Neutrinoraten aus Neutralinoannihilationen in der Sonne in verschiedenen Modellen Diplomarbeit

von
Andreas Spies
aus
Sulzbach-Rosenberg

durchgeführt am Institut I - Theoretische Physik der Universität Regensburg unter der Anleitung von Prof. Dr. Alexander Lenz

29. September 2008

Zusammenfassung

In meiner Diplomarbeit habe ich mich mit der Suche nach Dunkler Materie beschäftigt. Ein möglicher Kanditat für dunkle Materie ist das von supersymmetrischen Theorien vorhergesagte Neutralino. Mit Hilfe einer Computersimulation wurden Neutrinoflüsse aus Neutralinoannihilationen in der Sonne und in verschiedenen supersymmetrischen Modellen berechnet. Diese Flüsse können mit Neutrinoteleskopen, z.B. ANTARES, detektiert werden. In einer früheren Arbeit [66] wurden bereits Studien für das mSUGRA-Model (minimal Supergravity) durchgeführt. Da bislang keine supersymmetrischen Teilchen entdeckt wurden, muss die Symmetrie gebrochen sein, so fern SUSY in der Natur bei Energie $\mathcal{O}(1\ TeV)$ realisiert ist, da die Partikel des Standardmodels mit ihren supersymmetrischen Partnerteilchen massenentartet sind. Das mSUGRA-Model beschreibt nun eine Möglichkeit wie diese Symmetrie gebrochen werden kann. Darüberhinaus sind weitere Modelle wie Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking (AMSB), Gauge Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) und das phenomenological Minimal Supersymmetric Standard Model (pMSSM) Teil dieser Arbeit.

Zunächst möchte ich die kosmologische Notwendigkeit der dunklen Materie motivieren und experimentelle Hinweise für ihre Existenz darlegen. Im zweiten Kapitel wird genauer auf die allgemeinen Grundlagen der Supersymmetrie und die Konstruktion einer supersymmetrischen Quantenfeldtheorie eingegangen. Eine minimal supersymmetrische Erweiterung des Standardmodels wird in Kapitel 3 eingeführt, um im darauffolgenden Kapitel auf die Mechanismen des Bruchs der Supersymmetrie einzugehen und die verschiedenen SUSY-Modelle, wie mSUGRA, AMSB, GMSB und das pMSSM, zu charakterisieren. In Kapitel 5 wird die Detektion der Neutralinos mit Neutrinoteleskopen erläutert und das ANTARES-Teleskop vorgestellt. Anschließend wird die von verwendete Software zur Berechnung der relevanten Größen, wie z.B. MSSM-Massenspektrum, Reliktdichte der Neutralinos usw., sowie zum Scannen des Parameterraumes erläutert. Nachdem die theoretischen Grundlagen über das MSSM und die indirekte Detektion abgeschlossen sind, werden die Ergebnisse der Scans in Kapitel 7 vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Ein	leitung	4				
2	Sup	persymmetrie	8				
	2.1^{-}	Einleitung	8				
	2.2	Algebra der Supersymmetrie	9				
		2.2.1 Darstellungen der SUSY-Algebra	10				
		2.2.2 Multiplets der Supersymmetrie	10				
	2.3	Die supersymmetrische Lagrangedichte	11				
	2.4	Supersymmetrische Eich-Theorie	12				
3	Mir	nimal Supersymmetrisches Standard Model	14				
	3.1	Lagrangedichte des MSSM	16				
	3.2	Elektroschwacher Symmetriebruch und Higgs-Sektor	18				
	3.3	Massenspektrum des MSSM	19				
		3.3.1 Neutralinos	19				
		3.3.2 Charginos	20				
		3.3.3 Sfermionen	21				
	3.4	GUT-Annahmen	22				
4	Die	verschiedenen supersymmetrischen Modelle	24				
	4.1	Das phenomenologische MSSM	24				
	4.2	Minimale Supergravitation	25				
	4.3	Das AMSB-Model	27				
	4.4	Das GMSB-Model	30				
5	Neutralinodetektion mit Neutrino-Teleskopen						
	5.1	Berechnung der Reliktdichte	34				
	5.2	Neutralinoeinfang in der Sonne	36				
	5.3	Das ANTARES-Neutrinoteleskop	37				
		5.3.1 Tau-Neutrinos	38				
		5.3.2 Elektron-Neutrinos	39				
		5.3.3 Myonneutrinos	40				
		5.3.4 Effektive Fläche des Detektors	40				

6	Soft	ware und Bayes'sche Statistik	41			
	6.1	Bayes'sche Statistik	41			
	6.2	Markov-Ketten Monte-Carlo Algorithmus	43			
	6.3	Struktureller Ablauf des Programmes	44			
7	Scan-Ergebnisse					
	7.1	Scan des mSUGRA-Szenarios mit SuSpect	52			
		7.1.1 Bereiche des mSUGRA-Parameterraumes				
		7.1.2 Weitere Parameterraum-Plots im mSUGRA-Szenario				
		7.1.3 Erwartete Neutrinoflüsse und Detektionsraten				
	7.2	Scan des AMSB-Szenarios				
		7.2.1 Erwartete Neutrinoflüsse und Detektionsraten				
		7.2.2 Parameterraum des AMSB-Szenarios				
		7.2.3 Erweiterung des Parameterraumes				
	7.3	Scans des GMSB-Szenarios				
	7.4	Scan des phenomenologischen MSSM				
		7.4.1 Parameterraum des pMSSM				
		7.4.2 Neutrinofluss und Detektionsrate im pMSSM				
8	Zusammenfassung und Ausblick					
\mathbf{A}	Not	ationen und Kommutationsrelationen für Spinoren	107			
В	Wei	tere Parameterraumplots für das mSUGRA-Szenario mit SuS	5-			
	pec		111			
\mathbf{C}	Wei	tere Plots für das AMSB-Szenario	117			
	C.1	Scans für kleine Parameterintervalle	117			
	C.2	Scans für grosse Parameterintervalle	122			
		Plots mit reskalierter Reliktdichte für das AMSB-Szenario				
D	Wei	tere Plots im GMSB-Szenario	134			
\mathbf{E}	Wei	tere Plots im pMSSM	137			
${f F}$	Ero	ebnisse für das mSUGRA-Szenario mit Softsusy	146			
T.	F.1 Neutrinoflüsse, Detektionsraten und ausgeschlossene Regionen					
		Parameterraum-Plots				

Kapitel 1

Einleitung

Die Messungen der kosmischen Hintergrundstrahlung von Satellitenmissionen der Nasa, wie WMAP oder COBE [1], haben ergeben, dass das Universum zu einem großen Teil aus nichtleuchtender Materie, der sogenannten dunklen Materie besteht. Dazu wurden die Temperaturfluktuationen des Weltalls multipolentwickelt (vgl. Abb. 1.1 und Abb. 1.2)

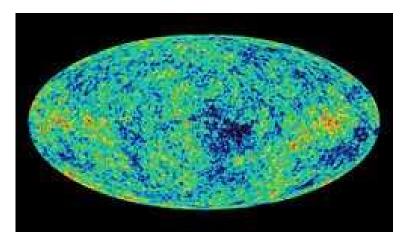


Abbildung 1.1: Temperaturfluktuationen der kosmischen Hintergrundstrahlung Die Auswertung dieser Daten [2] ergibt für die Massendichte im Universum

$$\Omega_M h^2 = 0.135 \pm 0.009 \tag{1.1}$$

wobei $\Omega_M=\frac{\rho_M}{\rho_{crit}}$ die Materiedichte des Universums normiert auf die kritische Dichte $\rho_{crit}=\frac{3H_0^2}{8\pi G_N}=h^2\cdot 1.8\cdot 10^{-29}\frac{g}{cm^3}$ mit $h=\frac{H_0}{100}$ und $H_0=65-70km/s/Mpc$ ist. G ist die newton'sche Gravitationskonstante.

 Ω_M wird durch die Friedmann-Gleichung bestimmt. Sie ist gegeben durch

$$H^{2}(t) = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^{2} = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^{2}}{R^{2}}$$
 (1.2)

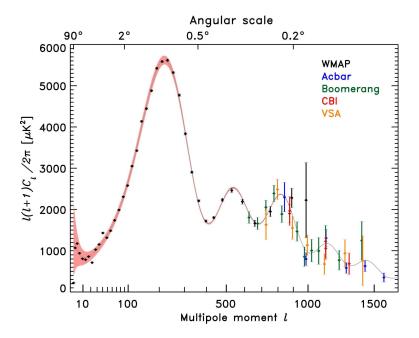


Abbildung 1.2: Multipolentwicklung der Temperaturfluktuationen des CMB

Die gesamte Energiedichte im Universum Ω wird definiert als $\Omega = \frac{\rho}{\rho_{crit}}$. Für $\Omega > 1$ ist der Krümmungsparameter k > 0, das Universum ist also geschlossen. Ist k < 0, und somit $\Omega < 1$ ist das Universum offen. Es ist flach für k = 0. Daraus folgt für die gesamte Energiedichte $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$. Ω_Λ beschreibt die Vakuumsenergiedichte. Ω legt also die Geometrie unsres Universums vor.

Die Materiedichte Ω_M wird unterschieden in den Beitrag baryonischer Materie Ω_B und dunkler Materie Ω_{DM} . Der mit der Nukleosynthese verträgliche Wert für baryonische Materie Ω_B ist nach [2] gegeben durch

$$\Omega_B h^2 < 0.02218 \pm 0.00045 \tag{1.3}$$

Für Ω_{DM} ergab die Auswertung der Daten

$$0.085 < \Omega_{DM}h^2 < 0.119 \tag{1.4}$$

 Ω_{Λ} beschreibt den Beitrag der dunklen Energie. Ihre Art und Zusammensetzung ist unbekannt. Jedoch sorgt sie für eine beschleunigte Expansion unseres Universums. Für die Dunkle Energie ergibt sich $\Omega_{\Lambda}=0.716\pm0.055$.

Damit Strukturen wie Galaxien, Sonnensysteme usw. in unserem Universum entsehen können ist die Existenz solcher nicht-baryonischer und nicht-leuchtender Materie notwendig. Man unterscheidet zwischen heißer und kalter dunkler Materie. Erstere besteht aus leichten relativistischen Teilchen. Ein möglicher Kandidat für kalte dunkle Materie sind massive schwach wechselwirkenden Teilchen (WIMPs). Dafür gibt es im Standardmodel (SM) der Teilchenphysik allerdings keine Kandidaten, die solche Teilchen repräsentieren könnten. Eine supersymmetrische Erweiterung

des SM liefert elektrisch neutrale, schwach wechselwirkende und massebehaftete Teilchen die als Kandidat für Dunkle Materie in Frage kommen, die Neutralinos auf die in den folgenden Kapiteln häher eingegangen wird.

Die Gleichungen 1.1 und 1.3 zeigen, dass es nahezu sechsmal soviel dunkle Materie im Universum, als gewöhnliche gibt. Dies ist auch graphisch noch einmal verdeutlicht in Abbildung 1.3 [3]

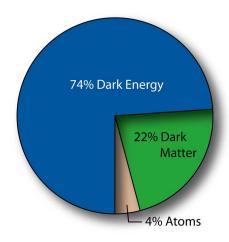


Abbildung 1.3: prozentuale Zusammensetzung des Universums gemäßden WMAP-Ergebnissen

Eine weitere Evidenz für die Existenz dunkler Materie liefern die Rotationskurven der Galaxien [4]

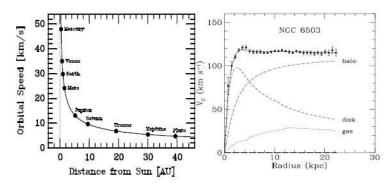


Abbildung 1.4: Rotationskurve der Planeten für unser Planetensystem (l.) und für Sterne typischer Spiralgalaxien (r.)

In Abbildung 1.4 sind die Rotationsgeschwindigkeiten der Planeten im Sonnensystem (links) und der Sterne in typischen Spiralgalaxien als Funktion des Abstandes zum Zentrum der Sonne bzw. der Galaxie aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass die Planeten des Sonnesystems der Beziehung

$$v \propto \frac{1}{\sqrt{r}} \tag{1.5}$$

gemäßder Newton'schen Mechanik genügen. Betrachtet man allerdings die Sterne der Galaxie, findet man ein völlig anderes Bild. Der rechte Plot in Abbildung 1.4 erklärt sich in der Existenz eines galaktischen Halos, bestehend aus nichtleuchtender Materie, der an der gravitativen Wechselwirkung teilnimmt. Spiralgalaxien bestehen aus einem zentralen Bauch und einer sehr dünnen Scheibe, die von einem sphärischem Halo dunkler Materie umgeben ist.

In den folgenden Kapiteln wird eine supersymmetrische Erweiterung des SM erläutert, da sie unter anderem einen möglichen Kandidaten für ein DM-Teilchen, das Neutralino, beschreiben kann.

Kapitel 2

Supersymmetrie

2.1 Einleitung

Die Supersymmetrie (SUSY) wurde nicht eingeführt, um das kosmologische Problem der dunklen Materie zu lösen. Sie bringt jedoch den Vorteil mit sich die quadratisch divergenten Korrekturterme des skalaren Higgs-Feldes des Standardmodels zu eleminieren. Es ist das einzige, das einen von Null verschiedenen Vakuumserwartungswert erlangen kann ohne dabei die Lorentzinvarianz zu verletzen (sog. spontaner Symmetriebruch [5]). Es wurde also nach einem Ausweg gesucht, die quadratisch divergenten Massen zu vermeiden. In der Supersymmetrie hat nun jedes Teilchen des SM einen supersymmetrischen Partner mit gleicher Masse, wobei ein skalares (bzw. bosonisches) Partikel einen fermionischen Partner besitzt und umgekehrt. Dadurch sind nun die Korrekturterme nicht mehr quadratisch divergent, da sich Boson-Loops und Fermion-Loops (entgegengesetztes Vorzeichen) gegenseitig auslöschen. Die beiden Beiträge sind in Abb. 2.1 zu sehen.

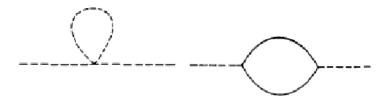


Abbildung 2.1: links: quadratisch divergenter Beitrag zur Masse eines Skalars; rechts: Beitrag zur Auslöschung durch den fermionischen Partner des Skalars (durchgezogene Linie)

Die Supersymmetrie ist eine Boson-Fermion-Symmetrie. Dies bedeutet, die Poincaré-Algebra muss auf gemischte Darstellungen unterschiedlichen Spins verallgemeinert werden. Dazu wurde eine graduierte Lie-Algebra eingeführt, die neben den gewöhn-

lichen Kommutatoren der Lorentz-Algebra zusätzlich noch Antikommutatoren beinhaltet.

Für einen Generator Q der SUSY-Algebra gilt dann [6]

$$\bar{Q}|Boson> = |Fermion> , Q|Fermion> = |Boson>$$
 (2.1)

Dies bedeutet insbesondere, dass Q ein Boson in ein Fermion umwandelt und umgekehrt. Da Bosonen miteinander kommutieren und Fermionen antikommutieren, muss Q fermionisch sein und ebenfalls antikommutieren. Q ändert dabei den Spin um 1/2 und genügt der Beziehung

$$\left\{Q_{\alpha}, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\right\} = 2\sigma^{\mu}_{\alpha, \dot{\alpha}} P_{\mu} \tag{2.2}$$

 P_{μ} bezeichnet dabei den Viererimpuls und σ die Pauli-Matrizen. Die Konventionen bezüglich der Spinornotation sind im Anhang A zu finden. Im folgenden gehe ich etwas genauer auf die SUSY-Algebra ein, um eine Verallgemeinerung des SM zu konstruieren.

Wie bereits erwähnt, gibt es in supersymmetrischen Erweiterungen des SM zu jedem seiner Teilchen einen SUSY-Partner mit gleicher Masse. Bei den heute zugänglichen Energien wurde allerdings noch keines dieser Partnerteilchen gemessen. Sollte die Supersymmetrie eine reale Beschreibung der Natur bei Energien der Größenordnung $\mathcal{O}(1\,TeV)$ sein, bedeutet das, die Supersymmetrie muss gebrochen sein, insbesondere weich gebrochen um quadratische Divergenzen zu vermeiden. Aus diesem Symmetriebruch folgt dann widerum das Standardmodel der Teilchenphysik im Grenzfall für niedrige Energien.

2.2 Algebra der Supersymmetrie

Zusätzlich zur gewöhnlichen Poincaré- und internen Symmetrie-Algebra enthält die Super-Poincaré-Lie-Algebra weitere Generatoren Q^i_{α} und $\bar{Q}^i_{\dot{\alpha}}$. Die wichtigsten Kommutationsrelationen sind hier dargestellt[7]. Die kompletten Vertauschungsregeln sind im Anhang A zu finden.

$$\begin{aligned}
\left[Q_{\alpha}^{i}, P_{\mu}\right] &= \left[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^{i}, P_{\mu}\right] = 0 \\
\left[Q_{\alpha}^{i}, M_{\mu\nu}\right] &= \frac{1}{2} (\sigma_{\mu\nu})_{\alpha}^{\beta} Q_{\beta}^{i} \\
\left[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^{i}, M_{\mu\nu}\right] &= -\frac{1}{2} \bar{Q}_{\dot{\beta}}^{i} (\bar{\sigma}_{\mu\nu})_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} \\
\left\{Q_{\alpha}^{i}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}^{j}\right\} &= 2\delta^{ij} (\sigma^{\mu})_{\alpha\dot{\beta}} P_{\mu} \\
\alpha, \dot{\alpha} &= 1, 2 \qquad i, j = 1, 2, ..., N
\end{aligned} \tag{2.3}$$

 $M_{\mu\nu}$ bezeichnet dabei den Drehimpulsoperator. Die Q's sind die spinorischen SUSY-Generatoren und α , $\dot{\alpha}$, $\dot{\beta}$, $\dot{\beta}$ sind spinorische Indizes. Der einfachste Fall ist

die "N=1 Supersymmetrie", auf der die folgenden Kapitel basieren, mit einem Spinor-Generator Q_{α} (und den dazu konjugierten Operator $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$).

2.2.1 Darstellungen der SUSY-Algebra

Gegeben sei ein Zustand der Energie E und Helizität λ

$$|E,\lambda>$$
 (2.4)

Wirkt der Generator \bar{Q} darauf, so erhält man einen neuen Zustand gleicher Energie. Dies folgt unmittelbar aus Gleichung 2.3. Die Helizität des neuen Zustands ändert sich allerdings gemäß

$$\bar{Q}|E,\lambda> = |E,\lambda+1/2> \tag{2.5}$$

Da die SUSY-Generatoren für eine N=1-Supersymmetrie nilpotent sind, ergibt ein erneutes Anwenden von \bar{Q} Null. Das bedeutet, man hat zwei Zustände, einen bosonischen und einen fermionischen. Insbesondere ist die Anzahl der Bosonen gleich der Anzahl der Fermionen in allen SUSY-Theorien. In Theorien mit CPT-Symmetrie ist die Zahl der Zustände doppelt, da CPT-Transformationen das Vorzeichen der Helizität ändern.

2.2.2 Multiplets der Supersymmetrie

Für einen gegebenen Zustand der Helizität $\lambda = 0$ erhält man durch Anwenden des Generators Q (vgl. 2.5) einen Zustand mit

$$\lambda = \frac{1}{2} \tag{2.6}$$

sowie auf Grund der CPT-Transformation zwei weitere Zustände mit

$$\lambda = 0 \quad und \quad \lambda = -\frac{1}{2} \tag{2.7}$$

Dieses Multiplet enthält einen komplexen Skalar, sowie einen Spinor mit zwei Helizitätszuständen.

Ein weiteres Multiplet erhält man, wenn man vom Zustand $\lambda = \frac{1}{2}$ ausgeht. Daraus folgt ein zweiter Zustand mit

$$\lambda = 1 \tag{2.8}$$

Wie bereits für das andere Multiplet gesehen, folgen auch hier wieder zwei weitere Zustände mit

$$\lambda = -1 \quad und \quad \lambda = -\frac{1}{2} \tag{2.9}$$

Man hat also zwei Arten von Supermultiplets:

- das sogenannte chirale Multiplet mit $\lambda = 0$. Es besteht aus den physikalischen Zuständen (Φ, Ψ) mit Spin 0 und 1/2 respektive.
- das Vektormultiplet mit $\lambda = 1/2$. Es beinhaltet die Zustände (λ, A_{μ}) mit Spin 1/2 und 1 respektive.

Diese Multiplets beschreiben die supersymmetrische Verallgemeinerung der Quarks, Leptonen und Vektorbosonen des Standardmodelles.

2.3 Die supersymmetrische Lagrangedichte

Die Herleitung einer supersymmetrischen Lagrangedicht wird auf das einfachste Wess-Zumino-Model [8] eines masseslosen Spin-0-Spin- $\frac{1}{2}$ Multiplets beschränkt (chirales Supermultiplet, s. Abschnitt 2.2.2). Es besteht aus einem masselosen Majorana-Spinorfeld Ψ und masselosen Skalar- und Pseudoskalarfeldern A und B. Der Term für die kinetische Energie ist gegeben durch [9]

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\partial^{\mu} A \right) \left(\partial_{\mu} A \right) + \frac{1}{2} \left(\partial^{\mu} B \right) \left(\partial_{\mu} B \right) + \frac{1}{2} i \bar{\Psi} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \Psi \tag{2.10}$$

Da die Felder A und B zwei bosonische Freiheitsgrade (FG) haben, der Majorana-Spinor allerdings vier (wenn er nicht auf der Massenschale liegt), muss man zwei bosonische Hilfsfelder F und G einführen, für deren freie Lagrangedichte gilt

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\mathcal{F}^2 + \frac{1}{2}\mathcal{G}^2 \tag{2.11}$$

Die Felder $\mathscr F$ und $\mathscr G$ haben keine Zustände auf der Massenschale. Die komplette freie Lagrangedichte $\mathscr L_0$ ist dann gegeben durch

$$\mathcal{L}_{0} = \frac{1}{2} \left(\partial^{\mu} A \right) \left(\partial_{\mu} A \right) + \frac{1}{2} \left(\partial^{\mu} B \right) \left(\partial_{\mu} B \right) + \frac{1}{2} i \bar{\Psi} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \Psi + \frac{1}{2} \mathscr{F}^{2} + \frac{1}{2} \mathscr{G}^{2}$$
(2.12)

Sie beschreibt das Multiplet (A,B,Ψ,F,G) und ist invariant unter Transformationen [9], die gegeben sind durch

$$\delta \mathscr{F} = -i\bar{\epsilon}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi$$

$$\delta \mathscr{G} = \bar{\epsilon}\gamma^{5}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi$$

$$\delta \Psi = -i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}(A + i\gamma_{5}B)\epsilon + (\mathscr{F} + i\gamma_{5}\mathscr{G})\epsilon$$

$$\delta A = \bar{\epsilon}\Psi$$

$$\delta B = i\bar{\epsilon}\gamma_{5}\Psi$$
(2.13)

Zusätzlich zu Gl. 2.12 muss man noch einen quadratischen Massenterm \mathcal{L}_m der Gestalt

$$\mathcal{L}_m = m(\mathcal{F}A + \mathcal{G}B - \frac{1}{2}\bar{\Psi}\Psi)$$
 (2.14)

und einen kubischen Wechselwirkungsterm \mathcal{L}_i der Form

$$\mathcal{L}_i = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[\mathscr{F} A^2 - \mathscr{F} B^2 + 2\mathscr{G} A B - \bar{\Psi} (A - i\gamma_5 B) \Psi \right]$$
 (2.15)

berücksichtigen. Wegen der Nicht-Renormierbarkeit von Termen höherer Ordnung müssen diese ausgeschlossen werden. Zur Elimnierung der Hilfsfelder \mathscr{F} und \mathscr{G} löst man die Bewegungsgleichungen $\frac{\partial \mathscr{L}}{\partial \mathscr{F}} = \frac{\partial \mathscr{L}}{\partial \mathscr{G}} = 0$ und erhält für die komplette Lagrangedichte $\mathscr{L} = \mathscr{L}_0 + \mathscr{L}_m + \mathscr{L}_i$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial^{\mu} A) (\partial_{\mu} A) + \frac{1}{2} (\partial^{\mu} B) (\partial_{\mu} B) + \frac{1}{2} i \bar{\Psi} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \Psi - \frac{1}{2} m \bar{\Psi} \Psi - \frac{1}{2} m \bar{\Psi} \Psi - \frac{1}{2} m^{2} (A^{2} + B^{2}) - m \frac{g}{\sqrt{2}} A (A^{2} + B^{2}) - \frac{1}{4} g^{2} (A^{2} + B^{2})^{2} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\Psi} (A - i \gamma^{5} B) \Psi$$
 (2.16)

Einige Besonderheiten von Gl. 2.16, die charakteristisch für SUSY-Theorien sind, seien hier angemerkt. Die Massen der Bosonen und Fermionen sind gleich. Es gibt kubische und quartische Kopplungen zwischen den Skalarfeldern und ebenso Yukawa-Wechselwirkungen zwischen dem Fermion Ψ und den Skalaren A und B. Darüberhinaus ist eine Renormierung der Masse und der Kopplungskonstante nicht nötig. Divergenzen durch Boson-Loops werden, wie bereits in der Einleitung erwähnt, durch solche von Fermion-Loops aufgehoben.

