ (in GeV) im Abstand von 25 GeV.

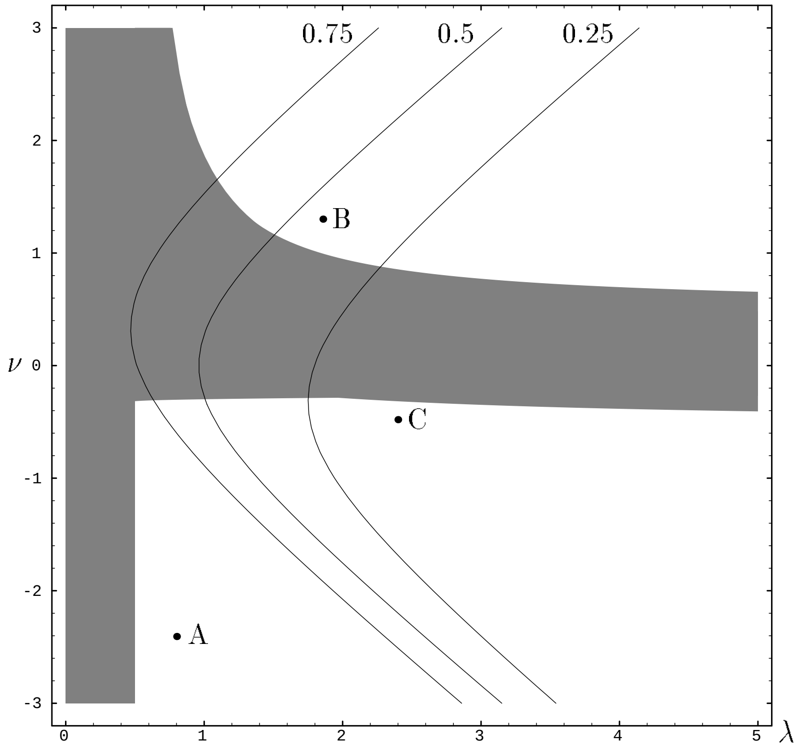

Abbildung 5.20: Konturlinien von V_{11}^2.

Kapitel 6

Wirkungsquerschnitte im Elektron-Photon-Schwerpunktsystem

In diesem Kapitel sollen die in Kapitel 3 hergeleiteten Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte im Elektron-Photon-Schwerpunktsystem graphisch dargestellt werden. Hierzu werden für die in 4.2.2 definierten Szenarien die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte und die Polarisationsasymmetrien geplottet. Außerdem werden die Konturlinien der totalen Wirkungsquerschnitte in der (λ, ν)-Ebene dargestellt. Da die Wirkungsquerschnitte nur durch einen globalen Faktor $(1 - \lambda_e)$ von der Polarisation der Elekronen abhängen, wird hier und in den folgenden Kapiteln angenommen, daß die einfallenden Elektronen unpolarisiert sind, d. h. daß gilt:

$$\lambda_e = 0 \tag{6.1}$$

6.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden die Abhängigkeiten des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Energie und von $\cos\theta$ untersucht. In den Abbildungen 6.1 bis 6.5 ist dies zunächst für die Erzeugung des leichteren Charginos im Falle des Szenarios A mit $m_0 = 50$ GeV dargestellt.

$\frac{d\sigma_{\mathrm{unpol}}}{d\Omega}$ hat in Vorwärtsrichtung (d. h. für $\cos\theta \to 1$) einen Peak, der mit wachsender Energie höher und schmäler wird, während $\frac{d\sigma_{\mathrm{unpol}}}{d\Omega}(\cos\theta \neq 1)$ gegen Null geht.

Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte für linear polarisierte Photonen unterscheidet sich nicht wesentlich vom unpolarisierten Fall.

Aufgrund der Drehimpulserhaltung ist $\frac{d\sigma_+}{d\Omega}$ für $\cos\theta = \pm 1$ exakt Null, wie man leicht nachrechnen kann. Dazwischen liegt ein Maximum, das für steigende Energie immer mehr in die Vorwärtsrichtung wandert.

$\frac{d\sigma_-}{d\Omega}$ verläuft ähnlich wie $\frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}$ abgesehen davon, daß der Peak in Vorwärtsrichtung höher ist ($\frac{d\sigma_-}{d\Omega}$ ist für $\cos\theta = +1$ doppelt so groß wie $\frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}$).

Insgesamt kann man sagen, daß die Emission des Charginos für wachsende Energie immer stärker in Richtung des Photonenstrahls erfolgt.

In Abbildung 6.6 ist der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des schwereren Charginos im Szenario A, $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = \sqrt{s_{e\gamma}} = 500$ GeV dargestellt. Der Unterschied der Wirkungsquerschnitte zur Erzeugung des leichteren und des schwereren Charginos wird im nächsten Abschnitt im Rahmen der totalen Wirkungsquerschnitte diskutiert.

Für $m_0 = 200$ GeV sind die Wirkungsquerschnitte aufgrund der größeren Sneutrinomasse etwas niedriger als für $m_0 = 50$ GeV. Dies hängt kaum vom Szenario ab, so daß der Fall $m_0 = 200$ GeV nur für Szenario A dargestellt ist (Abb. 6.7, 6.8).

Außerdem ist der Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte nur wenig szenarienabhängig. Deswegen ist für die Szenarien B und C nur die Abhängigkeit von $\cos\theta$ für den festen Energiewert $\sqrt{s} = 500$ GeV dargestellt (Abb. 6.9 bis 6.12).

Zur graphischen Darstellung werden für die verschiedenen Wirkungsquerschnitte folgende Kennzeichnungen verwendet:

$$\frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega} \;\hat{=}\; \text{———}$$

$$\frac{d\sigma_{\parallel}}{d\Omega} \;\hat{=}\; \text{— —}$$

$$\frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega} \;\hat{=}\; \text{- - - -}$$

$$\frac{d\sigma_{+}}{d\Omega} \;\hat{=}\; \text{- · · -}$$

$$\frac{d\sigma_{-}}{d\Omega} \;\hat{=}\; \text{— - —}$$

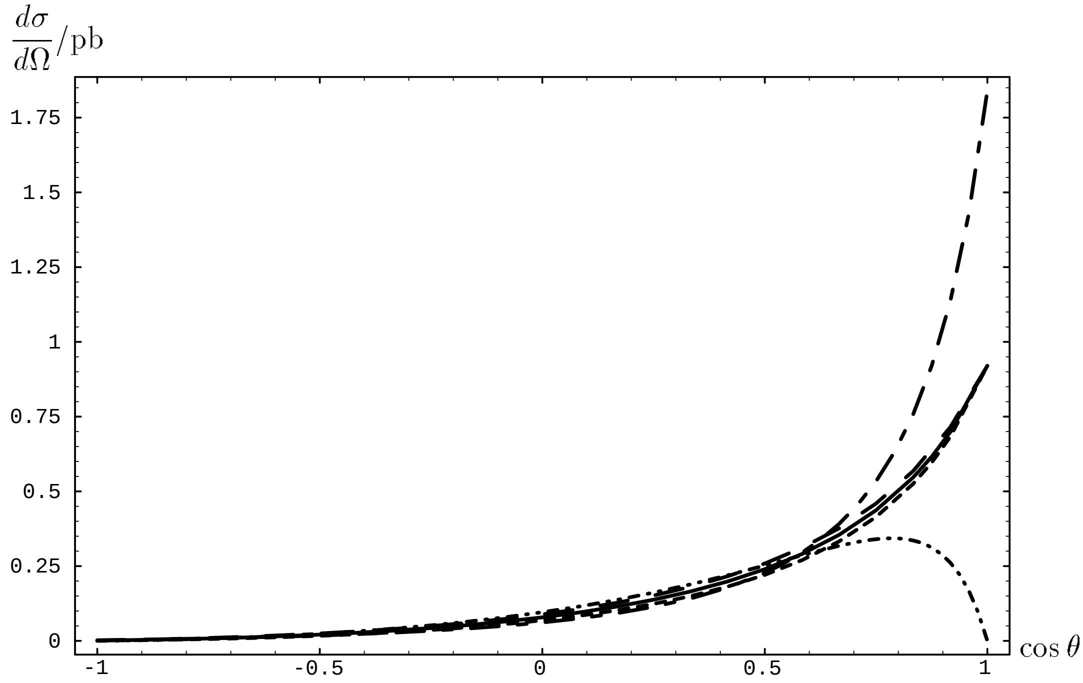

Abbildung 6.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 250$ GeV.

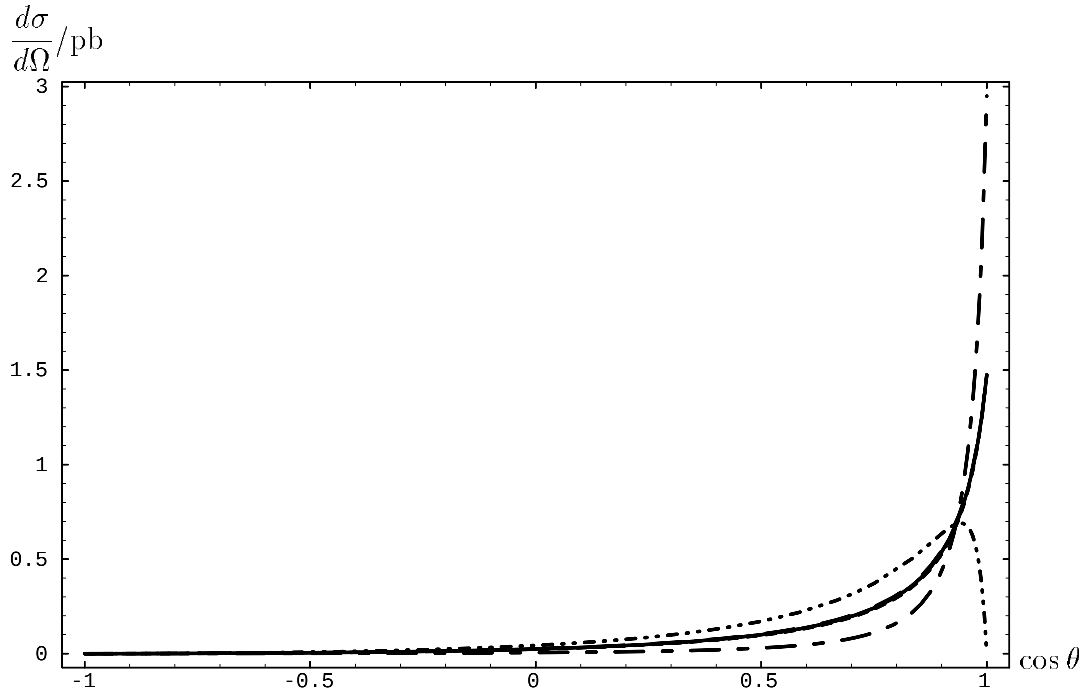

Abbildung 6.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

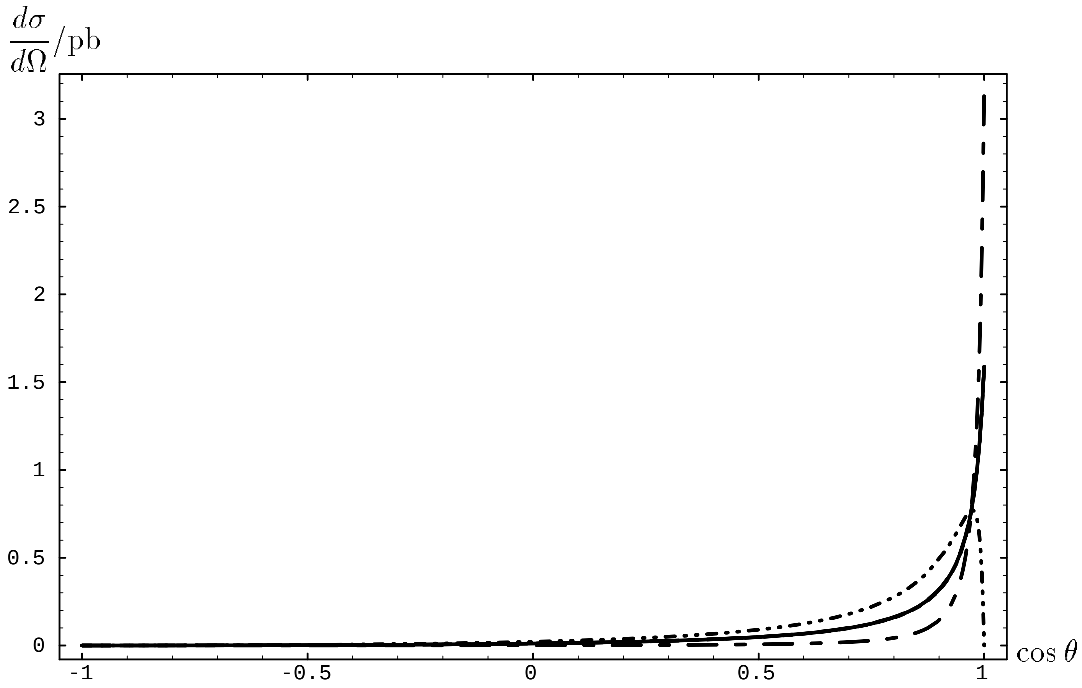

Abbildung 6.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 750$ GeV.

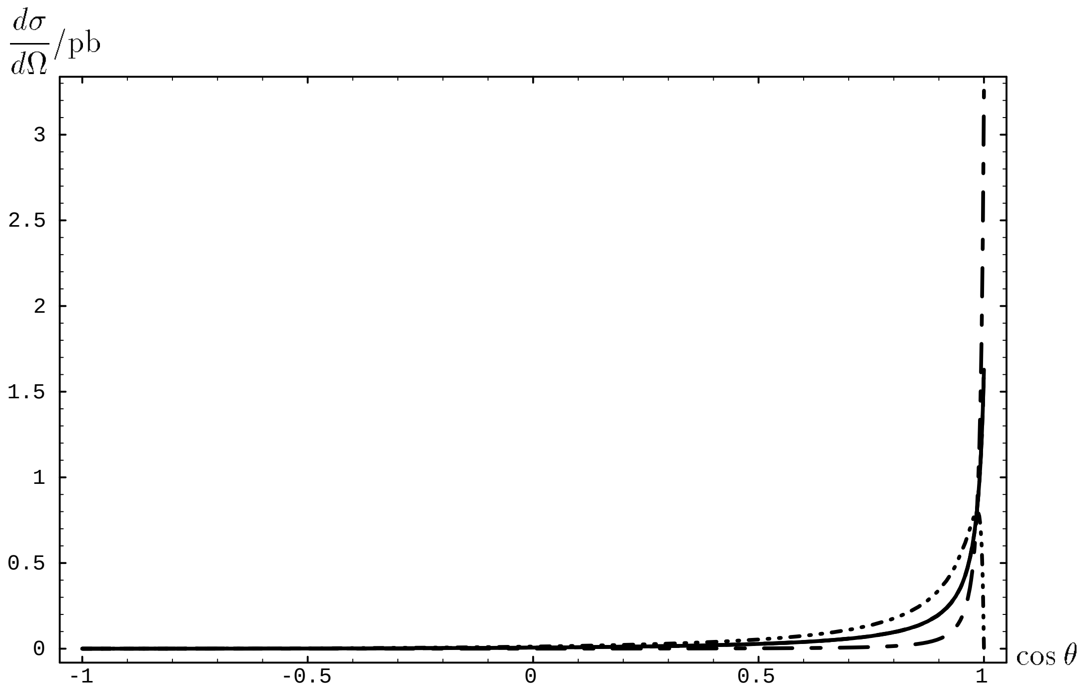

Abbildung 6.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 1000$ GeV.

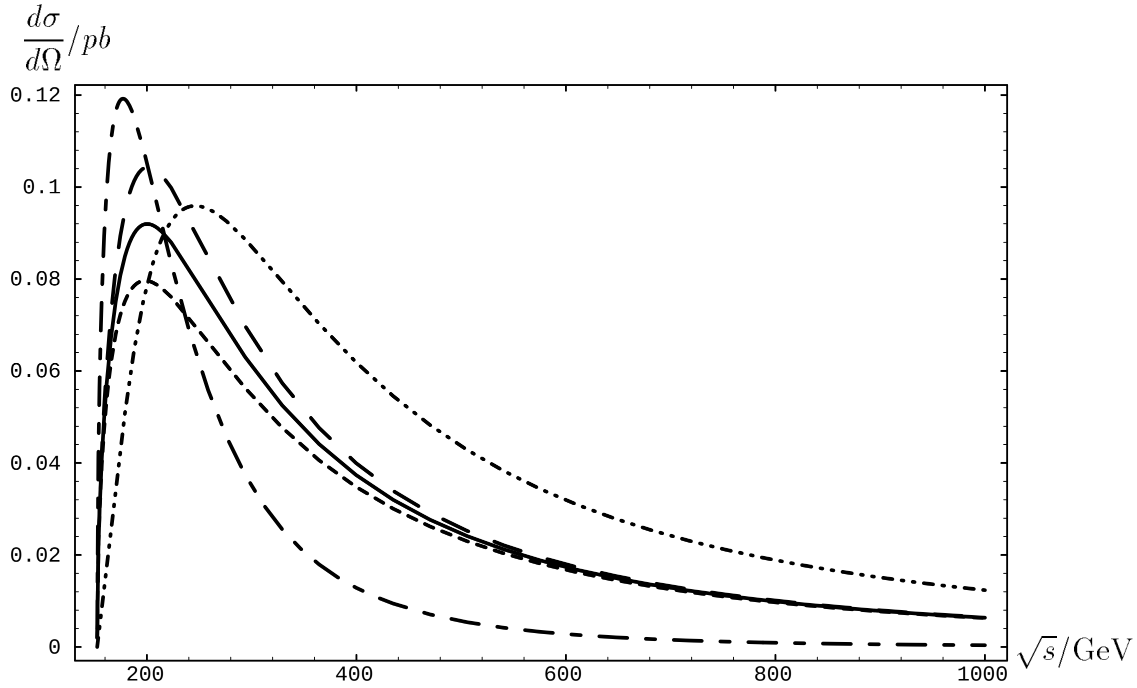

Abbildung 6.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für $\cos\theta = 0$.

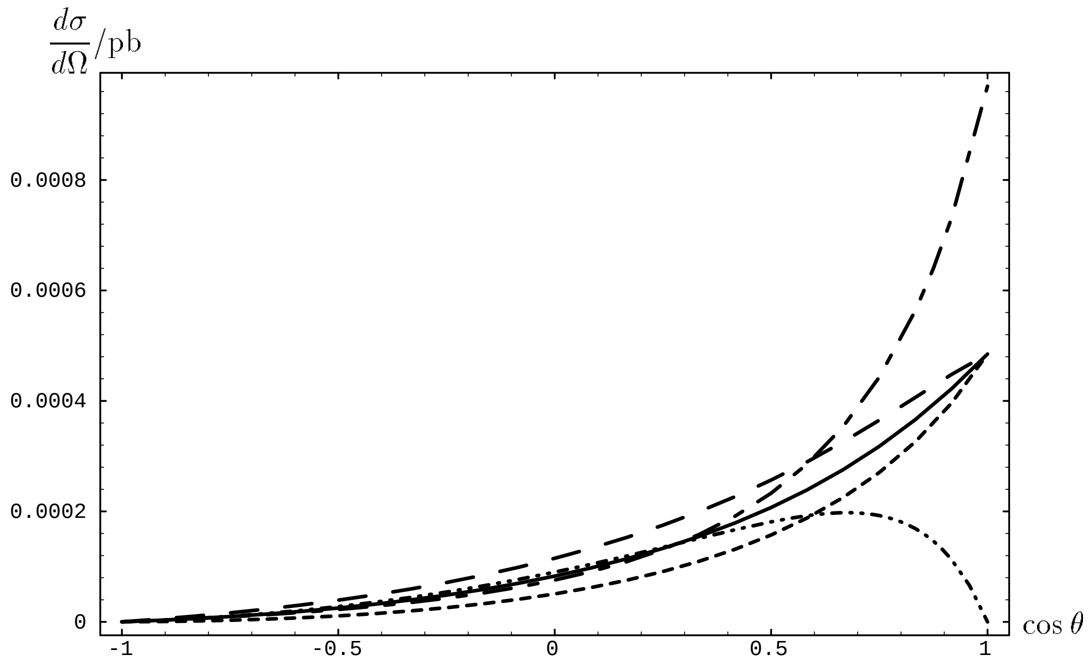

Abbildung 6.6: Differentielle Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

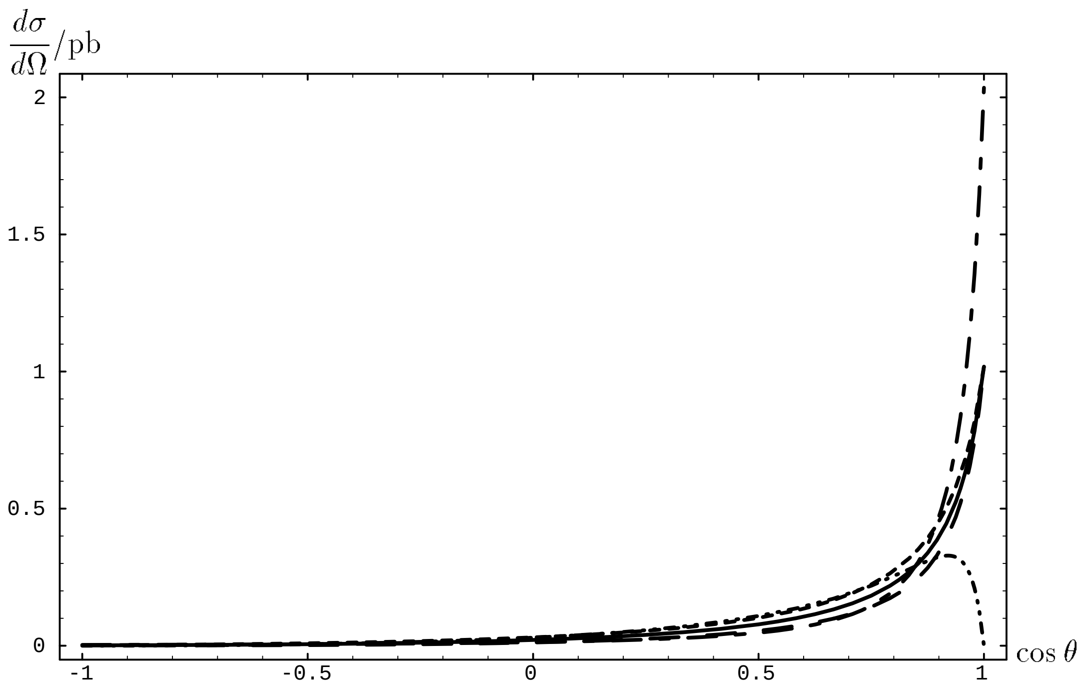

Abbildung 6.7: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

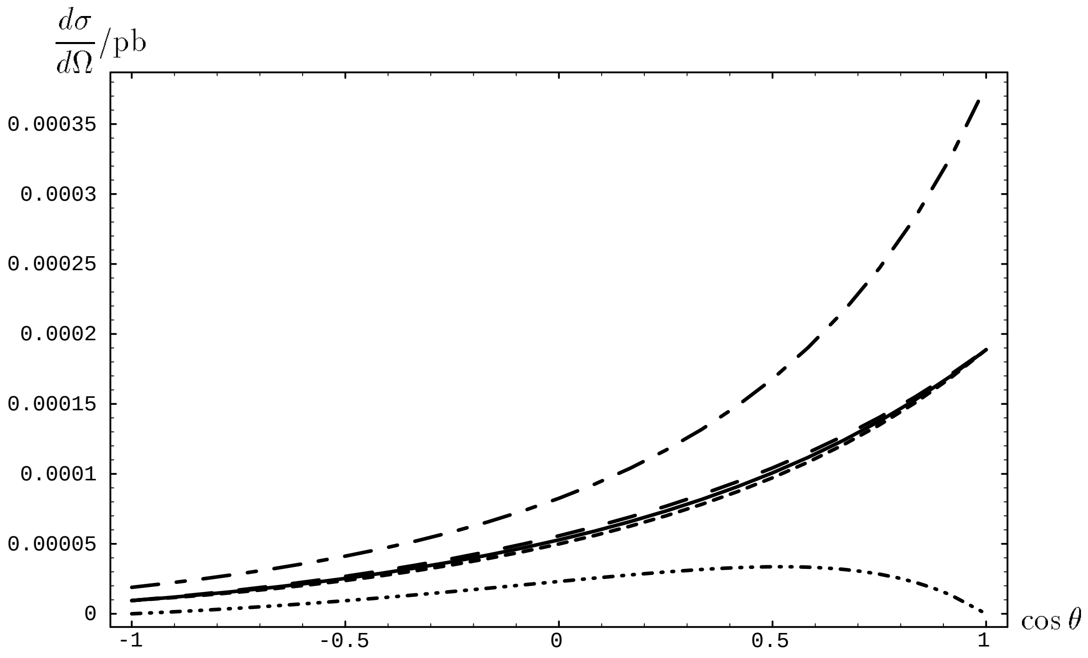

Abbildung 6.8: Differentielle Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

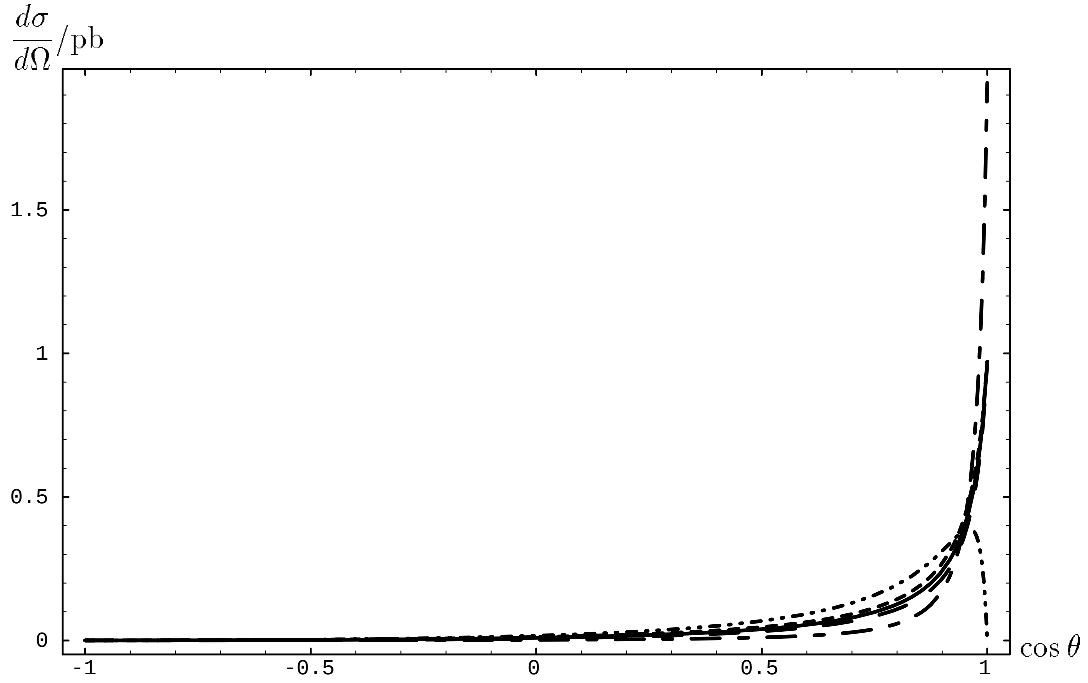

Abbildung 6.9: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario B mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