2.4 Supersymmetrische Eich-Theorie

Wie in den "herkömmlichen" Quantenfeldtheorien wird auch in der Supersymmetrie der Bezug zur "realen" Welt durch eine Kombination mit einer Eichtheorie hergestellt, auf die nun näher eingegangen wird.

Zusätzlich zu den chiralen Multiplets (Φ^i, Ψ_L^i) (der Index L bezeichnet die Linkshändigkeit des Feldes Ψ) fügt man die Eich-Supermultiplets

$$(A^a_\mu, \chi^a)$$
 $a = 1, 2, ..., N^2 - 1$ (2.17)

hinzu [9]. A^a_μ bezeichnet dabei die Spin-1 Eichbosonen und χ^a sind deren Majoranafermion-Superpartner ("gauginos"). Diese Multiplets werden beschrieben durch die Lagrangedichte \mathcal{L}_G

$$\mathcal{L}_{G} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{a} F_{a}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} i \bar{\chi}^{a} \left(\gamma_{\mu} D^{\mu} \chi \right)_{a} + \frac{1}{2} \left(D^{a} \right)^{2}$$
 (2.18)

mit dem Feldstärketensor

$$F_a^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A_a^{\nu} - \partial^{\nu} A_a^{\mu} - g_G f_{abc} A_b^{\mu} A_c^{\nu} \tag{2.19}$$

 D^{μ} in Gl. 2.18 ist die kovariante Ableitung mit und genügt

$$(D^{\mu}\chi)_a = \partial^{\mu}\chi_a - g_G f_{abc} A_b^{\mu}\chi_c \tag{2.20}$$

Analog zur Quantenchromodynamik (QCD) beschreib g_G die Kopplungskonstante und die f_{abc} die Strukturkonstanten. Die D^a bezeichnen skalare Hilfsfelder. Desweitern werden zusätzlich noch ein chiraler Term \mathcal{L}_{chiral} (vgl. Gl. 2.16) und zwei weitere supersymmetrieerhaltende Terme hinzugenommen, so dass man für die Lagrangedichte \mathcal{L} erhält

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{chiral} + \mathcal{L}_G - g_G \Phi_i^* (T^a)_{ij} \Phi_j D^a + \left[\sqrt{2} g_G \Phi_i^* \bar{\chi}^a (T^a)_{ij} P_L \Psi_j + h.c. \right]$$
(2.21)

 P_L bezeichnet den Händigkeitsoperator $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$. Der chirale Term von 2.21 ist gegeben durch

$$\mathcal{L}_{chiral} = \sum_{i} |\partial_{\mu} \Phi^{i}|^{2} + i \sum_{i} \bar{\Psi}_{L}^{i} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \Psi_{L}^{i} - \sum_{i} |\frac{\partial W}{\partial \Phi^{i}}|^{2} - \frac{1}{2} \left(\sum_{ij} \frac{\partial^{2} W}{\partial \Phi^{i} \partial \Phi^{j}} \Psi_{L}^{iT} C \Psi_{L}^{i} + h.c \right)$$

$$(2.22)$$

Für das Hilfsfeld D^a in Gl. 2.21 erhält man mittels $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial D^a} = 0$

$$D^a = g_G \Phi_i^* (T^a)_{ij} \Phi_j \tag{2.23}$$

 \mathcal{L}_{chiral} beschreibt die Zustände des chiralen Supermultiplet (s. Abschnitt 2.2), d.h. es beinhaltet die Higgsteilchen (Spin 0), sowie deren SUSY-Partner, die Higgsinos (Spin 1/2), die Fermionen (Spin 1/2), sowie deren Partnerteilchen, die Sfermionen (Spin 0). W in Gl. 2.22 ist das Superpotential, dass in seiner allgemeinsten Form gegeben ist durch

$$W = \lambda_i \Phi^i + \frac{1}{2} m_{ij} \Phi^i \Phi^j + \frac{1}{3} g_{ijk} \Phi^i \Phi^j \Phi^k$$
 (2.24)

Das Superpotential taucht im chiralen Term der Lagrangedichte auf und beschreibt die Wechselwirkungen der Fermionen und der Skalare. Er entspricht der Lagrangedichte aus Abschnitt 2.3, insbesondere dem darin enthaltenen Wechselwirkungsterm. Gl. 2.16 wurde für ein chirales Supermultiplet hergeleitet. In Kombination mit den Eichwechselwirkungen erhält man dann für die komplette Lagrangedichte Gl. 2.21. m_{ij} beschreibt die Massenmatrix der fermionischen Felder und g_{ijk} ist die Yukawa-Kopplung der Skalaren Felder Φ an die Fermionen Ψ . Die Koeffizienten m und g sind total symmetrisch unter Indexvertauschung.

Mit den gerade angestellten Überlegungen kann nun das Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) definiert werden. Auf den Annahmen des MSSM basiert diese Studie über Neutrinoflüsse aus der Annihilation supersymmetrischer Teilchen.

Kapitel 3

Minimal Supersymmetrisches Standard Model

Die minimal supersymmetrische Verallgemeinerung des Standardmodels (MSSM) basiert auf vier Annahmen [10]

- Das MSSM basiert auf der Gruppe des SM, also $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, der sogenannten minimalen Eichgruppe. Jedes Spin-1-Boson bildet zusammen mit seinem supersymmetrischen Spin- $\frac{1}{2}$ Partnerteilchen, den Gauginos (Bino \tilde{B} , Winos \tilde{W}_{1-3} und Gluinos \tilde{g}_{1-8}), ein Vektormultiplet.
- wie im SM, gibt es drei Generationen Spin- $\frac{1}{2}$ Quarks und Leptonen. Die linksund rechtshändigen Felder bilden mit ihren Spin-0 SUSY-Partnern chirale Superfelder, den Squarks und Sleptonen $(\hat{Q}, \hat{u}_R, \hat{d}_R, \hat{L}, \hat{l}_R)$. Zusätzlich hat man noch zwei chirale Superfelder (Higgsfelder) \hat{H}_1 und \hat{H}_2 . Sie sind, wie auch im SM, notwendig, um einen Symmetriebruch der $SU(2) \times U(1)$ -Gruppe zu verursachen und sind somit verantwortlich für die Massen der Quarks und Leptonen, sowie der Eichbosonen W^{\pm} und Z. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, die Existenz zweier zusätzlicher SU(2)-Dublets $\hat{H}_{1,2}$ chiraler Superfelder anzunehmen, die gegeben sind durch

$$\hat{H}_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} \qquad \hat{H}_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

Wie im Standardmodel, sorgt auch in der supersymmetrischen Erweiterung ein von Null verschiedener Vakuumserwartungswert (VEW) der skalaren Komponente von H_1^0 für die Massen der geladenen Leptonen und der down-type Quarks, während ein von Null verschiedener VEW der skalaren Komponente von H_2^0 für die Masse der up-type Quarks verantwortlich ist. Sie sorgen ebenfalls für die Massen der Eichbosonen W^{\pm} und Z. Die Supersymmetrie verbietet allerdings die Existenz der komplex konjugierten Dublets von $\hat{H}_{1,2}$ im Superpotential 3.3, da es durch chirale Superfelder gebildet wird und die komplex

konjugierten Dublets anti-chirale Felder darstellen.

Das bedeutet, dass der VEW von H_1^0 keine Masse der up-type Quarks erzeugen kann und entsprechend der VEW von H_2^0 keine Masse der down-type Quarks. Deshalb werden mindestens \hat{H}_1 und \hat{H}_2 benötigt, um alle Massen der Leptonen und Quarks zu erzeugen.

Die Anzahl der Higgsfelder ist nur durch die Bedingung der Anomalie-Auslöschung begrenzt. Die Eichsymmetrien des SM sind frei von Anomalien. In der Lagrangedichte des MSSM (3.5) tauchen nun aber zusätzliche Spinorfelder auf. Die Gauginofelder verursachen keine Probleme, da ihre linkshändigen Komponenten zur adjungierten Darstellung der Eichgruppe gehören, die für alle Eichgruppen reell ist. Die Spin- $\frac{1}{2}$ -Komponenten der Superfelder $\hat{H}_{1,2}$, die sogenannten Higgsinos, erzeugen $SU(2)\times SU(2)\times U(1)$ -Anomalien, die proportional zu $\frac{1}{2}g^2g^{'}$ für jedes Dublet (H_1^0,H_1^-) und proportional zu $-\frac{1}{2}g^2g^{'}$ für jedes Dublet (H_2^+,H_2^0) sind. Deshalb benötigt man für eine Auslöschung der Anomalien immer eine gerade Anzahl der beiden Dublets. Tatsächlich erhält man für zwei Dublets, d.h.je eines, für den schwachen Mischungswinkel $sin^2\theta=0.231$ eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentell gemessenen Werten, z.B. aus dem Zerfall des Z-Bosons [11], [12].

Durch die nun zusätzlich eingeführten Dublets hat man acht Freiheitsgrade (FG), wovon drei für die Eichbosonen W^{\pm} und Z aufgebraucht werden. Die fünf übrigen FG bezeichnen die Higgsfelder (zwei CP-gerade H_1^0 und H_2^0 , A ist CP-ungerade, H^{\pm} sind geladen). Die CP-geraden Higgsbosonen sind i.A. Mischungen der Wechselwirkungseigenzustände [15] mit dem Mischungswinkel α mit $-\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq 0$. Die Higgsinos, ihre Spin- $\frac{1}{2}$ Superpartner, mischen mit den Winos und Binos. Die Masseneigenzustände werden als Neutralinos $\chi_{1,2,3,4}^0$ und Charginos $\chi_{1,2}^{\pm}$ bezeichnet. Somit erhält man eine minimale Anzahl neuer Teilchen.

• R-Paritätserhaltung:

Große vereinheitlichte Theorien sagen den Zerfall des Protons gemäß $p \to \pi^0 e^+$ voraus. Das steht allerdings im Widerspruch mit dem Standardmodel der Teilchenphysik, in dem es stabil ist. Messungen bezüglich des Protonenzerfalls [17] haben ergeben, dass die Lebensdauer des Protons größer als $1.6 \cdot 10^{33}$ Jahre ist. Um den Protonzerfall auszuschließen führt man eine neue diskrete und multiplikative Symmetrie ein, die sogenannte R-Parität [16]. Für sie gilt

$$R_p = (-1)^{2s+3B+L} (3.2)$$

L und B bezeichnen die Lepton- und Baryonzahl. Für gewöhnliche Teilchen ist $R_p = +1$, für ihre supersymmetrischen Partner ist $R_p = -1$. Die Erhaltung von R_p hat zur Folge, dass SUSY-Teilchen nur paarweise erzeugt werden können. In ihren Zerfallsprodukten kommt jeweils eine ungerade Anzahl an

SUSY-Partikeln vor und das leichteste SUSY-Teilchen (LSP = Lightest Supersymmetric Particle) ist stabil.

• Das MSSM ist definiert, für eine minimale Anzahl an Termen, die für einen weichen Bruch der Supersymmetrie sorgen. "Weich" bedeutet, es treten keine quadratisch divergenten Terme auf. In diesem Zusammenhang muss noch ein mit Eichinvarianz, Renormierung und R-Partätserhaltung verträgliches Superpotential W eingeführt werden. Es genügt der Gleichung [15]

$$W = \epsilon_{ij} \left(-\hat{\mathbf{e}}_R^* \mathbf{Y}_E \hat{\mathbf{I}}_L^i \hat{H}_1^j - \hat{\mathbf{d}}_R^* \mathbf{Y}_D \hat{\mathbf{q}}_L^i \hat{H}_1^j + \hat{\mathbf{u}}_R^* \mathbf{Y}_U \hat{\mathbf{q}}_L^i \hat{H}_2^j - \mu \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j \right)$$
(3.3)

i und j sind SU(2)-Indizes. Die Y bezeichnen Yukawa-Kopplungen und sind Matrizen im Generationenraum. $\hat{\mathbf{e}}$, $\hat{\mathbf{l}}$, $\hat{\mathbf{u}}$, $\hat{\mathbf{d}}$ und $\hat{\mathbf{q}}$ sind die Superfelder der Leptonen und Sleptonen sowie der Quarks und Squarks. Das Skalarpotential V_{soft} , das für den weichen Bruch der Supersymmetrie verantwortlich ist, kann geschrieben werden als [15]

$$V_{soft} = \epsilon_{ij} \left(\tilde{\mathbf{e}}_{R}^{*} \mathbf{A}_{E} \mathbf{Y}_{E} \tilde{\mathbf{I}}_{L}^{i} H_{1}^{j} + \tilde{\mathbf{d}}_{R}^{*} \mathbf{A}_{D} \mathbf{Y}_{D} \tilde{\mathbf{q}}_{L}^{i} H_{1}^{j} - \tilde{\mathbf{u}}_{R}^{*} \mathbf{A}_{U} \mathbf{Y}_{U} \tilde{\mathbf{q}}_{L}^{i} H_{2}^{j} \right)$$

$$+ H_{1}^{i*} m_{1}^{2} H_{1}^{i} + H_{2}^{i*} m_{2}^{2} H_{2}^{i} - \epsilon_{ij} (B \mu H_{1}^{i} H_{2}^{j} + h.c.)$$

$$+ \tilde{\mathbf{q}}_{L}^{i*} \mathbf{M}_{Q}^{2} \tilde{\mathbf{q}}_{L}^{i} + \tilde{\mathbf{I}}_{L}^{i*} \mathbf{M}_{L}^{2} \tilde{\mathbf{I}}_{L}^{i} + \tilde{\mathbf{u}}_{R}^{*} \mathbf{M}_{U}^{2} \tilde{\mathbf{u}}_{R} + \tilde{\mathbf{d}}_{R}^{*} \mathbf{M}_{D}^{2} \tilde{\mathbf{d}}_{R} + \tilde{\mathbf{e}}_{R}^{*} \mathbf{M}_{E}^{2} \tilde{\mathbf{e}}_{R}$$

$$+ \frac{1}{2} M_{1} \tilde{B} \tilde{B} + \frac{1}{2} M_{2} \left(\tilde{W}^{3} \tilde{W}^{3} + 2 \tilde{W}^{+} \tilde{W}^{-} \right) + \frac{1}{2} M_{3} \tilde{g} \tilde{g}$$
 (3.4)

A bezeichnet die weiche trilineare Kopplung, M sind Matrizen im Generationenraum für die Sfermionen. "Tilde" bezeichnet die Skalarkomponenten der Superfelder der Superpartner der SM-Teilchen. μ ist der Higgsino-Massenparameter und M_1 , M_2 und M_3 sind die Gaugino-Massenparameter. B bezeichnet die weiche bilineare Kopplung und $m_{1,2}$ die Higgs-Massenparameter.

In Abb. 3.1 ist ein Überblick über das Teilchenspektrum des MSSM dargestellt.

3.1 Lagrangedichte des MSSM

Ein kompletter Ausdruck für die Lagrangedichte des MSSM kann in [18] gefunden werden. Hier wird eine übersichtlichere und phenomenologischere Darstellung gezeigt. Gemäß[19] ist die Lagrangedichte gegeben durch

$$\mathcal{L}_{SUSY} = -i\bar{\Psi}\bar{\sigma}^{\mu}D_{\mu}\Psi - D^{\mu}\Phi^{*}D_{\mu}\Phi - \frac{1}{2}\left(W^{ij}\Psi_{i}\Psi_{j} - W^{ij*}\Psi^{iT}\Psi^{jT}\right)
-\frac{1}{2}W^{i}W_{i}^{*} - \frac{1}{2}g^{2}\left(\Phi^{*}T^{a}\Phi\right)^{2} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{a}F^{\mu\nu a} - i\chi^{aT}\bar{\sigma}^{\mu}D_{\mu}\chi_{a} - \sqrt{2}\left((\Phi^{*}T^{a}\Psi)\chi^{a} + \chi^{aT}(\Psi^{T}T^{a}\Phi)\right) + \mathcal{L}_{soft}$$
(3.5)

Normal particles,	fields	Supersymmetric partners Interaction eigenstates		Mass eigenstates	
Symbol	Name	Symbol	Name	Symbol	Name
q = d, c, b, u, s, t $l = \epsilon, \mu, \tau$ $\nu = \nu_{\epsilon}, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ g	quark lepton neutrino gluon	$ar{q}_L$, $ar{q}_R$ $ar{l}_L$, $ar{l}_R$ $ar{v}$ $ar{g}$	squark slepton sneutrino gluino	$egin{array}{ll} ar{q}_{1}, \ ar{q}_{2} \\ ar{l}_{1}, \ ar{l}_{2} \\ ar{ ho} \\ ar{g} \end{array}$	squark slepton sneutrino gluino
W± H- H+	W-boson Higgs boson Higgs boson	\hat{W}^{\pm} $H_1^ H_2^+$	wino higgsino higgsino	$\hat{\chi}_{1,2}^{\pm}$	chargino
$B = W^3 = H_0^0 = H_2^0 = H_3^0 = H_$	B-field W ³ -field Higgs boson Higgs boson Higgs boson	\hat{B}^{2} \hat{W}^{3} \hat{H}^{0}_{1} \hat{H}^{0}_{2}	bino wino higgsino higgsino	$\tilde{\chi}^{0}_{1,2,3,4}$	neutralino

Abbildung 3.1: SM-Teilchen und ihre MSSM-Partner

Der für den weichen Bruch der Supersymmetrie verantwortliche Term in Gl 3.5 ist \mathcal{L}_{soft} . Er ist gegeben durch

$$\mathcal{L}_{soft} = \frac{1}{2} \left(M_{3} \tilde{g} \tilde{g} + M_{2} \tilde{W} \tilde{W} + M_{1} \tilde{B} \tilde{B} + h.c. \right)$$

$$+ \epsilon_{ij} \left(\tilde{u}_{R}^{*} A_{U} Y_{U} \tilde{q}_{L}^{i} H_{2}^{j} - \tilde{d}_{R}^{*} A_{D} Y_{D} \tilde{q}_{L}^{i} H_{1}^{j} - \tilde{e}_{R}^{*} A_{E} Y_{E} \tilde{l}_{L}^{i} H_{1}^{j} \right)$$

$$- \tilde{q}_{L}^{i*} M_{Q}^{2} \tilde{q}_{L}^{i} - \tilde{u}_{R}^{*} M_{U}^{2} \tilde{u}_{R} - \tilde{d}_{R}^{*} M_{D}^{2} \tilde{d}_{R} - \tilde{l}_{L}^{i*} M_{L}^{2} \tilde{l}_{L}^{i} - \tilde{e}_{R}^{*} M_{E}^{2} \tilde{e}_{L}$$

$$- H_{1}^{i*} m_{1}^{2} H_{1}^{i} - H_{2}^{i*} m_{2}^{2} H_{2}^{i} - \left(B \mu H_{1}^{i} H_{2}^{j} + h.c. \right)$$

$$(3.6)$$

Die erste Zeile in 3.6 steht für die Gaugino-Massen (Gluino, Wino und Bino respektive), der zweite Term beinhaltet die Yukawa-Kopplungen. Die dritte Zeile in 3.6 ist verantwortlich für die Massen der Skalare [19] und die letzte beschreibt den Higgsektor. In Gl. 3.5 beschreiben die ersten beiden Terme die kinetische Energie und die Eichwechselwirkung der Fermionen und Skalare. Ψ bezeichnet die fermionischen Felder und Φ die skalaren Felder. D_{μ} ist die kovariante Ableitung aus Gl. 2.20. Der dritte Term steht für die Yukawakopplung der Skalare und Fermionen und beinhaltet die Fermionmassenterme. W_{ij} ist das Superpotential aus 3.3 Der vierte und fünfte Term beschreibt das Skalarpotential aus 3.4. Der sechste Term beschreibt die kinetische Energie der Eichfelder mit dem Feldstärketensor $F_{\mu\nu}^a$. Der siebte Term steht für die kinetische Energie und Eichwechselwirkung der Gauginos χ . Die nächsten beiden Terme beinhalten zusätzliche Kopplungen der Skalare (Φ) , Fermionen (Ψ) und Gauginos (χ) .

18

Elektroschwacher Symmetriebruch und Higgs-3.2Sektor

Der elektroschwache Symmetriebruch wird im MSSM, analog zum Higgsmechanismus im SM, durch den sogenannten Super-Higgs-Mechanismus verursacht. Die beiden Higgsfelder H_1 und H_2 haben dabei einen von Null verschiedenen Vakuumserwartungswert der gegeben ist durch [15]

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$
 (3.7)

Für eine geeignete Wahl der Phasen der Higgsfelder kann man $v_{1,2}$ reell und positiv wählen. Die VEW's sind mit der Masse des W-Bosons m_W verknüpft und genügen der Gleichung

$$m_W^2 = \frac{1}{2}g^2\left(v_1^2 + v_2^2\right) \tag{3.8}$$

Außerdem gilt für die Masse des Z-Bosons m_Z

$$m_Z^2 = \frac{1}{2} \left(g^2 + g^2 \right) \left(v_1^2 + v_2^2 \right)$$
 (3.9)

g und g' sind die SU(2)- und U(1)-Kopplungskonstanten respektive. Man definiert nun das Verhältnis der Vakuumserwartungswerte der beiden Higgsfelder v_1 und v_2

$$tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1} \tag{3.10}$$

Aus Gleichung 3.4 geht hervor, dass m_1 , m_2 und B freie Parameter im Higgsektor sind. Die Einschränkung aus der Minimierung des Higgspotentials [20] (s. Abschnitt 4.2) reduziert sie auf zwei unabhängige Parameter. Neben $tan(\beta)$ wählt man die Masse des CP-ungeraden Higgsbosons m_A als zweiten freien Parameter. Damit erhält man für die Massen der beiden CP-geraden Higgsbosonen $m_{H_2^0}$ und $m_{H_1^0}$ auf Tree-Level

$$m_{H_2^0, H_1^0}^2 = \frac{1}{2} \left[m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2(2\beta)} \right]$$
(3.11)

Für die Masse der geladenen Higgsteilchen $m_{H^{\pm}}$ gilt

$$m_{H^{\pm}}^2 = m_A^2 + m_W^2 (3.12)$$

Aus Gl. 3.11 folgt, dass die Masse des leichtesten Higgsbosons $m_{H_2^0}$ ("-") nach oben hin begrenzt ist. Für seine Masse gilt auf Tree-Level

$$m_{H_2^0} \le m_Z |\cos(2\beta)| \tag{3.13}$$

Strahlungskorrekturen, $\Delta(m_{H_2^0}^2)$, verschieben die Masse $m_{H_2^0}$ nach oben. Die größten Loop-Korrekturen kommen vom Top- und Stop-Quark [13] und sind gegeben durch

$$\Delta(m_{H_2^0}^2) = \frac{3}{4\pi^2} \cos^2(\alpha) y_t^2 m_t^2 \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2}\right)$$
(3.14)

 y_t ist die Yukawa-Kopplung des Top-Quarks und m_t seine Masse. $m_{\tilde{t}_{1,2}}$ sind die Massenzustände des Top-Squarks (s. Gl. 3.33). Für den Mischungswinkel α (s. Definition des MSSM zu Beginn dieses Kapitels) gilt auf Tree-Level [13]

$$\frac{\sin 2\alpha}{\sin 2\beta} = -\left(\frac{m_{H_1^0}^2 + m_{H_2^0}^2}{m_{H_1^0}^2 - m_{H_2^0}^2}\right) , \quad \frac{\tan 2\alpha}{\tan 2\beta} = \left(\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2}\right)$$
(3.15)

Werden die führenden Korrekturen berücksichtigt, ist die obere Grenze für die Masse des leichtesten Higgsbosons [14], unter der Annahme, dass alle Massen, die in den Loopkorrekturen auftauchen, kleiner als 1TeV sind, gegeben durch

$$m_{H_2^0} \lesssim 135 GeV \tag{3.16}$$

Schwerere Teilchen führen lediglich zu einem logarithmischen Anstieg des Limits. Das macht die obere Grenze für $m_{H_2^0}$ sehr stabil.

3.3 Massenspektrum des MSSM

3.3.1 Neutralinos

Die Neutralinos χ_i^0 , mit i=1,2,3,4, sind, wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, ein möglicher Kandidat für Teilchen, die die dunkle Materie bilden. Sie sind Linearkombinationen der Superpartner der Eich- und Higgsbosonen, also der Binos \tilde{B} , Winos \tilde{W} und Higgsinos \tilde{H}_1^0 , \tilde{H}_2^0 . In der Basis der Eich-Eigenzustände $\psi^0 = (\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$, ist der Term für die Massen der Neutralinos in der Lagrangedichte gegeben durch [13]

$$\mathcal{L}_{\chi} = -\frac{1}{2} (\psi^0)^T \mathcal{M}_{\chi} \psi^0 \tag{3.17}$$

 \mathcal{M}_{χ} ist die Massenmatrix der Neutralinos. Für sie gilt [15]

$$\mathcal{M}_{\chi} = \begin{pmatrix} M_{1} & 0 & -\frac{g'v_{1}}{\sqrt{2}} & +\frac{g'v_{2}}{\sqrt{2}} \\ 0 & M_{2} & +\frac{gv_{1}}{\sqrt{2}} & -\frac{gv_{2}}{\sqrt{2}} \\ -\frac{g'v_{1}}{\sqrt{2}} & +\frac{gv_{1}}{\sqrt{2}} & \delta_{33} & -\mu \\ \frac{g'v_{2}}{\sqrt{2}} & -\frac{gv_{2}}{\sqrt{2}} & -\mu & \delta_{44} \end{pmatrix}$$
(3.18)

 M_1 und M_2 sind die Massenterme des Binos und Winos. μ bezeichnet den Massenparameter der Higgsinos. Die Terme proportional zu g,g' stehen für die Higgs-Higgsino-Gaugino-Kopplungen.

 δ_{33} und δ_{44} sind Loopkorrekturen, die relevant für der Berechnung der Reliktdichte higgsinoartiger Neutralinos sind, da für sie sowohl das nächstschwerere Neutralino, als auch das leichteste Chargino sehr dicht an der Masse des leichtesten Neutralinos liegen und es zu Koannihilationen zwischen ihnen kommen kann (s. Kapitel 6) [22], [23]. Für δ_{33} und δ_{44} gilt

$$\delta_{33} = -\frac{3}{16\pi^2} Y_b^2 m_b \sin(2\Theta_{\tilde{b}}) Re \left[B_0(Q, b, \tilde{b_1}) - B_0(Q, b, \tilde{b_2}) \right]$$
(3.19)

$$\delta_{44} = -\frac{3}{16\pi^2} Y_t^2 m_t \sin(2\Theta_{\tilde{t}}) Re \left[B_0(Q, t, \tilde{t}_1) - B_0(Q, t, \tilde{t}_2) \right]$$
 (3.20)

 m_b und m_t sind die Massen des b
- und t-Quarks. Die Yukawakopplungen $Y_{b,t}$ sind gegeben durch

$$Y_b = \frac{gm_b}{\sqrt{2}m_W \cos\beta} \qquad Y_t = \frac{gm_t}{\sqrt{2}m_W \sin\beta}$$
 (3.21)

 $\Theta_{\tilde{b}}$ und $\Theta_{\tilde{t}}$ sind die Mischungswinkel der Squarkmasseneigenzustände. B_0 ist die Zwei-Punkt-Funktion in der Notation von [22], [23]. Die Loop-Korrekturen hängen von den Mischungswinkeln der Squarks ab. Sie sind bestimmt durch ihre trilinearen Kopplungen A_U und A_D aus Gl. 3.4. Die Massenmatrix \mathcal{M}_{χ} wird durch eine unitäre Matrix \mathcal{N} diagonalisiert. Die Masseneigenzustände der vier Neutralinos sind dann gegeben durch

$$\chi_i = \mathcal{N}_{ij} \psi_j^0 \tag{3.22}$$

oder

$$\chi_i^0 = N_{i1}\tilde{B} + N_{i2}\tilde{W}^3 + N_{i3}\tilde{H}_1^0 + N_{i4}\tilde{H}_2^0 \quad i = 1, ..., 4$$
(3.23)

Sie sind nach aufgesteigender Masse sortiert, so dass das leichteste Neutralino χ^0_1 ist. Es ist der Kandidat für dunkle Materie. Als Konvention wählt man die Matrix N_{ij} komplex mit positiven Masseneigenwerten. Den Gaugino-Anteil des i-ten Neutralinos definiert man [15] als

$$Z_q^i = |N_{i1}|^2 + |N_{i2}|^2 (3.24)$$

Man nennt das leichteste Neutralino higgsino-artig falls $Z_g < 0.01$, gaugino-artig falls $Z_g > 0.99$ und gemischt für $0.01 \le Z_g \le 0.99$, wobei $Z_g \equiv Z_g^1$ den leichtesten Neutralino-Gaugino Anteil bezeichnet.

3.3.2 Charginos

Die geladenen supersymmetrischen Partner des W-Bosons und die geladenen Higgsino-Komponenten bilden gemeinsam die beiden geladenen Charginos. In der Basis der Eich-Eigenzustände $\psi^{\pm} = (\tilde{W}^+, \tilde{H}_2^+, \tilde{W}^-, \tilde{H}_1^-)$ ist der Massenterm der Charginos in der Lagrangedichte gegeben durch

$$\mathcal{L}_{\chi^{\pm}} = -\frac{1}{2} (\psi^{\pm})^T \mathcal{M}_{\chi^{\pm}} \psi^{\pm}$$
 (3.25)

dabei kann $\mathcal{M}_{\chi^{\pm}}$ geschrieben werden als

$$\mathcal{M}_{\chi^{\pm}} = \begin{pmatrix} 0 & \xi^T \\ \xi & 0 \end{pmatrix} \tag{3.26}$$

mit

$$\xi = \begin{pmatrix} M_2 & gv_2 \\ gv_1 & \mu \end{pmatrix} \tag{3.27}$$

Die Masseneigenzustände erhält man aus den Eich-Eigenzuständen über zwei unitäre Matrizen \mathcal{U} und \mathcal{V} , so dass gilt

$$\mathcal{U}^* \xi \mathcal{V}^{-1} = \begin{pmatrix} m_{\chi_1^{\pm}} & 0\\ 0 & m_{\chi_2^{\pm}} \end{pmatrix}$$
 (3.28)

Die Charginos können geschrieben werden als

$$\tilde{\chi}_i^- = \mathcal{U}_{i1}\tilde{W}^- + \mathcal{U}_{i2}\tilde{H}_1^- \tag{3.29}$$

$$\tilde{\chi}_{i}^{+} = \mathcal{V}_{i1}\tilde{W}^{+} + \mathcal{V}_{i2}\tilde{H}_{2}^{+} \tag{3.30}$$

Auftretende Loop-Korrekturen können bei ihnen vernachlässigt werden.

3.3.3 Sfermionen

In der Basis der Wechselwirkungs-Eigenzustände $(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R)$ sind die Massenmatrizen der skalaren SUSY-Partner der Fermionen gemäß[36] gegeben durch

$$\mathcal{M}_{\tilde{f}}^{2} = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_{L}}^{2} + (I_{3f} - e_{f}sin^{2}\Theta_{W})m_{Z}^{2}cos2\beta + m_{f}^{2} & m_{f}(A_{f} - \mu cot\beta) \\ m_{f}(A_{f} - \mu cot\beta) & m_{\tilde{f}_{R}}^{2} - e_{f}sin^{2}\Theta_{W}m_{Z}^{2}cos2\beta + m_{f}^{2} \end{pmatrix}$$
(3.31)

 I_{3f} bezeichnet die z-Komponente des schwachen Isospins. Θ_W ist der Weinberg-Winkel und e_f die Ladung des entsprechenden Fermions mit Masse m_f . A_f sind die trilinearen Kopplungen und $m_{\tilde{f}_{L,R}}$ sind die Massen der jeweiligen Sfermionen. μ bezeichnet den Higgsinomassenparameter.

Die Masseneigenzustände $(\tilde{f}_1, \tilde{f}_2)$ folgen durch Diagonalisieren der Matrix 3.31. Es gilt

$$\begin{pmatrix} \tilde{f}_1 \\ \tilde{f}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_f & \sin\theta_f \\ -\sin\theta_f & \cos\theta_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix}$$
(3.32)

 θ_f ist der Mischungswinkel des jeweiligen Sfermions. \tilde{f}_1 bezeichnet immer das leichtere der beiden Sfermionen.

Für die Massenquadrate $m_{\tilde{f}}^2$ eines Sfermions \tilde{f} gilt explizit [28]

$$m_{\tilde{f}_{1,2}}^2 = m_f^2 + \frac{1}{2} \left[m_{\tilde{f}_L}^2 + m_{\tilde{f}_R}^2 \mp \sqrt{\left(m_{\tilde{f}_L}^2 + m_{\tilde{f}_R}^2\right)^2 + 4m_f^2 (A_f - \mu \cot \beta)^2} \right]$$
(3.33)

Auf Grund der hohen Masse des Top-Quarks kommt es zu einer großen Aufspaltung der Massen im Stop-Sektor. Dies kann zu einem sehr leichten Stop-Quark führen, dass leichter als alle anderen Squarks und unter Umständen sogar leichter als sein Standardmodel-Partner ist.

Im Allgemeinen können alle Skalare mit gleicher elektrischer Ladung, R-Parität und Farb-Quanten-Zahl mischen. Die Mischungswinkel der ersten und zweiten Generation sind sehr klein und ihre Yukawa-Kopplungen sind vernachlässigbar [13]. Deshalb werden sie üblicherweise als universell betrachtet, d.h. ihre Massen werden gleichgesetzt.

3.4 GUT-Annahmen

Trotz der vielen Vorteile, die das MSSM mit sich bringt (s. Kap. 2), gibt es einen wesentlichen Nachteil. Das MSSM hat zusätzlich zu den freien Parametern des Standardmodels weitere 105. Diese enorme Anzahl macht es nahzu unmöglich zuverlässige Aus- und Vorhersagen über die zu Grunde liegende Physik zu treffen. Daher müssen vereinfachende Annahmen getroffen werden, um die Anzahl der Parameter zu reduzieren. Die folgenden Annahmen basieren auf denjenigen von großen vereinheitlichten Theorien (GUT, Grand Unified Theories). Sie betreffen die Massenparameter der Gauginos M_i (i=1,2,3) die ebenfalls auf der GUT-Skala zu $m_{1/2}$ vereinheitlicht werden. In diesem Fall sind die Massen verknüpft über [13]

$$\frac{M_1}{g_1^2} = \frac{M_2}{g_2^2} = \frac{M_3}{g_3^2} = \frac{M_1}{g_U^2} \tag{3.34}$$

Die g_i sind die Kopplungskonstante der jeweiligen Eichgruppe und g_U ist die vereinheitlichte Kopplung der GUT. Die Gauginomassen können geschrieben werden als [15]

$$M_1 = \frac{5}{3} tan^2 \theta_W \approx 0.5 M_2 \tag{3.35}$$

$$M_2 = \frac{\alpha_{ew}}{\sin^2 \theta_W \alpha_s} M_3 \approx 0.3 M_3 \tag{3.36}$$

23

wobei α_{ew} die Feinstrukturkonstante und α_S die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist. Im folgenden Kapitel werden die verschiedenen Modelle zum Bruch der Supersymmetrie erläutert. Sie basieren auf unterschiedlichen Annahmen um die 105 Parameter auf eine handhabbare Anzahl zu reduzieren.

Kapitel 4

Die verschiedenen supersymmetrischen Modelle

Im "normalen" minimal supersymmetrischen Standardmodel führt der supersymmetriebrechende Term, auf Grund von Generationenmischung und komplexen Phasen, zu 105 zusätzlich unbekannten Parametern [26]. Einige allgemeine Sets dieser Parameter können allerdings durch diverse phenomenologische Einschränkungen, wie z.B. die Abwesenheit von sogenannten "flavor changing neutral currents" (FCNC), eine inakzeptable Summe an zusätzlicher CP-Verletzung [27], ein falscher Wert für die Masse des Z-Bosons usw., ausgeschlossen werden. Deshalb definiert man verschiedene Modelle, die sich mit dem Bruch der Supersymmetrie und den daraus abzuleitenden bekannten Größen (z.B. Masse des Z-Bosons) beschäftigen. Während bereits in einer früheren Arbeit Neutrinoflüsse im mSUGRA-Model untersucht wurden, sind weitere Modelle wie das AMSB-Model (Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking), das GMSB-Model (Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking) und das phenomenologische minimal supersymmetrische Standard Model (pMSSM) Teil dieser Arbeit. Im folgenden Kapitel wird ein Überblick bezüglich der verschiedenen Modelle und ihrer wesentlichen Unterschiede dargelegt.

4.1 Das phenomenologische MSSM

Das phenomenologische MSSM (pMSSM) ist definiert auf der Skala des elektroschwachen Symmetriebruchs und beruht auf den drei folgenden Annahmen [28]

- Alle Parameter des weichen Supersymmetriebruchs sind reell. Dadurch wird keine zusätzliche CP-Verletzung induziert, außer der durch die CKM-Matrix verursachten.
- Die Matrizen der Sfermion-Massen und trilinearen Kopplungen sind diagonal. Dadurch werden Flavor changing neutral currents (FCNC) vermieden.

• Die Sfermionen der ersten und zweiten Generation sind bei niedrigen Energien universell, d.h. ihre Massen werden gleich gesetzt.

Mit diesen Annahmen reduziert sich die Anzahl der ursprünglich 105 freien Parameter auf folgende 22

- $tan(\beta)$: Verhältnis der Vakuumserwartungswerte der zwei Higgsfelder
- $m_{H_1}^2$, $m_{H_2}^2$: quadrierte Higgsmassenparameter
- M_1 , M_2 , M_3 : Massenparameter des Bino, Wino und Gluinos
- $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{u}_R}, m_{\tilde{d}_R}, m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{e}_R}$: Massenparameter der ersten und zweiten Generation Sfermionen
- $m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{t}_R}, m_{\tilde{b}_R}, m_{\tilde{L}}, m_{\tilde{\tau}_R}$: Massenparameter der dritten Generation Sfermionen
- A_u , A_d , A_e : trilineare Kopplungen der ersten und zweiten Generation
- A_t , A_b , A_{τ} : trilineare Kopplungen der dritten Generation

Die Higgsmassenparameter $m_{H_1}^2$ und $m_{H_2}^2$ können alternativ durch die Masse des pseudoskalaren Higgsbosons m_A und den Parameter μ (Gl. 3.4) ausgedrückt werden (vgl. Kap. 4.2). Da die trilinearen Kopplungen der Sfermionen mit deren Masse multipliziert werden, spielen sie nur für die dritte Generation eine Rolle, da die Massen der ersten beiden Generationen vernachlässigbar sind, gegenüber der dritten Generation (s. Annahmen oben).

4.2 Minimale Supergravitation

In der Theorie der Supergravitation (SUGRA) geht man von der globalen Supersymmetrie über zu einer lokalen Supersymmetrie [9]. Dies geschieht durch den Übergang $\epsilon \to \epsilon(\vec{x})$, wobei ϵ ein konstanter infinitesimaler Majorana-Spinor ist. Dies hat die Folge, dass die ursprüngliche Lagrangedichte 2.10 aus Kapitel 2 nicht mehr invariant unter supersymmetrischen Transformationen 2.13 ist, da nun der in der Transformation auftauchende Parameter ϵ ebenfalls von den Koordinaten abhängt.

Für eine freie Lagrangedichte der Gestalt

$$\mathscr{L} = \partial^{\mu} \phi^* \partial_{\mu} \phi + \frac{1}{2} i \bar{\psi} \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \psi \tag{4.1}$$

führt man zwei weitere Felder ψ_{μ} und $g_{\mu\nu}$ zum Erhalt der Invarianz der obigen Lagrangedichte 4.1 ein. 4.1 beschreibt ein masseloses, freies Multiplet (ϕ, ψ, F) , wobei ψ ein Majorana-Spinor, ϕ ein komplexes Skalarfeld und F ein Hilfsfeld ist. ψ_{μ} beschreibt ein Spin- $\frac{3}{2}$ -Majoranateilchen, das Gravitino und $g_{\mu\nu}$ beschreibt ein Spin-2-Teilchen, das Graviton. Die Forderung nach einer lokalen Supersymmetrie

bringt also zugleich die Einbindung der Gravitation in die elementare Teilchentheorie mit sich.

Im mSUGRA-Model setzt man nun voraus, dass alle weich supersymmetriebrechenden Parameter universellen Randbedingungen bei der Skala der großen Vereinheitlichung (GUT) genügen. Nimmt man diese Parameter als reell an, so unterdrückt man zugleich potentielle zusätzliche CP-Verletzungen. Man nimmt an, dass der Bruch der Supersymmetrie in einem versteckten Sektor stattfindet, der mit dem sichtbaren Sektor nur über die Gravitation kommuniziert. Die universellen weich brechenden Terme entstehen, wenn die Wechselwirkungen der Supergravitation "flavor-blind" sind (wie in herkömmlichen Gravitationswechselwirkungen) [29].

Die GUT-Skala ist dabei definiert bei der Vereinheitlichung der Eichkopplungskonstanten $g_{1,2,3}$ der U(1)-, SU(2)- und SU(3)-Gruppe [30] mit $M_{GUT} \approx 2 \cdot 10^{16} GeV$ (s. Abb.4.1) Die Bedingungen der Vereinheitlichung sind

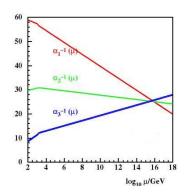


Abbildung 4.1: Vereinheitlichung der Eichkopplungen der $\mathrm{U}(1)$ -, $\mathrm{SU}(2)$ - und $\mathrm{SU}(3)$ - Gruppe

• Vereinheitlichung der Gaugino Massen (Bino, Wino, Gluino):

$$M_1(M_{GUT}) = M_2(M_{GUT}) = M_3(M_{GUT}) \equiv m_{1/2}$$
 (4.2)

• universelle Massen der Skalare (Sfermionen und Higgsbosonen):

$$M_{\tilde{Q}_{i}}(M_{GUT}) = M_{\tilde{u}_{Ri}}(M_{GUT}) = M_{\tilde{d}_{Ri}}(M_{GUT}) = M_{\tilde{L}_{i}}(M_{GUT}) = M_{\tilde{L}_{i}}(M_{GUT}) = M_{H_{1}}(M_{GUT}) = M_{H_{2}}(M_{GUT}) \equiv m_{0}$$
 (4.3)

• universelle trilineare Kopplungen:

$$A_{ij}^{u}(M_{GUT}) = A_{ij}^{d}(M_{GUT}) = A_{ij}^{l}(M_{GUT}) \equiv A_0 \delta_{ij}$$
 (4.4)

Neben diesen drei Parametern wird der supersymmetrische Sektor bei der GUT-Skala beschrieben durch die bilineare Kopplung B und den Higgsino-Massen-Parameter

 μ aus Gl. 3.4. Der Bruch der elektroschwachen Symmetrie soll auf einer Niederenergieskala stattfinden. Diese Forderung resultiert in zwei notwendigen Minimierungsbedingungen des Higgspotentials [28]

$$V_{Higgs} = \bar{m}_1^2 H_1^{\dagger} H_1 + \bar{m}_2^2 H_2^{\dagger} H_2 + \bar{m}_3^2 (H_2 H_1 + h.c.) + \frac{g_1^2 + g_2^2}{2} (H_1^{\dagger} H_1 - H_2^{\dagger} H_2)^2 + \frac{g_2^2}{2} (H_1^{\dagger} H_2) (H_2^{\dagger} H_1)$$

$$(4.5)$$

mit $\bar{m}_1^2 = m_{H_1}^2 + \mu^2$, $\bar{m}_2^2 = m_{H_2}^2 + \mu^2$ und $\bar{m}_3^2 = B\mu$. Aus den Minimierungsbedingungen $\frac{\partial V_{Higgs}}{\partial H_2^0} = \frac{\partial V_{Higgs}}{\partial H_1^0} = 0$ folgt für μ^2 und $B\mu$

$$\mu^{2} = \frac{1}{2} \left[tan(2\beta) (m_{H_{2}}^{2} tan\beta - m_{H_{1}}^{2} cot\beta) - m_{Z}^{2} \right]$$
(4.6)

$$B\mu = \frac{1}{2}sin(2\beta)\left[m_{H_2}^2 + m_{H_1}^2 + 2\mu^2\right]$$
 (4.7)

 $m_Z = (g_1^2 + g_2^2) \cdot (v_2^2 + v_1^2)/4$ ist die Masse des Z-Bosons. Die Gleichungen 4.6 sind auch im allgemeinen MSSM gültig (d.h. keine Beschränkungen). Ein konsistenter Bruch der elektroschwachen Symmetrie ist allerdings nur möglich, wenn man für μ^2 einen positiven Wert erhält. Das Vorzeichen für μ ist dabei jedoch unbestimmt. Aus den obigen Betrachtungen erhält man also im mSUGRA-Model vier kontinuierliche freie Parameter und ein unbekanntes Vorzeichen:

$$tan\beta , m_{1/2} , m_0 , A_0 , sign(\mu)$$
 (4.8)

Da die in Gl. 4.8 gegebenen Größen bei einer Hochenergieskala (z.B. M_{GUT} in mSUGRA) definiert sind, müssen die daraus folgenden Größen bei einer Niederenergieskala (z.B. der Masse des Z-Bosons m_Z , elektroschwache Skala) berechnet werden. Dies sind die Massen der supersymmetrischen Teilchen, Yukawakopplungen, die für den weichen Bruch der Supersymmetrie verantwortlich sind. Sie werden mit Hilfe der Renormierungsgruppe bei einer Niederenergieskala renormiert. Dabei wurden Korrekturen auf Two-Loop-Level sowie ein konsistenter Bruch der elektroschwachen Symmetrie berücksichtigt. In dieser Arbeit wurde das mit den RGE-Codes (Renormalization Group Evolution) SuSpect bzw. Softsusy durchgefürt (s. Kap. 6.2). Das muss nicht nur in mSUGRA berücksichtigt werden, sondern auch in allen Modellen, die bei einer Hochenergieskala definiert sind.