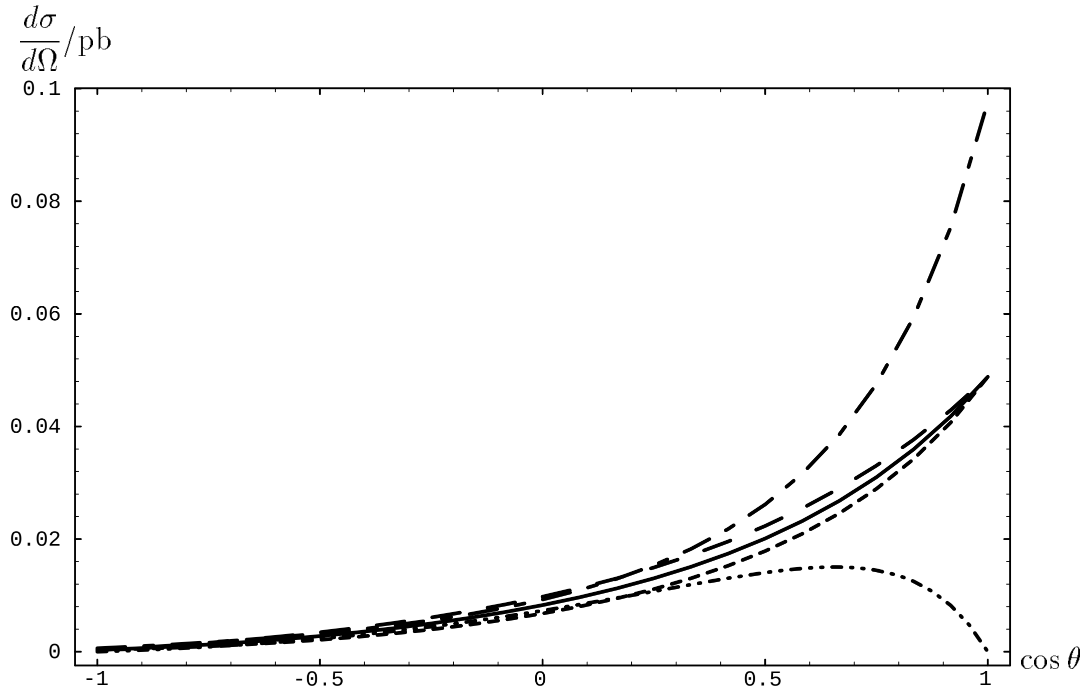

Abbildung 6.10: Differentielle Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario B mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

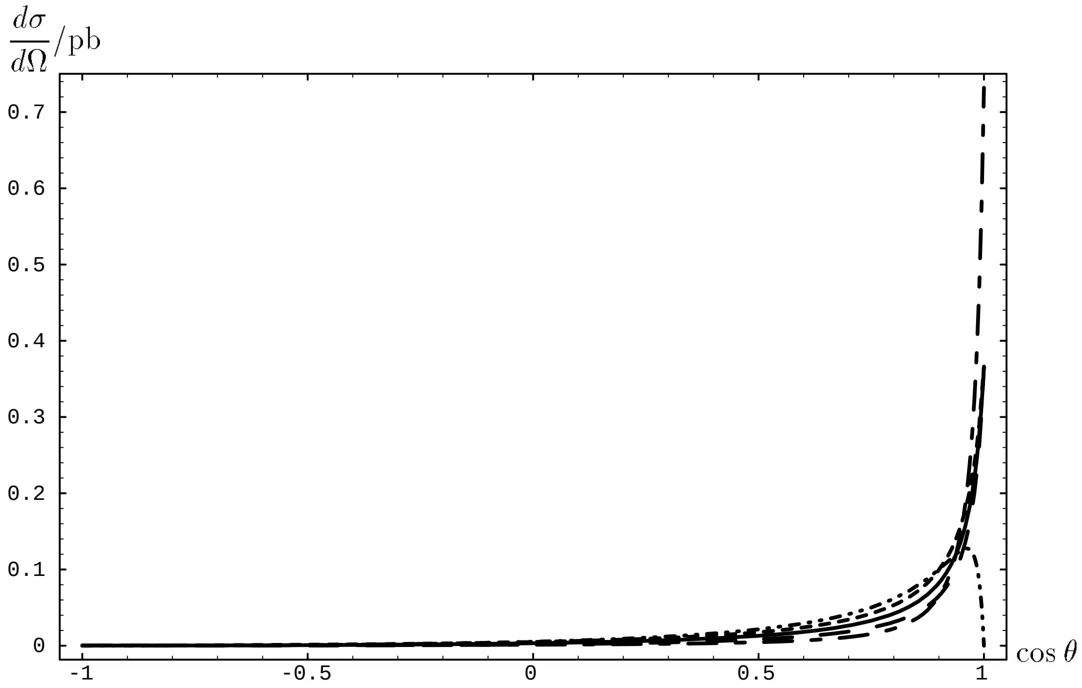

Abbildung 6.11: Differentielle Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

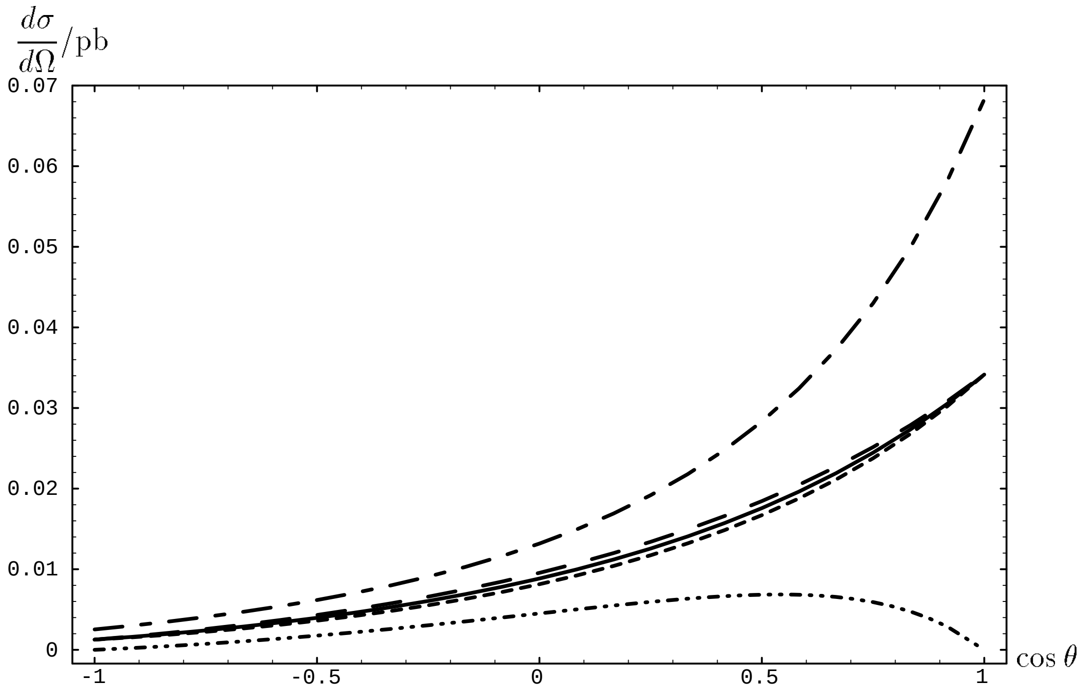

Abbildung 6.12: Differentielle Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV für $\sqrt{s} = 500$ GeV.

6.2 Totale Wirkungsquerschnitte

In den Abbildungen 6.13 bis 6.20 sind die totalen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{s_{e\gamma}}$ dargestellt. Auch hier ist der Fall $m_0 = 200$ GeV nur im Szenario A berücksichtigt, da hierfür die Wirkungsquerschnitte wegen der höheren Sneutrinomasse nur etwas niedriger sind als für $m_0 = 50$ GeV aber ansonsten ähnlich verlaufen.

Die totalen Wirkungsquerschnitte durchlaufen oberhalb der Schwellenenergie ein Maximum und fallen für noch höhere Energien wieder ab. Bei σ_- ist dieses Maximum höher als bei σ_{unpol} und liegt bei niedrigerer Energie. Für höhere Energien fällt σ_- dann allerdings stärker ab. Das Maximum von σ_+ ist flacher als das von σ_{unpol} und liegt bei höherer Energie. Oberhalb des Maximums bleibt σ_+ größer als σ_{unpol}.

Die Abweichungen von $\tilde{\sigma}_{||}$ und $\tilde{\sigma}_{\perp}$ von σ_{unpol} hängen von $\Delta_j = m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} - m^2_{\tilde{\nu}_e}$ ab. Darauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des schwereren Charginos sollte wegen der größeren Masse dieses Teilchens kleiner sein, als der des leichteren Charginos. Allerdings spielt hierbei auch die Kopplung $|V_{j1}|^2$ eine Rolle:

- Im Szenario A wird die Erzeugung von $\tilde{\chi}^-_2$ zusätzlich durch den sehr kleinen Wert von $|V_{21}|^2$ unterdrückt. Der Wirkungsquerschnitt ist also sehr viel kleiner (etwa 0.1 %) als der für die Erzeugung von $\tilde{\chi}^-_1$.

- Im Szenario B sind $|V_{11}|^2$ und $|V_{21}|^2$ etwa gleich groß. Hier beträgt der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von $\tilde{\chi}^-_2$ etwa 20 % vom Wert für $\tilde{\chi}^-_1$.

- Im Szenario C ist $|V_{11}|^2$ klein gegen $|V_{21}|^2$. Dadurch wird die Erzeugung von $\tilde{\chi}^-_2$ bevorzugt und beide Wirkungsquerschnitte sind von gleicher Größenordnung.

Zur graphischen Darstellung werden analog oben folgende Kennzeichnungen für die verschiedenen Wirkungsquerschnitte verwendet:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{unpol}} &\;\hat{=}\; \text{———} \\
\tilde{\sigma}_{||} &\;\hat{=}\; \text{— —} \\
\tilde{\sigma}_{\perp} &\;\hat{=}\; \text{- - - -} \\
\sigma_{+} &\;\hat{=}\; \text{- · · · -} \\
\sigma_{-} &\;\hat{=}\; \text{— - —}
\end{aligned}$$

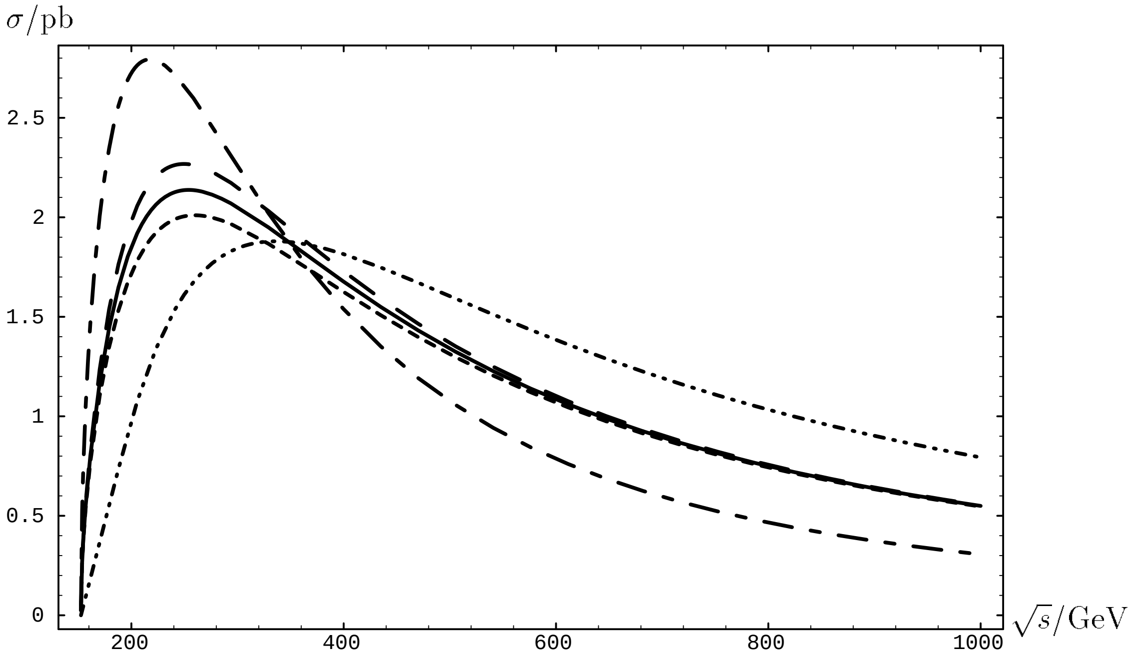

Abbildung 6.13: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV.

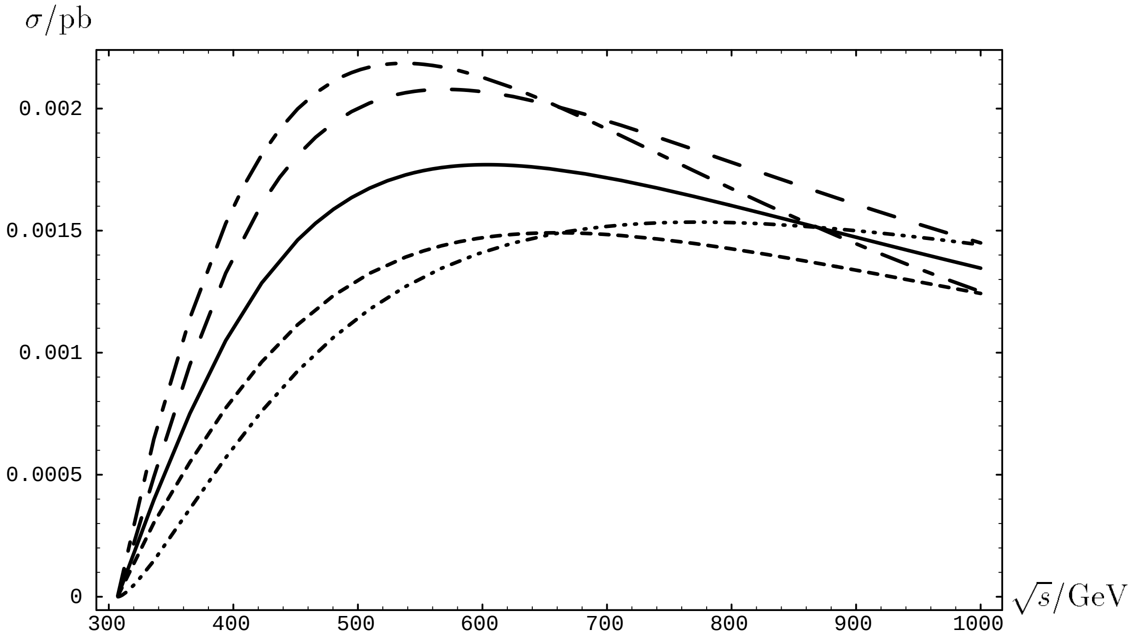

Abbildung 6.14: Totale Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV.

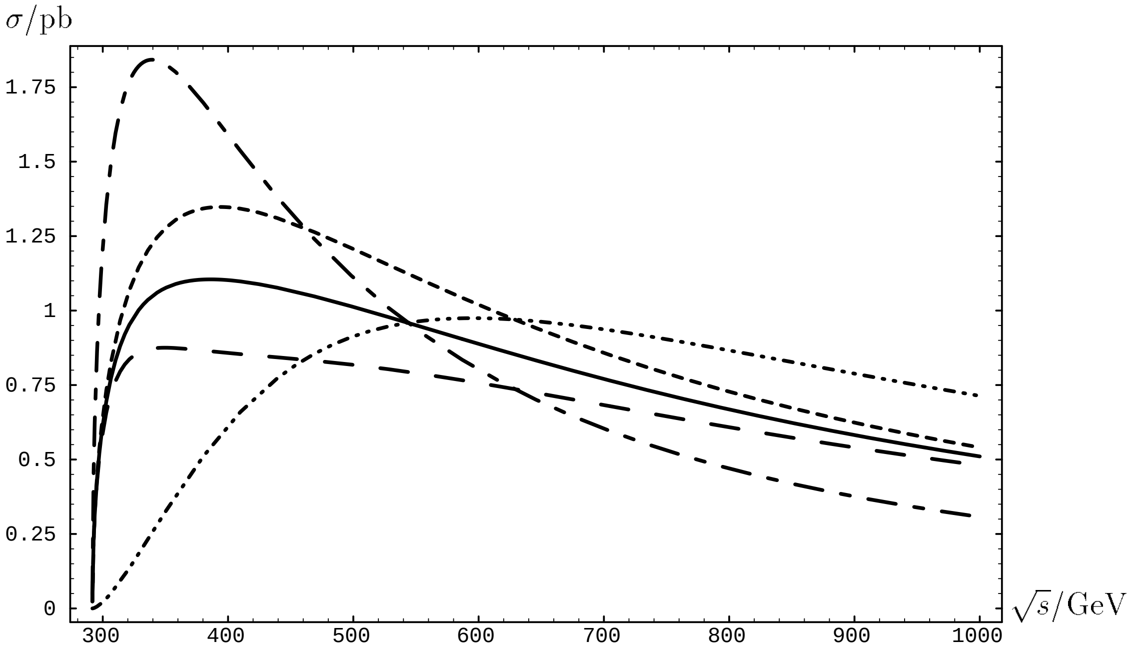

Abbildung 6.15: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV.

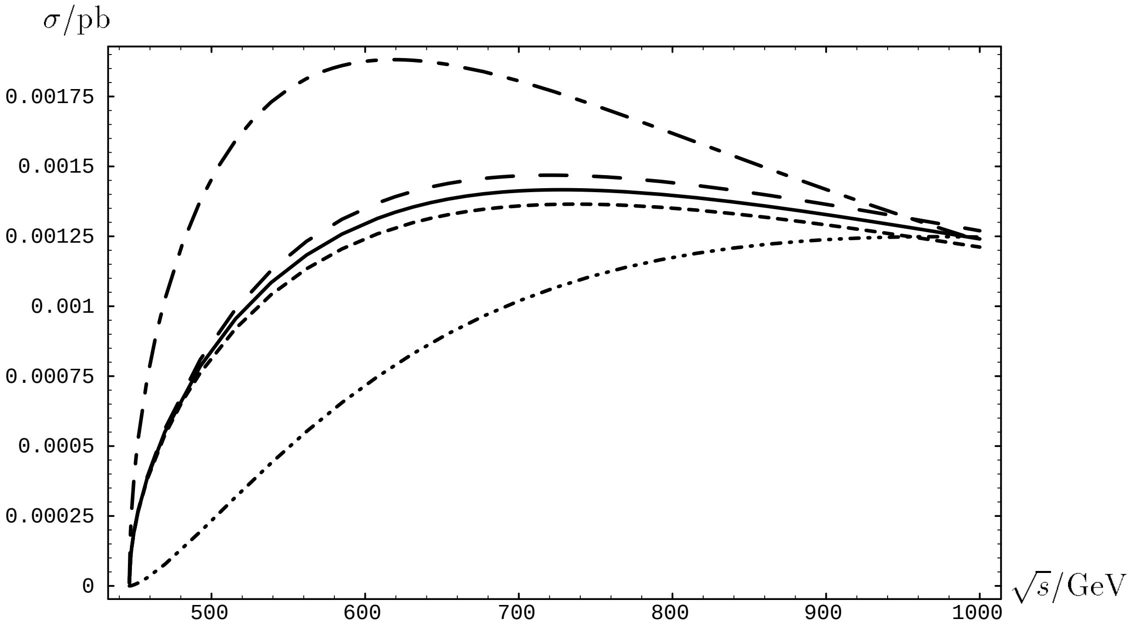

Abbildung 6.16: Totale Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV.

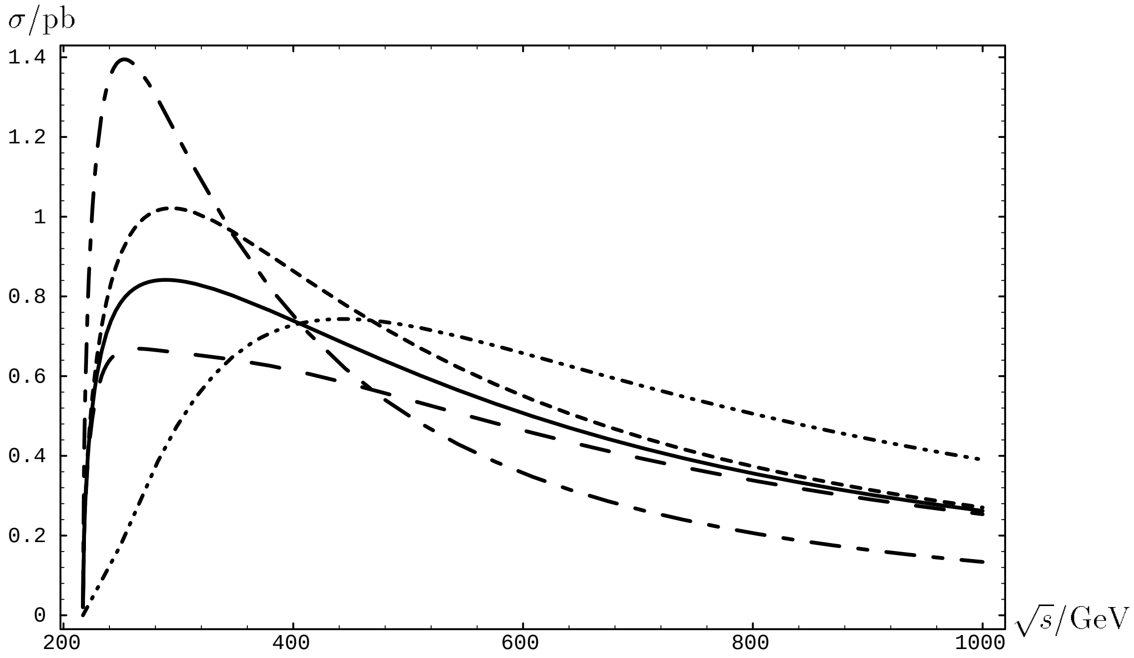

Abbildung 6.17: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario B mit $m_0 = 50$ GeV.

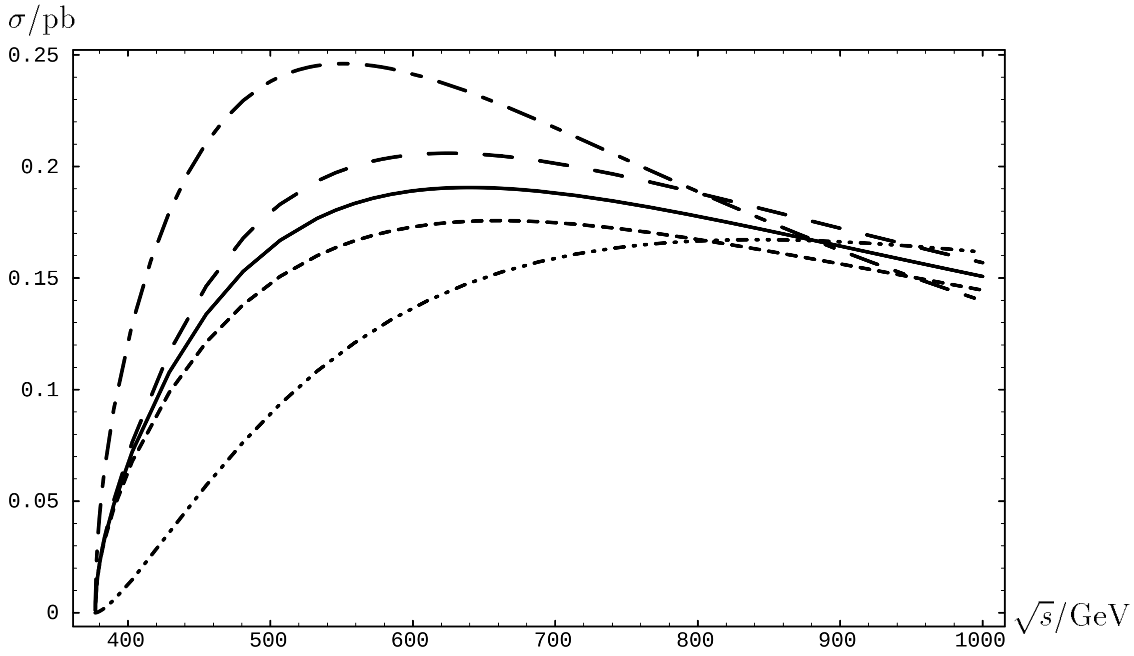

Abbildung 6.18: Totale Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario B mit $m_0 = 50$ GeV.

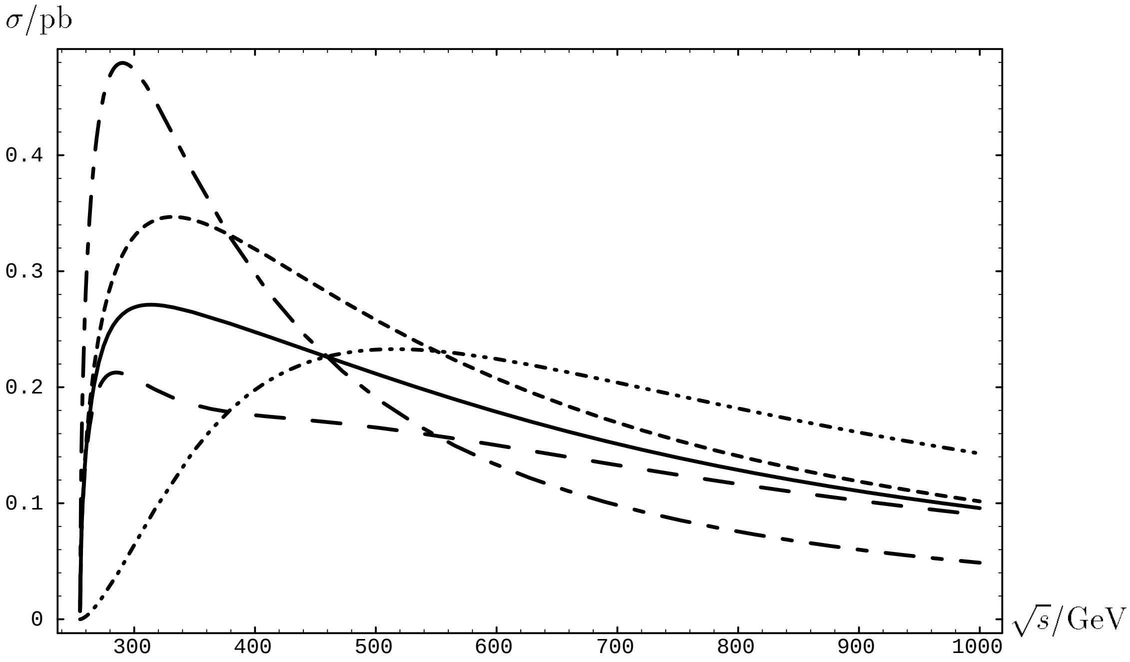

Abbildung 6.19: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV.

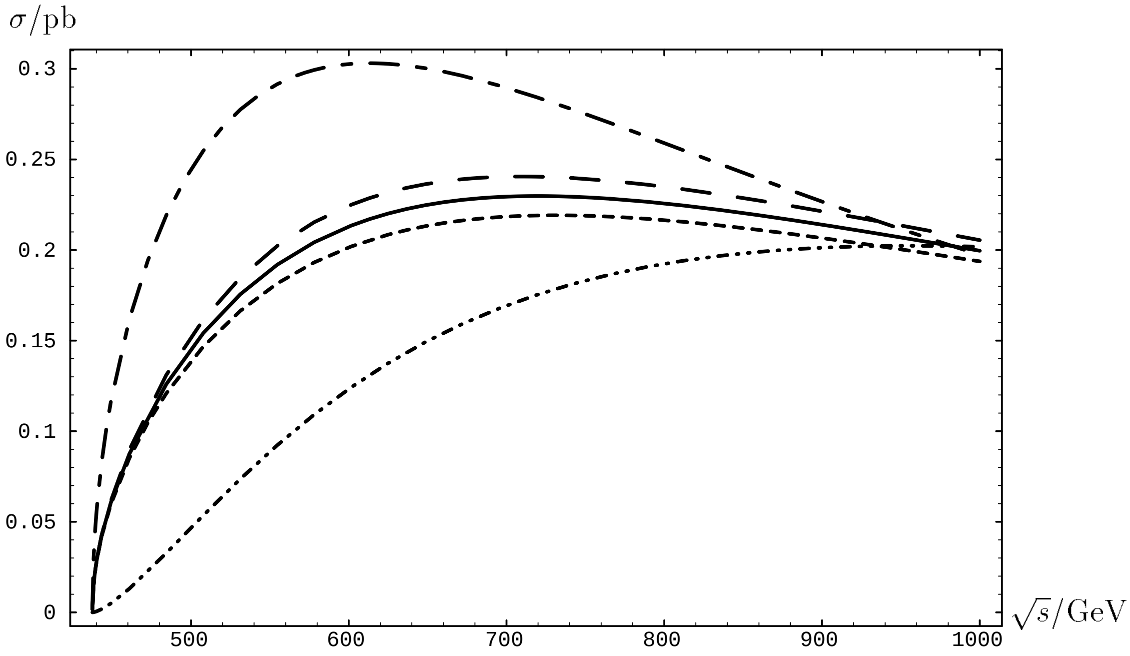

Abbildung 6.20: Totale Wirkungsquerschnitte (schweres Chargino) im Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV.

6.3 Polarisationsasymmetrien

In den Abbildungen 6.21 bis 6.28 sind die Polarisationsasymmetrien nach Kapitel 3.4 für das Szenario A graphisch dargestellt. Da der Verlauf dieser Asymmetrien wenig vom Szenario abhängt, wurde auf eine Darstellung der anderen Szenarien verzichtet.

$A^{\text{diff}}_{\text{zirk}}$ hat für $\cos\theta = \pm 1$ den Wert -1 ($\frac{d\sigma_+}{d\Omega}$ ist dort Null!) und durchläuft dazwischen ein Maximum. $A^{\text{tot}}_{\text{zirk}}$ hat an der Schwellenenergie ebenfalls den Wert -1, steigt dann an und erreicht für sehr hohe Energien den Endwert $+1$. Dieses Verhalten stimmt mit den in [10] untersuchten „zirkularen" Asymmetrien der Reaktion $e + \gamma \to \tilde{e}_L + \tilde{\gamma}$ überein.

$A^{\text{diff}}_{\text{lin}}$ ist für $\cos\theta = \pm 1$ Null (siehe Gleichung (3.31)), hat oberhalb von $\cos\theta = -1$ einen Extremwert und fällt dann langsam wieder auf -1 ab. $A^{\text{tot}}_{\text{lin}}$ hat an der Schwellenenergie den Wert Null, durchläuft dann einen Extremwert und fällt für hohe Energien wieder ab. Die absolute Größe und das Vorzeichen der „linearen" Asymmetrien hängt stark von Δ_j ab, das heißt von der Differenz der Massenquadrate von Chargino und Sneutrino. Wie nach 3.4 zu erwarten ist, sind diese Asymmetrien positiv bzw. negativ, falls $m_{\tilde{\chi}^\pm_j} > m_{\tilde{\nu}_e}$ bzw. $m_{\tilde{\chi}^\pm_j} < m_{\tilde{\nu}_e}$ ist, und umso größer je weiter die Massen auseinanderliegen.

6.4 Konturlinien der Wirkungsquerschnitte

In den Abbildungen 6.29 bis 6.32 sind die die Konturlinien in der (λ, ν)-Ebene von σ_{unpol} für beide Charginos und beide m_0-Werte dargestellt. Die Schwerpunktsenergie wurde hierbei auf $\sqrt{s} = 500$ GeV festgelegt. Dazu sind auch die kinematischen Grenzen $m_{\tilde{\chi}^\pm_j} + m_{\tilde{\nu}_e} = 500$ GeV, der verbotene Bereich nach 4.2.1 und die Lage der drei Szenarien nach 4.2.2 eingezeichnet.

Die Konturlinien entsprechen dem Verlauf, den man nach Abschnitt 5.4 erwarten kann, wenn man die Konturen von Charginomassen und Kopplungen gleichzeitig berücksichtigt. Der Einfluß von m_0 auf den Wirkungsquerschnitt ist gering, außer daß bei größerem m_0 die kinematische Grenze zu kleineren λ-Werten hin verschoben ist und der Wirkungsquerschnitt insgesamt ein wenig kleiner wird. Durch diese verschobene Grenze kann allerdings für $m_0 = 200$ GeV und $\sqrt{s} = 500$ GeV das schwerere Chargino in Szenario C nicht mehr erzeugt werden.

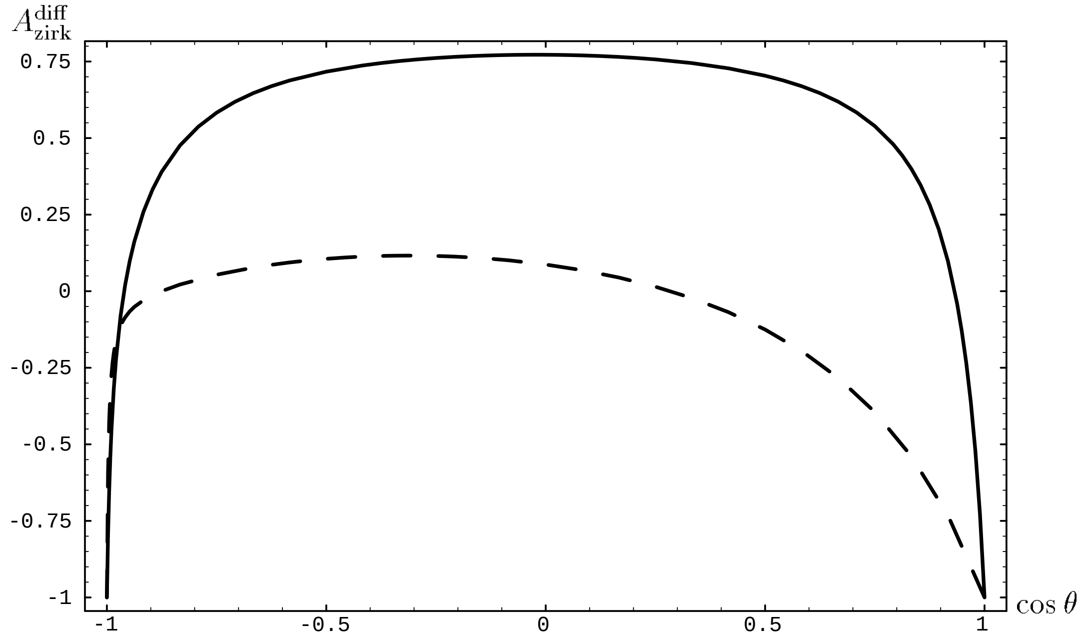

Abbildung 6.21: $A_{\text{zirk}}^{\text{diff}}$ im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

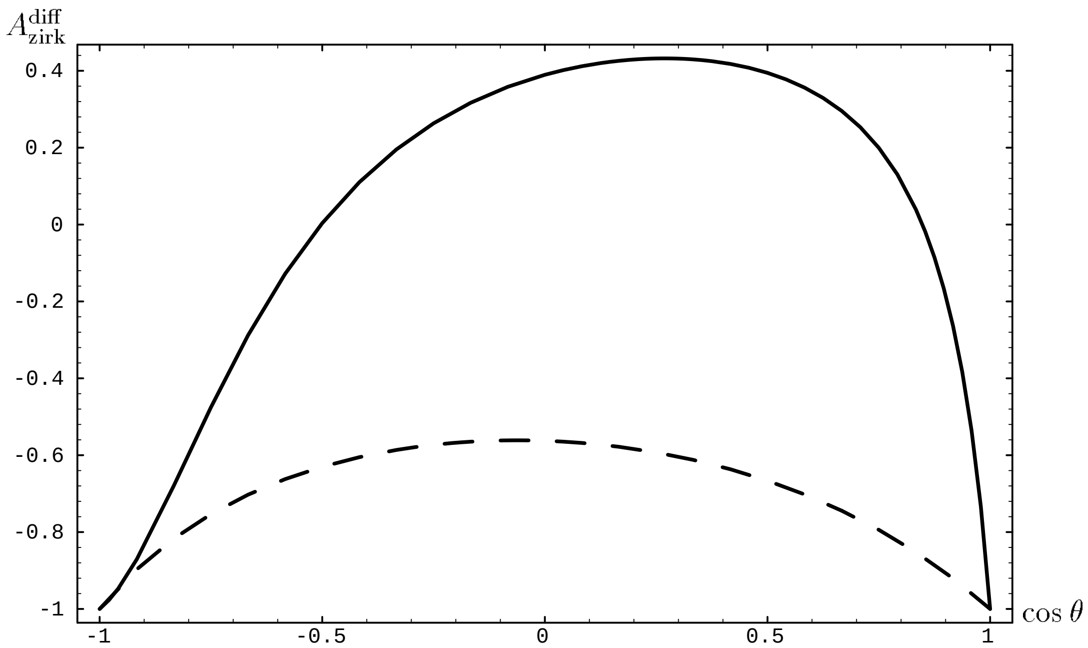

Abbildung 6.22: $A_{\text{zirk}}^{\text{diff}}$ im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

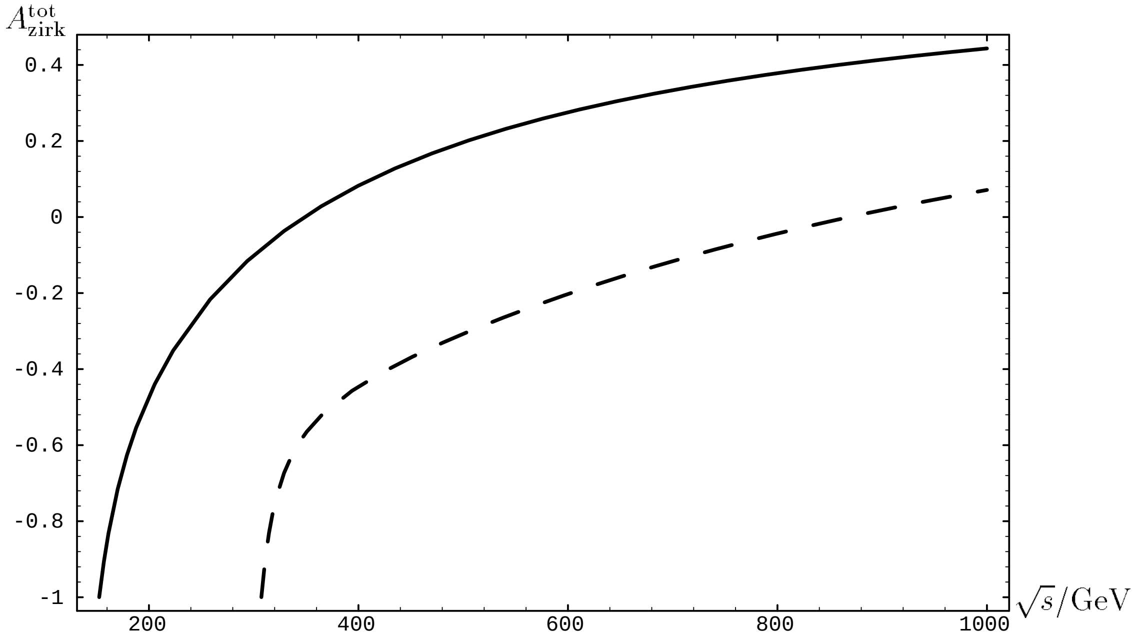

Abbildung 6.23: $A_{\rm zirk}^{\rm tot}$ im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

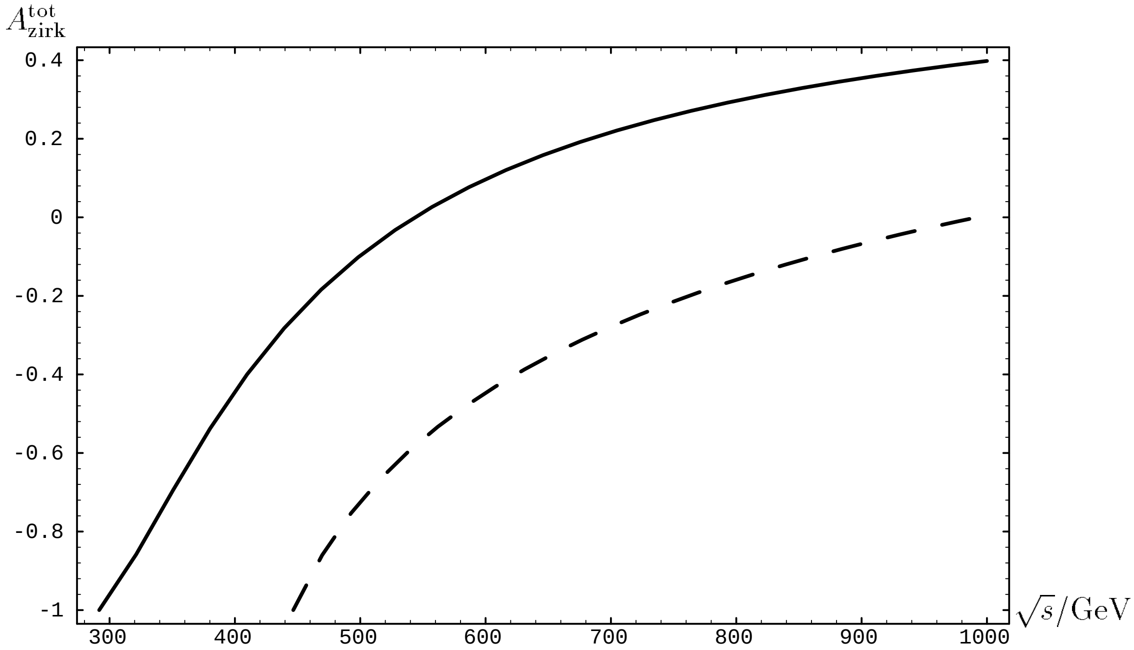

Abbildung 6.24: $A_{\rm zirk}^{\rm tot}$ im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

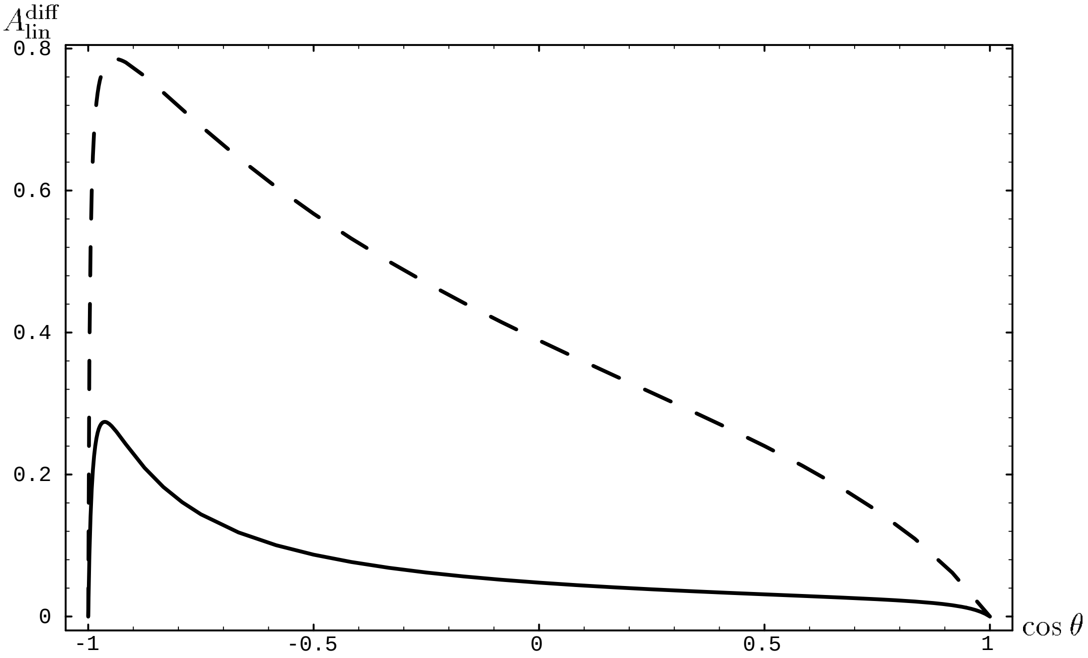

Abbildung 6.25: $A_{\rm lin}^{\rm diff}$ im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

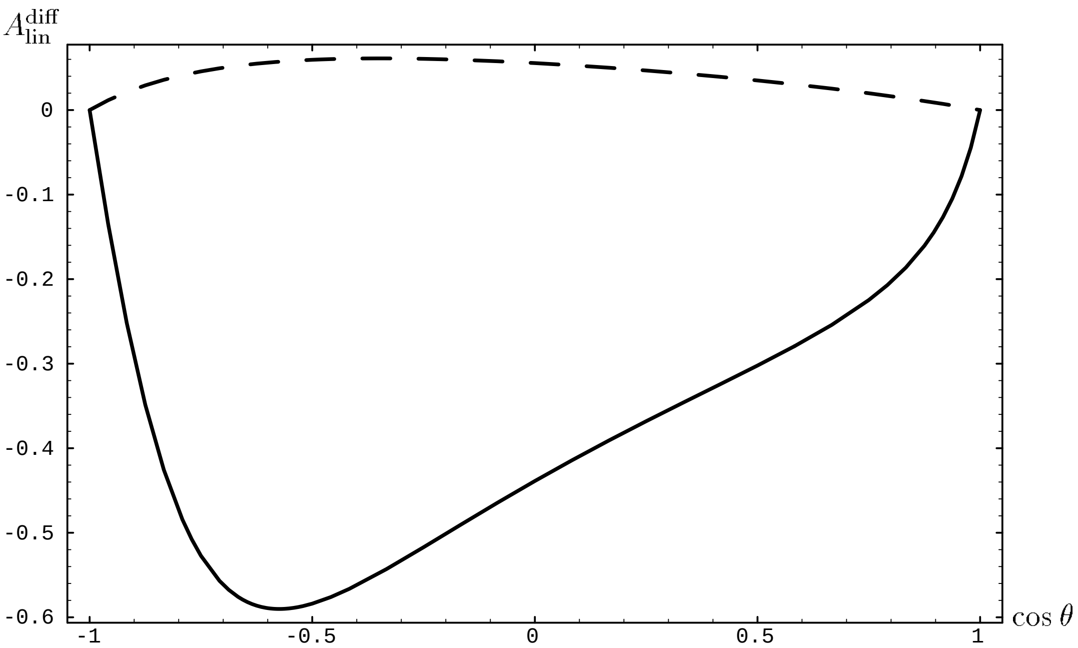

Abbildung 6.26: $A_{\rm lin}^{\rm diff}$ im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

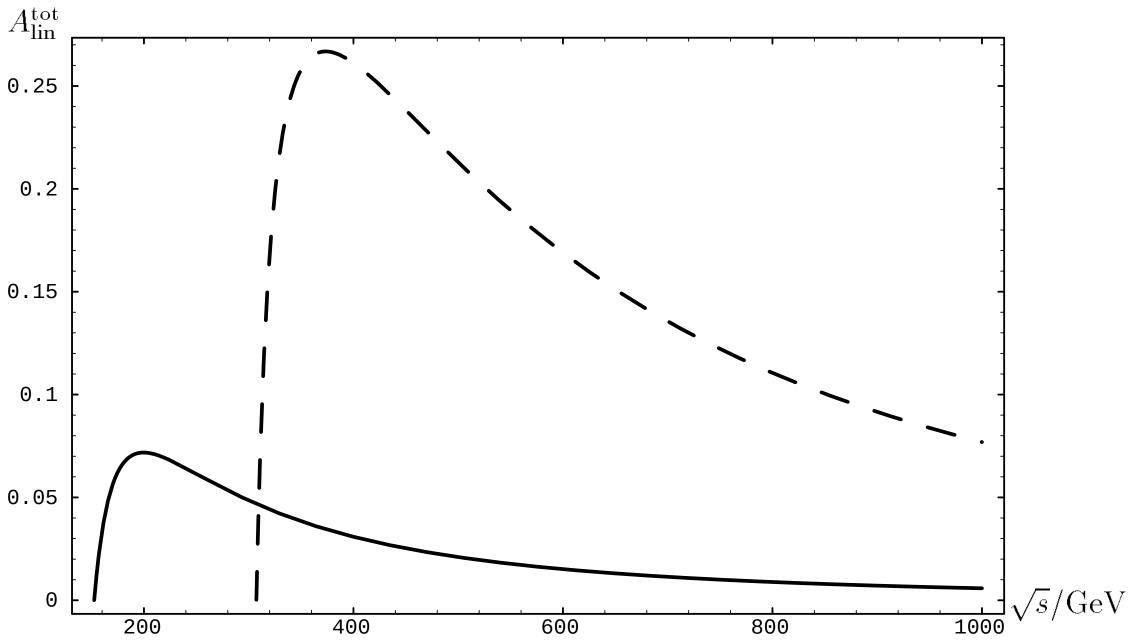

Abbildung 6.27: $A_{\text{lin}}^{\text{tot}}$ im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

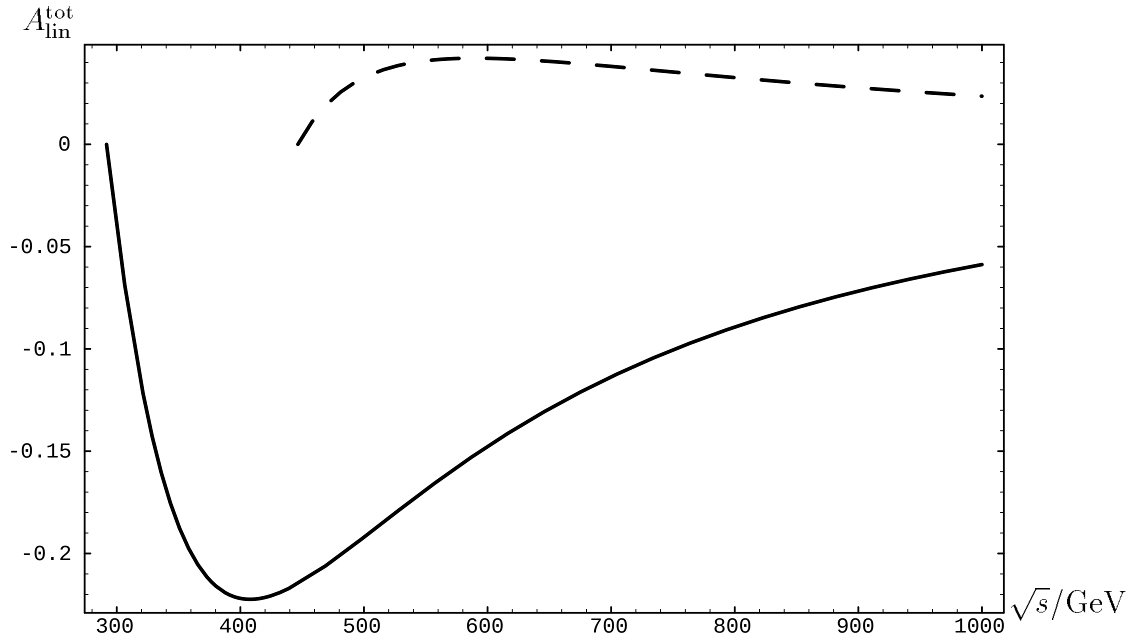

Abbildung 6.28: $A_{\text{lin}}^{\text{tot}}$ im Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV für das leichte Chargino (———) und für das schwere Chargino (— —).

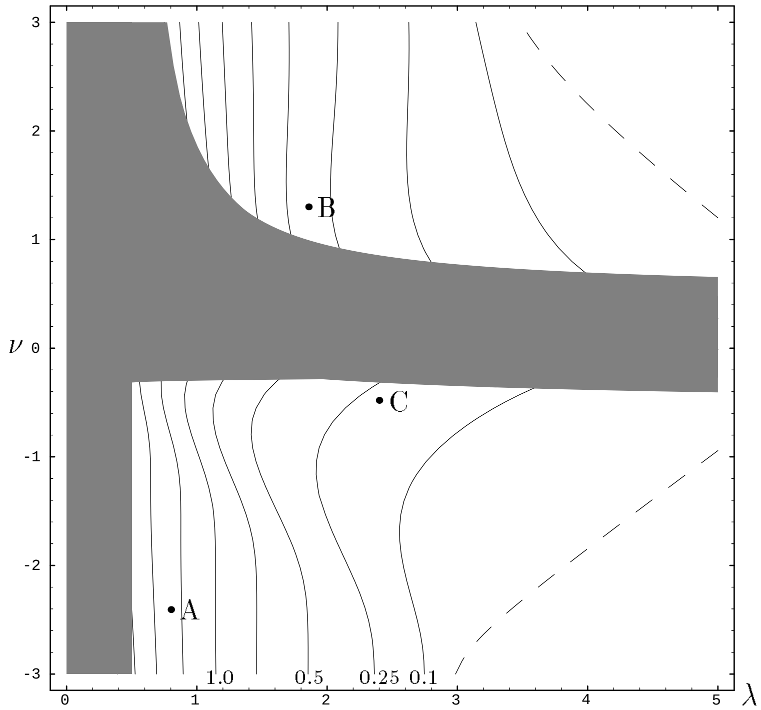

Abbildung 6.29: Konturlinien des totalen Wirkungsquerschnitts (leichtes Chargino) in pb für $m_0 = 50$ GeV und $\sqrt{s} = 500$ GeV (kinematische Grenze $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e} = 500$ GeV: — —).

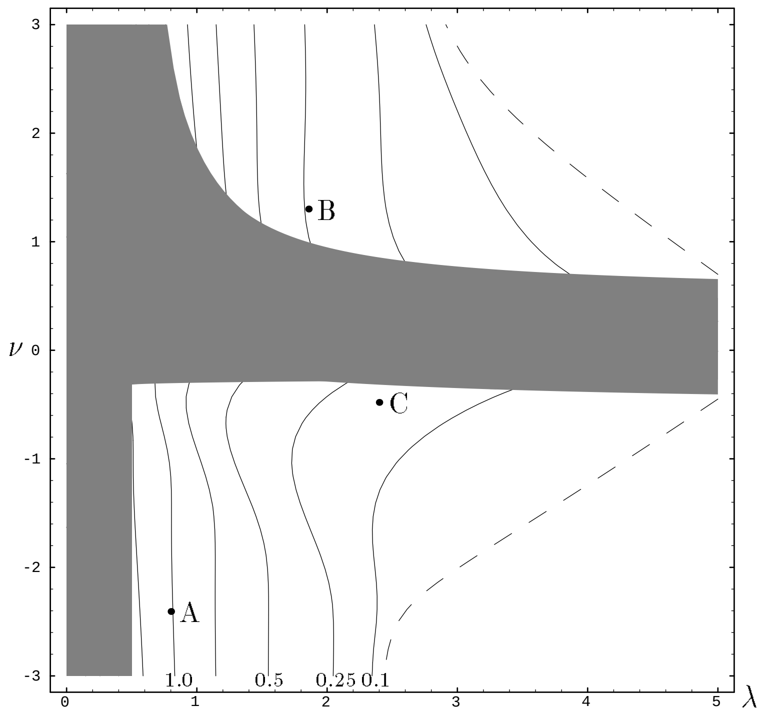

Abbildung 6.30: Konturlinien des totalen Wirkungsquerschnitts (leichtes Chargino) in pb für $m_0 = 200$ GeV und $\sqrt{s} = 500$ GeV (kinematische Grenze $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e} = 500$ GeV: — —).

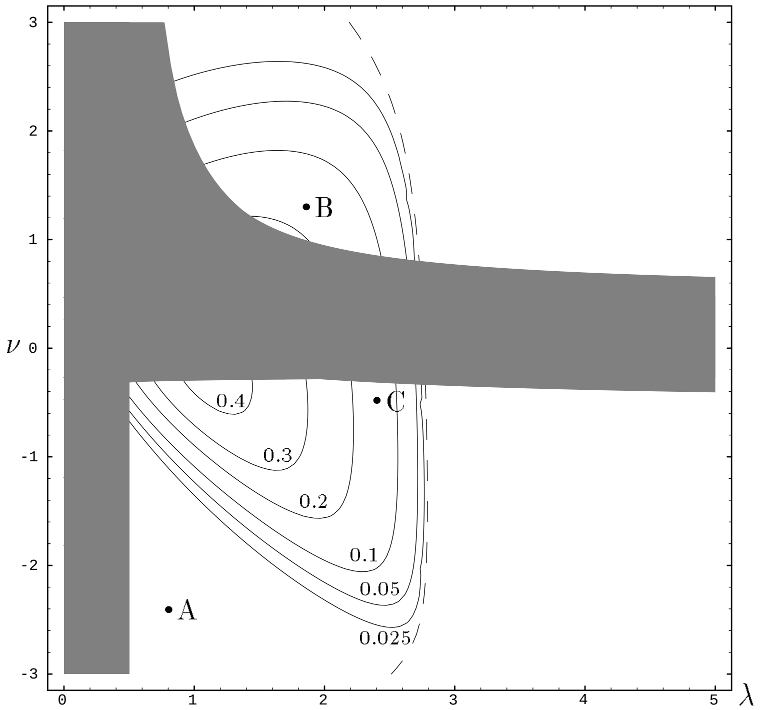

Abbildung 6.31: Konturlinien des totalen Wirkungsquerschnitts (schweres Chargino) in pb für $m_0 = 50$ GeV und $\sqrt{s} = 500$ GeV (kinematische Grenze $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e} = 500$ GeV: — —).