4.3 Das AMSB-Model

Wie schon im mSUGRA-Model, findet im AMSB-Model (Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking) der Bruch der Supersymmetrie in einem verborgenen Sektor statt. Die weichbrechenden Parameter erlangen ihre Masse durch Anomalien bei der Reskalierung der Lagrangedichte der Supergravitation [31].

28KAPITEL 4. DIE VERSCHIEDENEN SUPERSYMMETRISCHEN MODELLE

Die weich brechenenden Terme treten in jeder gebrochenen Supergravitationstheorie auf ungeachtet der Art der Verknüpfung zwischen dem verborgenen und dem beobachtbaren Sektor und haben ihren Ursprung in der Existenz der superkonformen Anomalie [32] - [34]. Dabei wird die Symmetrie unter Dilatation (Skaleninvarianz) gebrochen (superkonforme Symmetrie). Sie ist auf dem Superraum definiert, der die Grassman-Koordinaten, θ , beinhaltet. Diese anti-kommutieren miteinander und werden für die Boson-Fermion-Symmetrie der Supersymmetrie (anti-kommutierende Operatoren Q,s. Kapitel 2.2) benötigt. Genauer gesagt entstehen die weichbrechenden Terme, wenn man versucht das Hilfsfeld, dass für den Bruch der Supersymmetrie verantwortlich ist, durch eine geeignete Weyl-Reskalierung der Superfelder im beobachtbaren Sektor aus der Lagrangedichte zu elimieren. Der Effekt des Bruchs der Supersymmetrie kann beschrieben werden durch ein chirales Superfeld Φ , das gegeben ist durch

$$\Phi = 1 - m_{3/2}\theta^2 \tag{4.9}$$

 $m_{3/2}$ ist die Masse des Gravitino und θ ist die Grassmann-Variable aus dem Superraumund Superfeldformalismus. Das Feld Φ ist ein Kompensator der Super-Weyl-Transformation. Durch eine geeignete Wahl der Kopplung von Φ an den beobachtbaren Bereich wird die Theorie dann invariant unter superkonformen Transformationen [31]. Man führt die Renormierungsskala μ (nicht zu verwechseln mit dem Massenparameter der Higgsfelder) ein, die auf ein Superfeld Φ fortgesetzt wird durch

$$\mu \to \frac{\mu}{\sqrt{\Phi^{\dagger}\Phi}} \tag{4.10}$$

Gl. 4.10 beschreibt dabei eine "analytische Fortsetzung" der Renormierungsskala μ in den Superraum. Genauer gesagt werden durch diesen Übergang die weichbrechenden Terme durch die Eigenschaften der Renormierungsgruppe der exakten (ungebrochenen) Theorie bestimmt. Die allgemeinen Ausdrücke für die Gauginomassen M_{λ} , die Massen der Skalare $m_{\tilde{Q}}$ und die trilinearen Kopplungen A_{Q_i} sind dann gegeben durch [35]

$$M_{\lambda} = -\frac{1}{2} \frac{\partial lnS}{\partial ln\Phi} |_{0} F_{\Phi} \tag{4.11}$$

$$m_{\tilde{Q}}^2 = -\frac{\partial^2 Z_Q}{\partial ln\Phi \partial ln\Phi^{\dagger}}|_0 F_{\Phi}^{\dagger} F_{\Phi}$$
 (4.12)

$$A_{Q_i} = \frac{\partial ln Z_{Q_i}}{\partial ln \Phi}|_{0} F_{\Phi} \tag{4.13}$$

"|₀" bedeutet dabei, dass man die Grasmann-Koordinaten $\theta = \bar{\theta}$ gleich Null setzt. S und Z_Q sind die Wellenfunktionen der Eich- und Materiefelder, wobei S über $Re(S)|_0 = g^{-2}/4$ mit der Eichkopplung verknüpft ist. Mit Gl. 4.10 und $F_{\Phi} = -m_{3/2}$

erhält man für die Massen und trilinearen Kopplungen

$$M_{\lambda} = -\frac{g^2}{2} \frac{dg^{-2}}{dln\mu} m_{3/2} = \frac{\beta_g}{q} m_{3/2}$$
 (4.14)

$$m_{\tilde{Q}}^2 = -\frac{1}{4} \frac{d^2 \ln Z_Q}{d(\ln \mu)^2} m_{3/2}^2 = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial g} \beta_g + \frac{\partial \gamma}{\partial y} \beta_y \right) m_{3/2}^2 \tag{4.15}$$

$$A_y = \frac{1}{2} \sum_{i} \frac{d \ln Z_{Q_i}}{d \ln \mu} m_{3/2} = -\frac{\beta_y}{y} m_{3/2}$$
 (4.16)

Die Summe \sum_i erstreckt sich dabei über alle Felder die in den Yukawateil des Superpotentials 3.3 involviert sind. y bezeichnet dabei die jeweilige Kopplungskonstante. $\gamma(g,y),\ \beta_g(g,y)$ und $\beta_y(g,y)$ sind die Renormierungsgruppen-Funktionen. Sie sind gegeben durch

$$\gamma(g,y) \equiv \frac{dlnZ}{dln\mu} \tag{4.17}$$

$$\beta_g(g,y) \equiv \frac{dg}{dln\mu} \tag{4.18}$$

$$\beta_y(g,y) \equiv \frac{dy}{dln\mu} \tag{4.19}$$

Die Gleichungen 4.14 sind invariant unter Transformationen der Renormierungsgruppe und machen damit das AMSB-Model sehr aussagekräftig, da die weichbrechenden Terme bei jeder Renormierungsskala vorhergesagt werden können. Ein negativer Aspekt dieses Models ist allerdings die Tatsache, dass der anomale Beitrag zu den skalaren Massenquadraten der Sleptonen negativ ist, so dass diese im Allgemeinen tachyonisch sind. Um das zu vermeiden, führt man einen weiteren nicht anomalen Massenparameter m_0 ein, der zu den skalaren Massenquadraten hinzu addiert wird. Für sie gilt dann [31]

$$m_{\tilde{Q}}^2 = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial g} \beta_g + \frac{\partial \gamma}{\partial y} \beta_y \right) m_{3/2}^2 + m_0^2 \tag{4.20}$$

Der Massenparameter m_0 wird nun noch mit einem Koeffizienten c_{S_i} multipliziert, der von den zu betrachteten Modellen abhängt.

Ein paar Beispiele von Modellen mit verschiedenen nicht-anomalen c_{S_i} sind [36]

• Das minimal Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking Model:

$$c_Q = c_{u_R} = c_{d_R} = c_L = c_{e_R} = c_{H_2} = c_{H_1} = 1$$
 (4.21)

• Das Gaugino unterstützte AMSB Model: dabei nimmt man an, dass sich die Eich- und Gauginofelder in einer extra Dimension befinden:

$$c_Q = \frac{21}{10}$$
, $c_{u_R} = \frac{8}{5}$, $c_{d_R} = \frac{7}{5}$, $c_L = \frac{9}{10}$, $c_e = \frac{3}{5}$, $c_{H_2} = \frac{9}{10}c_{H_1}$ (4.22)

• Modelle mit einem zusätzlichen U(1)-Faktor: solche Modelle führen zu einem leichten Top-Squark:

$$c_Q = 3$$
, $c_{u_R} = c_{d_R} = -1$, $c_L = c_e = 1$, $c_{H_2} = c_{H_1} = -2$ (4.23)

Mit den oben genannten Überlegungen hat man also für das AMSB-Model insgesamt fünf Eingabeparameter

$$m_0$$
, $m_{3/2}$, $tan\beta$, $sign(\mu)$, c_{S_i} (4.24)

Hierbei bezeichnet μ jetzt den Higgsmassenparameter aus Gl. 3.3 den man, ebenso wie $B\mu$, aus der Forderung nach dem korrekten Bruch der elektroschwachen Symmetrie erhält.

4.4 Das GMSB-Model

Neben den Modellen der minimalen Supergraviation und der Anomaly Mediation wurde in den letzten Jahren dem Model der Gauge Mediated Supersymmetrie Breaking (GMSB) immer mehr Beachtung geschenkt. Dabei unterscheidet man die Modelle in zwei Klassen [37]. Zum einen sind das

• Modelle mit versteckten Sektoren: Das GMSB-Model besteht dabei aus einem versteckten Sektor. Dort findet der Bruch der Supersymmetrie statt. Desweiteren gibt es einen Messengersektor, der ein chirales Eich-Singlet Superfeld und Messengerfelder, die die gewöhnlichen Quantenzahlen der $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Gruppe tragen, beinhaltet. Dazu kommt schließlich noch ein Sektor, in dem die Superfelder des MSSM "leben".

und zum anderen

 Modelle mit direkter Gauge Mediation: Hierbei unterscheidet man nur zwei verschiedene Sektoren. Im ersten Sektor findet dabei der Bruch der Supersymmetrie statt und zugleich beinhaltet er die Messengerfelder. Der zweite Sektor beinhaltet die MSSM-Superfelder.

In beiden Klassen wird der Bruch der Supersymmetrie aber immer durch die Eichgruppe des Standardmodels übermittelt. Die Massen der Gauginos werden dabei auf one-loop-Level erzeugt. Die der Squarks und Sleptonen auf two-loop-Level.

In dieser Arbeit wurden GMSB-Modelle der ersten Klasse betrachtet, da diese in dem verwendeten RGE-Code (SuSpect) zur Berechnung der supersymmetrischen Teilchen verwendet wurden [36]. Insbesondere betrachtet man dabei ein chirales Superfeld \hat{S} , dessen Skalar- und Hilfskomponenten einen Vakuumserwartungswert, S und F_S respektive, erlangen. Man nimmt $n_{\hat{q}}$ Paare quark-artiger Messenger-Superfelder \hat{l} und \hat{l} an. Sie transformieren

sich gemäßder Gruppe des SM. Diese Felder koppeln an das chirale Superfeld \hat{S} über das Superpotential

$$W = \lambda \hat{S}\hat{q}\hat{q} + \lambda \hat{S}\hat{l}\hat{l}$$
 (4.25)

Die die Supersymmetrie weich brechenden Parameter für die Gauginos M_G , die Skalare m_s^2 und die trilinearen Kopplungen A_f bei der Messenger Skala $M_{mes} = \lambda S$ sind dann gegeben durch [38]

$$M_G(M_{mes}) = \frac{\alpha_G(M_{mes})}{4\pi} \Lambda g\left(\frac{\Lambda}{M_{mes}}\right) \sum_m N_R^G(m)$$
 (4.26)

$$m_s^2(M_{mes}) = 2\Lambda^2 f\left(\frac{\Lambda}{M_{mes}}\right) \sum_{m,G} \left[\frac{\alpha_G(M_{mes})}{4\pi}\right]^2 N_R^G(m) C_R^G(s)$$
(4.27)

$$A_f(M_{mes}) \approx 0 \tag{4.28}$$

Dabei ist $\Lambda = \frac{F_S}{S}$ und G bezeichnet die Gruppen U(1), SU(2) und SU(3). α_G bezeichnet die Kopplungen der entsprechenden Eichgruppen. m steht für die Messengerteilchen und s läuft über die Higgsdublets und die linkshändigen Dublets und rechtshändigen Singlets der Squarks und Sleptonen. g(x) und f(x) sind die one- und two-loop-Funktionen die gegeben sind durch

$$g(x) = \frac{1}{x^2} \left[(1+x)log(1+x) + (1-x)log(1-x) \right]$$
 (4.29)

$$f(x) = \frac{1+x}{x^2} \left[log(1+x) - 2Li_2\left(\frac{x}{1+x}\right) + \frac{1}{2}Li_2\left(\frac{2x}{1+x}\right) \right] + (x \leftrightarrow -x)$$
 (4.30)

x ist dabei gegeben durch $x=\frac{F_S}{\lambda S^2}$ und Li_2 ist die Spence-Funktion die gegeben ist durch $Li_2=-\int_0^x \frac{ln(1-t)}{t}dt$. f(x) und g(x) sind graphisch in 4.2 dargestellt. N_R^G ist

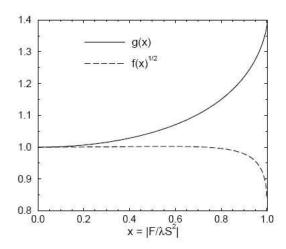


Abbildung 4.2: one-loop-Funktion g(x) und two-loop-Funktion f(x)

der Dynkinindex der gegeben ist durch

$$Tr(T_R^a T_R^b) = \frac{N_R^G}{2} \delta^{ab} \tag{4.31}$$

für nicht-abelsche Gruppen. Dabei ist $N^{U(1)_Y} = \frac{6}{5}Y^2$ mit $Y \equiv Q_{EM} - T_3$. Damit erhält man als Ausdrücke für die Summe in Gl. 4.26 für die jeweiligen Eichgruppen

$$\sum_{m} N_{R}^{U(1)_{Y}}(m) = \frac{1}{5} (2n_{\hat{q}} + 2n_{\hat{l}})$$

$$\sum_{m} N_{R}^{SU(2)_{L}}(m) = n_{\hat{l}}$$

$$\sum_{m} N_{R}^{SU(3)_{C}}(m) = n_{\hat{q}}$$
(4.32)

 C_N^G ist die Casimirinvariante die gegeben ist durch

$$\sum_{a} T_N^a T_N^a = C_N^{SU(N)} \mathbf{1} = \frac{N^2 - 1}{2N} \mathbf{1}$$
 (4.33)

für eine SU(N)-Gruppe. Für die $U(1)_Y$ -Gruppe ist $C^{U(1)_Y} = \frac{3}{5}Y^2$.

Für $n_{\hat{q}}=n_{\hat{l}}=1$ erhält man das minimale GMSB-Model. Durch die Freiheit der Wahl der Anzahl der Messengerfelder können verschiedene Modelkonfigurationen untersucht werden. Um negative Massenquadrate der Bosonen zu vermeiden sollte man für das Verhältnis $\frac{\Lambda}{M_{mes}}<1$ wählen und $\frac{\Lambda}{M_{mes}}<0.9$ um zuviel "fine-tuning" beim Bruch der elektroschwachen Symmetrie zu vermeiden.

Für das GMSB-Model erhählt man schließlich sechs Eingabeparameter

$$tan\beta$$
, $sign(\mu)$, M_{mes} , Λ , $n_{\hat{q}}$, $n_{\hat{l}}$ (4.34)

 $tan\beta$ bezeichnet dabei wieder das Verhältnis der Higgsvakuumserwartungswerte, $sgn(\mu)$ ist das Vorzeichen der Higgsmassenparameter, M_{mes} ist die Skala der Messengerfelder. Sie entspricht der GUT-Skala im mSUGRA-Model. Λ ist die Skala des Bruches der Supersymmetrie und $n_{\hat{q}}$ und $n_{\hat{l}}$ ist die Anzahl quark-ähnlicher und lepton-ähnlicher Messengerfelder.

Nachdem die verschiedenen Modelle zum Bruch der Supersymmetrie eingeführt wurden, gehe ich im folgenden Kapitel auf die Detektion der möglichen Kanditaten für dunkle Materie, ins besondere den Neutralinos ein.

Kapitel 5

Neutralinodetektion mit Neutrino-Teleskopen

Die Neutralinodetektion mit Neutrino-Teleskopen ist eine indirekte Messmethode. Spiralgalaxien sind von einem sphärischen Halo, bestehend aus dunkler Materie, umgeben (s. Kapitel 1). Unser Sonnensystem bewegt sich durch diesen Halo. Haben die Teilchen der dunklen Materie, durch Streuung, hinreichend viel Energie verloren, können sie in jedem massebehafteten Körper, z.B. der Sonne, gravitativ eingefangen werden und mit sich selbst annihilieren (Majorana-Teilchen). In der Kette der Annihilationsprodukte (s. Gl. 5.1) entstehen unter anderem Neutrinos. Auf ihrem Weg zum Detektor können sie über eine charged-current-Wechselwirkung ein Lepton entsprechend ihres Flavors erzeugen. Bewegt sich das so entstandene Lepton in dem den Detektor umgebenden Medium schneller als Licht, so sendet es Cherenkov-Strahlung aus. Diese wird mit Hilfe von Photomultipliern detektiert. Das Detektionsprinzip ist in Abb. 5.1 dargestellt.

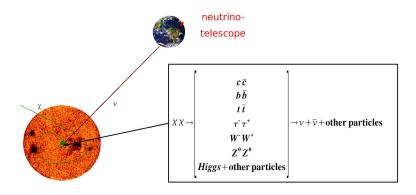


Abbildung 5.1: Detektrionsprinzip der Neutralinos

Die indirekten Messmethoden basieren, wie oben erwähnt, auf Selbstannihilationsprozessen der Neutralinos χ_i in Fermion- Antifermionpaare des Standardmodels

und eine Kombination aus Higgs- und Eichbosonen. Die fundamentalen Annihilationskanäle sind dabei

$$c\bar{c} , b\bar{b} , t\bar{t} , \tau^+\tau^- , W^+W^- , Z^0Z^0 , gg , \mu^+\mu^-$$
 (5.1)

Die Kombinationen aus Higgs- und Eichbosonen sind

$$Z^{0}H_{1}^{0}, Z^{0}H_{2}^{0}, H_{1}^{0}A^{0}, H_{2}^{0}A^{0}, H^{\pm}W^{\pm}$$
 (5.2)

Sie führen durch den Zerfall der Higgsteilchen allerdings wieder auf die in 5.1 gegebenen fundamentalen Kanäle. Die Annihilation in leichte Fermionen, z.B. $\chi\chi\to\nu\bar{\nu}$, ist dabei aus Gründen der Helizitätserhaltung um den Faktor $\left(\frac{m_f}{m_\chi}\right)^2$ unterdrückt. Mit dem ANTARES-Neutrinoteleskop wird unter anderem nach Neutrinos aus Neutralinoannihilationen gesucht. Dazu muss zunächst die Reliktdichte der Neutralinos im Universum bestimmt werden.

5.1 Berechnung der Reliktdichte

Während den Anfangszeiten des Universums befand sich dieses im thermischen Gleichgewicht. Das bedeutet, dass die existierenden Teilchen ständig annihilieren, zerfallen und wieder neu erzeugt werden. Mit zunehmender Expansion wurde das Universum kälter, was zur Folge hat, dass die Erzeugung bzw. der Zerfall und die Annihilation der Teilchen rückläufig war. Die Teilchen begannen auszufrieren (sog. freeze out).

Die Teilchenzahldichte erhält man durch Lösen der Boltzmann-Gleichung, die ihre zeitliche Entwicklung beschreibt. Für einen Annihilationsprozess mit N supersymmetrischen Teilchen der Masse m_i und inneren Freiheitsgraden g_i ist die Boltzmanngleichung eines Teilchens i gegeben durch [15]

$$\frac{dn_i}{dt} = -3Hn_i - \sum_{i=1}^{N} \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle \left(n_i n_j - n_i^{eq} n_j^{eq} \right)
- \sum_{j \neq i} \left[\left\langle \sigma'_{Xij} v_{ij} \right\rangle \left(n_i n_X - n_i^{eq} n_X^{eq} \right) - \left\langle \sigma'_{Xji} v_{ij} \right\rangle \left(n_j n_X - n_j^{eq} n_X^{eq} \right) \right]
- \sum_{j \neq i} \left[\Gamma_{ij} \left(n_i - n_i^{eq} \right) - \Gamma_{ji} \left(n_j - n_j^{eq} \right) \right]$$
(5.3)

Der erste Term von Gl. 5.3 beschreibt die Ausdünnung durch die Expansion des Universums. H ist die Hubblekonstante. Der zweite Term steht für die Annihilationsprozesse der Teilchen χ_i und χ_j , deren totaler Wirkungsquerschnitt gegeben ist durch

$$\sigma_{ij} = \sum_{X} \sigma(\chi_i \chi_j \to X) \tag{5.4}$$

Der dritte Term beschreibt den Prozess $\chi_i \to \chi_j$ durch Streuung an der kosmischen Hintergrundstrahlung mit dem Wirkungsquerschnitt

$$\sigma'_{Xij} = \sum_{Y} \sigma(\chi_i X \to \chi_j Y) \tag{5.5}$$

Der letzte Term in Gl. 5.3 sorgt für die Einbindung von Zerfällen von χ_i mit der Zerfallsrate Γ_{ij}

$$\Gamma_{ij} = \sum_{X} \Gamma(\chi_i \to \chi_j X) \tag{5.6}$$

 χ_i sind dabei Neutralinos und X und Y sind Teilchen des Standardmodels. v_{ij} ist die Relativgeschwindigkeit zwischen den Teilchen i und j. n_i^{eq} ist die Teilchenzahldichte von χ_i im Gleichgewicht. Die Zerfallsrate eines SUSY-Teilchens ist sehr viel größer als das Alter des Universums. Das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) ist aber stabil. Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, zerfallen alle Teilchen im Falle von R-Paritätserhaltung (Gl. 3.2) in das LSP. Sein Vorkommen ist dann einfach die Summe aller SUSY-Teilchen. Damit folgt für Gl. 5.3

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \sum_{i,j=1}^{N} \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle \left(n_i n_j - n_i^{eq} n_j^{eq} \right)$$
 (5.7)

Die zweite und dritte Zeile aus 5.3 heben sich dabei gegenseitig weg. Die SUSY-Teilchen werden aber wesentlich öfter am thermischen Hintergrund gestreut, als sie annihilieren, da die Wirkungsquerschnitte aus 5.4 und 5.5 in der gleichen Größenordnung liegen. Die Dichte n_X der Hintergrundteilchen ist allerdings viel größer als die Dichten n_i der supersymmetrischen Teilchen. Dadurch bleibt die Verteilung der χ_i im thermischen Gleichgewicht und es gilt

$$\frac{n_i}{n} = \frac{n_i^{eq}}{n^{eq}} \tag{5.8}$$

Daraus folgt dann für die Boltzmanngleichung 5.7

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma_{eff} v \rangle (n^2 - n_{eq}^2)$$
(5.9)

wobei $\sigma_{eff}v$ der thermische Mittelwert des effektiven Wirkungsquerschnitt ist der gegeben ist durch

$$\langle \sigma_{eff} v \rangle = \sum_{ij} \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle \frac{n_i^{eq}}{n^{eq}} \frac{n_j^{eq}}{n^{eq}}$$
 (5.10)

Die numerische Lösung von Gl. 5.9 für n_{χ} ergibt für die Reliktdichte der Neutralinos

$$\Omega_{\chi} = \frac{m_{\chi} n_{\chi}}{\rho_{crit}} \tag{5.11}$$

wobei ρ_{crit} die kritische Dichte ist für die $\Omega = \frac{\rho}{\rho_{crit}} = 1$. Ω_{χ} kann genähert werden durch

$$\Omega_{\chi} \approx \frac{1}{\langle \sigma_A v \rangle} \cdot 10^{-26} cm^{-3} s^{-1} \tag{5.12}$$

 $\langle \sigma_A v \rangle$ in Gl. 5.12 bezeichnet den thermisch gemittelten Annihilationswirkungsquerschnitt gewichtet mit der Geschwindigkeit der annihilierenden Neutralinos.

5.2 Neutralinoeinfang in der Sonne

Neutralinos aus dem galaktischen Halo propagieren durch den interstellaren Raum und geben über Streuung Energie ab. Haben sie hinreichend viel davon verloren, können sie gravitativ durch die Sonne (oder auch durch die Erde) eingefangen werden und dort mit sich selbst annihilieren (Neutralinos sind Majoranateilchen). Die Annihilationsprodukte sind dann die in 5.1 angegebenen. Durch weitere Zerfallsprozesse können dann widerum Neutrinos erzeugt werden.

Die zeitliche Entwicklung für die Teilchenzahl der Neutralinos, N, in der Sonne oder der Erde ist gegeben durch [15]

$$\frac{dN}{dt} = C - C_A N^2 - C_E N \tag{5.13}$$

C beschreibt dabei den Neutralinoeinfang. Der zweite Term ist die doppelte Annihilationsrate $\Gamma_A = \frac{1}{2}C_AN$, da zwei Neutralinos für eine Annihilation nötig sind. Der letzte Term beschreibt die Ausdünnung der Neutralinos. Er kann vernachlässigt werden für Neutralinos mit einer Masse größer als 5 GeV. Löst man Gl. 5.13 für die Annihilationsrate Γ_A , so erhält man

$$\Gamma_A = \frac{1}{2}Ctanh^2\frac{t}{\tau} , \tau = \sqrt{CC_A}$$
 (5.14)

Die Zeitskala bei der sich ein Gleichgewicht zwischen Neutralinoeinfang und -annihilation einstellt ist durch τ gegeben. Dort ist die Annihilationsrate maximal und $\Gamma_A \approx \frac{1}{2}C$. Dies ist immer der Fall, da das Alter der Sonne größer ist als τ . Die Annihilationsrate wird dann nicht mehr durch den Annihilationswirkungsquerschnitt bestimmt, sondern durch den Wirkungsquerschnitt von elastischen Stößen. Die Einfangrate C hängt von der Massendichte ρ_{χ} des lokalen Halos der dunklen Materie, der Dispersion der Geschwindigkeit der Teilchen $\bar{v} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$ dem Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung an Wasserstoff (sowohl spinabhängig $\sigma_{H,sd}$ und unabhängig $\sigma_{H,si}$) und Helium (spinunabhängig $\sigma_{He,si}$) und der Zusammensetzung der Sonne bzw. der Erde ab. Die größten Unschärfen in der Einfangrate hat man auf Grund der Massendichte ρ_{χ} . Die Halomodelle können durch ein Dichteverteilung gemäß

$$\rho_{\chi}(r) = \rho_s 2^{(\beta - \gamma)/\alpha} \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha}\right]^{(\gamma - \beta)/\alpha}$$
(5.15)

beschrieben werden [39]. ρ_s ist die Dichte am Skalenradius r_s , wo der gemäß α aufgeweichte Übergang zwischen dem inneren $(-\gamma)$ und äußeren Potenzgesetz $(-\beta)$ ist. Die verschiedenen Halomodelle sind nun über die Wahl der Exponenten definiert, z.B. das Navarro-Frenk-White-Model [40] mit $\alpha=1,\ \beta=3$ und $\gamma=1$.

Eine wichtige Größe für die Einfangrate der Neutralinos ist die lokale Halodichte der dunklen Materie, ρ_{loc} . Sie wird übereinstimmend mit $0.3 GeV \cdot cm^{-3}$ angegeben [41]. Hat nun eine Neutralino auf seinem Weg durch den interstellaren Raum hinreichend viel Energie durch Streuung verloren, so kann es eine geschlossene Bahn, die durch die Sonne verläuft, beschreiben und dabei weiter Energie verlieren. Die Wechselwirkungsrate liegt dabei etwa bei $\frac{1}{10^{-3}a}$. Die Einfangrate C_{Sonne} ist dann näherungsweise gegeben durch [42], [43]

$$C_{Sonne} = 3.35s^{-1} \left(\frac{\rho_{loc}}{0.3 GeV \cdot cm^{-3}} \right) \left(\frac{270 km/s}{\bar{v}} \right)^3 \left(\frac{\sigma_{H,sd} + \sigma_{H,si} + 0.07 \sigma_{He,si}}{10^{-6} pb} \right) \left(\frac{100 GeV}{m_{\chi}} \right)^2$$
(5.16)

Die eingefangenen Neutralinos stehen dabei im thermischen Gleichgewicht mit der Materie der Sonne und bilden somit ein Dichteprofil.

5.3 Das ANTARES-Neutrinoteleskop

Das Neutrinoteleskop ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope in Abyss Environmental **RES**earch) wurde ca. 40 km vor der südfranzösichen Küste errichtet. Es ist ein Wasser-Cherenkov-Teleskop, das auf der Detektion eines von geladenen Teilchen emitierten Cherenkov-Lichtkegels beruht. Zur Reduktion äußerer Störquellen (atmosphärische Myonen) wurde ANTARES deshalb in einer Tiefe von ca 2500 m erbaut. Es besteht dabei aus zwölf Detektorstrings die als Oktaeder (siehe Abb. 5.3) angeordnet sind und einen Abstand von ca. 60 m voneinander haben. Eine künstlerische Veranschaulichung des Detektors kann man in Abb. 5.2 sehen. Die 12 Lines bestehen aus einem elektro-mechanischem Kabel (EMC), das sowohl für die Datenübertragung sorgt als auch die tragenden Struktur bildet. Eine Boje am Ende der Line hält sie in einer gestreckten und vertikalen Position. Jede dieser 12 Strings besitzt 25 Stockwerke mit drei optischen Modulen (OM), die eine Ausrichtung von 45° nach unten besitzen um sensitiver für aufwärts fliegende Myonen zu sein (s. Abb. 5.4) und dem Local Control Module (LCM), das zur Datenerfassung dient. An jedem fünften Stockwerk befindet sich ein LED-Beacon, der für die zeitliche Kalibration der Photomultiplier zuständig ist. Er besteht aus 134 blauen LED's, die Lichtblitze aussenden. Zur genauen Rekonstruktion von Myonenspuren ist darüberhinaus auch eine genaue Positionsbestimmung der einzelnen Stockwerke nötig. Dies geschieht über akustische Triangulation mit Hilfe der Hydrophone, die an der Line angebracht sind. Zusätzliche Neigungsmessgeräte und Kompasse an den Stockwerken ergänzen die Positionsbestimmung. Über ein weiteres Kabelsystem sind die Strings mit einer sogenannten Junctionbox verbunden. Von ihr aus werden die Daten schließlich an Land nach La Seyne sur Mer übermittelt.

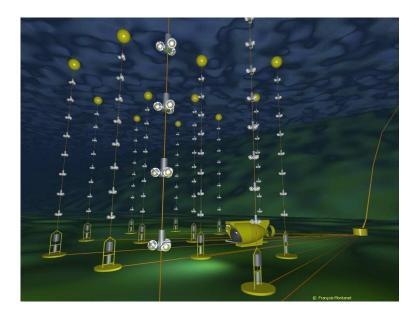


Abbildung 5.2: künstlerische Darstellung des ANTARES-Detektors

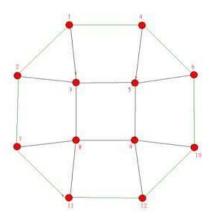


Abbildung 5.3: Draufsicht auf die Anordnung der ANTARES-Detektorstrings

Die unterschiedlichen Flavor der Neutrinos, d.h. vielmehr ihre Reaktionsprodukte, erzeugen unterschiedliche Signaturen im Detektor. Sie wechselwirken mit Nukleonen über geladene (CC - charged current) oder über neutrale Ströme (NC - neutral current). Die erste Wechselwirkung ist charakterisiert durch die Entstehung geladener Leptonen entsprechend der Neutrinoflavor, z.B. $\nu_{\mu}d \longrightarrow \mu^{-}u$. Bei der zweiten liegt eine Reaktion gemäß $(\nu_{l}, \bar{\nu}_{l}) + N \longrightarrow (\nu_{l}, \bar{\nu}_{l}) + hadronischerSchauer$ vor. Der Index l steht dabei für die Neutrinoflavor. Im folgenden werde ich kurz auf die unterschiedlichen Signaturen der Tau- (ν_{τ}) , Elektron- (ν_{e}) , Myon-Neutrinos (ν_{μ}) eingehen.

5.3.1 Tau-Neutrinos

In Wechselwirkungen eines Nukleons mit einem ν_{τ} entstehen dabei hadronische Schauer und ein Tauon (τ^{\pm}) . Dies ist in Abb. 5.5(b) veranschaulicht. Allerdings

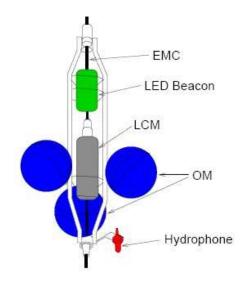


Abbildung 5.4: Ein Stockwerk der ANTARES-Line

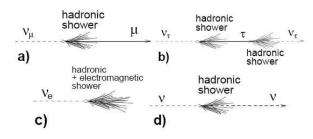


Abbildung 5.5: Events für (a) eine CC-Wechselwirkung eines ν_{μ} , (b) CC-Wechselwirkung eines ν_{τ} , (c) CC-Wechselwirkung eines ν_{e} und (d) eine NC-Wechselwirkung für einen beliebigen Neutrinoflavor

ist das Tauon zu kurzlebig für Energien unter 100 TeV, als dass man es von dem danach entstehenden hadronischen oder elektromagnetischen Schauer unterscheiden könnte. Das Tauon zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 17 Prozent in ein Myon. In diesem Fall ist nicht zu bestimmen, ob die Spur von einem erzeugten Myon oder von einem Tauon stammt.

5.3.2 Elektron-Neutrinos

In Abb. 5.5(c) ist die CC-Wechselwirkung eines Elektron-Neutrinos mit einem Nukleon dargestellt. Dabei entsteht ein elektromagnetischer und hadronischer Schauer. Die Schauerausdehnung begrenzt sich auf einige Meter. Das Event erscheint also punktförmig, da der Abstand zwischen den optischen Modulen des Detektors größer ist als der Schauer. Die eben erwähnte Tatsache hat zur Folge, dass man eine sehr schlechte Winkelauflösung für solche Ereignisse erhält. Die Energieauflösung ist allerdings besser, da die gesamte Energie innerhalb des Detektors bleibt, es sei

denn, die Reaktion geschieht außerhalb davon. Außerdem kann man Abb. 5.5(d) entnehmen, dass auch NC-Wechselwirkungen eines Neutrinos eine vergleichbare Signatur erzeugen, wie Ereignisse aus Reaktionen von Elektron-Neutrinos.

5.3.3 Myonneutrinos

Die Myonneutrinos werden in einer CC-Wechselwirkung mit einem Nukleon erzeugt. Dabei entsteht ein hadronischer Schauer und ein Myon (s. Abb. 5.5(a)). Seine Richtung weicht dabei von der des Neutrinos um einen Winkel von $\Theta = \frac{0.7^{\circ}}{(E_{\nu}/TeV)^{0.6}}$ ab [44]. Dies erlaubt eine genaue Richtungsrekonstruktion für das ursprüngliche ν_{μ} . Die Energie der Myonen ist mit der der Neutrinos über $\frac{E_{\mu}}{E_{\nu}} = 1 - y$ verknüpft. y ist der Inelastizitätsparameter. Für niedrige Energien (10GeV) ist $y_{\nu_{\mu}} = 0.52$ für das Myonneutrino und $y_{\bar{\nu}_{\mu}} = 0.67$ für das Antimyonneutrino. Die beiden Werte für $y_{\nu_{\mu}}$ und $y_{\bar{\nu}_{\mu}}$ nähern sich zunehmend für große Energien an. So haben beide bei $10^7 GeV$ den Wert y = 0.75.

5.3.4 Effektive Fläche des Detektors

Die Effektive Fläche des Detektors ist eine energieabhängige Kenngröße. Sie ist die imaginäre Querschnitts-fläche, die der Detektor bei einer Effizienz von 100 Prozent hätte, und für einen gegebenen Neutrinofluss die selbe Anzahl an Ereignissen detektiert wird. Multipliziert mit dem Fluss ergibt das die Detektionsrate für Neutrinos. In Abb. 5.6 ist die Energieabhängigkeit der effektiven Fläche des Detektors für

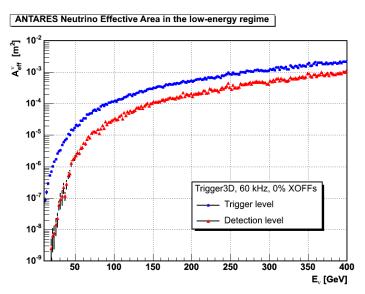


Abbildung 5.6: Effektive Fäche des ANTARES-Detektors für niederenergetische Neutrinos; logharithmisch auf getragen A_{eff} gegen E_{ν}

niederenergetische Neutrinos dargestellt.

Kapitel 6

Software und Bayes'sche Statistik

Nachdem nun die theoretischen Grundlagen über Supersymmetrie, das MSSM, die verschiedenen SUSY-Modelle und die indirekte Detektion der Neutralinos mit Neutrinoteleskopen behandelt wurden, wird in diesem Kapitel ein Überblick über die Software und die Bayes'sche Statistik zum Scannen des supersymmetrischen Parameterraumes gegeben. In Abschnitt 6.1 und 6.2 wird die zu Grunde liegende Wahrscheinlichkeitsberechnung und der verwendete Scan-Algorithmus erläutert. Der strukturelle Ablauf des Programms und die verwendete Software folgen in Kapitel 6.3.

6.1 Bayes'sche Statistik

Das frei zugängliche Programm SuperbayeS [45] liefert die notwendigen Tools zum Scannen des Parameterraumes mit Hilfe der Bayes'schen Statistik und Markov-Ketten-Monte-Carlo.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit werden die Grundzüge der bayes'schen Statistik für den Fall der mSUGRA-Parameter erläutert. Für die anderen Modelle variieren einzig die Anzahl der jeweiligen supersymmetrischen Parameter, die des Standardmodels bleiben für alle gleich. Für mSUGRA sind es vier kontinuierliche Größen

$$\theta = (m_0, m_{1/2}, A_0, tan\beta) \tag{6.1}$$

und ein diskreter Parameter $sgn(\mu)$. Er bleibt durchweg fest bei $sgn(\mu) = 1$. Desweiteren werden die Unsicherheiten des Standardmodels durch die "nuisance" Parametern ψ mit berücksichtigt.

$$\psi = (m_t, m_b(m_b)^{\bar{M}S}, m_c, m_\tau, \alpha_{em}(M_Z)^{\bar{M}S}, \alpha_S(M_Z)^{\bar{M}S})$$
(6.2)

wobei M_t die Pole-Masse des top-Quarks bezeichnet, $m_b(m_b)$ ist die Masse des bottom-Quark bei m_b , m_c und m_τ sind die Pole-Massen des charmed-Quark und des Tau-Leptons. $\alpha_{em}(M_Z)$ und $\alpha_S(M_Z)$ sind die elektromagnetische und starke

Kopplung bei der Z-Pole-Masse. Die Intervalle für die Parameter des Standardmodels wurden wie folgt gewählt.

$$127.5 < 1/\alpha_{em}(M_Z)^{\bar{M}S} < 128.5$$

$$0.09 < \alpha_S(M_Z)^{\bar{M}S} < 0.13$$

$$m_t = 172.5 GeV$$

$$m_b = 4.2 GeV$$

$$m_c = 1.25 GeV$$

$$m_\tau = 1.777 GeV$$
(6.3)

Die eben erwähnten Größen für θ und ψ bilden einen elfdimensionalen Satz η an Basisparametern [46].

$$\eta = (\theta, \psi) \tag{6.4}$$

Es werden zusätzlich verschiedene, durch Colliderexperimente und kosmologische Beobachtungen, zugängliche Observablen spezifiziert, die "abgeleitete Variablen" genannt werden, gemäß

$$\zeta = (\zeta_1, \zeta_2, ..., \zeta_m) \tag{6.5}$$

Das sind z.B. der schwache Mischungswinkel $sin^2\theta_{eff}$, die Reliktdichte der Neutralinos $\Omega_{\chi}h^2$, die Massen der SUSY-Teilchen usw.. Diese hängen von den Basisparametern 6.4 ab. Man verwendet sie, um die Vorhersagen der verschiedenen SUSY-Modelle mit einem experimentell zugänglichen Satz d an Daten zu vergleichen. In dieser Arbeit wurde ein an der Reliktdichte $\Omega_{\chi}h^2$, innerhalb der 2σ -WMAP-Region, orientierter Scan des Parameterraumes druchgeführt.

Die zentrale Größe aller probabilistischen Vorhersagen ist die sogenannte Pdf (posterior probaility density function) $p(\eta|d)$. Sie ist die posteriori-Wahrscheinlichkeit für die Parameter η unter der Bedingung, dass d eingetreten ist. Gemäßdem Bayes'schen Theorem ist die Pdf gegeben durch

$$p(\eta|d) = \frac{p(d|\zeta)\pi(\eta)}{p(d)}$$
(6.6)

 $p(d|\zeta)$ ist die "sampling distribution" oder Stichprobenverteilung und gibt die Wahrscheinlichkeit an, die Daten d für einen festen Wert von $\zeta(\eta)$ reproduzieren zu können. Wenn die Daten d fest sind und ζ die Variable ist, dann ist $p(d|\zeta)$ die Wahrscheinlichkeit. Die Größe $\pi(\eta)$ in Gl. 6.6 wird die "prior probability density function" genannt und spiegelt das Wissen über die Parameter η vor einer Analyse wieder. Sie kann auch geschrieben werden als $\pi(\eta) = \pi(\theta)\pi(\psi)$.

Da allerdings die Nuisance-Parameter selbst nicht von Interesse sind, marginalisiert man sie, indem man in Gl. 6.6 über ihre Werte integriert. Damit erhält man für die Pdf der Parameter θ

$$p(\theta|d) = \int p(\theta, \psi|d)d^4\psi \tag{6.7}$$

6.2 Markov-Ketten Monte-Carlo Algorithmus

Der Algorithmus der Markov-Ketten Monte-Carlo Simulation (MCMC) erzeugt eine Kette an Punkten im Parameterraum, deren Dichte proportional zur Pdf aus Gl. 6.6 ist. Dies geschieht durch "zählen" der einzelnen Samples in einem Bereich des Parameterraumes [46]. SuperbayeS verwendetet den Metropolis-Algorithmus, der im folgenden erläutert wird.

Die Kette startet an einem beliebigen Punkt η_0 mit der Wahrscheinlichkeit p_0 im Parameterraum und führt die verschiedenen Berechnungen durch. Ein neuer Punkt η_n wird vorgeschlagen. Die Wahrscheinlichkeit α , dass ein Punkt akzeptiert wird, ist gegeben durch

$$\alpha = \min\left(\frac{p_n}{p_0}, 1\right) \tag{6.8}$$

wobei $p_n = p(\eta_n|d)$ ist. Jeder Punkt, der eine höhere Wahrscheinlichkeit als der vorherige hat, wird akzeptiert. Ist dies der Fall, so wird er zum neuen Startpunkt und ein weiterer Kandidat wird ermittelt. Ist die Wahrscheinlichkeit jedoch geringer, bleibt die Kette bei dem ursprünglichen Sample. Ein neuer Versuch wird dann von dort begonnen. Zusätzlich wird durch Gl. 6.8 vermieden, dass die Markov-Kette in einem lokalen Minimum der Pdf hängen bleibt. Die Folge an Samples $\eta_0, \eta_1, ..., \eta_t, ...$ konvergiert gegen die erwünschte Verteilung $p(\eta|d)$ für $t \to \infty$.

Die Werte der Parameter θ oder von ψ werden bei jedem Schritt aktualisiert. Der nächste Punkt wird dann in Richtung des Vektors w vorgeschlagen, der entweder auf den Subraum der MSSM-Parameter oder auf den der Nuisance-Parameter (Standard-Model-Parameter) beschränkt ist. Für ihn gilt

$$w = A \cdot u \tag{6.9}$$

Die Matrix A ist eine zufällige Rotationsmatrix, die auf einen gegebenen Subraum beschränkt ist. Die Komponenten des Vektors u werden anfänglich als eine Abschätzung der typischen Breite der Posteriori-Verteilung entlang jeder Richtung des Parametrraumes gewählt.

Entlang der Richtung w ist die Breite der Schritte durch die Multiplikation von |w| mit einem Skalierungsfaktor s und r gegeben. Der Wert für r wird zufällig gemäss der Verteilung [46]

$$p(r) \propto \frac{2}{3}r^{n-1}e^{-\frac{nr^2}{2}} + \frac{1}{3}e^{-r}$$
 (6.10)

mit n=4 und s=2.4 ermittelt. Der erste Term aus Gl. 6.10 drängt die Kette für n>1 ab von r=0. Der zweite erhöht die Wahrscheinlichkeit in der Nähe des Ursprungs. Dadurch wird die Verteilung sehr stabil, auch für Fälle in denen die erwünschte Pdf sehr stark von einer gauss'schen Verteilung abweicht. Die Wahl der Parameter n und s wird durch "trial-and-error" bestimmt.

6.3 Struktureller Ablauf des Programmes

In diesem Abschnitt wird der Ablauf und die Struktur des modifizierten Paketes SuperbayeS erklärt. Das ursprünglich enthaltene Programm Softsusy [47] diente, in den Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit, zum Vergleich der simulierten Parameter (z.B. erzielte Neutrinoflüsse) und wurde durch das Programm SuSpect ersetzt, um weitere supersymmetrische Szenarien (AMSB, GMSB, pMSSM) zu untersuchen. Alle in Kapitel 4 eingeführten Modelle werden in den folgenden Kapiteln als Szenarien bezeichnet. Modelle bedeutet in diesem Zusammenhang, die variierten Eingabeparameter. Die Steuerung des Programms erfolgt über szenario-spezifische Eingabe-Dateien, d.h. es besteht dort nicht die Möglichkeit zwischen ihnen zu wählen, ohne die Eingabe-Datei zu wechseln. Neben Einstellungen zur Datenverwaltung, der Anzahl der zu varierenden Modelle, werden die Eingabewerte für das Programm initialisiert. Es besteht die Möglichkeit Pakete von Observablen zur direkten Detektion und indirekten Detektion zu wählen. Die verschiedenen zu berechnenden Größen, wie z.B. Observablen aus Beschleuniger-Experimenten, der Wirkungsquerschnitt des Neutralinos, oder Neutrinoflüsse aus Neutralinoannihilationen, können separat gewählt werden. Jedem supersymmetrischen Szenario entspricht eine entsprechend permutierte Eingabedatei, da die Routine zum Einlesen der Daten eine variable Anzahl an Modelparametern verankern muss. Für die jeweiligen Größen werden Intervalle definiert. Die Monte-Carlo- und Markov-Ketten-Routinen von SuperBayeS scannen den Bereich innerhalb dieser Grenzen. Dabei wird mit Hilfe der Bayes'schen Statistik entschieden, welche Punkte als neue Startpunkte einer neuen Markov-Kette akzeptiert werden (s. vorheriges Kapitel). Das Interface zwischen SuperBayeS und SuSpect wurde so gestalltet, dass die verschiedenen SUSY-Szenarien in einem Programm berechnet werden können.