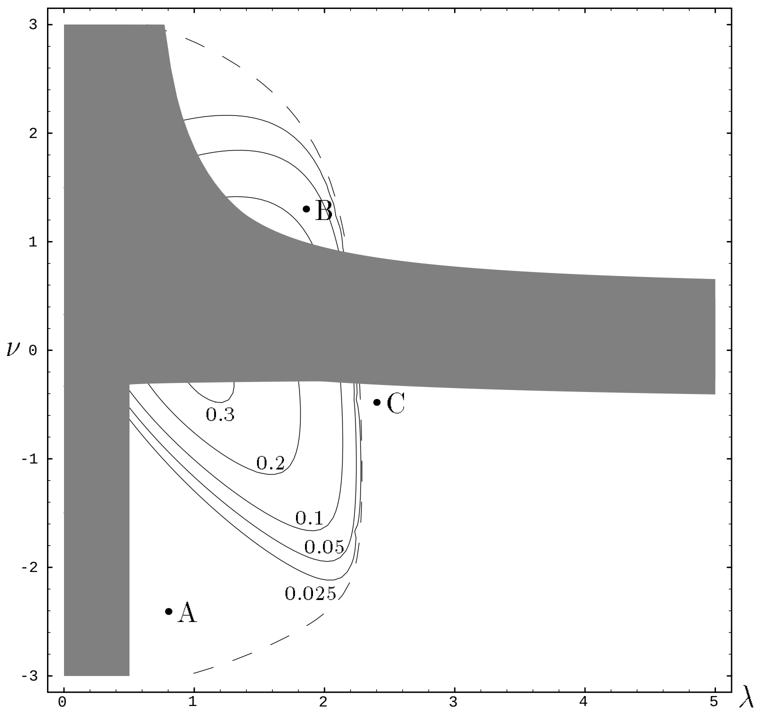

Abbildung 6.32: Konturlinien des totalen Wirkungsquerschnitts (schweres Chargino) in pb für $m_0 = 200$ GeV und $\sqrt{s} = 500$ GeV (kinematische Grenze $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e} = 500$ GeV: — —).

Kapitel 7

Wirkungsquerschnitte im Elektron-Elektron-Schwerpunktsystem

In diesem Kapitel werden die nach Abschnitt 1.3.2 gefalteten Wirkungsquerschnitte graphisch dargestellt. Dies sind diejenigen Wirkungsquerschnitte im Elektron-Elektron-Schwerpunktsystem, die an einem Photon Linear Collider (PLC) nach [14] letztendlich gemessen werden können.

Dazu werden für unpolarisierte Teilchenstrahlen die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte für die drei Szenarien geplottet. Weiterhin werden die Möglichkeiten zur Messung der Wirkungsquerschnitte für polarisierte Teilchenstrahlen untersucht, sowie die Konturlinien der Wirkungsquerschnitte in der (λ, ν)-Ebene dargestellt.

Wie in Abschnitt 1.3.2 werden hier folgende Bezeichnungen verwendet:

λ_k	:	Helizität der konvertierten Elektronen
λ_L	:	Helizität der Laserphotonen
P_{tL}	:	Linearer Polarisationsgrad des Lasers

7.1 Unpolarisierte Teilchenstrahlen

In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Teilchenstrahlen (d. h. $\lambda_k = \lambda_L = P_{tL} = 0$) im ee-Bezugssytem im Falle $m_0 = 50$ GeV untersucht. Für $m_0 = 200$ GeV ändern sich die Energie- und Winkelabhängigkeiten nur unwesentlich, außer daß die Wirkungsquerschnitte wegen der größeren Sneutrinomasse insgesamt etwas kleiner sind. Für die Szenarien A und B ist hierzu nur der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des leichteren Charginos dargestellt, während im Szenario C die Wirkungsquerschnitte für beide Charginos geplottet sind, weil dort der Wirkungsquerschnitt des schwereren von gleicher Größenordnung ist.

In den Abbildungen 7.1 bis 7.4 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte im ee-Bezugssytem in Abhängigkeit vom Winkel θ^L zwischen Photon- und Charginoimpuls im Laborsystem dargestellt. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß beide einfallenden Elektronenstrahlen gleiche Energie haben, daß also ee-CMS und Laborsystem übereinstimmen. Für die ee-Schwerpunktsenergie wurde hierbei der Wert $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV gewählt. Zum Vergleich ist der ungefaltete Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Winkel θ im $e\gamma$-CMS für $\sqrt{s_{e\gamma}} = 500$ GeV mit eingezeichnet.

Bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten wird durch die Faltung nicht nur über verschiedene Photonenergien (d.h. $s_{e\gamma}$) „gemittelt“ sondern auch über verschiedene Streuwinkel θ. Dadurch wird die $\cos\theta$-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte verschmiert: der Anstieg für $\cos\theta \to 1$ ist geringer, während für kleinere $\cos\theta$ der gefaltete Wirkungsquerschnitt größer ist als der ungefaltete. Beim Szenario C liegt die kinematische Grenze $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e}$ nur knapp unterhalb von $y_{\max} \cdot 500$ GeV. Deswegen ist für $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV in diesem Fall der gefaltete Wirkungsquerschnitt des schwereren Charginos viel kleiner als der ungefaltete (Abbildung 7.4).

In den Abbildungen 7.5 bis 7.8 sind die totalen Wirkungsquerschnitte im ee-Bezugssytem in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$ abgebildet. Zum Vergleich ist ebenfalls der ungefaltete Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{e\gamma}}$ mit eingezeichnet.

Der gefaltete totale Wirkungsquerschnitt ist für kleine Energien niedriger als der ungefaltete und durchläuft sein Maximum bei höherer Energie. Für noch höherere Energien ist er allerdings größer als der ungefaltete, da dann das Maximum des ungefalteten im Integrationsbereich liegt.

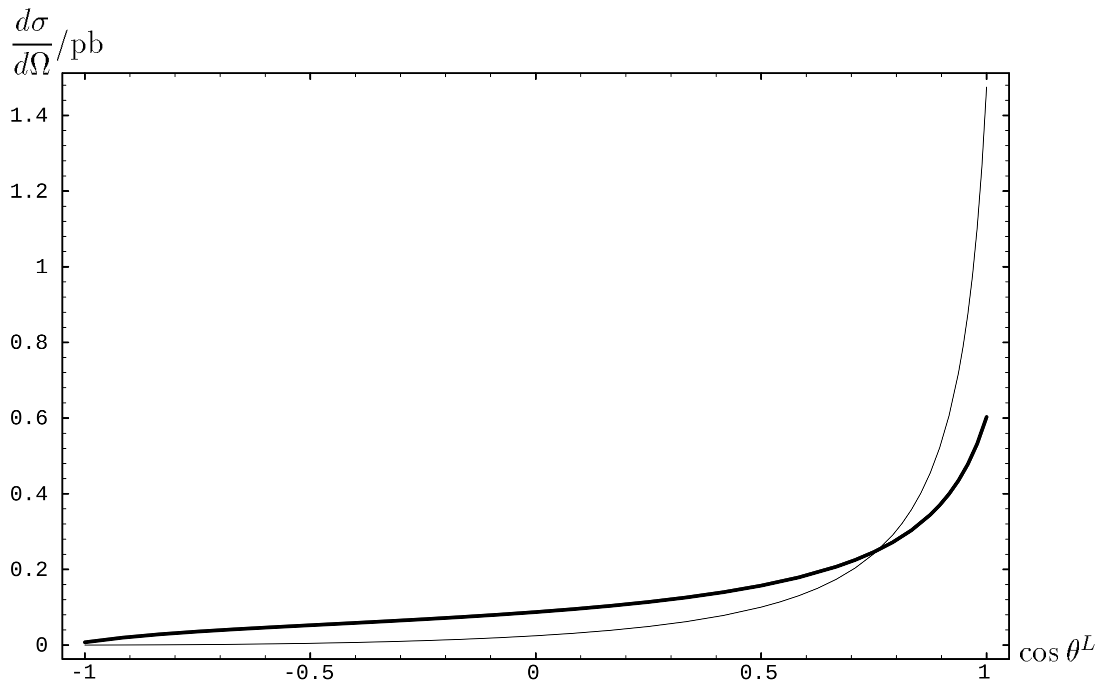

Abbildung 7.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt (leichtes Chargino) im ee-CMS für Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\cos\theta^L$ für $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\cos\theta$).

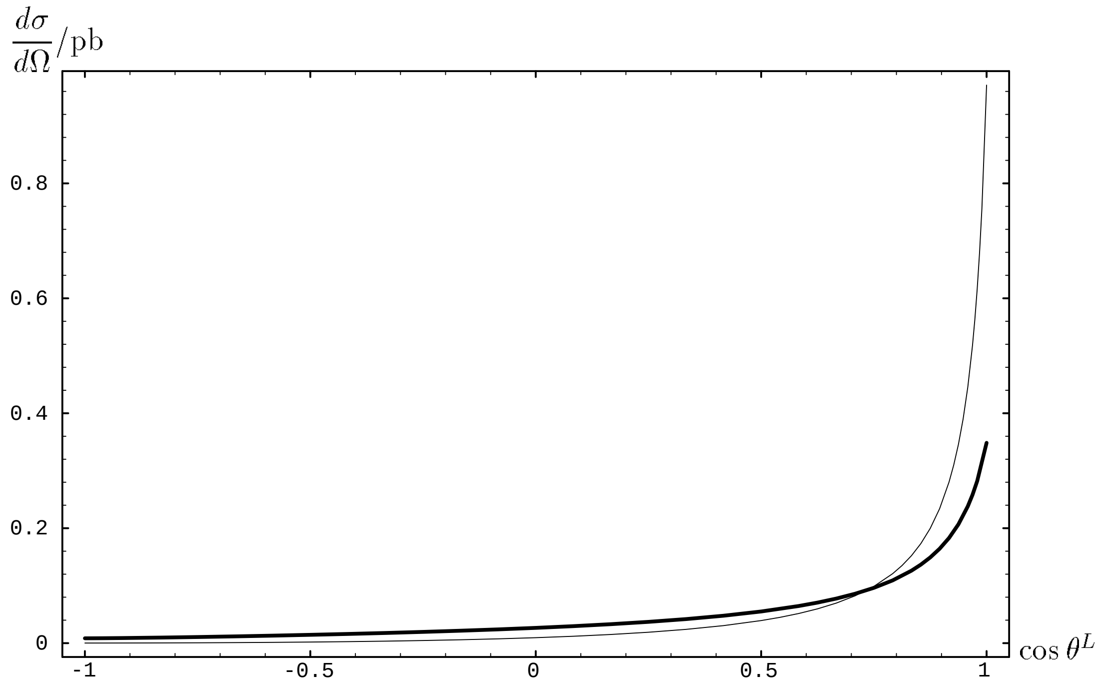

Abbildung 7.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt (leichtes Chargino) im ee-CMS für Szenario B mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\cos\theta^L$ für $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\cos\theta$).

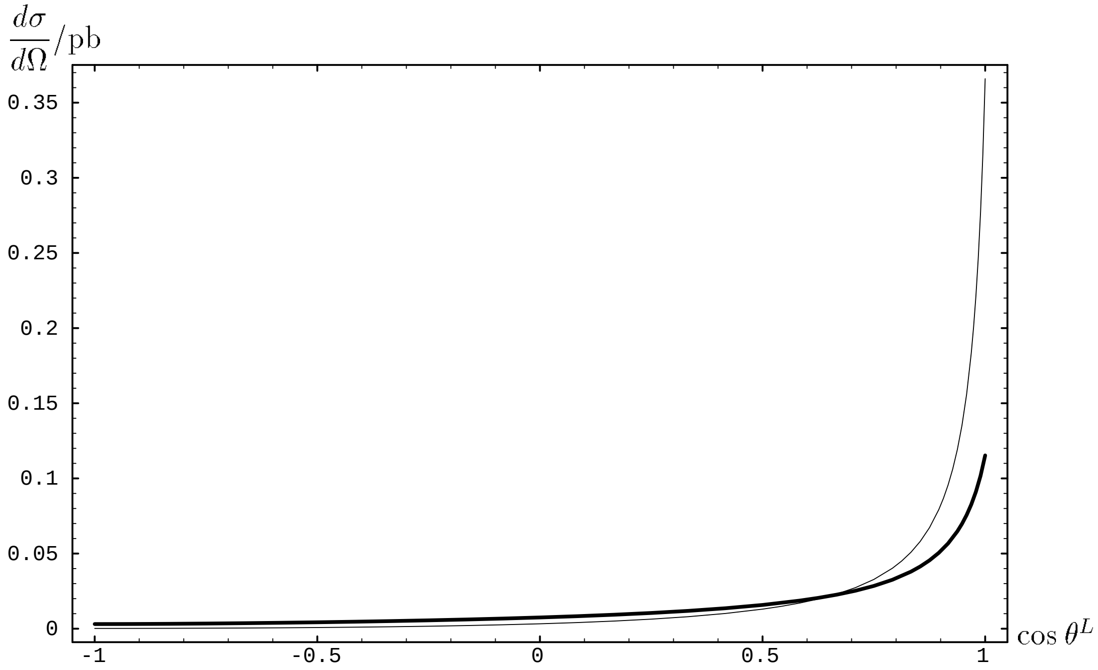

Abbildung 7.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt (leichtes Chargino) im ee-CMS für Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\cos\theta^L$ für $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\cos\theta$).

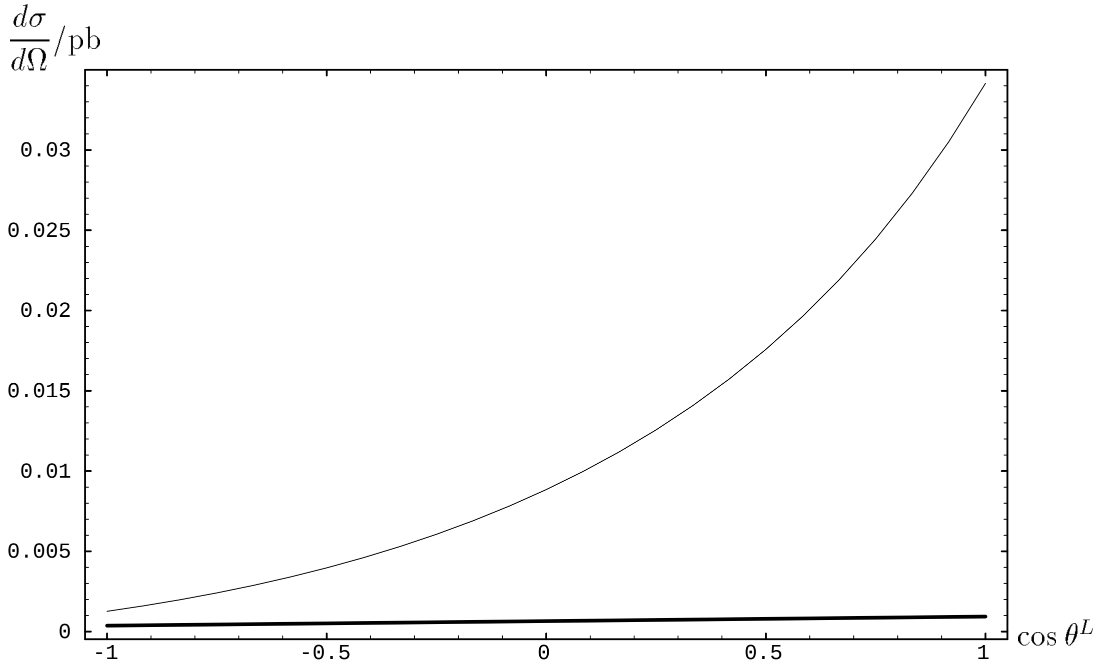

Abbildung 7.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt (schweres Chargino) im ee-CMS für Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\cos\theta^L$ für $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\cos\theta$).

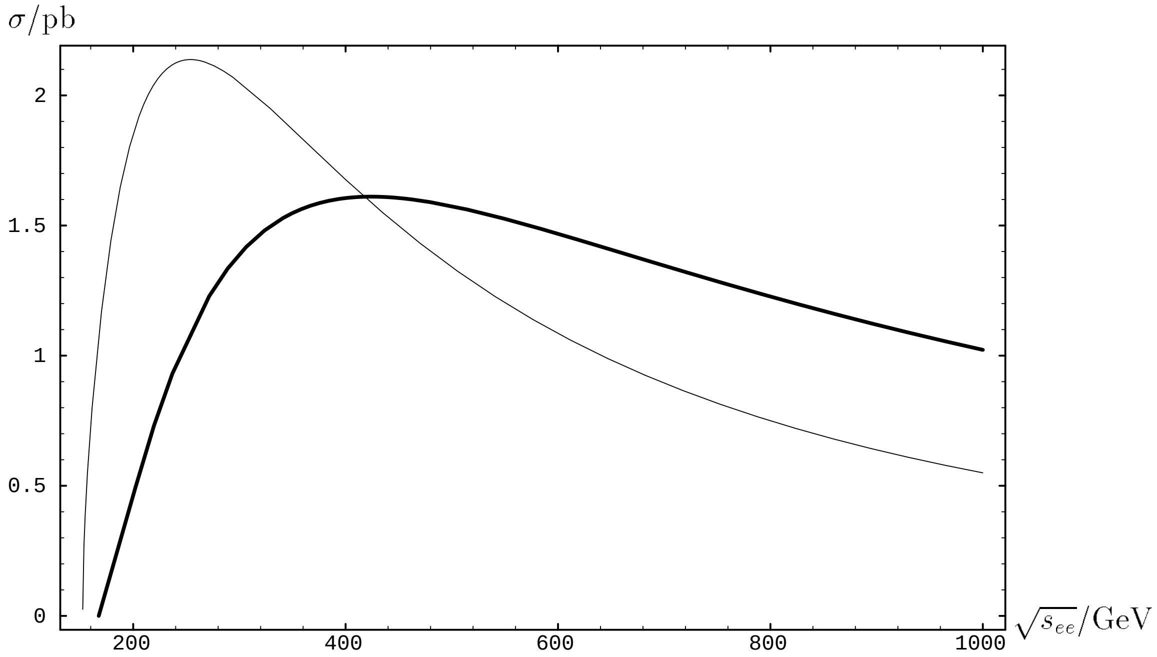

Abbildung 7.5: Totaler Wirkungsquerschnitt (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$ (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

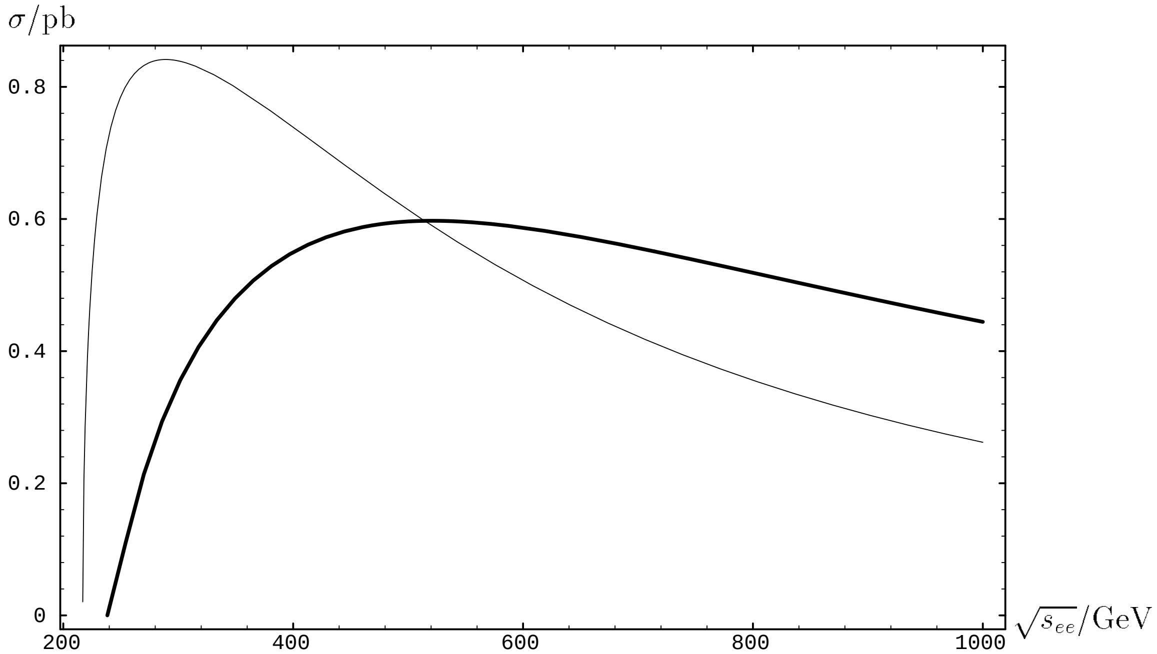

Abbildung 7.6: Totaler Wirkungsquerschnitt (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario B mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$ (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

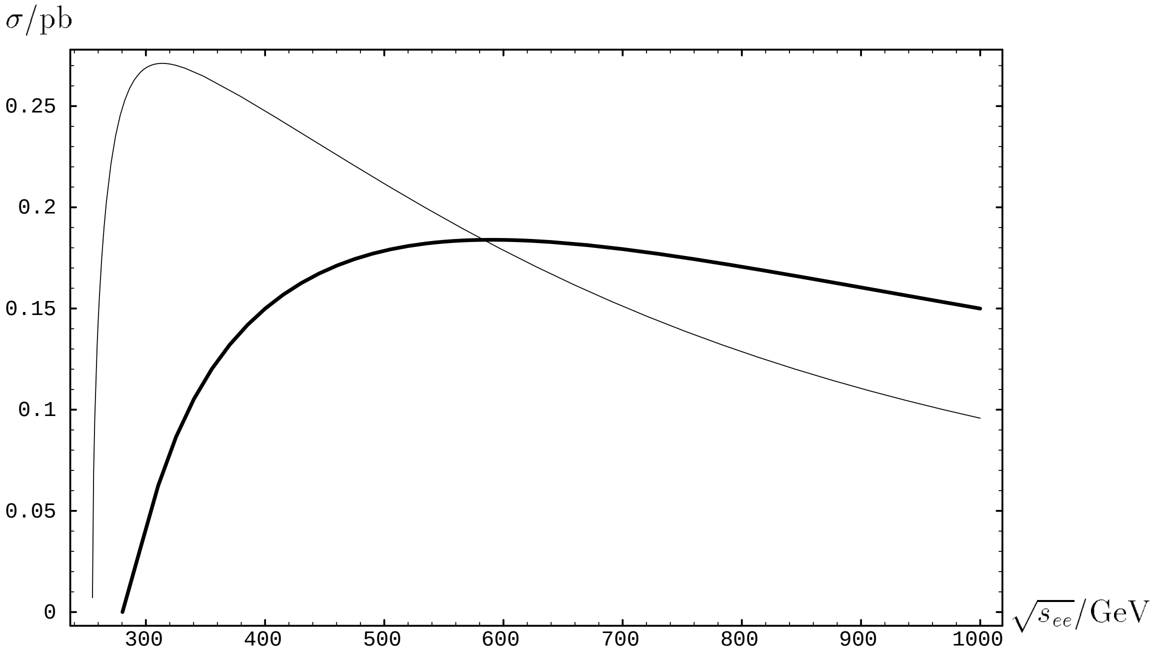

Abbildung 7.7: Totaler Wirkungsquerschnitt (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$ (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

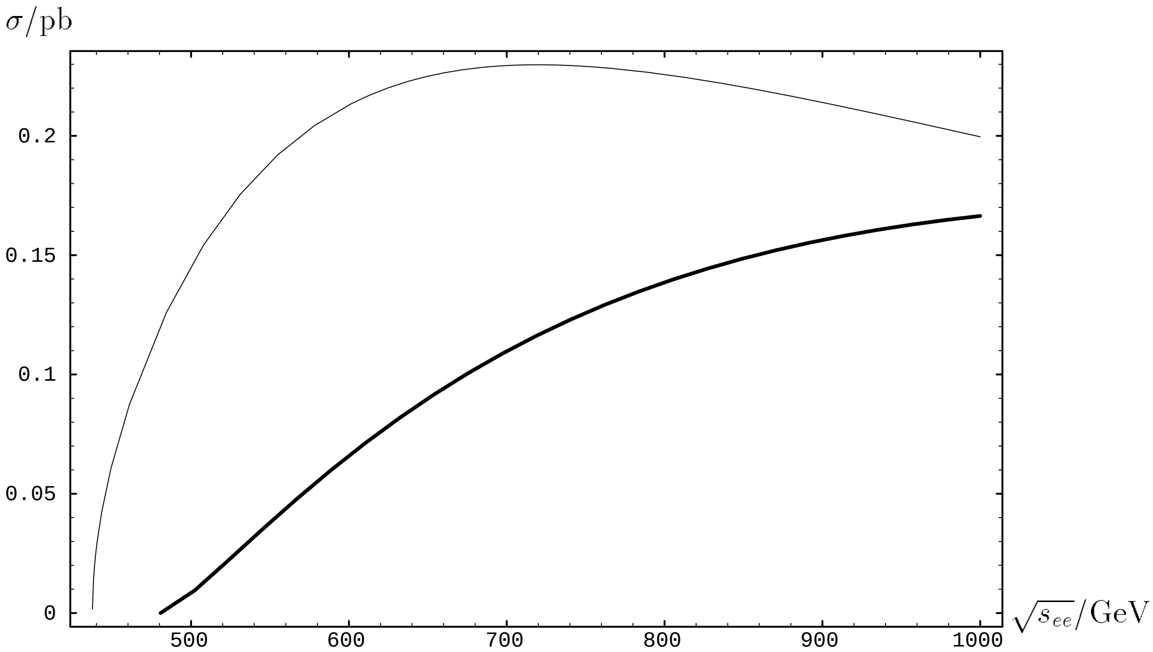

Abbildung 7.8: Totaler Wirkungsquerschnitt (schweres Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$ (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

7.2 Polarisierte Teilchenstrahlen

In diesem Abschnitt sollen die totalen Wirkungsquerschnitte graphisch dargestellt werden, die man für polarisierte Teilchenstrahlen erhält und zwar am Beispiel des leichteren Charginos im Szenario A.

7.2.1 Zirkular polarisierte Teilchenstrahlen

Wenn die einfallenden Teilchenstrahlen zirkular polarisiert sind (d. h. $\lambda_k \neq 0$, $\lambda_L \neq 0$, $P_{tL} = 0$) haben die entstehenden Hochenergiephotonen eine energieabhängige Helizität $\lambda(y)$. In den Abbildungen 7.9 bis 7.12 sind die resultierenden Wirkungsquerschnitte für verschiedene Einstellungen von λ_k und λ_L geplottet. Hierzu wurde das Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV gewählt und zum Vergleich die gefalteten und ungefalteten Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Photonen aus Abbildung 7.5 mit eingezeichnet.

- Für $\lambda_k = \lambda_L = \pm 1$ erhält man weitgehend rechts- bzw. linkshändige Photonen. Diese Einstellung eignet sich also, um die Wirkungsquerschnitte für zirkular polarisierte Photonen zu untersuchen. Ein Vergleich von Abbildung 7.9 mit Abbildung 6.13 läßt erkennen, daß für diese Einstellung die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte ähnlich derjenigen für rechts- und linkshändige Photonen im $e\gamma$-System ist. Daß der Wirkungsquerschnitt für den unpolarisierten Fall verzerrt ist, liegt daran, daß für ihn ein anderes Photonenenergiespektrum vorliegt.

- Für $\lambda_k = \pm 1$ und $\lambda_L = 0$ (Abbildung 7.10) haben die Photonen immer positive bzw. negative mittlere Helizität, deren Betrag aber immer < 1 ist. Diese Einstellung ist also auch geeignet für das Messen der Wirkungsquerschnitte von zirkular polarisierten Photonen. Die Aufspaltung ist hier aber nicht so groß wie bei der ersten Einstellung, aber die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte verläuft trotzdem noch so wie im $e\gamma$-System (vgl. Abbildung 6.13). In diesem Fall liegt das gleiche Energiespektrum vor wie bei unpolarisierten Teilchenstrahlen. Der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Photonen liegt deshalb erwartungsgemäß in der Mitte.