Die variierten Parameter werden an SuSpect [36] übergeben. Die Massen der supersymmetrischen Partnerteilchen, sowie elektroschwache Präzisionsobservablen (EW-PO), wie das anomale magnetische Moment des Myons, $(g-2)_{\mu}$, werden berechnet. SuSpect bietet verschiedene Kontrollkriterien bezüglich der berechneten Größen. So wird unter anderem ein konsistenter Bruch der elektroschwachen Symmetrie, die (Nicht-)Existenz tachyonischer Sfermionen oder das eventuelle Auftreten unphysikalischer Higgsmassen überprüft. Tritt eines dieser Ausschlusskriterien auf, wird das Programm an dieser Stelle unterbrochen und ein neuer Startpunkt wird in den Monte-Carlo-Routinen ermittelt (unphysikalisches Spektrum, s. Abb.6.1). Modelle deren Parameter keinen Ausschlusskriterien unterliegen, werden dann an die drei weiteren, voneinander unabängigen Programme, DarkSUSY [25], BDecay und FeynHiggs [48] übermittelt. Das Programm FeynHiggs war im ursprünglichen SuperBayeS-Paket enthalten, wurde aber nicht verwendet, da die Berechnungen der Higgsmassen mit dem, in SuSpect und Softsusy enthaltenen, Programm twoloophiggs durchgeführt wurden. Die errechneten physikalischen Parameter (z.B. Massenspektrum, Yukawakopplungen) sind die Eingabewerte für weitere Berechnungen dieser Programme. DarkSUSY berechnet Größen bezüglich dunkler Materie, twoloophiggs

die Massen der Higgsbosonen mit Loop-Korrekturen bis zur 2. Ordnung und BDecay Prozesse der B-Physik (z.B. $b \to s\gamma$).

Wurde ein Model fehlerfrei berechnet, so wird mittels bayes'scher Statistik entschieden $(p_{neu} > p_{alt})$ in Abb. 6.1), ob es als neuer Startpunkt der nächsten Iteration dient. Dieser Vorgang wiederholt sich bis die maximale Anzahl der zu variierenden Modelle erreicht ist. In Abb. 6.1 ist der strukturelle Ablauf des verwendeten Programmes graphisch dargestellt.

Die einzelnen Programmteile werden im Folgenden beschrieben. Auf die genaue Erklärung für FeynHiggs und BDecay wird verzichtet, da deren Berechnungen in dieser Arbeit eine zweitrangige Rolle einnehmen. Bis auf Softsusy (C++) sind alle Programme in Fortran 77 geschrieben. Die Monte-Carlo-Routinen, sowie die Interface-Strukturen wurden in Fortran 90 erstellt.

Der RGE-Code SuSpect

Sowohl SuSpect als auch Softsusy bilden den Kern des Programmpaketes. Die aus den Monte-Carlo-Routinen gesampelten Eingangsparameter, die das jeweilige Model charakterisieren, werden eingelesen und das resultierende Massenspektrum berechnet. Der Algorithmus zur Berechnung des Massenspektrums gliedert sich dabei in drei Hauptbestandteile

- Die Entwicklung der Renormierungsgruppe der Parameter zwischen den Hocherenergieskalen, wie z.B. die GUT-Skala, und den Niederenergieskalen, wie z.B. die des elektroschwachen Symmetriebruchs oder der Masse des Z-Bosons M_Z . Dies wird für die SM-Eich- und -Yukawa-Kopplungen sowie für die weich supersymmetriebrechenden Terme durchgeführt.
- Die Einbindung des elektroschwachen Symmetriebruchs und die Berechnung von B, der bilinearen Kopplung der Higgsfelder, und $|\mu|$ aus dem Skalarpotential auf one-loop-Level plus führende Terme des two-Loop-Levels.
- Die Berechnung der Higgs-Pole-Massen und der supersymmetrischen Teilchen. Dabei werden die one-loop-Korrekturen gemäß[49] berechnet. Für die führenden two-loop-Korrekturen zu den neutralen Higgsmassen wird das Programm "twoloophiggs" verwendet [50]. Es wird angenommen, dass die weich supersymmetriebrechenden Terme der ersten beiden Generationen klein sind, im Vergleich zur Dritten. Sie werden vernachlässigt, bzw. ihre Massen werden gleich gesetzt. Die trilinearen Kopplungen werden für die ersten beiden Familien gleich Null gesetzt.

Der Algorithmus ist schematisch in Abb. 6.2 dargestellt. Für die genaue Berechnung des Massenspektrums in den verschiedenen Sektoren (Higgs, SUSY-Teilchen, Gauginos usw.) sowie für die elektroschwachen Präzisionsobservablen wird auf [36] verwiesen

Der RGE-Code Softsusy

Im Gegensatz zu SuSpect führt Softsusy die Berechnungen des Massenspektrums in allen Teilchengenerationen durch und berücksichtigt auch die trilinearen Kopplungen der ersten beiden Generationen. Der Algorithmus, den das Programm verwendet, ist in Abb. 6.3 dargestellt. Auch Softsusy kontrolliert, ob die berechneten Spektren mit bekannten physikalischen Beschränkungen vereinbar sind, d.h. auch hier wird überprüft, ob ein konsistenter Bruch der elektroschwachen Symmetrie gegeben ist usw. Parametersätze, die Ausschlusskriterien unterliegen, werden verworfen. Die erzielten Ergebnisse für die Neutrinoflüsse mit Softsusy sind vergleichbar mit SuSpect. Allerdings ergibt sich eine Abweichung für die Massen der Higgsbosonen um bis zu 30 Prozent im Bereich hoher $tan\beta$. Das liegt daran, dass die Higgsmassen, insbesondere der Massenparameter $m_{H_1}^2$ des Higgsfeldes aus Gl. 3.11, für $tan\beta > 50$ sehr instabil werden. Weder der Autor von Softsusy noch die Autoren von SuSpect haben diese hohen Regionen genauer untersucht und konnten a priori keine genaue Erklärung für diesen Unterschied angeben [51]. Für die Berechnung der Higgsmassen ist nur die Entwicklung der Renormierungsgruppe und die Berechnung der Higgsmassen selbst relevant. Die unterschiedlichen Ergebnisse deuten somit auf Unterschiede in der RGE hin, da beide Programme zur Berechnung der Higgsmassen das Programm twoloophiggs verwenden. Das Spektrum der supersymmetrischen Teilchen hingegen stimmte im Prozentbereich mit den Ergebnissen von SuSpect überein. Für die genaue Berechnung der weich supersymmetrie brechenden Terme wird der Leser auf [47] verwiesen.

DarkSUSY

DarkSUSY berechnet Größen der dunklen Materie im MSSM. Seine Eingabeparameter sind die Massen und Kopplungen des RGE-Codes. Es bietet Routinen für direkte und indirekte Nachweismethoden dunkler Materie, bestehend aus Neutralinos. Zu den erstgenannten zählen z.B. die Simulation der spin-abhängigen und spin-unabängigen Wirkungsquerschnitte für Streuung des Neutralinos an einem Proton oder Neutron. Darüber hinaus beinhaltet es Routinen, zur Berechnung der Reliktdichte. Dabei werden alle Annihilationen und Koannihilationen berücksichtigt. Letztere sind Prozesse bei denen das Neutralino mit anderen SUSY-Teilchen annihiliert. Sie sind relevant, wenn die Massendifferenz des Neutralinos und seines Annihilationspartners gering ist. Als obere Grenze für die Masse des beteiligten Teilchens, m_i , gilt $m_i < 2.1 m_\chi$.

Für indirekte Detektionsmethoden berechnet DarkSUSY z.B. Neutrino-Flüsse, Gamma-Flüsse und Positron-Flüsse. In dieser Arbeit lag der Schwerpunkt auf der Simulation von ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Flüssen.

Neutrinos, die durch Annihilationen der Neutralinos in der Sonne entstehen, können dort und auf dem Weg zum Detektor wechselwirken. Diese Wechselwirkung der Neutrinos innerhalb der Sonne und der Erde, sowie bei der Propagation zur Erde werden in DarkSUSY berücksichtigt. Aus den verschiedenen Annihilationskanälen aus Gl. 5.1 können Eich- und Higgsbosonen entstehen. Ihre Wechselwirkung mit der

Sonnenmatrie kann auf Grund der geringen Lebensdauer und der kleinen Reichweite vernachlässigt werden.

Leichte Hadronen, wie die Pionen π^{\pm} und Kaonen K können direkt, oder indirekt in Myonneutrinos zerfallen. Sie haben eine Lebensdauer von $10^{-8}s$ [57]. Die Zeitskala τ_{WW} für Wechselwirkungen von ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ beträgt in der Erde $\tau_{WW} = 2.1 \cdot 10^{-11}s$ und in der Sonne $\tau_{WW} = 1.9 \cdot 10^{-11}s$. Leichte Hadronen sind daher als Erzeuger hochenergetischer Neutrinos zu vernachlässigen.

Da der Annihilationsquerschnitt entstehender Fermionen proportional zu deren Massenquadrat ist, dominieren die schweren Quarks (c,b,t) die Annihilationsprodukte im Quarksektor. Das Top-Quark zerfällt hinreichend schnell, um seine Wechselwirkungen vernachlässigen zu können. Hadronen mit Charm- oder Bottom-Quarks haben haben eine Wechselwirkungs- und Zerfallslänge der gleichen Größenordnung. Die Wirkungsquerschnitte für c-Mesonen $\sigma_{c-meson}$ betragen näherungsweise 14mb und für c-Baryonen $\sigma_{c-baryon} \approx 24mb$ [56]. Der durchschnittliche Energie-Anteil, $\langle z \rangle$, eines, druch Wechselwirkung oder Zerfall, entstandenen Hadrons, beträgt $\langle z \rangle \approx 0.6 \frac{m_c}{m_i}$ für ein c-Hadronen. Wobei m_c die Masse des c-Quarks und m_i die Masse des ursprünglichen c-Hadrons ist. Für b-Hadronen ist $\langle z \rangle \approx 0.7 \frac{m_b}{m_i}$, mit der Masse des Bottom-Quark m_b und der Masse m_i des ursprünglichen b-Hadrons. Es wird angenommen, dass das final aus den Hadronen hervorgehende Neutrino den selben Energieverlust erleidet, wie die jeweiligen Hadronen.

Da Neutrinos Masse besitzen, müssen Oszillationseffekte berücksichtigt werden. Ihre Wechselwirkungs- oder Flavoreigenzustände ν_{α} mit $\alpha = e, \mu, \tau$ sind Mischungen der Masseneigenzustände ν_i (i = 1, 2, 3). Für sie gilt

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i} U_{\alpha i} |\nu_{i}\rangle \tag{6.11}$$

wobei U eine unitäre Matrix ist, analog zur CKM-Matrix. Die Entwicklung des Neutrinozustandes $\nu(t)$ mit $\nu(t) = (\nu_e(t), \nu_\mu(t), \nu_\tau(t))^T$ kann geschrieben werden als

$$|\nu(t)\rangle = S(t)|\nu(0)\rangle$$
 (6.12)

wobei $S(t) = \exp(-iHt)$ ist, mit dem Hamilton-Operator H für den gilt

$$H = \frac{1}{2E}U \cdot diag(0, \Delta m_{12}^2, \Delta m_{31}^2)U^{\dagger} + diag(\sqrt{2}G_F N_e, 0, 0)$$
 (6.13)

Der zweite Term in Gl. 6.13 ist das sogenannte Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein-Potential und steht dabei für die Propagation in Materie mit konstanter Dichte. Bei der Propagation der Neutrinos durch Materie mit variierender Dichte kann es zu einer resonanten Erhöhung der Übergangswahrscheinlichkeit kommen (sog. MSW-Effekt [63]). Voraussetzung dafür ist eine adiabatische Änderung der Dichte, d.h. die Oszillationslänge muss klein sein im Vergleich zur Skala der Dichteänderung. Betrachtet man Oszillationen im Vakuum so braucht man nur den ersten Term in Gl. 6.13 zu berücksichtigen. E bezeichnet die Energie der Neutrinos und $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ sind die quadrierten Massendifferenzen der Neutrinos. Für sie gilt

$$\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0 ag{6.14}$$

 G_F ist die Fermi-Konstante, N_e die Elektronendichte. Die Neutrino-Oszillationen können durch fünf unabhängige Parameter beschrieben werden

$$\Delta m^2 = \Delta m_{12}^2 \ , \ \Delta M^2 = \delta m_{23}^2 \ , \ \theta_{12} \ , \ \theta_{23} \ , \ \theta_{13}$$
 (6.15)

Für die in dieser Arbeit gezeigten Neutrinoflüsse, wurden Oszillationseffekte gemäßdem LMA-Oszillationsmodel mit folgenden Werten verwendet

$$\Delta m^2 = 8.1 \cdot 10^{-5} eV^2 \tag{6.16}$$

$$\Delta M^2 = 2.2 \cdot 10^{-3} eV^2 \tag{6.17}$$

$$\theta_{12} = 33.2^{\circ}$$
 (6.18)

$$\theta_{23} = 45.0^{\circ}$$
 (6.19)

$$\theta_{13} = 0.0^{\circ}$$
 (6.20)

Die Berechnungen wurden in [66] durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden in tabelarischer Form in das Programm-Paket DarkSUSY eingebunden und gewährleisten so die Berücksichtigung von Oszillationseffekten in der Neutrino-Propagation von der Sonne zur Erde.

Zusätzlich zu den erwähnten direkten und indirekten Messmethoden berechnet Dark-SUSY auch den supersymmetrischen Beitrag δa_{μ} zum anomalen magnetischen Moment des Myons auf one-loop-Level und Zerfallsraten für den Prozess $\bar{B}_s \to X_s \gamma$. Für eine genauere Beschreibung des Programms wird auf [25] verwiesen.

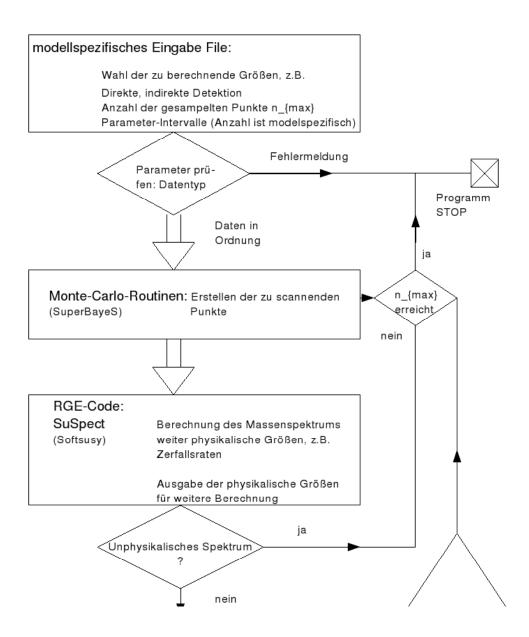


Abbildung 6.1: verwendeter Algorithmus zur Berechnung der Neutrinoflüsse und der supersymmetrischen Parameter; Erklärung im Text

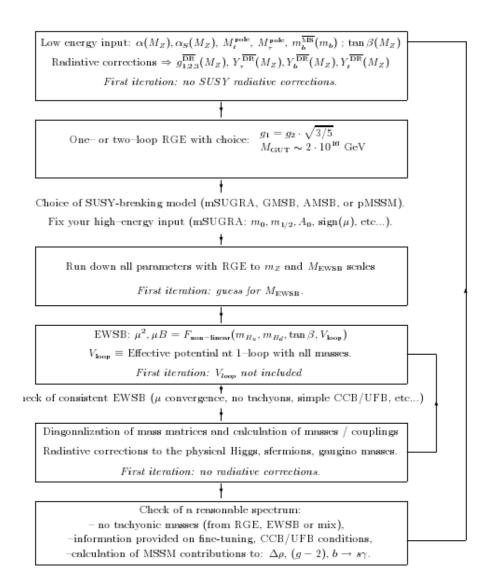


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Algorithmus zur Berechnung des supersymmetrischen Teilchenspektrums mit SuSpect [36]

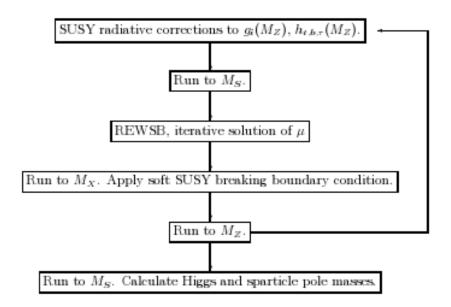


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung des Algorithmus zur Berechnung des supersymmetrischen Teilchenspektrums mit Softsusy

Kapitel 7

Scan-Ergebnisse

Nach Abschluss der theoretischen Grundlagen werden in diesem Kapitel die Ergebnisse der Scans für die verschiedenen Parameterräume der unterschiedlichen Szenarien gezeigt. Im mSUGRA-Szenario hat man die Vergleichsmöglichkeit zwischen den beiden RGE-Codes Softsusy und SuSpect. Allerdings wurden die Ergebnisse mit Softsusy nur zur Kontrolle der Plots mit SuSpect verwendet. Deshalb ist die Anzahl der gesampelten Modelle geringer. Der Scan der jeweiligen Parameterräume für SuSpect (und Softsusy) wurde, wie in Kapitel 6 erwähnt, mit Hilfe von Markov-Ketten und Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Zunächst werden die Ergebnisse im mSUGRA-Szenario für SuSpect dargestellt. Die Ergebnisse des Vergleichsscans mit Softsusy sind in Anhang F zu sehen. Danach werden die weiteren Resultate der Simulationen des AMSB-, GMSB- Szenarios und des pMSSMs gezeigt.

7.1 Scan des mSUGRA-Szenarios mit SuSpect

Im mSUGRA-Szenario ist der Parameterraum fünf-dimensional (vgl. Kapitel 4), d.h. vier kontinuierliche Parameter und ein Vorzeichen $sgn(\mu)$. Die zu variierenden Parameter sind m_0 , die vereinheitlichte Masse der skalaren Anteile der Supermultiplets, $m_{1/2}$, die vereinheitlichten Gaugino-Massen, A_0 , die trilinearen Kopplungen, $tan\beta$, das Verhältnis der Vakuumserwartungswerte der Higgsfelder und $sgn(\mu)$, das Vorzeichen des Higgsino-Massenparameters. Der Scan mit SuSpect wurde für folgende Grenzen dieser fünf Parameter durch geführt. Die Parameterintervalle und die entsprechenden Plots für Softsusy sind im Anhang F zu finden.

$$0 < m_0 < 10000 GeV$$

$$0 < m_{1/2} < 5000 GeV$$

$$-7000 < A_0 < 7000 GeV$$

$$0 < tan\beta < 60$$

$$sgn(\mu) = 1$$
(7.2)

7.1.1 Bereiche des mSUGRA-Parameterraumes

Für die Parameterraumplots wurden Schnitte für $tan\beta$ durch die verschiedenen Bereiche des Parameterraumes gelegt. Die aufgetragenen Werte sind jeweils die Mittelwerte der entsprechenden Größe im zugehörigen Intervall für $tan\beta$.

Ein entscheidendes Kriterium, ob das Neutralino als Konstituent für die dunkle Materie in Frage kommt, liefert die Reliktdichte Ωh^2 . In Abbildung 7.1 ist die Reliktdichte exemplarisch dargestellt, für den Bereich $10 < tan\beta < 20$.

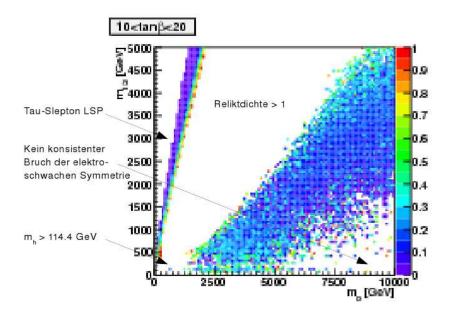


Abbildung 7.1: Reliktdichte Ωh^2 farbcodiert in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; aufgetragen sind nur Werte für $\Omega h^2 < 1$; ausgeschlossen sind die Bereiche für einen inkonsisten Bruch der elektroschwachen Symmetrie, für das Tau-Slepton als LSP und das untere Limit für das Higgsboson $m_h < 114.4 \, GeV$ [65]

Im Bereich für sehr kleine m_0 und über den gesamten Bereich von $m_{1/2}$ ist das Tau-Slepton $\tilde{\tau}$ das leichteste supersymmetrische Teilchen. Die Region für $0 < m_0 \lesssim 1500 GeV$ und $0 < m_{1/2} < 400 GeV$ wurde durch die Nichtdetektion eines Higgsbosons mit einer Masse $m_h < 114.4 GeV$ von LEP2 ausgeschlossen [65]. Eingetragen wurden nur Werte für $\Omega h^2 < 1$. In Abb.7.2 sind die berechneten Werte für Ωh^2 für den Bereich $0 < tan\beta < 60$ zu sehen.

Uber weite Bereiche des Parameterraumes ist die Reliktdichte zu hoch und stimmt nicht mit den Grenzen von WMAP [2], $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$, für das Neutralino als alleinigen Konstituenten der dunklen Materie, überein. Es gibt aber Bereiche im Parameterraum, die durch verschiedene Konstellationen (z.B. Massen beteiligter Annihilationspartner) zu einer Verringerung der Reliktdichte führen. Diese Regionen werden im folgenden erklärt.

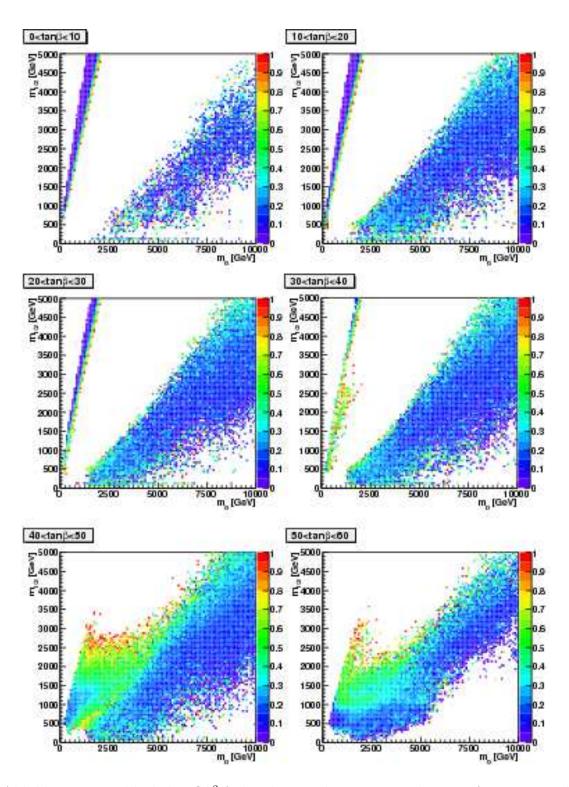


Abbildung 7.2: Reliktdichte Ωh^2 farb
codiert in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; aufgetragen sind nur Werte für $\Omega h^2 < 1$

Focus-Point-Region

In dieser Region schneiden sich die Trajektorien der Renormierungsgruppe für die Higgsmassen-Parameter in einem Punkt, dem Focus-Point. Ihre Werte sind dann unabhängig von den Randbedingungen auf der GUT-Skala (z.B. m_0 , $m_{1/2}$ usw.) [64]. Liegt dieser Punkt in der Nähe der elektroschwachen Skala, so ist das Higgspotential (Gl. 4.5) nicht länger sensitiv auf Variationen der supersymmetriebrechenden Parameter bei einer Hochenergieskala.

Das Focus-Point-Neutralino hat in diesem Bereich einen signifikanten Higgsino-Anteil. Dadurch wird eine Annihilation über einen Chargino-Austausch möglich. Die damit einhergehende Erhöhung des Annihilationswirkungsquerschnitts führt dann widerum zu der erforderlichen Erniedrigung der Reliktdichte.

Der Higgsino-Anteil des Neutralinos ist exemplarisch in Abb. 7.3 dargestellt. Der komplette Parameterraum ist im Anhang B zu finden. Für $0 < m_0 \lesssim 4500 GeV$ und $0 < m_{1/2} \lesssim 2800 GeV$ ist das Neutralino nahezu rein gaugino-artig (vgl. Bulk-Region). Erst ab Werten für $m_0 \gtrsim 5000 GeV$ hat das Neutralino einen signifikanten Anteil an Higgsinos.

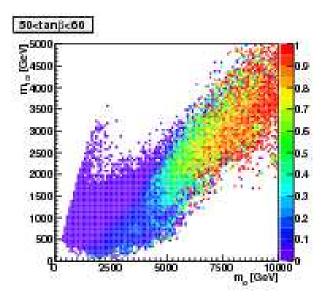


Abbildung 7.3: Farbcodiert ist der Higgsino-Anteil des Neutralinos für $50 < tan\beta < 60$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene

Bulk-Region

Hier ist das Neutralino nahezu ein reines Gaugino, insbesondere dominiert durch das Bino. Der Higgsino-Anteil ist vernachlässigbar und die Annihilationsquerschnitte sind klein. Dies wird auch in Abb. 7.3 deutlich. Wegen des verschwindenen Higgsino-Anteils, sind keine bosonischen Zerfallskanäle möglich und auch die Annihilation in Fermion-Antifermion-Paare ist wegen Helizitätserhaltung unterdrückt. Auf Grund der geringen Annihilationsrate ist die Reliktdichte für weite Bereiche von m_0 und

 $m_{1/2}$ zu groß. Eine mit den Ergebnissen von WMAP verträgliche Reliktdichte ist nur für kleine m_0 und $m_{1/2}$ gegeben. Dieser Bereich ist allerdings durch die unter Grenze für die Masse des leichtesten Higgsbosons ausgeschlossen.

Stau-Koannihilationsregion

Ist die Differenz der Massen des leichtesten supersymmetrischen Teilchens (LSP) und des nächstschwereren SUSY-Teilchens (NLSP) zum Zeitpunkt des Ausfrierens klein, so liegen beide in einer signifikanten Anzahl vor. Zwischen ihnen kommt es zu Koannihilationen. Im mSUGRA-Parameterraum ist das der Bereich für sehr kleine Werte von m_0 und sehr großen Werten von $m_{1/2}$. Dort ist die Massendifferenz zwischen dem Neutralino (LSP) und dem Tau-Slepton (NLSP) hinreichend klein, so dass eine Koannihilation der beiden Teilchen möglich ist. Das ist graphisch noch einmal in Abb. 7.4 dargestellt.

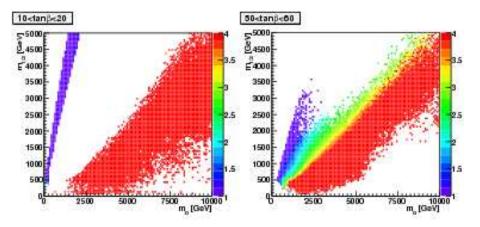


Abbildung 7.4: Bereiche für Koannihilationsregionen für $\tilde{\tau}$; das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}$ ist farbcodiert in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene für $0 < tan\beta < 10$ und $50 < tan\beta < 60$

DarkSUSY berücksichtigt für Koannihilationen alle Teilchen für deren Masse $m_i < 2.1 m_\chi$ gilt. Der Index i steht dabei für den jeweiligen Superpartner. Die Bereiche in Abb. 7.4 für die $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_\chi} \lesssim 2$ gilt, sind also relevant für Koannihilationen zwischen dem Neutralino χ und dem supersymmetrischen Partner $\tilde{\tau}$ des Tauons. Sie sind dabei nicht P-Wellen unterdrückt, wodurch ein hoher Wechselwirkungsquerschnitt vorliegt, der zu einer Reliktdichte führt, die konform mit den WMAP-Daten ist. Allerdings resultieren nur sehr geringe Neutrinoflüsse aus dieser Region, da die Reliktdichte und auch der χ - χ -Paar-Annihilationsquerschnitt klein sind.

Stop-Koannihilationsregion

Für negative Werte der vereinheitlichten trilinearen Kopplung A_0 , kann es zu einer hinreichenden Verringerung der Masse des Top-Squarks kommen und damit eine Koannihilation zwischen ihm und dem leichtesten Neutralino ermöglichen [68]. Die trilineare Kopplung des Top-Squarks, A_t , nimmt zu bei der elektroschwachen

Skala. Dies zur Folge, dass die Masse des Stops geringer wird (s. Kap. 3 Gl. 3.33). Durch die erhöhte Annihilationsrate sinkt die Reliktdichte der Neutralinos und eine Übereinstimmung mit den WMAP-Daten wird erzielt. Für die in Gl. 7.1 angegebenen Grenzen konnte allerdings keine Region im Parameterraum gefunden werden, die einen signifikanten Beitrag von Koannihilationen zwischen Neutralinos und Top-Squarks aufweist. In Abb. 7.5 ist das Verhältnis der beiden Massen $\frac{m_{\tilde{t}}}{m_{\chi}}$ für den gesamten Parameterraum zu sehen. In keinem Bereich kommt das Top-Squark für eine Koannihilation mit dem Neutralino in Frage, da die Massendifferenz zu großist.

h-Resonanz-Region

Diese Region zeichnet sich durch die Beziehung $m_h \approx 2m_\chi$ aus. Dies ist über eine weiten Bereich von m_0 und $m_{1/2} \approx 150 GeV$ gegeben. Das ist in Abb. 7.6 exemplarisch für $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$ dargestellt.

Durch die resonante Annihilation der Neutralinos mit dem leichtesten Higgs kann eine mit WMAP konforme Reliktdichte erzielt werden. Der Bereich für eine resonante Annihilation liegt bei dem Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi} \approx 2$ in Abb. 7.6

A-Resonanz-Region

Eine resonante Annihilation mit dem CP-ungeraden Higgsboson m_A erfolgt, falls $\frac{m_A}{m_\chi} \approx 2$ gegeben ist. Dies ist für die Bereiche für hohe $tan\beta$ gegeben. Für diese Region nähert sich die Masse des Higgsbosons der doppelten Masse des Neutralinos von oben an. Aus Abb. 7.7 wird ersichtlich, dass erst ab $tan\beta > 40$ ein signifikanter Bereich, der für eine Annihilation zwischen dem Neutralino χ und dem Higgsboson A in Frage kommt, auftaucht. Für $tan\beta < 40$ ist die Massendifferenz für m_A und m_χ zu großum dafür relevant zu sein. Da A CP-ungerade ist kann eine Annihilation in einen S-Wellen-Zustand erfolgen. Die Breite Resonanz-Region führt dann zu einer hinreichend kleinen Reliktdichte.

Die dargestellten Plots der oben erwähnten Region sind examplirisch ausgewählt. Den gesamten Parameterraum, also für $0 < tan\beta < 60$, für die entsprechenden Bereich sind im Anhang B zu finden.

7.1.2 Weitere Parameterraum-Plots im mSUGRA-Szenario

In den folgenden Plots sind verschiedene Größen, wie z.B. die Masse des leichtesten Higgsbosons m_h , die Masse des leichtesten Neutralinos m_{χ} , die simulierten Neutrinoflüsse usw. zu sehen.

Durch die Masse des leichtesten Higgsbosons m_h lassen Bereiche des Parameterraumes ausschließen. Es ist dem Higgsteilchen des Standardmodels am ähnlichsten. Durch die untere Grenze seiner Masse $m_h > 114.4 \, \text{GeV}$ (s. Abschnitt 7.1.1) können bereits einige Modelle in der mSUGRA-Theorie ausgeschlossen werden. Diese Modelle würden zu einem Higgsboson mit einer geringeren Masse führen. In Abb. 7.8 ist die Masse des leichtesten Higgs für $0 < tan\beta < 60$ zu sehen.

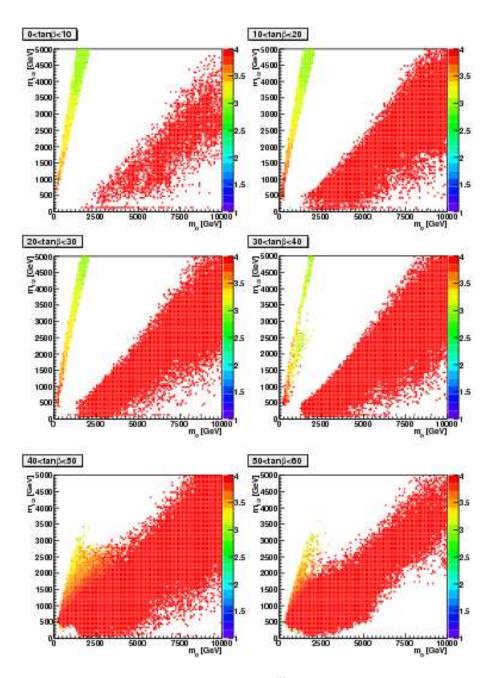


Abbildung 7.5: Farbcodiert ist das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{t}}}{m_{\chi}}$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; die Massendifferenz ist für alle Bereiche des Parameterraums und für alle $tan\beta$ zu großum für Koannihilationen zwischen Neutralino und Top-Squark relevant zu sein

Mit den zukünftigen Beschleunigern (z.B. LHC, ILC) sollte es möglich sein, ein Higgsboson zu finden und dessen Masse zu bestimmen. Dadurch könnte man den mSUGRA-Parameterraum weiter einschränken. Bei einer Nichtdetektion des Higgsbosons für Massen $m_h < 126 GeV$ wäre die mSUGRA-Theorie in der jetzigen Form widerlegt, da sie für das SM-ähnliche Higgsboson eine Masse von maximal 126 GeV

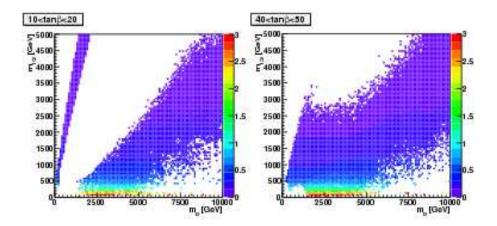


Abbildung 7.6: Bereiche für eine resonante Annihilation des Neutralinos χ mit dem leichtesten Higgsbosns h; das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ ist farbcodiert aufgetragen in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene für $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$

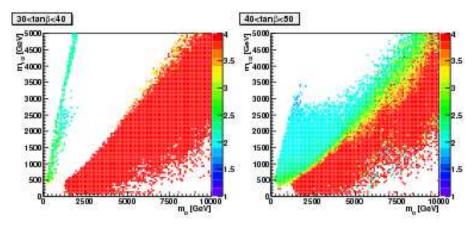


Abbildung 7.7: Bereiche für eine resonante Annihilation des Neutralinos χ mit dem pseudoskalaren Higgsboson A; das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ ist farbcodiert in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene aufgetragen für $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$

voraussagt.

Wegen der resonanten Annihilation mit dem pseudoskalaren Higgsboson A und der zunehmenden Reliktdichte, sind für höhere $tan\beta$ mehr Modelle zulässig sind als für niedrige.

Für Neutrino-Teleskope, wie ANTARES, sind die zu erwartenden Flüsse für das Myonneutrino, ν_{μ} , und sein Antiteilchen, $\bar{\nu}_{\mu}$, von besonderem Interesse. Die Struktur für den Parameterraum bezüglich der Neutrino-Flüsse ist in Abb. 7.9 dargestellt.

Die höchsten zu erwartenden Flüsse werden bei niedrigen Werten der vereinheitlichten Skalare und Gauginos erzielt, also für $m_0 \lesssim 4000 GeV$ und $m_{1/2} \lesssim 600 GeV$. Auch in Abb. 7.9 ist der Bereich von $0 < m_0 \lesssim 1800 GeV$ und $0 < m_{1/2} \lesssim 300 GeV$ durch die Grenzen für das leichteste Higgsboson m_h mit $m_h > 114.4 GeV$ ausgeschlossen. Der Bereich für sehr kleine m_0 zwischen 0 und 1000 GeV und

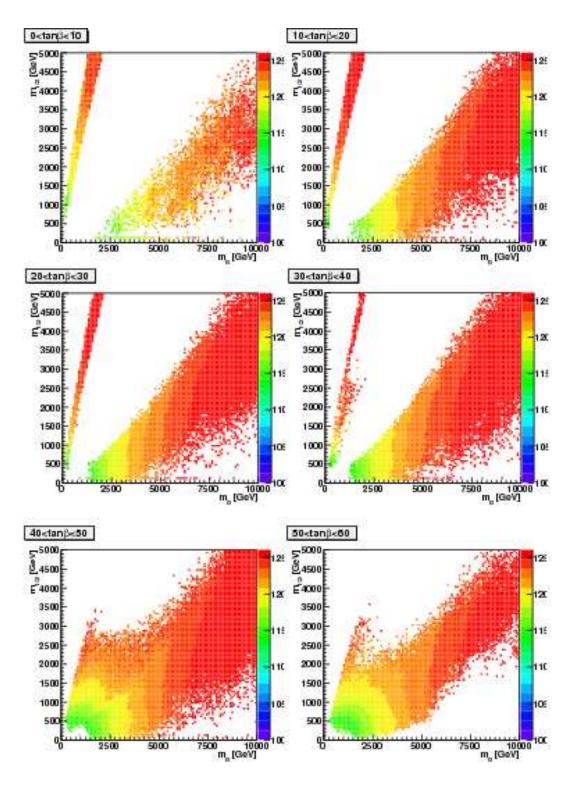


Abbildung 7.8: Die Masse des leichtesten Higgsbosons ist farb
codiert, aufgetragen für den Bereich $100 < m_h < 126 GeV$ und $0 < tan\beta < 60$ in m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene

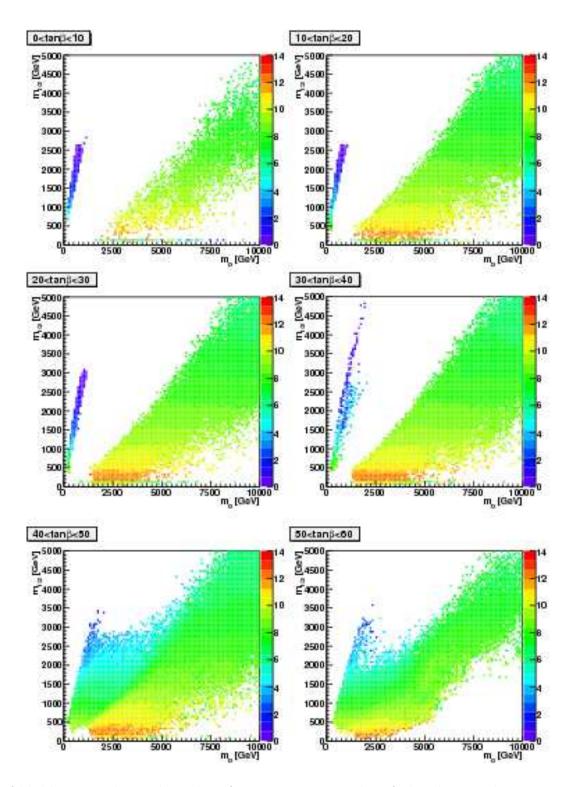


Abbildung 7.9: logarithmisch aufgetragener ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss farbcodiert in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene für den Bereich $0 < tan\beta < 60$

 $0 < m_{1/2} \lesssim 5000 GeV$ korrespondiert mit der Stau-Koannihilationsregion (s. Kapitel 7.1.3). Dort ist die Masse des supersymmetrischen Partners des Tauons hinreichend klein, um mit dem Neutralino zu annihilieren. In diesem Bereich sind die Flüsse allerdings sehr gering. Für $tan\beta > 40$ wird der Bereich für $1500 \lesssim m_0 \lesssim 3500 GeV$ hauptsächlich durch die A-Resonanz-Region bestimmt. Die Masse des pseudoskalaren Higgsbosons A ist dort niedrig genug um eine Annihilation zweier Neutralinos über den Kanal $\chi\chi \to A \to ff$ zu ermöglichen.

Der Parameterraum für m_{χ} ist im Anhang B zu finden. Examplarisch ist in Abb. 7.10 die Neutralinomasse in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene zu sehen. Dargestellt wurde der Bereich für $30 < tan\beta < 40$

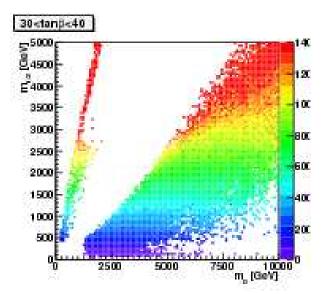


Abbildung 7.10: Masse des Neutralinos farb
codiert für $0 < m_\chi < 1400 GeV$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; exemplarisch wurde der Bereich $30 < tan\beta < 40$ dargestellt

Zu höheren Massen der vereinheitlichten Gauginos $m_{1/2}$ nimmt die Masse des Neutralinos ebenfalls zu. Sie bleibt relativ konstant über weite Bereich für m_0 . GemäßGl. 3.23 das Neutralino eine Linearkombination aus Bino, Wino und Higgsino. Die ersten beiden Komponenten des Neutralinos (Bino, Wino) werden im mSUGRA-Szenario zu $m_{1/2}$ vereinheitlicht, d.h. ihre Massen nehmen ebenfalls zu für zunehmendes $m_{1/2}$. Dies bedeutet widerum, dass auch m_{χ} größer wird. Die verwendeten RGE-Codes ergaben mehr zulässige Modelle, als die aus Referenz [66]. Dies liegt an der verbesserten Entwicklung der Renormierungsgruppen-Programme. In dieser Arbeit wurden dabei sämtliche Berechnungen auf two-loop-Level durchgeführt, sowohl für die RGE als auch für den Higgssektor. In [66] wurde der RGE-Code ISASUGRA verwendet, das die Berechnungen auf Tree-Level durchführt.

7.1.3 Erwartete Neutrinoflüsse und Detektionsraten

In diesem Abschnitt werden die erwarteten Neutrinoflüsse und Detektionsraten aus der Simulation dargestellt. In Abb. 7.11 ist der zu erwartende Neutrinofluss aus der Sonne, für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ in einem Jahr, zu sehen.

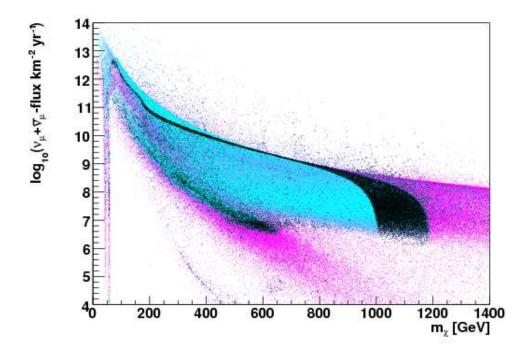


Abbildung 7.11: logarithmisch aufgetragener $\nu_{\mu} - \bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss, pro km^2 und Jahr, gegen die Masse des Neutralinos, m_{χ} , in GeV; Farben: schwarz: innerhalb des 2σ -Bereichs von WMAP mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$; magenta: alle Modelle

Magenta eingefärbt sind alle betrachteten Modelle, die konform mit dem Bruch der elektroschwachen Symmetrie sind. In türkis sind die Modelle dargestellt, deren Reliktdichte $\Omega h^2 < 0.085$ ist. Der scharze Bereich ist, aus kosmologischer Sicht, der relevante Teil. Dort ist die Reliktdichte der Neutralinos in dem Bereich, wo sie als alleinige Konstituenten der dunklen Materie in Frage kommen. Er liegt innerhalb der 2σ -Region von WMAP [2] mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$. Der Bereich für Neutralinomassen $1TeV < m_\chi < 1.2TeV$ stammt von annähernd rein higgsino-artigen Neutralinos. Dies wird aus Abb. 7.12 ersichichtlich. Die rot eingefärbten Modelle sind solche, deren Neutralinos einen Higgsino-Anteil größer als 10% haben. Im grünen Bereich ist das Neutralino gaugino-artig. Für higgsino-dominierte Neutralinos liegt eine mit WMAP konforme Reliktdichte im Bereich von $1TeV < m_\chi < 1.2TeV$ [72]. Für hohe Neutralinomassen nimmt der Higgsino-Anteil zu (vgl. Abb. 7.10 und Abb. 7.3).

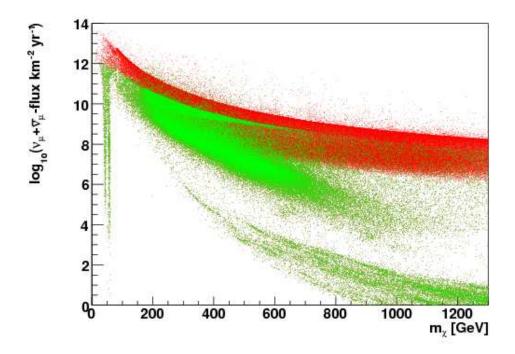


Abbildung 7.12: logarithmisch aufgetragener ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss, für ANTARES, gegen die Masse des Neutralinos in GeV; Farben: rot: Higgsinobeitrag größer 10%; grün: Gauginobeitrag größer 90%

Multipliziert man den energieabhängigen Fluss mit der energieabhängigen effektiven Fläche des ANTARES-Detektors (s. Abb. 5.6) binweise, so erhählt man die Detektionsrate der Neutrinos für ANTARES. Diese ist in Abb. 7.13 zu sehen.

Die Farbcodierung ist hierbei die gleiche wie in Abb. 7.11. Beiden Graphiken kann man entnehmen, dass der Neutrinofluss, und damit auch deren Detektion, zu höheren Neutralinomassen hin abnimmt. Für schwere Neutralinos nimmt deren Teilchenzahldichte und damit auch die Reliktdichte ab.

Bei einer Messdauer von 3 Jahren können, für die Sensitivität des ANTARES-Detektors, nach dem statistischen Modell von G. Feldmann und R. Cousins [69] einige Bereiche der Plots mit 90% CL., für den Neutrinofluss und die Detektionsrate, ausgeschlossen werden. In Abb. 7.14 sind die ausschließbaren Bereiche für die erwarteten Neutrinoflüsse dargestellt. Die für die Detektionsrate sind in Abb. 7.15 zu sehen.