- Für $\lambda_k \pm 1$ und $\lambda_L = \mp 1$ (Abbildung 7.11) fällt (steigt) die mittlere Helizität $\lambda(y)$ der Hochenergiephotonen vom Wert ± 1 bei $y_{\max}$ auf ∓ 1 für kleinere y. Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte verläuft also anders als im $e\gamma$-System. Allerdings liegt hier ein günstigeres γ-Energiespektrum vor (hohes scharfes Maximum bei $y_{\max}$), so daß diese Einstellung dazu dienen kann, die Wirkungsquerschnitte für monochromatischere Photonen zu messen.

- Auch für $\lambda_k = 0$ und $\lambda_L = \mp 1$ (Abbildung 7.12) fällt (steigt) $\lambda(y)$ von ± 1 bei $y_{\max}$ auf ∓ 1 für kleinere y. Das bedeutet, daß man dicht oberhalb der

Schwellenenergie hauptsächlich rechts- bzw. linkshändige Photonen erhält und für höhere Energien links- bzw. rechtshändige. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte schneiden sich also zweimal. Diese Einstellung eignet sich also weniger zur Untersuchung der Wirkungsquerschnitte für zirkular polarisierte Photonen.

7.2.2 Linear polarisierte Teilchenstrahlen

Wenn das einfallende Laserlicht linear polarisiert ist, haben auch die Hochenergiephotonen einen energieabhängigen linearen Polarisationsgrad $P_t(y)$. Dies soll für die Einstellungen $\lambda_k = \lambda_L = 0$ und $P_{tL} = 1$ betrachtet werden und zwar für $m_0 = 200$ GeV, damit Δ_1 und damit auch die lineare Polarisationsasymmetrie $A_{\text{lin}}^{\text{tot}}$ möglichst groß sind (siehe Kapitel 3.4).

In Abbildung 7.13 sind die Wirkungsquerschnitte für linear polarisierte Hochenergiephotonen in bzw. senkrecht zur Reaktionsebene für den bisher verwendeten maximalen Wert $x = 4.83$ zu sehen (siehe Abschnitt 1.3.2). Da hierfür $P_t(y)$ ziemlich klein bleibt, ist auch der Unterschied beider Fälle recht klein (≈ 5 %).

In Abbildung 7.14 sind die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für $x = 2$ abgebildet. Hier sind der Unterschied ($\approx 10 - 15$ %) und damit die lineare Polarisationsasymmetrie $A_{\text{lin}}^{\text{tot}}$ größer. Es ist dennoch fraglich, ob dieser geringe Unterschied der Wirkungsquerschnitte gemessen werden kann.

In obige zwei Abbildungen sind für unpolarisierte Teilchenstrahlen wiederum die ungefalteten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{e\gamma}}$ (vergleiche Abbildung 6.15) sowie die gefalteten mit $P_{tL} = 0$ eingezeichnet. Für lineare Polarisation in bzw. senkrecht zur Reaktionsebene wurde die gleiche Kennzeichnung wie in Kapitel 6.2 gewählt. Bei den „totalen“ Wirkungsquerschnitten für linear polarisierte Teilchenstrahlen muß beachtet werden, daß $\tilde{\sigma}_{||}$ und $\tilde{\sigma}_{\perp}$ gemäß Abschnitt 3.3 verwendet werden.

7.3 Konturlinien der Wirkungsquerschnitte

In den Abbildungen 7.15 und 7.16 sind die Konturlinien in der (λ, ν)-Ebene für $m_0 = 50$ GeV und $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV für beide Charginos dargestellt. Dazu sind wieder die kinematischen Grenzen $m_{\tilde{\chi}_j^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e} = \sqrt{y_{\max}} \cdot 500$ GeV, der verbotene Bereich und die Lage der drei Szenarien eingezeichnet.

Wenn man diese Abbildungen mit den Abbildungen der Konturlinien im $e\gamma$-Bezugssystem vergleicht (Abb. 6.29 bzw. 6.31), erkennt man, daß sich der Verlauf der Konturen nicht wesentlich geändert hat. Die kinematische Grenze ist zu etwas kleineren λ-Werten hin verschoben, da die maximale Photonenenergie kleiner als $\sqrt{s_{ee}}$ ist. Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des leichteren Charginos liegt in der gleichen Größenordnung wie im ungefalteten Fall, während derjenige des schwereren Charginos etwa um den Faktor 2 kleiner ist als der ungefaltete.

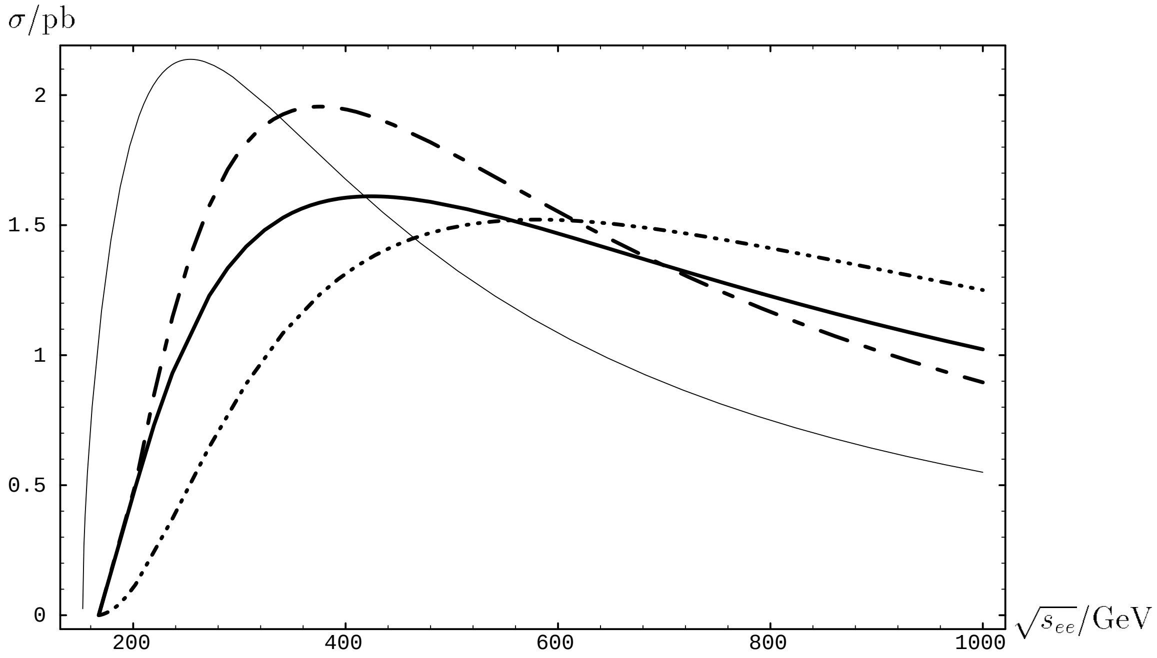

Abbildung 7.9: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$:
$\lambda_k = \lambda_L = 0$: ———; $\lambda_k = \lambda_L = +1$: - · · · -; $\lambda_k = \lambda_L = -1$: — – —
(dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

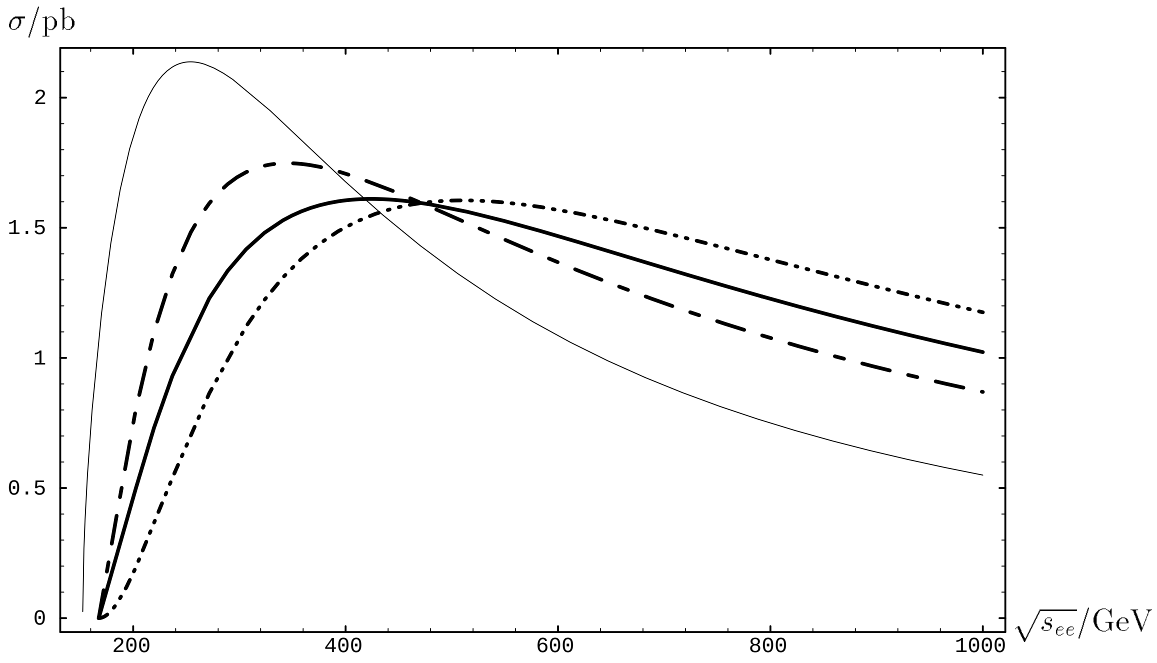

Abbildung 7.10: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$:
$\lambda_k = \lambda_L = 0$: ———; $\lambda_k = +1,\ \lambda_L = 0$: - · · · -; $\lambda_k = -1,\ \lambda_L = 0$: — – —
(dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

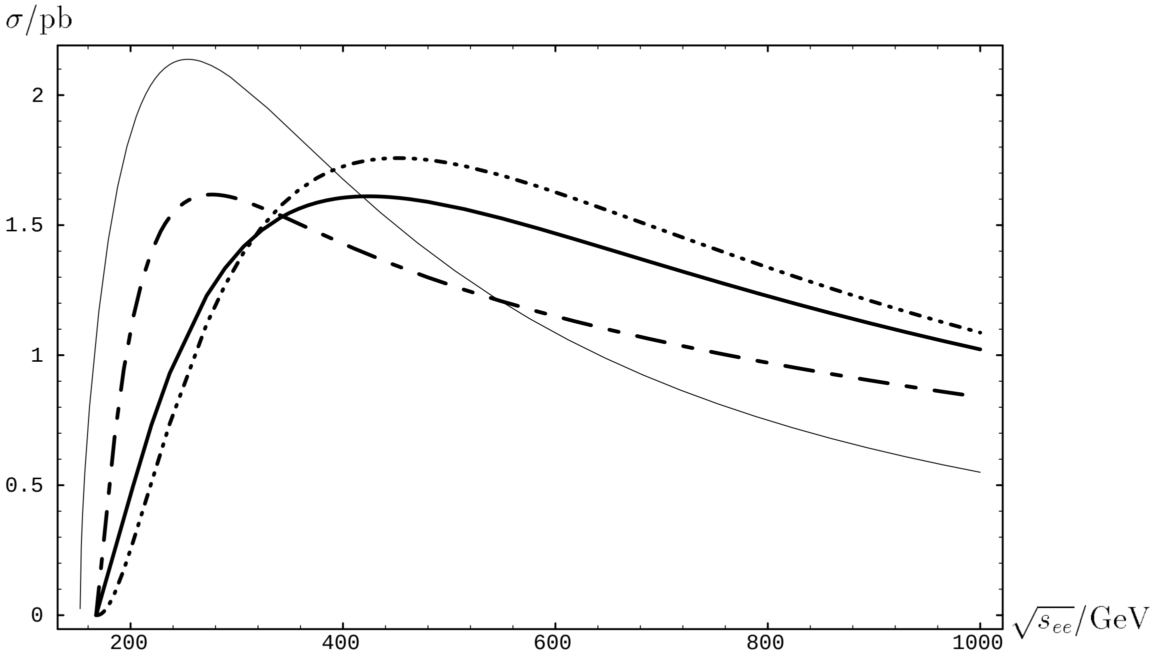

Abbildung 7.11: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$:
$\lambda_k = \lambda_L = 0$: ———; $\lambda_k = +1$, $\lambda_L = -1$: – · · · –; $\lambda_k = -1$, $\lambda_L = +1$: — – —
(dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

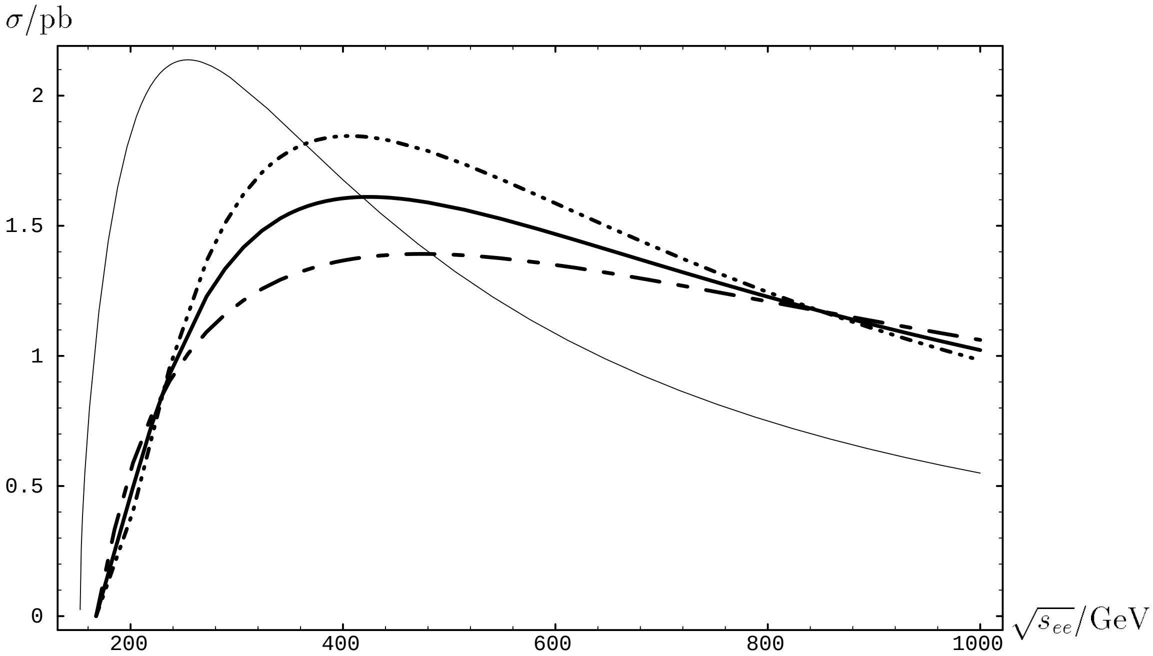

Abbildung 7.12: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$:
$\lambda_k = \lambda_L = 0$: ———; $\lambda_k = 0$, $\lambda_L = -1$: – · · · –; $\lambda_k = 0$, $\lambda_L = +1$: — – —
(dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

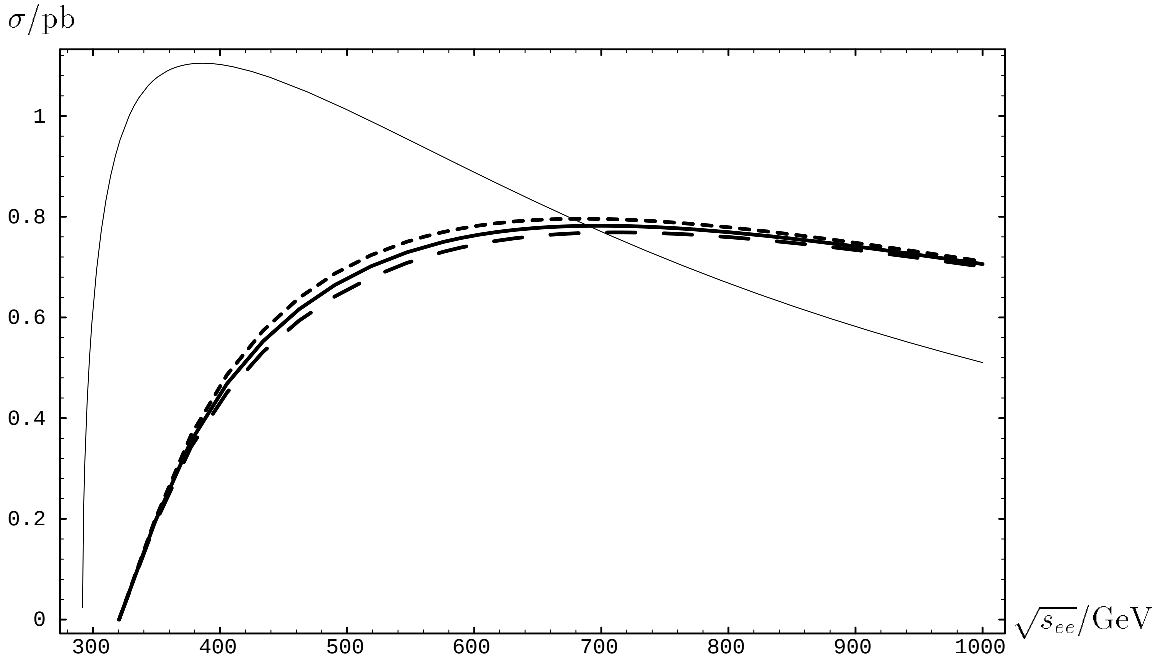

Abbildung 7.13: Totale Wirkungsquerschnitte (leichtes Chargino) im ee-Bezugssystem für Szenario A mit $m_0 = 200$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$ für $x = 4.83$: $P_{tL} = 0$: ———; $P_{tL} = 1$ ($\parallel$ Reaktionsebene): — —; $P_{tL} = 1$ ($\perp$ Reaktionsebene): - - - - (dünne Linie: ungefalteter Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\sqrt{s_{e\gamma}}$).

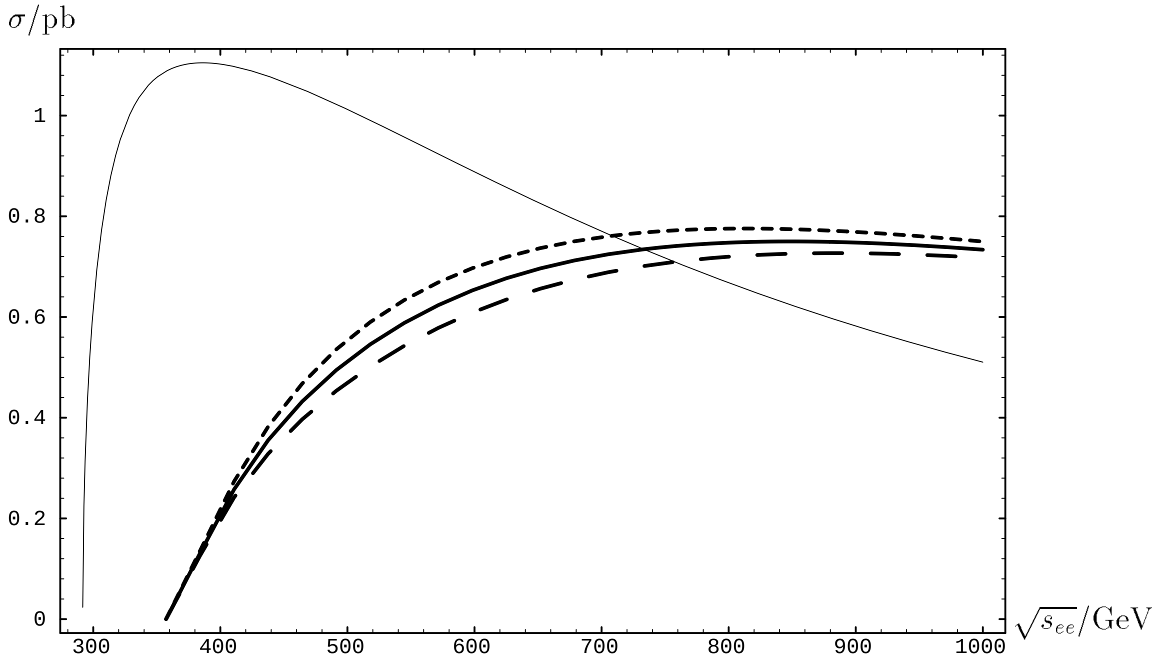

Abbildung 7.14: Wie Abb. 7.13 für $x = 2$.

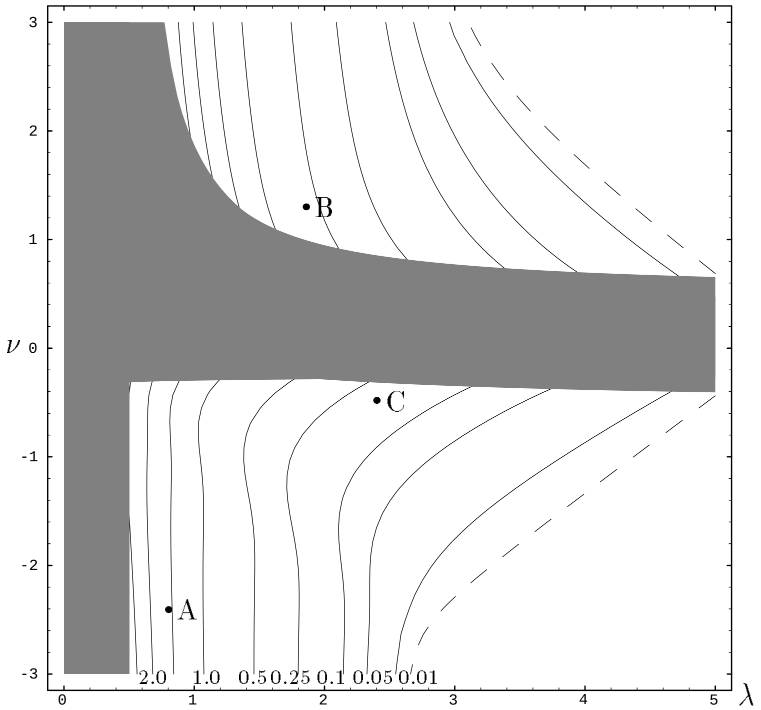

Abbildung 7.15: Konturlinien des totalen Wirkungsquerschnitts (leichtes Chargino) in pb für $m_0 = 50$ GeV und $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV im ee-Bezugssystem (kinematische Grenze $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e} = \sqrt{y_{\max}} \cdot 500$ GeV: — —).

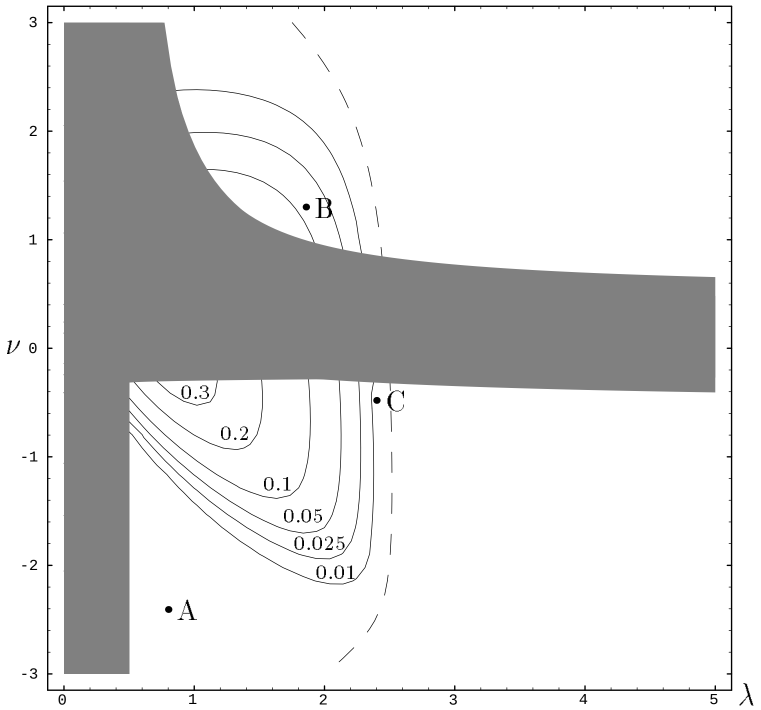

Abbildung 7.16: Konturlinien des totalen Wirkungsquerschnitts (schweres Chargino) in pb für $m_0 = 50$ GeV und $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV im ee-Bezugssystem (kinematische Grenze $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} + m_{\tilde{\nu}_e} = \sqrt{y_{\max}} \cdot 500$ GeV: — —).

Kapitel 8

Zerfälle und Signaturen

Supersymmetrische Teilchen können nur nachgewiesen werden, wenn man charakteristische Endzustände oder Signaturen findet, die sich vom Untergrund des Standardmodells unterscheiden. Diese Signaturen sind durch die Zerfälle der SUSY Teilchen bestimmt. Daher sollen in diesem Kapitel die Zerfallskaskaden untersucht werden, die von den Charginos und Sneutrinos ausgehen, damit die Verzweigungsraten in die verschiedenen Signaturen, errechnet werden können.

Dazu werden zunächst die Zerfallsbreiten der W- und Z-Bosonen angegeben, die als Zwischenprodukt entstehen können, bevor für die einzelnen Szenarien und m_0-Werte die Zerfallsbreiten der betreffenden Teilchen berechnet werden.

8.1 Zerfallsbreiten von W- und Z-Bosonen

Schwere Charginos und Neutralinos können in ein Boson-Bosino-Paar zerfallen (Abschnitt 1.4). Die so entstehenden W- und Z-Bosonen sind selbst instabil und zerfallen in Leptonen und Quarks. Die Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten dieser Teilchen in die möglichen Endzustände lauten [29, 36]:

Zerfall	Zerfallsbreite	Verzweigungsrate
$Z \to \nu_e \bar{\nu}_e$	156 MeV	18.3 %
$Z \to e^+ e^-$	79 MeV	9.3 %
$Z \to u\bar{u}$	271 MeV	31.7 %
$Z \to d\bar{d}$	348 MeV	40.7 %
$W^+ \to e^+ \nu_e$ bzw. $W^- \to e^- \bar{\nu}_e$	237 MeV	25.5 %
$W^+ \to u\bar{d}$ bzw. $W^- \to \bar{u}d$	692 MeV	74.5 %

8.2 Zerfallsbreiten der SUSY Teilchen

Die Zerfallsbreiten der Dreiteilchenzerfälle von Charginos und Neutralinos wurden mit Hilfe eines MATHEMATICA-Programmes berechnet [34, 35], während die der Zweiteilchenzerfälle direkt mit den Formeln aus Kapitel 1.4 errechnet werden können.

Zerfälle, die kinematisch gänzlich verboten sind, oder von nicht auftretenden Zwischenprodukten werden dabei mit einem Strich (—) gekennzeichnet. Sowohl Dreiteilchenzerfälle mit vernachlässigbar kleinen Zerfallsbreiten als auch Zerfälle von Zwischenprodukten mit vernachlässigbarer Erzeugungsrate werden nicht aufgeführt.

Da bei jeder Zerfallskaskade aus Gründen der R-Paritätserhaltung ein LSP entkommt, weisen die Signaturen, die letztendlich gemessen werden können, stets eine fehlende Energie auf. Im Rahmen dieser Arbeit sollen nur die Verzweigungsraten in rein leptonische Endzustände bestimmt werden, also für die Signaturen:

$$e^- + \gamma \;\rightarrow\; \widetilde{\chi}_j^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow e^- + \not{E} \tag{8.1}$$

$$e^- + \gamma \;\rightarrow\; \widetilde{\chi}_j^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow e^- + e^+ + e^- + \not{E} \tag{8.2}$$

usw.

Die fehlende Energie $\not{E}$ kann dabei auch von zusätzlich entkommenden Neutrinos herrühren. Zerfälle mit Quarks im Endzustand führen zu Signaturen, die jets enthalten, und können so leicht von den rein leptonischen Endzuständen unterschieden werden.

8.2.1 Szenario A

In Tabelle 8.1 sind die Zerfallsbreiten Γ und die Verzweigungsraten BR des Sneutrinos und beider Charginos für Szenario A und die zwei m_0-Werte aufgelistet. Der Zweiteilchenzerfall $\widetilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \tilde{u}_L + d$ kann wegen des geringen Massenunterschieds von $\tilde{u}_L$ und $\widetilde{\chi}_2^\pm$ vernachlässigt werden. In Tabelle 8.2 sind die entsprechenden Werte für die Zwischenprodukte dargestellt. In Tabelle 8.3 sind schließlich die Verzweigungsraten in die verschiedenen leptonischen Endzustände aufgeführt. Dabei sind die Endzustände nach Gleichung 8.1, 8.2 usw. mit $1e$, $3e$ usw. bezeichnet.

Im Falle $m_0 = 50$ GeV ist das Sneutrino, wie schon erwähnt, „invisible", also leichter als das $\widetilde{\chi}_1^\pm$. Daher ist für das $\widetilde{\chi}_1^\pm$ ein dominanter Zweiteilchenzerfall in das Sneutrino möglich, wobei ein Elektron entsteht. Somit läßt sich die Verzweigungsrate von praktisch 100 % in einen $1e$-Endzustand erklären. Der totale Wirkungsquerschnitt in Abbildung 7.5 kann also direkt gemessen werden als Wirkungsquerschnitt für $e + \gamma \rightarrow \widetilde{\chi}_1^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 1e + \not{E}$.

Für $m_0 = 200$ GeV ist für das $\widetilde{\chi}_1^\pm$ nur ein Dreiteilchenzerfall in das LSP erlaubt, der zu 75.1 % zu hadronischen Endzuständen führt. Auch zerfällt das $\widetilde{\nu}_e$ bevorzugt in das $\widetilde{\chi}_1^\pm$ oder in das $\widetilde{\chi}_2^0$, welches zu mehr als 50 % in hadronische Endzustände übergeht. Dadurch kommt es zu sehr niedrigen Verzweigungsraten in rein leptonische Endzustände. Für einen $3e$-Endzustand erhält man als größte Verzweigungsrate nur 6.9 %.

Das $\widetilde{\chi}_2^\pm$ spielt in diesem Szenario wegen des sehr kleinen Erzeugungswirkungsquerschnitts keine Rolle.

Szenario	A			
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Zerfall	Γ	BR	Γ	BR
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_2^0 + \nu_e$	—	—	594 MeV	19.9 %
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_1^0 + \nu_e$	12.4 MeV	100 %	93.4 MeV	3.1 %
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_1^\pm + e^\mp$	—	—	2.30 GeV	77.0 %
$\tilde{\chi}_1^+ \to e^+ + \tilde{\nu}_e$	73.5 MeV	100 %	—	—
$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 + e^+ + \nu$	33.6 keV	< 0.1 %	2.41 keV	24.9 %
$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 + u + \bar{d}$	7.70 keV	< 0.1 %	7.25 keV	75.1 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\chi}_2^0 + W^+$	187 MeV	25.9 %	187 MeV	30.8 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\chi}_1^0 + W^+$	196 MeV	27.1 %	196 MeV	32.3 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\chi}_1^+ + Z$	216 MeV	29.9 %	216 MeV	35.5 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\nu}_e + e^+$	4.68 MeV	0.6 %	454 keV	0.1 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{e}_L^+ + \nu_e$	119 MeV	16.5 %	7.98 MeV	1.3 %

Tabelle 8.1: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten von Sneutrinos und Charginos im Szenario A.

Szenario	A			
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Zerfall	Γ	BR	Γ	BR
$\tilde{\chi}_2^0 \to \overset{(-)}{\tilde{\nu}_e} + \overset{(-)}{\nu_e}$	80.6 MeV	98.3 %	—	—
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{e}_R^\pm + e^\mp$	1.38 MeV	1.7 %	—	—
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + e^+ + e^-$	0.014 keV	< 0.1 %	0.161 keV	42.7 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + \nu_e + \bar{\nu}_e$	0.027 keV	< 0.1 %	0.011 keV	2.9 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + u + \bar{u}$	0.256 keV	< 0.1 %	0.147 keV	39.0 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + d + \bar{d}$	0.057 keV	< 0.1 %	0.058 keV	15.4 %
$\tilde{e}_R \to \tilde{\chi}_1^0 + e$	152 MeV	100 %	—	—
$\tilde{e}_L \to \tilde{\chi}_2^0 + e$	369 keV	0.3 %	456 MeV	23.3 %
$\tilde{e}_L \to \tilde{\chi}_1^0 + e$	129 MeV	98.3 %	443 MeV	22.6 %
$\tilde{e}_L^\pm \to \tilde{\chi}_1^\pm + \overset{(-)}{\nu_e}$	1.84 MeV	1.4 %	1.06 GeV	54.1 %

Tabelle 8.2: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten von Neutralinos und Selektronen im Szenario A.

Szenario	A	
	$m_0 = 50$ GeV	$m_0 = 200$ GeV
Endzustand	Verzweigungsrate	Verzweigungsrate
$\widetilde{\chi}_1^- + \widetilde{\nu}_e \to 1e + \not{E}$	100 %	0.9 %
$\widetilde{\chi}_1^- + \widetilde{\nu}_e \to 3e + \not{E}$	—	6.9 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \to 1e + \not{E}$	36.0 %	0.4 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \to 3e + \not{E}$	2.9 %	3.1 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \to 5e + \not{E}$	—	1.2 %

Tabelle 8.3: Verzweigungsraten in die leptonischen Endzustände im Szenario A.

8.2.2 Szenario B

In den Tabellen 8.4 bis 8.6 sind wieder die Zerfallsbreiten der auftretenden SUSY Teilchen und die Verzweigungsraten in die leptonischen Endzustände aufgeführt.

Hier zerfällt das $\widetilde{\chi}_1^\pm$ über Dreiteilchenzerfälle in das LSP, wobei zu 70–75 % hadronische Endzustände entstehen. Auch kann das Sneutrino in $\widetilde{\chi}_1^0$ bis $\widetilde{\chi}_3^0$ zerfallen, für $m_0 = 200$ GeV sogar in $\widetilde{\chi}_4^0$ und $\widetilde{\chi}_2^\pm$. Dadurch kommt es zu komplizierten Zerfallskaskaden, was die Verzweigungsraten in rein leptonische Endzustände stark herabsetzt. Sie liegen alle unter 10 %.

Der Erzeugungswirkungsquerschnitt für das schwerere Chargino ist auch in diesem Szenario kleiner als der des leichteren, aber die Verzweigungsraten in $1e$- und $3e$-Endzustände sind von gleicher Größenordnung. Daher liefert das Signal vom $\widetilde{\chi}_2^\pm$ nur einen Untergrund zum Signal vom $\widetilde{\chi}_1^\pm$. Für das schwerere Chargino kommt es allerdings im Gegensatz zum $\widetilde{\chi}_1^\pm$ auch zu $5e$-Endzuständen. Dies könnte eine Möglichkeit darstellen, den Wirkungsquerschnitt vom $\widetilde{\chi}_2^\pm$ zu messen, wenn das Signal mit einer Verzweigungsrate von 2.9 % bzw. 0.3 % nicht insgesamt zu schwach wird.

Zu den Zerfällen der $\widetilde{\chi}_3^0$ bzw. $\widetilde{\chi}_2^0$ ist zu bemerken, daß hier für $m_0 = 50$ GeV Dreiteilchenzerfallskanäle nicht vernachläßigbar sind, obwohl Zweiteilchenzerfallskanäle vorhanden sind (vergleiche Abschnitt 1.4) [35].

8.2.3 Szenario C

Die Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten dieses Szenarios sind in den Tabellen 8.7 bis 8.9 zu finden. Auch hier ist das bei Szenario B über die Zerfälle von $\widetilde{\nu}_e$ und $\widetilde{\chi}_1^\pm$ geschriebene gültig. Es kommt zu komplizierten Zerfallskaskaden, was die Verzweigungsraten in rein leptonische Endzustände stark herabsetzt.

Hier sind die Erzeugungswirkungsquerschnitte für beide Charginos etwa gleich groß, weshalb die Wirkungsquerschnitte, die zu einem betimmten Endzustand führen, addiert werden müssen. Dies ist in Abbildung 8.1 für einen $3e$-Endzustand

Szenario	B			
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Zerfall	Γ	BR	Γ	BR
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_4^0 + \nu_e$	—	—	12.0 MeV	0.6 %
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_3^0 + \nu_e$	1.43 MeV	0.1 %	11.3 MeV	0.5 %
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_2^0 + \nu_e$	721 keV	0.1 %	3.07 MeV	0.1 %
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_1^0 + \nu_e$	281 MeV	28.3 %	502 MeV	23.9 %
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_2^\pm + e^\mp$	—	—	52.9 MeV	2.5 %
$\tilde{\nu}_e \to \tilde{\chi}_1^\pm + e^\mp$	709 MeV	71.5 %	1.52 GeV	72.4 %
$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 + e^+ + \nu_e$	1.23 keV	27.4 %	1.12 keV	25.6 %
$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 + u + \bar{d}$	3.26 keV	72.6 %	3.26 keV	74.4 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\chi}_3^0 + W^+$	141 MeV	10.9 %	141 MeV	14.7 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\chi}_2^0 + W^+$	262 MeV	20.3 %	262 MeV	27.4 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\chi}_1^0 + W^+$	147 MeV	11.4 %	147 MeV	15.4 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\chi}_1^+ + Z$	406 MeV	31.4 %	406 MeV	42.5 %
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{\nu}_e + e^+$	171 MeV	13.2 %	—	—
$\tilde{\chi}_2^+ \to \tilde{e}_L^+ + \nu_e$	165 MeV	12.8 %	—	—

Tabelle 8.4: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten von Sneutrinos und Charginos im Szenario B.

durchgeführt (vergleiche mit Abbildungen 7.7 und 7.8). Wie man sieht, ist der resultierende Wirkungsquerschnitt sehr klein, wodurch sich das entsprechende Signal wohl kaum vom Untergrund abheben wird.

Szenario	B			
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Zerfall	Γ	BR	Γ	BR
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{e}_R^\pm + e^\mp$	—	—	335 keV	< 0.1 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_3^0 + Z$	—	—	86.3 MeV	8.9 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_2^0 + Z$	—	—	1.14 MeV	0.1 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + Z$	—	—	2.31 MeV	0.2 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + W^\mp$	—	—	883 MeV	90.8 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{e}_R^\pm + e^\mp$	342 keV	29.2 %	—	—
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + e^+ + e^-$	46.7 keV	4.0 %	46.0 keV	5.6 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + \nu_e + \bar{\nu}_e$	101 keV	8.6 %	95.0 keV	11.6 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + u + \bar{u}$	160 keV	13.7 %	160 keV	19.5 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + d + \bar{d}$	206 keV	17.6 %	206 keV	25.2 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + e^\mp + \overset{(-)}{\nu}_e$	81.8 keV	7.0 %	78.6 keV	9.6 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + \overset{(-)}{u} + \overset{(-)}{d}$	233 keV	19.9 %	233 keV	28.5 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{e}_R^\pm + e^\mp$	2.63 MeV	97.5 %	—	—
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + e^+ + e^-$	0.207 keV	< 0.1 %	0.381 keV	0.6 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + \nu_e + \bar{\nu}_e$	0.235 keV	< 0.1 %	0.351 keV	0.5 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + u + \bar{u}$	0.694 keV	< 0.1 %	0.694 keV	1.0 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + d + \bar{d}$	1.01 keV	< 0.1 %	1.00 keV	1.5 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + e^\mp + \overset{(-)}{\nu}_e$	19.0 keV	0.7 %	16.9 keV	24.9 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + \overset{(-)}{u} + \overset{(-)}{d}$	48.6 keV	1.8 %	48.6 keV	71.5 %
$\tilde{e}_R \to \tilde{\chi}_3^0 + e$	—	—	2.96 MeV	0.4 %
$\tilde{e}_R \to \tilde{\chi}_2^0 + e$	—	—	384 MeV	49.9 %
$\tilde{e}_R \to \tilde{\chi}_1^0 + e$	135 MeV	100 %	382 MeV	49.7 %
$\tilde{e}_L \to \tilde{\chi}_2^0 + e$	189 MeV	42.7 %	—	—
$\tilde{e}_L \to \tilde{\chi}_1^0 + e$	1.47 MeV	0.3 %	—	—
$\tilde{e}_L^\pm \to \tilde{\chi}_1^\pm + \overset{(-)}{\nu}_e$	252 MeV	57.0 %	—	—

Tabelle 8.5: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten von Neutralinos und Selektronen im Szenario B.

Szenario	B	
	$m_0 = 50$ GeV	$m_0 = 200$ GeV
Endzustand	Verzweigungsrate	Verzweigungsrate
$\widetilde{\chi}_1^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 1e + \not{E}$	7.8 %	6.1 %
$\widetilde{\chi}_1^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 3e + \not{E}$	5.4 %	4.8 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 1e + \not{E}$	2.9 %	1.5 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 3e + \not{E}$	6.2 %	1.6 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 5e + \not{E}$	2.9 %	0.3 %

Tabelle 8.6: Verzweigungsraten in die leptonischen Endzustände im Szenario B.

Szenario	C			
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Zerfall	Γ	BR	Γ	BR
$\widetilde{\nu}_e \rightarrow \widetilde{\chi}_4^0 + \nu_e$	—	—	53.3 MeV	4.6 %
$\widetilde{\nu}_e \rightarrow \widetilde{\chi}_3^0 + \nu_e$	44.1 MeV	7.9 %	104 MeV	9.0 %
$\widetilde{\nu}_e \rightarrow \widetilde{\chi}_2^0 + \nu_e$	83.2 MeV	14.9 %	138 MeV	12.0 %
$\widetilde{\nu}_e \rightarrow \widetilde{\chi}_1^0 + \nu_e$	16.2 MeV	2.9 %	23.9 MeV	2.1 %
$\widetilde{\nu}_e \rightarrow \widetilde{\chi}_2^\pm + e^\mp$	—	—	186 MeV	16.1 %
$\widetilde{\nu}_e \rightarrow \widetilde{\chi}_1^\pm + e^\mp$	414 MeV	74.3 %	648 MeV	56.2 %
$\widetilde{\chi}_1^+ \rightarrow \widetilde{\chi}_1^0 + e^+ + \nu_e$	0.325 keV	25.1 %	0.324 keV	25.1 %
$\widetilde{\chi}_1^+ \rightarrow \widetilde{\chi}_1^0 + u + \bar{d}$	0.969 keV	74.9 %	0.969 keV	74.9 %
$\widetilde{\chi}_2^+ \rightarrow \widetilde{\chi}_3^0 + W^+$	74.1 MeV	6.5 %	74.1 MeV	7.9 %
$\widetilde{\chi}_2^+ \rightarrow \widetilde{\chi}_2^0 + W^+$	285 MeV	25.1 %	285 MeV	30.5 %
$\widetilde{\chi}_2^+ \rightarrow \widetilde{\chi}_1^0 + W^+$	280 MeV	24.7 %	280 MeV	29.9 %
$\widetilde{\chi}_2^+ \rightarrow \widetilde{\chi}_1^+ + Z$	296 MeV	26.1 %	296 MeV	31.7 %
$\widetilde{\chi}_2^+ \rightarrow \widetilde{\nu}_e + e^+$	112 MeV	9.9 %	—	—
$\widetilde{\chi}_2^+ \rightarrow \tilde{e}_L^+ + \nu_e$	87.3 MeV	7.7 %	—	—

Tabelle 8.7: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten von Sneutrinos und Charginos im Szenario C.

Szenario	C			
	$m_0 = 50$ GeV		$m_0 = 200$ GeV	
Zerfall	Γ	BR	Γ	BR
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{e}_R^\pm + e^\mp$	—	—	159 keV	< 0.1 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_3^0 + Z$	—	—	8.23 MeV	0.8 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_2^0 + Z$	—	—	47.5 MeV	4.9 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + Z$	—	—	277 MeV	28.5 %
$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + W^\mp$	—	—	638 MeV	65.8 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_2^0 + e^+ + e^-$	1.75 keV	0.9 %	0.108 keV	0.1 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_2^0 + \nu_e + \bar{\nu}_e$	0.086 keV	< 0.1 %	0.116 keV	0.1 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_2^0 + u + \bar{u}$	0.245 keV	0.1 %	0.245 keV	0.1 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_2^0 + d + \bar{d}$	0.315 keV	0.2 %	0.315 keV	0.2 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + e^+ + e^-$	12.9 keV	7.0 %	6.48 keV	3.6 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + \nu_e + \bar{\nu}_e$	10.6 keV	5.7 %	11.0 keV	6.2 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + u + \bar{u}$	19.7 keV	10.6 %	19.7 keV	11.0 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + d + \bar{d}$	25.4 keV	13.8 %	25.4 keV	14.2 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + e^\mp + \overset{(-)}{\nu_e}$	27.0 keV	14.6 %	28.1 keV	15.7 %
$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + \overset{(-)}{u} + \overset{(-)}{d}$	87.1 keV	47.1 %	87.1 keV	48.8 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + e^+ + e^-$	0.678 keV	8.5 %	0.697 keV	8.7 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + \nu_e + \bar{\nu}_e$	1.43 keV	17.8 %	1.41 keV	17.6 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + u + \bar{u}$	2.41 keV	30.1 %	2.41 keV	30.1 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + d + \bar{d}$	3.10 keV	38.6 %	3.10 keV	38.7 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + e^\mp + \overset{(-)}{\nu_e}$	0.102 keV	1.3 %	0.100 keV	1.2 %
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm + \overset{(-)}{u} + \overset{(-)}{d}$	0.296 keV	3.7 %	0.296 keV	3.7 %
$\tilde{e}_L \to \tilde{\chi}_3^0 + e$	181 MeV	84.8 %	—	—
$\tilde{e}_L \to \tilde{\chi}_2^0 + e$	11.2 MeV	5.2 %	—	—
$\tilde{e}_L \to \tilde{\chi}_1^0 + e$	276 keV	0.1 %	—	—
$\tilde{e}_L^\pm \to \tilde{\chi}_1^\pm + \overset{(-)}{\nu_e}$	21.2 MeV	9.9 %	—	—

Tabelle 8.8: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten von Neutralinos und Selektronen im Szenario C.

Szenario	C	
	$m_0 = 50$ GeV	$m_0 = 200$ GeV
Endzustand	Verzweigungsrate	Verzweigungsrate
$\widetilde{\chi}_1^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 1e + \not{E}$	1.5 %	1.3 %
$\widetilde{\chi}_1^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 3e + \not{E}$	5.2 %	4.4 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 1e + \not{E}$	0.6 %	0.5 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 3e + \not{E}$	2.3 %	1.7 %
$\widetilde{\chi}_2^- + \widetilde{\nu}_e \rightarrow 5e + \not{E}$	0.9 %	0.2 %

Tabelle 8.9: Verzweigungsraten in die leptonischen Endzustände im Szenario C.

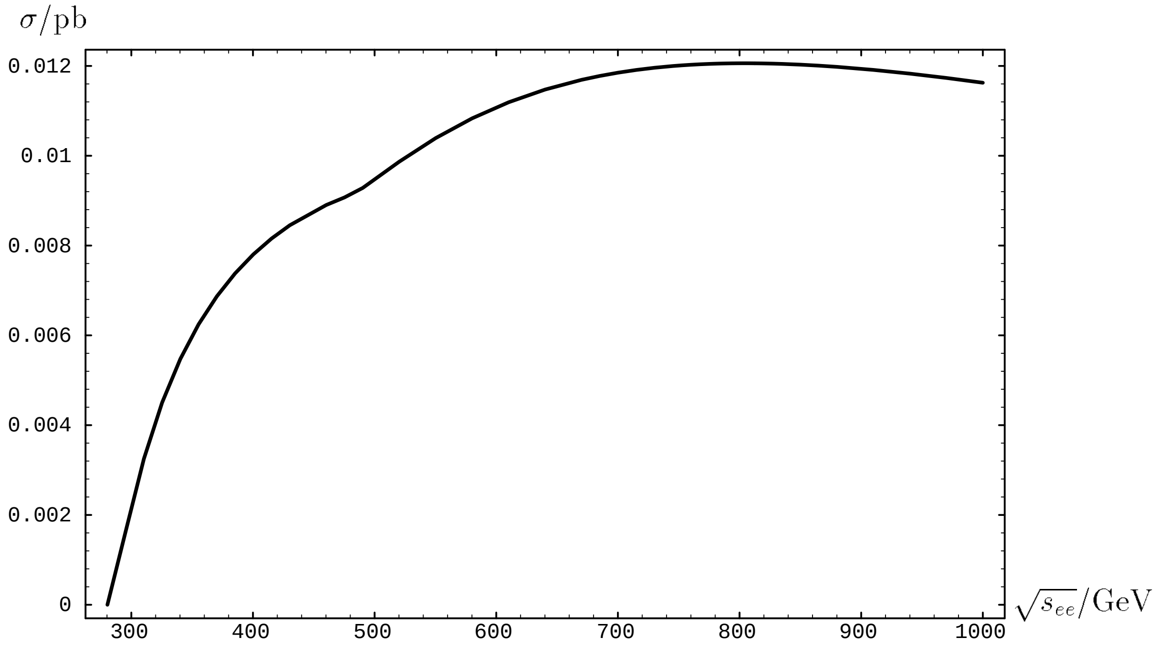

Abbildung 8.1: Totaler Wirkungsquerschnitt in den $3e$-Endzustand im ee-Bezugssystem für Szenario C mit $m_0 = 50$ GeV in Abhängigkeit von $\sqrt{s_{ee}}$.

8.2.4 Zusammenfassung

Im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV erhält man eine Verzweigungsrate in einen 1e-Endezustand von praktisch 100 %. Dies liegt daran, daß dort für das leichtere Chargino ein dominanter Zweiteilchenzerfall in das Sneutrino und ein Elektron besteht, weil das Sneutrino „invisible" ist, d. h. leichter als das Chargino. Die Kopplung V_{11} dieses Zweiteilchenzerfalls ist auch für die Erzeugungsreaktion $e\gamma \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\nu}_e$ entscheidend. Wenn V_{11} nicht zu klein ist, kann man daher im Falle „invisibler" Sneutrinos mit einer Verzweigungsrate von ≈ 100 % in einen 1e-Endzustand rechnen (es sei denn es gilt: $m_{\tilde{\nu}_e} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{e}_L} < m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$; dann spielen auch hadronische Zerfälle eine größere Rolle). Die Reaktion $e\gamma \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\nu}_e$ könnte also eine Möglichkeit darstellen, „invisible" Sneutrinos nachzuweisen. Man erhält z. B. im Szenario A mit $m_0 = 50$ GeV einen Wirkungsquerschnitt von 1 – 1.5 pb im Energiebereich von 300 – 1000 GeV, während der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \to \tilde{\nu}_e \bar{\tilde{\nu}}_e \gamma$, die eine andere Nachweismöglichkeit „invisibler" Sneutrinos ist, in diesem Energiebereich in der Größenordnung von 10^{-2} pb liegt [11, 12].

Selbst wenn das Sneutrino etwas schwerer als das $\tilde{\chi}_1^\pm$ oder das $\tilde{\chi}_2^0$ ist, erhält man immer noch hohe Verzweigungsraten in einen rein leptonischen Endzustand. Für $\lambda = 0.8$, $\nu = 3$, $m_0 = 35$ GeV ist das Sneutrino gerade schwerer als das $\tilde{\chi}_1^\pm$ und leichter als das $\tilde{\chi}_2^0$ ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 49.3$ GeV, $m_{\tilde{\nu}_e} = 54.2$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 55.3$ GeV). Das $\tilde{\chi}_1^-$ kann dann nur durch einen Dreiteilchenzerfall ins $\tilde{\chi}_1^0$ zerfallen, wodurch auch hadronische Endzustände möglich werden. Die Verzweigungsrate in einen 1e-Endzustand beträgt aber immer noch 79.6 %, die in einen 3e-Endzustand 8.5 %.

Allgemein kann man erwarten, daß für solche leichte Sneutrinos, d. h. leichte Sleptonen, die Verzweigungsraten in einen rein leptonischen Endzustand so groß sind, daß die Möglichkeit besteht, die entsprechenden Signale vom Untergrund zu separieren. Für schwere Sleptonen wie in den Szenarien B und C und für $m_0 = 200$ GeV auch im Szenario A sind die Verzweigungsraten in einen solchen Endzustand so klein, daß sich die Signale wohl kaum vom Untergrund, auf den im nächsten Kapitel noch näher eingegangen wird, abheben. In diesem Fall müssen eventuell auch die hadronischen Endzustände auf geeignete Signaturen hin untersucht werden.

Kapitel 9

Untergrundprozesse

In diesem Kapitel sollen noch die verschiedenen Untergrundprozesse diskutiert werden, die zu gleichen Signaturen führen wie der Übergang $e^-\gamma \to \widetilde{\chi}_j^- \widetilde{\nu}_e$. Ein SUSY Ereignis kann nämlich nur nachgewiesen werden, wenn das Signal-Untergrund-Verhältnis nicht zu klein wird. Hier muß dann noch zwischen SUSY Untergrundprozessen und solchen des Standardmodells unterschieden werden.

Der wesentliche SUSY Untergrundprozeß ist die Reaktion $e^-\gamma \to \widetilde{\chi}_j^0 \tilde{e}^-$ mit einem Wirkungsquerschnitt in derselben Größenordnung wie für $e^-\gamma \to \widetilde{\chi}_j^- \widetilde{\nu}_e$ [15, 16]. Dies hat den Vorteil, daß das gesamte SUSY Signal gegen den Standardmodelluntergrund vergrößert wird. Aber der hier betrachtete Übergang wird dadurch teilweise überdeckt.

Man wird für $e^-\gamma \to \widetilde{\chi}_j^0 \tilde{e}^-$ ähnliche Verzweigungsraten in die verschiedenen Elektronenendzustände erwarten können wie für $e^-\gamma \to \widetilde{\chi}_j^- \widetilde{\nu}_e$. Um quantitative Aussagen machen zu können, müßte man die einzelnen Verzweigungsraten in den verschiedenen Szenarien berechnen und die resultierenden Wirkungsquerschnitte vergleichen, was aber den Rahmen dieser Arbeit übersteigt.

Die gravierendsten Untergrundprozesse sind aber die Standardprozesse $e\gamma \to e\gamma$, eZ und $W\nu$ [14], die zum Beispiel in [43] im Detail behandelt sind. Die elastische Streuung $e\gamma \to e\gamma$ stellt nur dann einen Untergrundprozeß dar, wenn das Photon nicht detektiert wird. Dies ist exakt berechenbar, aber stark von der verwendeten Apparatur abhängig und soll deshalb hier nicht diskutiert werden.

Die Wirkungsquerschnitte für die anderen beiden Untergrundreaktionen können in Abbildung 9.1 abgelesen werden. Man erhält für eine Schwerpunktsenergie von 500 GeV Werte zwischen 10 und 30 pb. Wenn man die Zerfallsraten der W- und Z-Bosonen in leptonische Endzustände berücksichtigt, ergibt sich insgesamt ein Wirkungsquerschnitt von 5 bis 10 pb für einen Übergang in einen $(1e + \not{E})$-Endzustand. Der Wirkungsquerschnitt für $e^-\gamma \to \widetilde{\chi}_1^- \widetilde{\nu}_e$ liegt in der Größenordnung von 1 pb. Wenn die Verzweigungsrate in den $1e$-Endzustand etwa 100 % beträgt, d. h. für „leichte“ Sleptonen (vgl. Abschnitt 8.2.4), sollte also das SUSY-Signal gerade noch identifizierbar sein. Insgesamt ist dies aber eine Frage der Statistik und Luminosität der verwendeten Apparatur. Für „schwere“ Slepto-

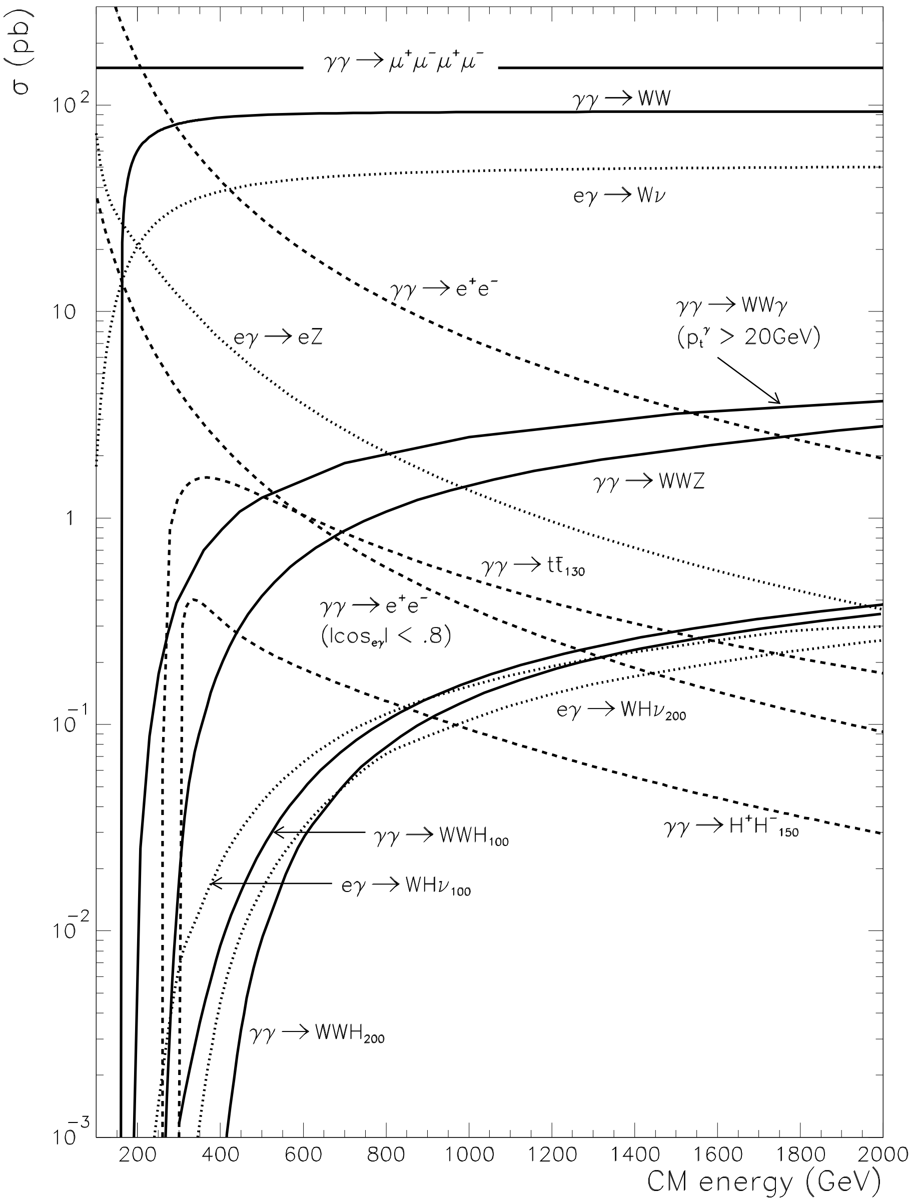

Abbildung 9.1: Wirkungsquerschnitte für Standardmodellprozesse nach [17].

nen wird es wegen der kleinen Verzweigungsraten in leptonische Endzustände zu schwach, um nachgewiesen werden zu können. Hier wird es nötig sein, auch die hadronischen Endzustände auf geeignete Signaturen hin zu untersuchen.

Eine andere Möglichkeit ist die Beobachtung von Endzuständen mit drei oder fünf Elektronen. Bei $e\gamma \to eZ \to 3e$ tritt keine fehlende Energie auf; dies stellt also keinen Untergrund für die $(3e+ \not{E})$-Endzustände dar. Zu solchen Endzuständen führen aber folgende Reaktionen [44]: $e^-\gamma \to W^+W^-e^-$, $W^-Z\nu$ und ZZe^-. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für $\sqrt{s_{ee}} = 500$ GeV sind: 3.8 pb, 0.07 pb bzw. 0.01pb. Mit den Verzweigungsraten der W- und Z-Bosonen erhält man für den $(3e + \not{E})$-Endzustand insgesamt einen Wirkungsquerschnitt von etwa 0.25 pb. Das heißt, dieser Untergrund ist immer noch sehr hoch, wenn man die entsprechenden kleinen Verzweigungsraten bei $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_j^- \tilde{\nu}_e$ berücksichtigt (z. B. Szenario A, $m_0 = 200$ GeV: $\sigma(e^-\gamma \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\nu}_e \to 3e + \not{E}) \approx 0.05$ pb).

Auch diese drei Reaktionen liefern keinen $(5e + \not{E})$-Endzustand. Ein solcher Endzustand mit nicht vernachlässigbarer Verzweigungsrate tritt nur für $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_2^- \tilde{\nu}_e$ auf. Der Wirkungsquerschnitt in einen solchen Endzustand beträgt z. B. im Szenario B mit $m_0 = 50$ GeV nur ≈ 1 fb. Der Untergrund hierfür stammt aus Standardprozessen noch höherer Ordnung, deren Wirkungsquerschnitte sicherlich kleiner sind als obige 0.25 pb. Trotzdem wird das schwache SUSY Signal nur sehr schwer nachweisbar sein.

Eine weitere Möglichkeit, das Signal-Untergrund-Verhältnis zu verbessern, liefert die unterschiedliche Transversalimpulsverteilung von SUSY und Standard-Prozessen [6]. Die Verteilung der Transversalimpulse für $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_j^- \tilde{\nu}_e$ wurde hier nicht berechnet, aber bei SUSY Prozessen treten im allgemeinen größere Transversalimpulse auf, weil die nicht detektierbaren LSP's erheblich schwerer sind als die Neutrinos, die bei Standardprozessen nicht nachgewiesen werden können. Durch geeignete „cuts“ der transversalen Impulse kann also das Signal-Untergrund-Verhältnis erhöht werden.

Mit dieser Methode und mit geeigneten Winkel-„cuts“ [14], könnte der Nachweis des SUSY Signals durch Beobachtung leptonischer Endzustände möglich sein.

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung des Verhältnisses von SUSY Signal zu Standard-Untergrund kann unter Umständen die Verwendung geeignet polarisierter Strahlen bieten. Auch diese Untersuchung soll weiteren Arbeiten vorbehalten bleiben.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Erzeugung von Charginos und Sneutrinos durch Streuung von polarisierten Elektronen- und Photonenstrahlen untersucht.

Solche Elektron-Photon-Reaktionen sind experimentell zugänglich, sobald ein Photon Linear Collider (PLC) [14] zur Verfügung steht. PLC beruhen auf der Erzeugung von hochenergetischen Photonen durch Compton-Rückstreuung von Laserlicht an Elektronenstrahlen, die mit einem Linearbeschleuniger erzeugt werden. Ein 500 GeV e^+e^--Beschleuniger kann dazu im e^-e^--Modus betrieben werden. Erzeugung und Speicherung von Positronen sind also nicht nötig. Für $e\gamma$- und auch $\gamma\gamma$-Kollisionen erhält man mit einem solchen PLC Luminositäten, die mit denen für e^+e^--Kollisionen vergleichbar sind [13]. Für $e\gamma$-Reaktionen wird nur einer der beiden Elektronenstrahlen durch Comptonrückstreuung in einen Photonenstrahl konvertiert, für $\gamma\gamma$-Reaktionen werden beide Strahlen umgewandelt.

Nach einer kurzen Einführung in das minimale supersymmetrische Standardmodell [6] wurden zunächst die Energieverteilung und die Polarisation der Hochenergiephotonen diskutiert, bevor die Amplituden und Wirkungsquerschnitte des Prozesses $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_j^- \tilde{\nu}_e$ für alle Polarisationen der einfallenden Teilchen berechnet wurden.

Die Wirkungsquerschnitte hängen nicht von einer transversalen Polarisation der einfallenden Elektronen ab und nur durch einen globalen Faktor $(1-\lambda_e)$ von der Longitudinalpolarisation. Außerdem zeigte sich, daß die Polarisationsasymmetrie A_{lin} zwischen den Wirkungsquerschnitten für parallel und senkrecht zur Reaktionsebene linear polarisierte Photonen verschwindet, wenn die Massen von Charginos und Sneutrinos gleich sind. Weiterhin wird das Vorzeichen von A_{lin} nur durch das Vorzeichen von $\Delta_j = m^2_{\tilde{\chi}_j^\pm} - m^2_{\tilde{\nu}_e}$ bestimmt, und auch die absolute Größe von A_{lin} hängt stark von Δ_j ab. Aus der Messung von A_{lin} kann also auf diese Massendifferenz geschlossen werden.

Aus diesem Grund wurden die Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^\pm} = m_{\tilde{\nu}_e}$, d. h. die Linien mit $A_{\text{lin}} = 0$, in der Ebene der SUSY Parameter λ und ν eingehend diskutiert. Dies wurde mit zahlreichen Abbildungen illustriert, damit die Abhängigkeit dieser Linien vom weiteren Parameter m_0, der im wesentlichen die Sfermionmassen bestimmt, deutlich wird.

Weiterhin wurde untersucht, inwieweit die Reaktion $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_j^- \tilde{\nu}_e$ geeignet sein könnte, „invisible" Sneutrinos, die nur in ein LSP und ein Neutrino zerfallen können, nachzuweisen. Daher sind zusätzlich die Bereiche in der (λ, ν)-Ebene dargestellt, in denen solche „invisiblen" Sneutrinos vorliegen. Dazu mußten auch die Linien mit $m_{\tilde{\chi}_j^0} = m_{\tilde{\nu}_e}$ berechnet werden.

Dann wurden für drei Neutralino-Chargino-Mischungsszenarien und je zwei m_0-Werte (vgl. Abschnitt 4.2.2) die Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien im $e\gamma$-Bezugssystem und nach Faltung mit der γ-Energieverteilung der Compton-Rückstreuung auch im ee-Bezugssystem graphisch dargestellt.

Alle Wirkungsquerschnitte durchlaufen oberhalb der Schwellenenergie ein Maximum und fallen für höhere Energien wieder ab. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte haben in Vorwärtsrichtung ein scharfes Maximum. Die totalen Wirkungsquerschnitte haben im ee-Bezugsystem Werte bis zu 2 pb je nach Szenario für die Erzeugung des leichteren Charginos (vgl. Abb. 7.15). Die Polarisationsasymmetrie A_{lin} ist im ee-Bezugsystem allerdings so klein ($\approx 10 - 15$ %), daß sie kaum meßbar sein wird (vgl. Abb. 7.13, 7.14).

Im Anschluß daran wurden die Zerfälle der Charginos und Sneutrinos diskutiert, und die Verzweigungsraten in leptonische Endzustände berechnet. Es zeigte sich, daß man im Falle „invisibler" Sneutrinos Verzweigungsraten von nahezu 100 % in einen $(1e + \not{E})$-Endzustand erhält (für $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\nu}_e$). Für schwere Sleptonen treten dagegen komplizierte Zerfallskaskaden auf, so daß die Verzweigungsraten in leptonische Endzustände alle unter 10 % liegen.

Danach wurden noch die wichtigsten Untergrundreaktionen des Standardmodells betrachtet. Man findet, daß das SUSY Signal gerade noch detektierbar sein sollte, wenn „invisible" Sneutrinos vorliegen. Dabei muß aber noch die Luminosität und Statistik der verwendeten Apparatur beachtet werden. Für schwere Sleptonen ist allerdings der Standardmodelluntergrund für leptonische Endzustände wegen der kleinen Verzweigungsraten sehr hoch. Dann wird es nötig sein, entweder auch die hadronischen Endzustände auf geeignete Signaturen hin zu untersuchen oder die Transversalimpulsverteilung zu berechnen und „cuts" einzuführen, durch die das Signal-Untergrund-Verhältnis erhöht wird. Ebenso können Winkel-„cuts" oder eine geeignete Wahl der Polarisation eine Möglichkeit bieten dieses Verhältnis zu erhöhen. Dies war aber nicht Gegenstand dieser Arbeit und bleibt noch zu tun, um die Nachweismöglichkeit des SUSY Signals aus $e\gamma$-Reaktionen vollständig zu diskutieren.

Insgesamt bleibt zu bemerken, daß das gesamte SUSY Signal von $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_j^- \tilde{\nu}_e$ und $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_j^0 \tilde{e}^-$ [15] so groß ist, daß ein PLC im $e\gamma$-Betrieb sicherlich dazu beitragen kann, supersymmetrische Teilchen nachzuweisen oder, sollte dies nicht gelingen, ihre Massenuntergrenzen zu erhöhen. Hierzu bleibt zu tun, die Signaturen dieses Gesamtsignals zu bestimmen, damit quantitative Aussagen gemacht werden können.

Andererseits ist die Reaktion $e^-\gamma \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\nu}_e$ geeignet zum Nachweis „invisibler“ Sneutrinos, da hierfür erheblich höhere Wirkungsquerschnitte vorliegen als z. B. für $e^+e^- \to \tilde{\nu}_e \bar{\tilde{\nu}}_e \gamma$ [11, 12].

Anhang

A.1 Definitionen und Konventionen

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Konventionen für Vierervektoren, Spinoren und Feldoperatoren angegeben. Die Darstellung folgt dabei im wesentlichen derjenigen in [29, 36].

A.1.1 Allgemeines

Für Produkte von Vierervektoren a^μ, b^μ werden folgende Schreibweisen verwendet:

$$(ab) \equiv a^\mu b_\mu \tag{A.1}$$
$$a^2 \equiv (aa) = a^\mu a_\mu \tag{A.2}$$
$$\not{a} \equiv a^\mu \gamma_\mu \tag{A.3}$$

Außerdem gilt:

$$(a^\mu) = \begin{pmatrix} a^0 \\ \vec{a} \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

Die Dirac-Matrizen sind definiert durch:

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \tag{A.5}$$

mit dem metrischen Tensor:

$$(g^{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

In der Dirac-Darstellung haben sie die Form:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \qquad \gamma^j = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^j \\ -\sigma^j & 0 \end{pmatrix} \qquad (j = 1, 2, 3) \tag{A.7}$$

mit den Pauli-Matrizen σ^i:

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

Die Matrix γ^5 ist gegeben durch:

$$\gamma^5 = \gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \tag{A.9}$$

Der Levi-Cività-Tensor ist definiert durch:

$$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \equiv \begin{cases} +1 & \text{für gerade Permutionen von 0123} \\ -1 & \text{für ungerade Permutionen} \\ \;\;0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{A.10}$$

wobei:

$$\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} = -\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \tag{A.11}$$

Die Ladungskonjugationsmatrix C ist gegeben durch:

$$C = i\gamma^2\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma^2 \\ -i\sigma^2 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad C^\dagger = C^T = -C, \quad C^2 = -I \tag{A.12}$$

Die Dirac-Spinoren $u_s(p)$ und $v_s(p)$ sind die Lösungen der Dirac-Gleichung, wobei s den Spinindex darstellt:

$$(\not{p} - m)u_s(p) = 0, \qquad (\not{p} + m)v_s(p) = 0 \tag{A.13}$$

Die adjungierten Spinoren

$$\bar{u} = u^\dagger\gamma^0 \quad \text{und} \quad \bar{v} = v^\dagger\gamma^0 \tag{A.14}$$

erfüllen die adjungierte Dirac-Gleichung:

$$\bar{u}_s(p)(\not{p} - m) = 0, \qquad \bar{v}_s(p)(\not{p} + m) = 0 \tag{A.15}$$

Der ladungskonjugierte Spinor ist definiert durch:

$$\psi^c = C\bar{\psi}^T \tag{A.16}$$

Hierbei gelten die Beziehungen:

$$C\bar{u}^T = v \quad \text{und} \quad C\bar{v}^T = u \tag{A.17}$$

Die Spinoren sind normiert gemäß:

$$\bar{u}_r(p)u_s(p) = 2m\delta_{rs} \quad \text{bzw.} \quad \bar{v}_r(p)v_s(p) = -2m\delta_{rs} \tag{A.18}$$

Weiterhin gelten die Vollständigkeitsrelationen:

$$\sum_{s=\pm\frac{1}{2}} u_s(p)\bar{u}_s(p) = \not{p} + m \quad \text{und} \quad \sum_{s=\pm\frac{1}{2}} v_s(p)\bar{v}_s(p) = \not{p} - m \tag{A.19}$$

Im hier verwendeten natürlichen Einheitensystem ist der Viererimpuls eines Teilchens gegeben durch:

$$(p^\mu) = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}, \tag{A.20}$$

wobei E die Energie des Teilchens darstellt. Damit gilt:

$$p^2 = m^2 = E^2 - \vec{p}^{\,2} \tag{A.21}$$

Der benötigte Umrechnungsfaktor von $(\mathrm{GeV})^{-2}$ auf pb lautet [29]:

$$1\ (\mathrm{GeV})^{-2} \mathrel{\hat{=}} 3.8939 \cdot 10^8\ \mathrm{pb} \tag{A.22}$$

A.1.2 Feldoperatoren von Bosonen und Fermionen

Hier werden die in dieser Arbeit benötigten bosonischen und fermionischen Felder in der Darstellung durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren angegeben.

Die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren $\boldsymbol{\alpha}^\dagger_\mu(\vec{k})$ und $\boldsymbol{\alpha}_\mu(\vec{k})$ der Photonen (Vektorbosonen) erfüllen folgende Vertauschungsrelationen:

$$[\boldsymbol{\alpha}_\mu(\vec{k}), \boldsymbol{\alpha}^\dagger_\nu(\vec{k}')] = -g_{\mu\nu}(2\pi)^3 2k^0 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \tag{A.23}$$

Hierbei ist $k = \binom{k^0}{\vec{k}}$ der Viererimpuls der Photonen mit $k^0 = |\vec{k}|$. Für den Feldoperator $A_\mu(x)$ erhält man somit:

$$A_\mu(x) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2k^0} \left\{ e^{ikx} \boldsymbol{\alpha}^\dagger_\mu(\vec{k}) + e^{-ikx} \boldsymbol{\alpha}_\mu(\vec{k}) \right\} \tag{A.24}$$

Die Sfermionen sind skalare Bosonen, bei denen Teilchen und Antiteilchen unterscheidbar sind. Das heißt die Teilchen (Antiteilchen) werden durch $\mathbf{a}^\dagger_{\tilde{f}}(\vec{k})$ $\left(\mathbf{b}^\dagger_{\tilde{f}}(\vec{k})\right)$ erzeugt bzw. durch $\mathbf{a}_{\tilde{f}}(\vec{k})$ $\left(\mathbf{b}_{\tilde{f}}(\vec{k})\right)$ vernichtet. Die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren erfüllen dann die Vertauschungsrelationen:

$$[\mathbf{a}_{\tilde{f}}(\vec{k}), \mathbf{a}^\dagger_{\tilde{f}}(\vec{k}')] = [\mathbf{b}_{\tilde{f}}(\vec{k}), \mathbf{b}^\dagger_{\tilde{f}}(\vec{k}')] = (2\pi)^3 2k^0 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \tag{A.25}$$

Auch hier stellt $k = \binom{k^0}{\vec{k}}$ den Viererimpuls der Sfermionen dar. Man erhält für den Feldoperator $\phi_{\tilde{f}}(x)$:

$$\phi_{\tilde{f}}(x) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2k^0} \left\{ e^{-ikx} \mathbf{a}_{\tilde{f}}(\vec{k}) + e^{ikx} \mathbf{b}^\dagger_{\tilde{f}}(\vec{k}) \right\} \tag{A.26}$$

Die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren von Fermionen erfüllen folgende Antivertauschungsrelationen:

$$\{\mathbf{a}_{fr}(\vec{p}), \mathbf{a}^\dagger_{fs}(\vec{p'})\} = \{\mathbf{b}_{fr}(\vec{p}), \mathbf{b}^\dagger_{fs}(\vec{p'})\} = \delta_{rs}(2\pi)^3 2p^0 \delta^3(\vec{p} - \vec{p'}) \tag{A.27}$$

Wieder werden Teilchen (Antiteilchen) durch $\mathbf{a}^\dagger_{fs}(\vec{p})$ $\left(\mathbf{b}^\dagger_{fs}(\vec{p})\right)$ erzeugt bzw. durch $\mathbf{a}_{fs}(\vec{p})$ $(\mathbf{b}_{fs}(\vec{p}))$ vernichtet. Hierbei ist $p = \binom{p^0}{\vec{p}}$ der Viererimpuls der Fermionen, und der Index s bezeichnet ihren Spin. Der Feldoperator sieht dann folgendermaßen aus:

$$\psi_f(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \sum_s \left\{ e^{-ipx} u_s(p) \mathbf{a}_{fs}(\vec{p}) + e^{ipx} v_s(p) \mathbf{b}^\dagger_{fs}(\vec{p}) \right\} \tag{A.28}$$

Bevor im nächsten Abschnitt die Feynman-Regeln für SUSY Reaktionen betrachtet werden, sollen noch die Felder und die konjugierten Felder der hier beteiligten Sfermionen und Fermionen explizit angegeben werden. Für das Sneutrino-Feld erhält man gemäß Gleichung (A.26):

$$\begin{aligned}
\phi_{\tilde{\nu}}(x) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2k^0} \left\{ e^{-ikx} \mathbf{a}_{\tilde{\nu}}(\vec{k}) + e^{ikx} \mathbf{b}^\dagger_{\tilde{\nu}}(\vec{k}) \right\} \\
\phi^\dagger_{\tilde{\nu}}(x) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2k^0} \left\{ e^{ikx} \mathbf{a}^\dagger_{\tilde{\nu}}(\vec{k}) + e^{-ikx} \mathbf{b}_{\tilde{\nu}}(\vec{k}) \right\}
\end{aligned} \tag{A.29}$$

Für die Elektronen lauten die Felder nach Gleichung (A.28):

$$\begin{aligned}
\psi_e(x) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \sum_s \left\{ e^{-ipx} u_s(p) \mathbf{a}_{es}(\vec{p}) + e^{ipx} v_s(p) \mathbf{b}^\dagger_{es}(\vec{p}) \right\} \\
\bar{\psi}_e(x) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \sum_s \left\{ e^{ipx} \bar{u}_s(p) \mathbf{a}^\dagger_{es}(\vec{p}) + e^{-ipx} \bar{v}_s(p) \mathbf{b}_{es}(\vec{p}) \right\}
\end{aligned} \tag{A.30}$$

Bei den Charginos ist konventionsgemäß das positive Chargino das Teilchen und das negative das Antiteilchen, das heißt, $\mathbf{a}^\dagger_{js}(\vec{p})$ erzeugt ein $\tilde{\chi}^+_j$ und $\mathbf{b}^\dagger_{js}(\vec{p})$ ein $\tilde{\chi}^-_j$. Man erhält somit:

$$\begin{aligned}
\psi_j(x) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \sum_s \left\{ e^{-ipx} u_s(p) \mathbf{a}_{js}(\vec{p}) + e^{ipx} v_s(p) \mathbf{b}^\dagger_{js}(\vec{p}) \right\} \\
\bar{\psi}_j(x) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \sum_s \left\{ e^{ipx} \bar{u}_s(p) \mathbf{a}^\dagger_{js}(\vec{p}) + e^{-ipx} \bar{v}_s(p) \mathbf{b}_{js}(\vec{p}) \right\}
\end{aligned} \tag{A.31}$$

In der Lagrangedichte $\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^\pm}$ (Gleichung (1.28)) kommen die ladungskonjugierten Charginofelder ψ^c_j bzw. $\bar{\psi}^c_j$ vor. Diese lauten nach Gl. (A.12), (A.16) und (A.17):

$$\begin{aligned}\psi_j^c(x) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \sum_s \left\{ e^{ipx} v_s(p) \mathbf{a}_{js}^\dagger(\vec{p}) + e^{-ipx} u_s(p) \mathbf{b}_{js}(\vec{p}) \right\} \\ \bar{\psi}_j^c(x) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0} \sum_s \left\{ e^{-ipx} \bar{v}_s(p) \mathbf{a}_{js}(\vec{p}) + e^{ipx} \bar{u}_s(p) \mathbf{b}_{js}^\dagger(\vec{p}) \right\}\end{aligned} \tag{A.32}$$

A.2 Feynman-Regeln

In diesem Abschnitt werden die für den Prozeß $e^- + \gamma \to \tilde{\chi}_j^- + \tilde{\nu}_e$ benötigten Feynman-Regeln angegeben, und der SUSY $e\tilde{\nu}\tilde{\chi}$-Vertexfaktor hergeleitet.

A.2.1 Feynman-Regeln für SUSY Reaktionen

In Abbildung A.1 sind die in den Feynmangraphen von Kapitel 2.2 vorkommenden Vertizes mit ihren Vertexfaktoren aufgeführt. Wegen der ladungskonjugierten Charginofelder in $\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^\pm}$ (Gl. (1.28)) kommt es zu zusammenstoßenden Pfeilen (clashing arrows [6]) des Fermionenzahlflusses im SUSY $e\tilde{\nu}\tilde{\chi}$-Vertex (Abb. A.1a). Nach [45, 46] kann dann ein sogenannter Fermionenfluß (dünne Pfeile in Abb. 2.1 und A.1) eingeführt werden, mit dessen Hilfe eindeutige Feynman-Regeln aufgestellt werden können, die die richtigen relativen Vorzeichen zwischen den einzelnen Graphen liefern.

Wenn Fermionenfluß und Fermionenzahlfluß in die gleiche Richtung zeigen, gelten die üblichen Feynman-Regeln. Wenn sie in entgegengesetzte Richtung weisen, müssen folgende Abweichungen beachtet werden [45, 46]:

- Bei inneren Linien wird der Propagator $S(q)$ durch $S(-q)$ ersetzt.
- Bei äußeren Linien müssen folgende Spinoren eingesetzt werden:
  - einlaufendes Fermion: $\bar{v}$
  - auslaufendes Fermion: v
  - einlaufendes Antifermion: u
  - auslaufendes Antifermion: $\bar{u}$.
- Bei einem Vertex muß der Faktor $i\Gamma$ durch $i\Gamma'$ ersetzt werden, wobei gilt $\Gamma' = C\Gamma^T C^{-1}$.

Die Richtung des Fermionenflusses ist willkürlich wählbar. Das Gesamtergebnis ist hiervon unabhängig.

Hier wurde die Richtung des Fermionenzahlflusses des einfallenden Elektrons gewählt, das heißt, der Fermionenfluß entspricht dem Fluß der negativen Ladung. Die Amplituden der einzelnen Graphen können dann aufgestellt werden, indem die Spinoren und Dirac-Matrizen entgegen diesem Fluß aufgeschrieben werden.

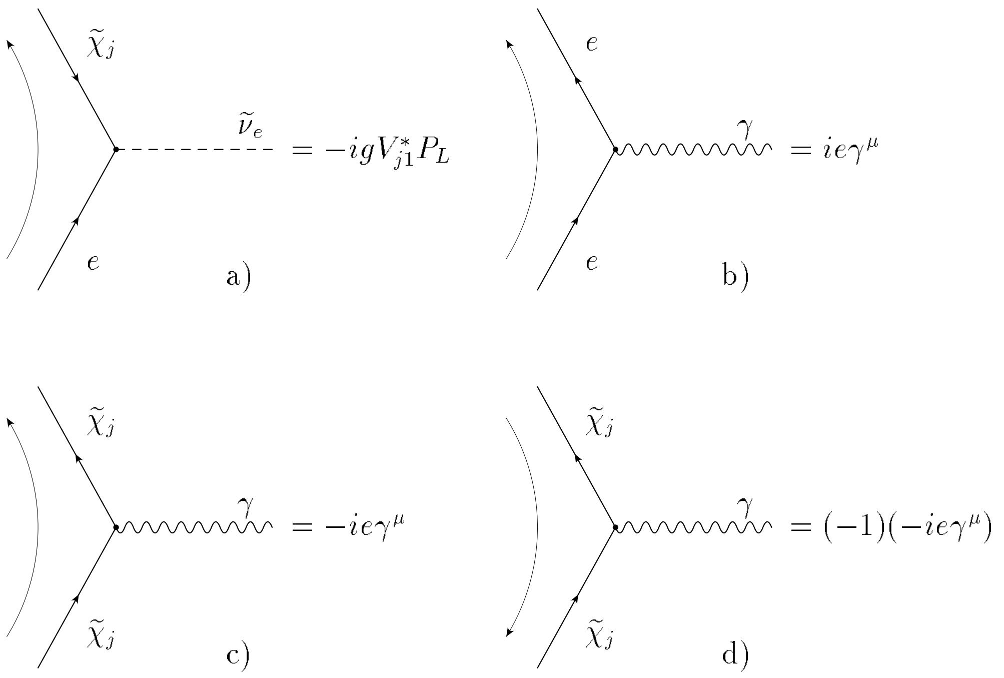

Abbildung A.1: In Abb. 2.1 vorkommende Vertizes: a) SUSY $e\widetilde{\nu}\widetilde{\chi}$-Vertex, b) $ee\gamma$-Vertex, c) und d) $\widetilde{\chi}\widetilde{\chi}\gamma$-Vertex mit unterschiedlichem Fermionenfluß.

Der SUSY $e\widetilde{\nu}\widetilde{\chi}$-Vertex (Abb. A.1a) wird im nächsten Abschnitt aus der Lagrangedichte hergeleitet. Er kommt nur in der angegebenen Richtung vor. Andererseits ist er wegen $\Gamma' = C(-gV_{j1}^* P_L)^T C^{-1} = -gV_{j1}^* P_L$ unabhängig vom Fermionenfluß.

Der QED-Vertex kommt in Abbildung 2.1 für beide Richtungen des Fermionenflusses vor. Im ersten Graphen ist der Fermionenzahlfluß parallel zum Fermionenfluß. Man erhält den üblichen $ee\gamma$-Vertex $ie\gamma^\mu$ (Abb. A.1b). Im zweiten Graphen gibt es einen $\widetilde{\chi}\widetilde{\chi}\gamma$-Vertex. Da bei den Charginos das positive Chargino das Teilchen ist, erhält man für den Vertexfaktor $-ie\gamma^\mu$, falls beide Richtungen übereinstimmen. Für antiparallele Richtungen lautet der Vertexfaktor dann $(-1)(-ie\gamma^\mu) = ie\gamma^\mu$ (Abb. A.1d) wegen $\Gamma' = C(e\gamma^\mu)^T C^{-1} = -e\gamma^\mu$.

A.2.2 Herleitung des SUSY Vertexfaktors

Hier soll die Herleitung des SUSY $e\widetilde{\nu}\widetilde{\chi}$-Vertizes (siehe Abbildung A.1a) skizziert werden, für den Fall eines einlaufenden e^-, eines auslaufenden $\widetilde{\chi}_j^-$ und eines auslaufenden $\widetilde{\nu}_e$. Dadurch, daß der Fermionenfluß parallel zum Elektronenzahlfluß und entgegengesetzt zum Charginozahlfluß (für positive Charginos) ist, wird der Tatsache Rechnung getragen, daß in $\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^\pm}$ das ladungskonjugierte Charginofeld und das „normale“ Elektronfeld eingehen [45, 46].

Nach [29] kann die S-Matrix folgendermaßen entwickelt werden:

$$\mathbf{S} = \left\{ 1 + (-i) \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \mathbf{H}'(t') + \cdots \right\} \tag{A.33}$$

wobei $\mathbf{H}'(t)$ der entsprechende Wechselwirkungsterm des Hamiltonoperators ist, für den gilt:

$$\mathbf{H}'(t) = -\int d^3x \mathcal{L}(x) \tag{A.34}$$

In erster Ordnung erhält man somit:

$$S_{fi}^{(1)} = \langle f|(-i) \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \mathbf{H}'(t')|i\rangle = \int d^4x \langle f|i\mathcal{L}(x)|i\rangle \tag{A.35}$$

Man muß also das Matrixelement $\langle f|i\mathcal{L}(x)|i\rangle$ berechnen mit:

$$\mathcal{L}(x) = \mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^\pm} \tag{A.36}$$

$$|i\rangle = \mathbf{a}_{es}^\dagger(\vec{p})|0\rangle \tag{A.37}$$

$$|f\rangle = \mathbf{b}_{js'}^\dagger(\vec{p'})\mathbf{a}_{\tilde{\nu}}^\dagger(\vec{k'})|0\rangle \tag{A.38}$$

Man erhält mit Gleichung (1.28):

$$\begin{aligned}
&\langle f|i\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^\pm}|i\rangle \\
&= \langle 0|\mathbf{b}_{js'}(\vec{p'})\mathbf{a}_{\tilde{\nu}}(\vec{k'}) \\
&\quad \left\{ -ig : \left[V_{j1}^* \bar{\psi}_j^c(x) P_L \psi_e(x) \phi_{\tilde{\nu}}^\dagger(x) + \bar{\psi}_e(x) P_R V_{j1} \psi_j^c(x) \phi_{\tilde{\nu}}(x) \right] : \right\} \mathbf{a}_{es}^\dagger(\vec{p})|0\rangle \\
&= -ig \langle 0|\mathbf{b}_{js'}(\vec{p'})\mathbf{a}_{\tilde{\nu}}(\vec{k'}) : \left[V_{j1}^* \bar{\psi}_j^c(x) P_L \psi_e(x) \phi_{\tilde{\nu}}^\dagger(x) \right] : \mathbf{a}_{es}^\dagger(\vec{p})|0\rangle
\end{aligned} \tag{A.39}$$

Dabei bezeichnet : : das normalgeordnete Produkt von Operatoren, bei dem alle Erzeuger links von allen Vernichtern stehen [29]. Die Felder $\phi_{\tilde{\nu}}$, ψ_e und ψ_j^c können (A.29), (A.30) und (A.32) entnommen werden. Zur weiteren Berechnung benötigt man folgende Kontraktionen:

$$\begin{aligned}
\langle 0|\mathbf{b}_{js'}(\vec{p'})\bar{\psi}_j^c(x)|0\rangle &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3 2q^0} \sum_t e^{iqx} \bar{u}_t(q) \langle 0|\mathbf{b}_{js'}(\vec{p'})\mathbf{b}_{jt}^\dagger(\vec{q})|0\rangle \\
&= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3 2q^0} \sum_t e^{iqx} \bar{u}_t(q) \delta_{s't} (2\pi)^3 2q^0 \delta^3(\vec{p'} - \vec{q}) \\
&= \bar{u}_{s'}(p') e^{ip'x}
\end{aligned} \tag{A.40}$$

$$\begin{aligned}
\langle 0|\psi_e(x)\mathbf{a}_{es}^\dagger(\vec{p})|0\rangle &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3 2q^0} \sum_t e^{-iqx} u_t(q) \langle 0|\mathbf{a}_{et}(\vec{q})\mathbf{a}_{es}^\dagger(\vec{p})|0\rangle \\
&= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3 2q^0} \sum_t e^{-iqx} u_t(q) \delta_{st} (2\pi)^3 2q^0 \delta^3(\vec{p} - \vec{q}) \\
&= u_s(p) e^{-ipx}
\end{aligned} \tag{A.41}$$

$$\langle 0|\mathbf{a}_{\tilde{\nu}}(\vec{k'})\phi^\dagger_{\tilde{\nu}}(x)|0\rangle = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3 2q^0} e^{iqx} \langle 0|\mathbf{a}_{\tilde{\nu}}(\vec{k'})\mathbf{a}^\dagger_{\tilde{\nu}}(\vec{q})|0\rangle$$
$$= e^{ik'x} \tag{A.42}$$

Damit erhält man

$$\langle f|i\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}\tilde{\chi}}|i\rangle = -igV^*_{j1}\bar{u}_{s'}(p')P_L u_s(p) e^{i(p'+k'-p)x} \tag{A.43}$$

oder

$$S^{(1)}_{fi} = \int d^4x e^{i(p'+k'-p)x} \left(-igV^*_{j1}\bar{u}_{s'}(p')P_L u_s(p)\right)$$
$$= (2\pi)^4 \delta(p'+k-p) \left(-igV^*_{j1}\bar{u}_{s'}(p')P_L u_s(p)\right), \tag{A.44}$$

woraus man mit Gleichung (2.1)

$$T^{(1)}_{fi} = \frac{1}{i}\left(-igV^*_{j1}\bar{u}_{s'}(p')P_L u_s(p)\right)$$
$$= \frac{1}{i}\bar{u}_{s'}(p')(-igV^*_{j1}P_L)u_s(p) \tag{A.45}$$

erhält. In Übereinstimmung mit [47] erhält man für den $e\tilde{\nu}\tilde{\chi}$-Vertex in Abbildung A.1a den Faktor $(-igV^*_{j1}P_L)$. Außerdem wird obige Feynman-Regel bestätigt, nach der das auslaufende „Antichargino“ ($\hat{=}\tilde{\chi}^-_j$) mit einem $\bar{u}$-Spinor beschrieben werden muß.

A.3 Amplitudenquadrate

In diesem letzten Abschnitt des Anhangs werden noch die Amplitudenquadrate $|\mathcal{M}|^2$ für die verschiedenen Polarisationszustände der beteiligten Teilchen angegeben.

A.3.1 Abhängigkeit von der Spinpolarisation der Fermionen

Die Abhängigkeit der Amplituden vom Spin S' der entstehenden Charginos wird im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht. Über die Spinzustände der Charginos wird also immer summiert, das heißt bei der Berechnung von $|\mathcal{M}|^2$ wird

$$u_{S'}(p')\bar{u}_{S'}(p') \quad \text{durch} \quad \sum_{S'} u_{S'}(p')\bar{u}_{S'}(p') = \not{p}' + m_{\tilde{\chi}^\pm_j} \tag{A.46}$$

ersetzt.

Die Abhängigkeit von der Polarisation der einfallenden Elektronen wird nach Kapitel 1.2 dadurch berücksichtigt, daß $u_S(p)\bar{u}_S(p)$ durch die Dichtematrix ρ ersetzt wird:

$$u_S(p)\bar{u}_S(p) \longrightarrow 2m_e\rho = \frac{1}{2}\left[(1+\gamma^5\lambda_e)\,\not{p} - \gamma^5\,\not{p}\,\not{S}_\perp\right], \tag{A.47}$$

wobei λ_e den longitudinalen Polarisationsgrad der Elektronen angibt und $S_\perp^\mu$ die transversale Polarisation beschreibt.

Für $|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_1|^2 + |\mathcal{M}_2|^2 + 2\mathrm{Re}(\mathcal{M}_1\mathcal{M}_2^*)$ erhält man mit den Gleichungen (2.4) für allgemeinen Photonenpolarisationsvektor ϵ:

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_1|^2 &= |geV_{j1}^*|^2\frac{1}{s^2}\bar{u}_{S'}(p')P_L\,\not{q}_1\,\not{\epsilon}u_S(p)\bar{u}_S(p)\,\not{\epsilon}^*\,\not{q}_1P_Ru_{S'}(p')\\
&= |geV_{j1}^*|^2\frac{1}{s^2}\bar{u}_{S'}(p')\,\not{q}_1\,\not{\epsilon}P_Lu_S(p)\bar{u}_S(p)P_R\,\not{\epsilon}^*\,\not{q}_1u_{S'}(p'),
\end{aligned} \tag{A.48}$$

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_2|^2 &= |geV_{j1}^*|^2\frac{1}{(t-m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2)^2}\times\\
&\quad \bar{u}_{S'}(p')\,\not{\epsilon}(-\not{q}_2+m_{\tilde{\chi}_j^\pm})P_Lu_S(p)\bar{u}_S(p)P_R(-\not{q}_2+m_{\tilde{\chi}_j^\pm})\,\not{\epsilon}^*u_{S'}(p'),
\end{aligned} \tag{A.49}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1\mathcal{M}_2^* &= |geV_{j1}^*|^2\frac{1}{s}\frac{1}{(t-m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2)}\bar{u}_{S'}(p')P_L\,\not{q}_1\,\not{\epsilon}u_S(p)\bar{u}_S(p)P_R(-\not{q}_2+m_{\tilde{\chi}_j^\pm})\,\not{\epsilon}^*u_{S'}(p')\\
&= |geV_{j1}^*|^2\frac{1}{s}\frac{1}{(t-m_{\tilde{\chi}_j^\pm}^2)}\bar{u}_{S'}(p')\,\not{q}_1\,\not{\epsilon}P_Lu_S(p)\bar{u}_S(p)P_R(-\not{q}_2+m_{\tilde{\chi}_j^\pm})\,\not{\epsilon}^*u_{S'}(p'),
\end{aligned} \tag{A.50}$$

das heißt, es kommt immer die Sequenz $P_Lu_S(p)\bar{u}_S(p)P_R$ von Matrizen vor, die durch $P_L2m_e\rho P_R$ ersetzt werden muß. Durch einfache Rechnung läßt sich zeigen:

$$P_L2m_e\rho P_R = P_L\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\,\not{p}P_R \tag{A.51}$$

Dies bedeutet, daß für den hier betrachteten Übergang $u_S(p)\bar{u}_S(p)$ durch

$$\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\,\not{p} \tag{A.52}$$

ersetzt werden kann, was die Rechnung erheblich vereinfacht. Außerdem sieht man sofort, daß $|\mathcal{M}|^2$ und damit die Wirkungsquerschnitte nicht von einer transversalen Elektronenpolarisation und durch einen globalen Faktor $\frac{1}{2}(1-\lambda_e)$ sehr einfach von λ_e abhängen.

A.3.2 Amplitudenquadrate für die Photonpolarisationen

Mit Hilfe der obigen Ersetzungsregeln für die Matrizen $u\bar{u}$ können die Amplitudenquadrate $|\mathcal{M}|^2$ für die verschiedenen Photonpolarisationen leicht berechnet werden. Wenn man dabei den Normierungsfaktor der Polarisationsvektoren (siehe Kapitel 1.3.1)

$$N_1 = \sqrt{2(p'p)(p'k)(pk) - p'^2(pk)^2} \tag{A.53}$$

herauskürzt und die auftretenden Impulsprodukte folgendermaßen durch die Mandelstam-Variablen ersetzt:

$$(pk) = \frac{s}{2} \tag{A.54}$$

$$(p'k) = \frac{1}{2}(m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} - t) \tag{A.55}$$

$$(p'p) = \frac{1}{2}(s + t - m^2_{\tilde{\nu}_e}) \tag{A.56}$$

erhält man für die verschiedenen Photonpolarisationen:

- Linear polarisierte Photonen in Reaktionsebene:

$$|\mathcal{M}_{||}|^2 = |\mathcal{M}_1(\epsilon_{||})|^2 + |\mathcal{M}_2(\epsilon_{||})|^2 + 2\,\mathrm{Re}(\mathcal{M}_1(\epsilon_{||})\mathcal{M}_2(\epsilon_{||})^*), \tag{A.57}$$

mit:

$$|\mathcal{M}_1(\epsilon_{||})|^2 = |geV_{j1}|^2 \frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{(p'k)}{(pk)}, \tag{A.58}$$

$$|\mathcal{M}_2(\epsilon_{||})|^2 = |geV_{j1}|^2 \frac{1}{2}(1-\lambda_e) \times \left\{ 2\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{(p'k)^2}\left[(pk) - (p'p)\right] + 4\frac{(p'p)}{(p'k)}\left[\frac{(p'p)}{(pk)} - 1\right] + \frac{(pk)}{(p'k)} \right\}, \tag{A.59}$$

$$\mathcal{M}_1(\epsilon_{||})\mathcal{M}_2(\epsilon_{||})^* = |geV_{j1}|^2 \frac{1}{2}(1-\lambda_e)\left\{ 2\frac{(p'p)}{(pk)} - 1 - \frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{(p'k)} \right\}. \tag{A.60}$$

Insgesamt ergibt sich hieraus:

$$|\mathcal{M}_{||}|^2 = |geV_{j1}|^2 \frac{1}{2}(1-\lambda_e) \times \left\{ \frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} - 4m^2_{\tilde{\nu}_e} + 2s + 3t}{s} + 4m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}\frac{m^2_{\tilde{\nu}_e} - t}{(m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} - t)^2} + \frac{s - 4m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{(m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} - t)} + \frac{4(s + t - m^2_{\tilde{\nu}_e})}{s(m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j} - t)}(t - m^2_{\tilde{\nu}_e}) \right\}. \tag{A.61}$$

- Linear polarisierte Photonen senkrecht zur Reaktionsebene:

$$|\mathcal{M}_{\perp}|^2 = |\mathcal{M}_1(\epsilon_{\perp})|^2 + |\mathcal{M}_2(\epsilon_{\perp})|^2 + 2\,\mathrm{Re}(\mathcal{M}_1(\epsilon_{\perp})\mathcal{M}_2(\epsilon_{\perp})^*), \tag{A.62}$$

mit:

$$|\mathcal{M}_1(\epsilon_\perp)|^2 = |geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{(p'k)}{(pk)}, \tag{A.63}$$

$$|\mathcal{M}_2(\epsilon_\perp)|^2 = |geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{(pk)}{(p'k)}, \tag{A.64}$$

$$\mathcal{M}_1(\epsilon_\perp)\mathcal{M}_2(\epsilon_\perp)^* = -|geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e). \tag{A.65}$$

Insgesamt ergibt sich hieraus:

$$|\mathcal{M}_\perp|^2 = |geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\left\{\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}-t}{s}+\frac{s}{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}-t}-2\right\}. \tag{A.66}$$

- Linear polarisierte Photonen im Winkel φ zur Reaktionsebene:

$$|\mathcal{M}(\varphi)|^2 = |\mathcal{M}_{||}|^2\cos^2(\varphi)+|\mathcal{M}_\perp|^2\sin^2(\varphi)+2\,\mathrm{Re}(\mathcal{M}_{||}\mathcal{M}_\perp^*)\cos(\varphi)\sin(\varphi) \tag{A.67}$$

Man muß also noch

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{||}\mathcal{M}_\perp^* = {} & \mathcal{M}_1(\epsilon_{||})\mathcal{M}_1^*(\epsilon_\perp)+\mathcal{M}_1(\epsilon_{||})\mathcal{M}_2^*(\epsilon_\perp)+\\ & \mathcal{M}_2(\epsilon_{||})\mathcal{M}_1^*(\epsilon_\perp)+\mathcal{M}_2(\epsilon_{||})\mathcal{M}_2^*(\epsilon_\perp)\end{aligned} \tag{A.68}$$

berechnen, mit:

$$\mathcal{M}_1(\epsilon_{||})\mathcal{M}_1^*(\epsilon_\perp) = -i|geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\frac{(p'k)}{(pk)}, \tag{A.69}$$

$$\mathcal{M}_1(\epsilon_{||})\mathcal{M}_2^*(\epsilon_\perp) = i|geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e), \tag{A.70}$$

$$\mathcal{M}_2(\epsilon_{||})\mathcal{M}_1^*(\epsilon_\perp) = i|geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\left\{1-2\frac{(p'p)}{(pk)}+\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{(p'k)}\right\}, \tag{A.71}$$

$$\mathcal{M}_2(\epsilon_{||})\mathcal{M}_2^*(\epsilon_\perp) = i|geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\left\{2\frac{(p'p)}{(p'k)}-\frac{m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}(pk)}{(p'k)^2}-\frac{(pk)}{(p'k)}\right\}. \tag{A.72}$$

Insgesamt erhält man somit:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{||}\mathcal{M}_\perp^* = {} & i|geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\times\\ & \left\{\frac{2m^2_{\tilde{\nu}_e}-t-m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{s}-\frac{s+2t-2m^2_{\tilde{\nu}_e}+2m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}{t-m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}}-\frac{2m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j}s}{(t-m^2_{\tilde{\chi}^\pm_j})^2}\right\}\end{aligned} \tag{A.73}$$

Dies bedeutet:

$$\mathrm{Re}(\mathcal{M}_{\|}\mathcal{M}_{\perp}^{*}) = 0, \tag{A.74}$$

$$|\mathcal{M}(\varphi)|^2 = |\mathcal{M}_{\|}|^2\cos^2(\varphi) + |\mathcal{M}_{\perp}|^2\sin^2(\varphi). \tag{A.75}$$

- Unpolarisierte Photonen:

$$|\mathcal{M}|^2 \equiv |\mathcal{M}|^2_{\mathrm{unpol}} = \frac{1}{2}(|\mathcal{M}_{\|}|^2 + |\mathcal{M}_{\perp}|^2) \tag{A.76}$$

$$= |geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\times \left\{\frac{m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} - t}{s} + 2\frac{m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}s + (s + m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} - m^2_{\tilde{\nu}_e})(m^2_{\tilde{\nu}_e} - t)}{s(t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j})} + \frac{s(m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} - t) + 2m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}(m^2_{\tilde{\nu}_e} - t)}{(t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j})^2}\right\} \tag{A.77}$$

- Rechtszirkular polarisierte Photonen:

$$|\mathcal{M}_+|^2 = |\mathcal{M}|^2_{\mathrm{unpol}} - \mathrm{Re}(i\mathcal{M}_{\|}\mathcal{M}_{\perp}^{*}) = |\mathcal{M}|^2_{\mathrm{unpol}} + \mathrm{Im}(\mathcal{M}_{\|}\mathcal{M}_{\perp}^{*}) \tag{A.78}$$

$$= |geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\times \left\{2\frac{m^2_{\tilde{\nu}_e} - t}{s} + \frac{2m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}m^2_{\tilde{\nu}_e} - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}s - t(2m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} + s)}{(t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j})^2} - \frac{s + 2t - 2m^2_{\tilde{\nu}_e}}{t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}} - 2\frac{(s + m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} - m^2_{\tilde{\nu}_e})(t - m^2_{\tilde{\nu}_e})}{s(t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j})}\right\} \tag{A.79}$$

- Linkszirkular polarisierte Photonen:

$$|\mathcal{M}_-|^2 = |\mathcal{M}|^2_{\mathrm{unpol}} - \mathrm{Im}(\mathcal{M}_{\|}\mathcal{M}_{\perp}^{*}) \tag{A.80}$$

$$= |geV_{j1}|^2\frac{1}{2}(1-\lambda_e)\times \left\{2\frac{m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} - m^2_{\tilde{\nu}_e}}{s} + \frac{2m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}m^2_{\tilde{\nu}_e} + 3m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}s - t(2m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} + s)}{(t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j})^2} + \frac{s + 2t - 2m^2_{\tilde{\nu}_e} + 4m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}}{t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j}} - 2\frac{(s + m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j} - m^2_{\tilde{\nu}_e})(t - m^2_{\tilde{\nu}_e})}{s(t - m^2_{\tilde{\chi}^{\pm}_j})}\right\} \tag{A.81}$$

Literaturverzeichnis

[1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
A. Salam, in Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm, *Almqvist and Wiksell*, Stockholm (1968) 367.

[2] S. L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* D2 (1970) 128.

[3] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 225.
F. Abe et al., FERMILAB-PUB-94/116-E.

[4] CDF Collaboration, FERMILAB-PUB-95/022-E, hep-ex/9503002.

[5] M. F. Sohnius *Phys. Rep.* 128 (1985) 39.

[6] H. E. Haber, G. L. Kane, *Phys. Rep.* 117 (1985) 75.

[7] U. Amaldi, W. de Boer, H. Fürstenau, *Phys. Lett.* B260 (1991) 447.

[8] R. Haag, J. T. Łopuszański, M. F. Sohnius, *Nucl. Phys.* B88 (1975) 257.

[9] J. Wess, B. Zumino, *Nucl. Phys.* B70 (1974) 39.
J. Wess, B. Zumino, *Phys. Lett.* 49B (1974) 52.

[10] J. A. Grifols, R. Pascual, *Phys. Lett.* 135B (1984) 319.

[11] F. Franke, H. Fraas, *Phys. Rev.* D49 (1994) 3126.

[12] F. Franke, *Diplomarbeit* Würzburg 1992.

[13] I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin, S. L. Panfil, V. G. Serbo, V. I. Telnov, *Nucl. Inst.* 219 (1984) 5.

[14] D. L. Borden, D. A. Bauer, D. O. Caldwell, *Phys. Rev.* D48 (1993) 4018.
D. L. Borden, D. A. Bauer, D. O. Caldwell, SLAC-PUB-5715, 1992 (unpublished), UCSB-HEP-92-01, 1992 (unpublished).

[15] F. Cuypers, G. J. van Oldenborgh, R. Rückl, *Nucl. Phys.* B383 (1992) 45.

[16] F. Cuypers, G. J. van Oldenborgh, R. Rückl, MPI-Ph/93-70, LMU-93/12.

[17] M. Baillargeon, G. Bélanger, F. Boudjema, ENSLAPP-A-473/94.

[18] L. Girardello, M. T. Grisaru, *Nucl. Phys.* B194 (1982) 65.

[19] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, N. Oshimo, *Phys. Rev.* D40 (1989) 1594.

[20] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, B. Mösslacher *Z. Phys.* C55 (1992) 257.

[21] A. Bartl, M. Dittmar, W. Majerotto, Proceedings of the Workshop e^+e^- Collisions at 500 GeV. The Physics Potential, Part B, Munich, Annecy, Hamburg, Ed. by P. Zerwas, DESY 92-123B (1992) 603.

[22] H. Baer, X. Tata, FSU-HEP-921222.

[23] L. J. Hall, J. Polchinski, *Phys. Lett.* 152B (1985) 335.

[24] F. M. Renard: Basics of Electron Positron Collisions, *Editions Frontières*, Dreux 1981.

[25] M. Bayer, *Diplomarbeit* Würzburg 1992.

[26] A. Ludwig, *Diplomarbeit* Würzburg 1994.

[27] T. Lippert, *Diplomarbeit* Würzburg 1987.

[28] A. Alefeld, *Diplomarbeit* Würzburg 1992.

[29] O. Nachtmann, Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, *Vieweg*, Braunschweig/Wiesbaden 1986.

[30] H. J. Müller-Kirsten, A. Wiedemann, Supersymmetry, An Introduction with Conceptual and Calculational Details, *World Scientific*, Singapore 1987.

[31] T. Kon, K. Nakamura, T. Kobayashi, *Z. Phys.* C45 (1990) 567.

[32] H. Baer, M. Drees, X. Tata, *Phys. Rev.* D41 (1990) 3414.

[33] T. Wöhrmann *Dissertation* Würzburg 1993.

[34] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, *Z. Phys.* C41 (1988) 475.

[35] T. Gutbrod, *Diplomarbeit* Würzburg 1994.

[36] C. Quigg, Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions, *The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc.*, Reading, Mass. 1983.

[37] Particle Data Group, *Phys. Ref.* D50 (1994) 1173.

[38] L. Roszkowski, *Phys. Let.* B252 (1990) 471.

[39] J. Ellis, G. G. Ross, *Phys. Lett.* 117B (1982) 397.

[40] The ALEPH Collaboration, *Phys. Rep.* 216 (1992) 253.

[41] G. Giacomelli, P. Giacomelli, CERN-PPE/93-107.

[42] CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 3439.

[43] S. Dittmaier, *Dissertation* Würzburg 1993.

[44] K. Cheung, *Nucl. Phys.* B403 (1993) 572.
K. Cheung, *Phys. Rev.* D48 (1993) 1035.

[45] A. Denner, H. Eck, O. Hahn, J. Küblbeck, *Nucl. Phys.* B387 (1992) 467.
A. Denner, H. Eck, O. Hahn, J. Küblbeck, *Phys. Lett.* B291 (1992) 278.

[46] O. Hahn, *Diplomarbeit* Würzburg 1993.

[47] M. Wendel, *Diplomarbeit* Würzburg 1990.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. H. Fraas, der durch die Anregung zur Untersuchung des behandelten Themas und zahlreiche Diskussionen und Hinweise diese Arbeit erst ermöglicht hat.

Herzlicher Dank sei auch Fabian Franke für viele wertvolle Gespräche und die Unterstützung bei der Berechnung der Zerfälle und Thomas Gutbrod für die Überlassung des Programmes zur Berechnung der Dreiteilchenzerfälle gesagt. Auch den anderen KommilitonInnen im gemeinsamen Arbeitszimmer sei gedankt für die immer freundliche Atmosphäre und auch dafür, daß ich den Terminal so oft benutzen konnte. Weiterhin sollen Ralph Schuster für seine Hilfe am Computer und Rainer Hoch für das Korrekturlesen des Manuskripts erwähnt werden.

Dank gilt auch meinen Eltern, die mir nicht nur durch ihre finanzielle Unterstützung das Studium erst ermöglicht haben.

Erklärung

Ich versichere hiermit, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Würzburg, den 6. März 1995

Stefan Hesselbach