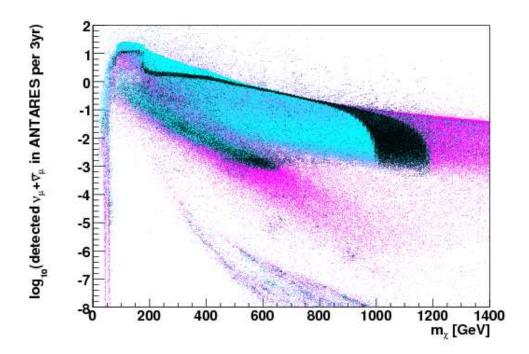


Abbildung 7.13: logarithmisch aufgetragene Detektrionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ gegen die Masse des Neutralinos in GeV für eine Messzeit von drei Jahren; Farben: schwarz: innerhalb des 2σ -Bereichs von WMAP mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$; magenta: alle Modelle

Der hellblaue Bereich in Abb. 7.14 und Abb. 7.15 liegt außerhalb der 2σ -WMAP-Region. Er ist nach dem statistischen Modell von Feldmann und Cousins für kleine Signael mit einem C.L. von 90% ausschließbar für ANTARES. Die dunkelblau eingefärbten Modelle sind im Bereich der vorgegebenen WMAP-Reliktdichte. Sie sind ebenfalls ausschließbar mit 90% C.L. Über die dunkelrote Region, sie liegt innerhalb des WMAP-Bereichs, kann keine Aussage getroffen werden, da die 'aus diesen Modellen resultierenden, Neutrinoflüsse unterhalb der Sensitivität des ANTARES-Detektors liegen. Über den graubraunen Bereich, der außerhalb der 2σ -Region von WMAP liegt, kann keine Aussage getroffen werden. Er liegt ebenfalls unterhalb der ANTARES-Sensitivität.

Diese Farbcodierung gilt für alle weiteren Plots für die mit ANTARES ausschließbaren Bereiche für Neutrinoflüsse und Detektionsraten.

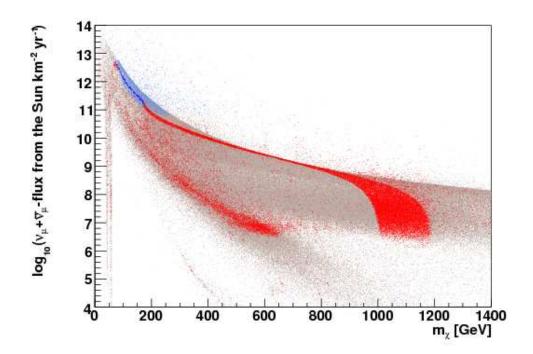


Abbildung 7.14: Ausschließbare Bereiche für ANTARES für den erwarteten ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss logarithmisch aufgetragen gegen Neutralinomasse m_{χ} ; Farben: dunkles Blau: mit 90% CL ausschließbar, innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles Blau: mit 90% CL ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles Rot: nicht ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; graubraun: nicht ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region

7.2 Scan des AMSB-Szenarios

Das AMSB-Szenario ist, auf Grund seiner Invarianz unter Transformationen der Renormierungsgruppe, sehr aussagekräftig. Wie in Kaptitel 4.3 erwähnt, besteht sein Parameterraum nur aus drei unabhängigen Größen, der Masse des Gravitinos $m_{3/2}$, dem Verhältnis der Vakuumserwartungswerte der Higgsfelder $tan\beta$ und dem Vorzeichen der Higgsinomassenparameter $sgn(\mu)$. Es wird das allgemeine AMSB-Szenario bezeichnet. In diesem Framework sind die Massenquadrate der Sleptonen in der Regel negativ. Um das zu vermeiden, werden zwei weiter Parameter, m_0 und c_{S_i} , eingeführt. Der erste bezeichnet eine universelle skalare Masse bei einer Hochenergieskala, die zu den skalaren Massen hinzu addiert wird. Der zweite ist ein Koeffizient der mit m_0 multipliziert wird. Auf diese Weise erhält man Modelle mit unterschiedlicher Phenomenologie (s. Kap. 4.3). Dieses Szenario, das nun von fünf Parametern abhängt, wird minimal Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking (mAMSB) genannt. Der Parameterraum setzt sich aus folgenden Größen zusammen

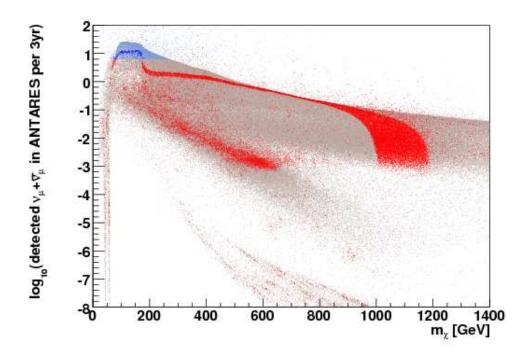


Abbildung 7.15: Ausschließbare Bereiche für die erwartete Detektrionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ logarithmisch aufgetragen gegen Neutralinomasse m_{χ} ; Farben: dunkles Blau: mit 90% CL ausschließbar, innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles Blau: mit 90% CL ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles Rot: nicht ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; graubraun: nicht ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region

$$m_{3/2}$$
, m_0 , $tan\beta$, $sgn(\mu)$, c_{S_i} (7.3)

In dieser Arbeit wurden die obigen Parameter zunächst variiert in den Intervallen

$$0 < m_{3/2} < 100 TeV$$

$$0 < m_0 < 10 TeV$$

$$0 < tan \beta < 60$$

$$sgn(\mu) = 1$$

$$c_q = c_u = c_d = c_l = c_e = c_{H_u} = c_{H_d} = 1$$
(7.4)

Die jeweilige Bedeutung der Koeffizienten c_{S_i} ist in Kapitel 4.3 zu finden.

7.2.1 Erwartete Neutrinoflüsse und Detektionsraten

Eine wichtige Vorhersage des AMSB-Szenarios ist die Korrelation zwischen den Gauginos bei einer Niederenergieskala (z.B. EWSB). Für sie gilt [70]

$$m_1: m_2: |m_3| = 2.8: 1: 7.1$$
 (7.5)

Dadurch wird das Neutralino überwiegend "wino-artig", d.h. das Neutralino besteht hauptsächlich aus dem Anteil des Winos \tilde{W} . Da die schwache Kopplung des Winos größer ist als die elektromagnetische, ist der Annihilationsquerschnitt des \tilde{W} höher als der des \tilde{B} . In mSUGRA-Szenarien ist das Neutralino überwiegend bino-artig. Darüber hinaus kann das \tilde{W} direkt in Eichbosonen annihilieren und hat somit mehr Annihilationskanäle als das Bino. Sie sind für \tilde{B} nur durch den Austausch eines skalaren Teilchens möglich. Die Folge daraus sind hohe Annihilationsquerschnitte für wino-artige Neutralinos und somit eine zu kleine Reliktdichte. Sie ist gegeben durch [72]

$$\Omega h^2 \approx 0.02 \left(\frac{m_2}{1 \ TeV}\right)^2 \tag{7.6}$$

Leichte wino-artige Neutralinos ($\mathcal{O}(100GeV)$) können nicht die erforderliche Reliktdichte erlangen, um der alleinige Baustein der dunklen Materie zu sein. Dies wird auch aus Abb.7.16 ersichtlich

Der Scan ergab keine Bereiche für $\Omega h^2 > 0.085$ (s. Abb. 7.16). Das bedeutet, wie oben erwähnt wurde, die dunkle Materie (DM) kann nicht nur aus dem Neutralino als LSP bestehen, wenn man das Model eines thermischen Ausfrierens für ein DM-Teilchen zu Grunde legt (s. Kap. 5.1). Nicht-thermische Modelle, wie z.B. das der Affleck-Dine-Baryogenesis [71], können dieses Problem lösen. Sie kommen vorallem in String-motivierten Mechanismen zum Bruch der Supersymmetrie vor und schlagen den Zerfall schwerer Moduli-Felder vor. Diese zerfallen noch bevor die Baryogenesis beginnt. Dadurch wird wino-artige dunkle Materie erzeugt und eine konsistente Reliktdichte wird erzielt. Dieses Szenario wurde hier jedoch nicht berücksichtigt.

Die Detektionsrate für ANTARES von ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$, die diesem Fluss entspricht, ist in Abb. 7.17 zu sehen.

Da die Neutralinos mit einer Masse der Grössenordnung $\mathcal{O}(100 GeV)$ nicht der alleinige Konstituent der dunklen Materie sein können, wird die Reliktdichte auf den entsprechenden Anteil der Neutralinos reskaliert. Die Flüsse werden dann entsprechend reskaliert. Es wurde eine linearer Zusammenhang der lokalen Reliktdichte angenommen [76], gemäß

$$\rho_{\chi} = \rho_{loc} \frac{\Omega_{\chi} h^2}{0.085} \tag{7.7}$$

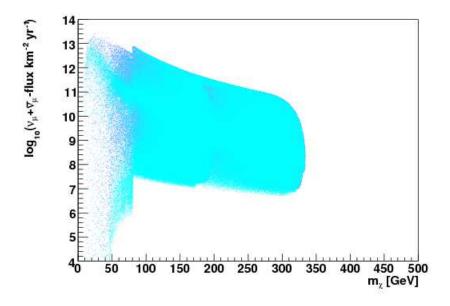


Abbildung 7.16: erwarteter ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss für die Messdauer eines Jahres aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV; Farben: schwarz: $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$, magenta: alle Modelle; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$

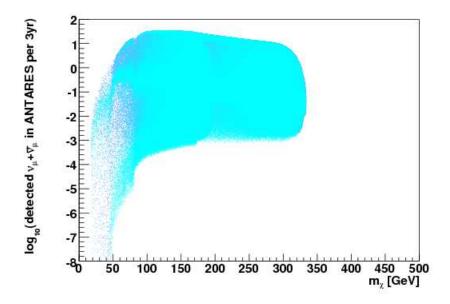


Abbildung 7.17: erwartete Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ für eine Messdauer von drei Jahres aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV; Farben: schwarz: $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$, magenta: alle Modelle; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$

Dabei ist ρ_{χ} die reskalierte Dichte der Neutralinos in der Sonne und $\rho_{loc}=0.3~GeV/cm^{-3}$ die lokale Halodichte (s. Gl. 5.16). Der Neutrinofluss und die Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$, für die reskalierte Dichte sind im Anhang C.3 zu finden. Die Ausschlussbereiche für ANTARES, mit Hilfe der Statistik nach Feldmann und Cousins für kleine Signale, für den erwarteten, reskalierten ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss sind in Abb. 7.18 dargestellt. Die Ausschlussbereiche der erwarteten reskalierten ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate sind in Abb. 7.19 zu sehen.

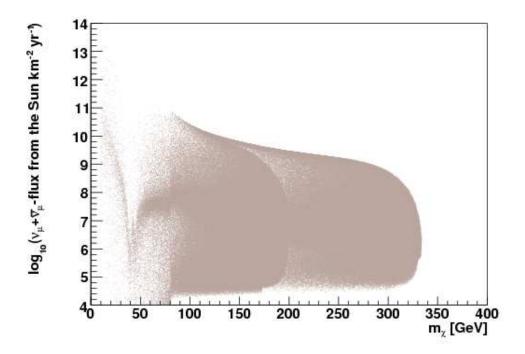


Abbildung 7.18: Ausschließbare Bereich für ANTARES für den Fluss für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$, aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV für eine reskalierte Neutralinodichte im AMSB-Szenario; Farben: dunkles Blau: mit 90% CL ausschließbar, innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles Blau: mit 90% CL ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles Rot: nicht ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; graubraun: nicht ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region

Aus den Abbildungen 7.18 und 7.19 geht hervor, dass es für eine reskalierte Neutralinodichte keine Bereiche gibt, die ANTARES ausschließen kann.

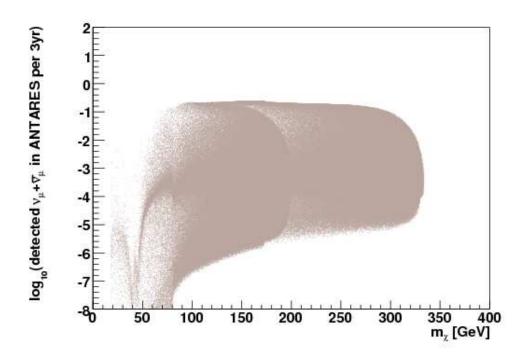


Abbildung 7.19: Ausschließbare Bereich für ANTARES für die ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate, aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV für eine reskalierte Neutralinodichte im AMSB-Szenario; Farben: dunkles Blau: mit 90% CL ausschließbar, innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles Blau: mit 90% CL ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles Rot: nicht ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; graubraun: nicht ausschließbar, außerhalb der 2σ -WMAP-Region

7.2.2 Parameterraum des AMSB-Szenarios

Im diesem Kapitel wird der Parameterraum bezüglich verschiedener Größen, wie z.B. die Reliktdichte, die Masse des Neutralinos usw., gezeigt. Für die erzeugten Plots wurden nur Modelle in Betracht gezogen, für die $\Omega h^2 < 1$ gilt. Wie oben bereits erwähnt wurde, ist die Reliktdichte eines wino-artigen Neutralinos außerhalb des WMAP-Bereiches mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$. Dies wird aus Abb. 7.16 und 7.20 ersichtlich.

Der Parameterraum wurde für den Scan in vier Teilabschnitte untergliedert, weshalb es in der Mitte des gesamten Parameterraumes zu weißen Stellen kommt, die der Scan-Algorithmus nicht durchläuft. Es handelt sich hierbei um Artefakte des verwendeten Algorithmus und nicht um physikalisch ausgeschlossene Modelle. Modelle, deren Parameter im in Gl. 7.4 definierten Bereich liegen, führen, für $0 < tan\beta < 60$, alle zu einer Reliktdichte, die nicht mit den WMAP-Ergebnissen konform ist. Der Grund dafür ist der hohe Annihilationsquerschnitt der wino-artigen Neutralinos. Der Higgsino-Anteil der Neutralinos ist vernachlässigbar. Dies wird in Abb. 7.21 deutlich

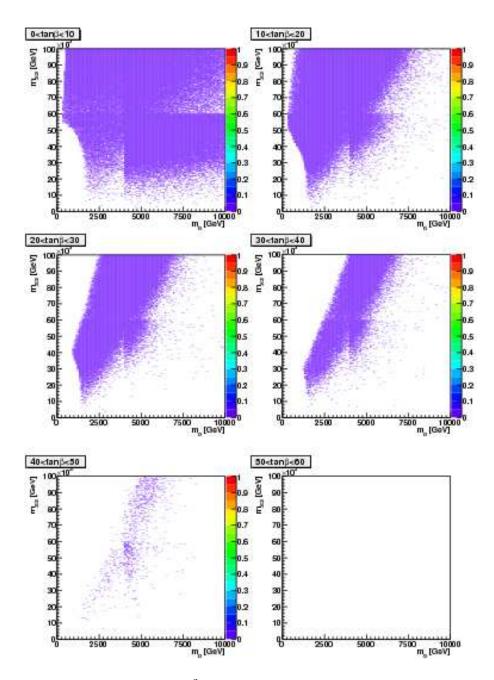


Abbildung 7.20: Reliktdichte Ωh^2 im AMSB-Szenario farbcodiert auf der z-Achse für $\Omega h^2 < 1$ aufgetragen in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; $0 < tan\beta < 60$

Über nahezu den gesamten Parameterraum ist das Neutralino wino-artig und hat keine signifikante Higgsinobeimischung. Der Bereich mit einem hohen Higgsinoanteil ist die Focus-Point-Region (vgl. mSUGRA, Abschnitt 7.1.3). Der weiße Bereich für $0 < m_0 \lesssim 250 GeV$, sowie für $0 < m_{3/2} \lesssim 100 TeV$ aller Parameterraumplots ist ausgeschlossen. Dort ist das Tau-Slepton $\tilde{\tau}$ zunächst das LSP und anschließend tachyonisch [70]. Der weiße Bereich in der rechten Hälfte der Plots ist ausgeschlossen, da

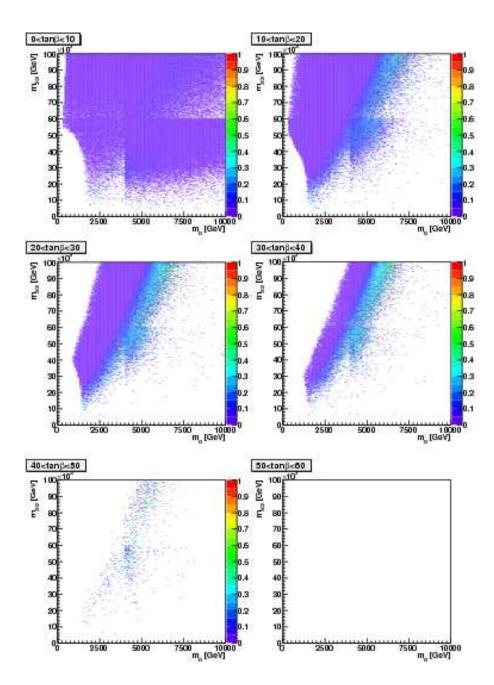


Abbildung 7.21: Farbcodiert auf der z-Achse ist der Higgsino-Anteil des Neutralinos für $0 < tan\beta < 60$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene

dort kein strahlungsvermittelter Bruch der elektroschwachen Symmetrie stattfinden kann.

Die Struktur des Parameterraums für den erwarteten ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss ist in Abb. 7.22 zu sehen.

Der Neutrinofluss ist logarithmisch aufgetragen in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene. Man erkennt, dass die höchsten Flüsse erzielt werden, wenn das Neutralino einen zunehmenden

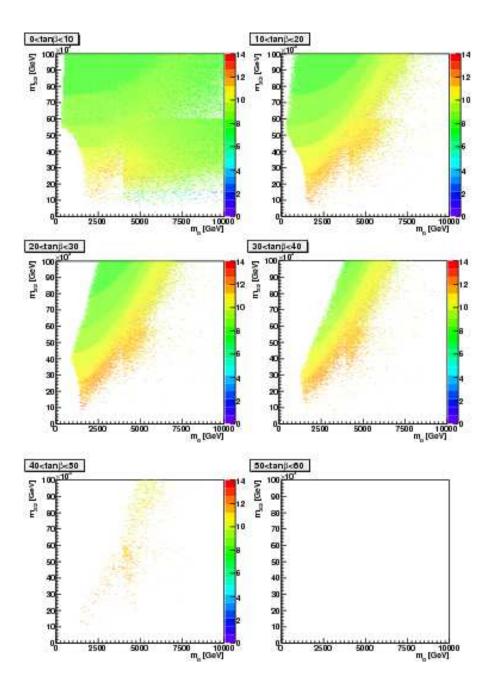


Abbildung 7.22: Farbcodiert auf der z-Achse ist der logarithmische ν_μ - $\bar{\nu}_\mu$ für $0<\tan\beta<60$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene

Higgsinoanteil hat (vgl. Abb. 7.21).

Wie im mSUGRA-Szenario, ist auch in AMSB die Masse des leichtesten Higgsbosons ein entscheidendes Kriterium für die Gültigkeit des Modells. In Abb. 7.23 ist sie exemplarisch für den Bereich $10 < tan\beta < 20$ dargestellt. Der komplete Parameterraum ist im Anhang C.1 zu finden.

Der weiße Bereich für $0 < m_0 \lesssim 1.8 TeV$ und $0 < m_2 \lesssim 50 TeV$ ist durch eine

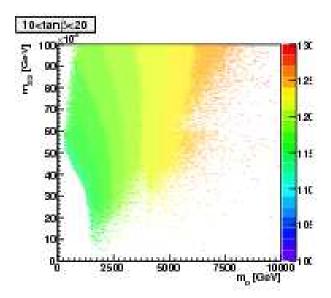


Abbildung 7.23: Die Masse des leichtesten Higgsbosons ist farbcodiert auf der z-Achse für $100 < m_h < 130 GeV$; dargestellt sind die Massen für $10 < tan\beta < 20$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene

zu geringe Masse des leichtesten Higgsbosons m_h ausgeschlossen. Modelle die dort angesiedelt sind führen zu Massen $m_h < 114.4 \, {\rm GeV}$. Man erkennt, dass die Masse des leichtesten Higgsbosons ihr Maximum bei etwa $m_{h,max_{amsb}} \approx 125 \, {\rm GeV}$ hat. Sie bleibt weitgehend konstant für zunehmende Werte von $m_{3/2}$ und ändert sich nur in Abhängigkeit von m_0 . Würde in der gegenwärtigen oder zukünftigen Beschleunigergeneration kein Higgsteilchen mit einer Masse zwischen 114.4 GeV und 125 GeV gemessen, müsste das AMSB-Szenario in dieser Form verworfen werden.

In Abb. 7.24 ist die Masse des Neutralinos für den Bereich $10 < tan\beta < 20$ exemplarisch dargestellt.

Sie hat, für die in Gl. 7.4 gegebenen Eingabeparameter, ihr Maximum bei $m_{\chi} \approx 320 GeV$ hat und bleibt nahezu konstant über weite Bereiche von m_0 . Für zunehmende Werte von $m_{3/2}$, nimmt m_{χ} ebenfalls zu, da die Massen der Gauginos, und damit auch des Neutralinos nur von der Masse des Gravitinos $m_{3/2}$ abhängen (s. Gl. 4.14). Auch im AMSB-Szenario kann es zu einer resonanten Annihilation des Neutralinos mit dem leichtesten Higgsboson kommen.

Das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ ist in Abb. 7.25 zu sehen.

Die für eine resonante Annihilation relevante Region liegt bei Werten für $m_{3/2}$ bei etwa $20 < m_{3/2} < 30 TeV$ und für weite Bereiche von m_0 . Zu höheren Werten von $m_{3/2}$ nimmt das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ ab, da die Massen der Neutralinos mit $m_{3/2}$ zunehmen, hingegen die Masse des leichtesten Higgsbosons m_h weitgehend unabhängig davon ist und zu grösserem m_0 hin zunimmt. Jedoch kann hier, im Gegensatz zum mSUGRA-Szenario, dieser Annihilationsbereich nicht merklich zu einer Erhöhung des erwarteten Flusses führen, da die Annihilationsquerschnitte großsind und die Reliktdichte klein ist.

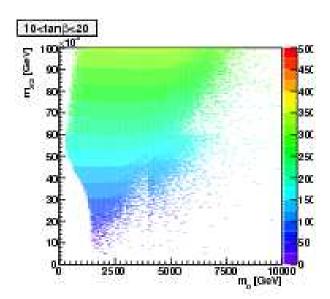


Abbildung 7.24: Die Masse des Neutralinos χ ist farbcodiert auf der z-Achse für $0 < m_{\chi} < 500 GeV$; dargestellt sind die Massen für $10 < tan\beta < 20$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene

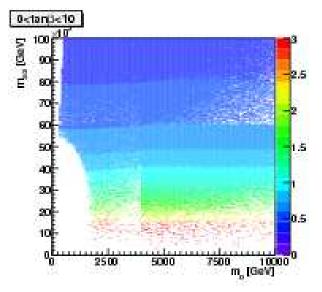


Abbildung 7.25: Das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ ist farbcodiert auf der z-Achse für $0 < tan\beta < 10$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; der Bereich für eine resonante Annihilation liegt bei $\frac{m_h}{m_\chi} \approx 2$

Eine resonante Annihilation mit dem pseudoskalaren Higgsboson m_A ist im AMSB-Szenario nicht möglich, da das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ über nahezu den gesamten Parameterraum den Wert 2 deutlich überschreitet. Dies ist in Abb.7.26 zu sehen.

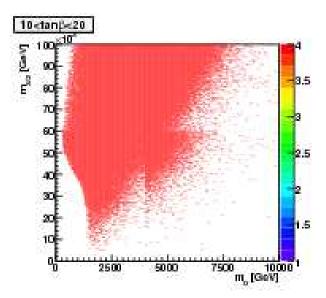


Abbildung 7.26: Das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ ist farbcodiert auf der z-Achse für $10 < tan\beta < 20$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; der Bereich für eine resonante Annihilation läge bei $\frac{m_A}{m_\chi} \approx 2$

7.2.3 Erweiterung des Parameterraumes

Für die unter Gl. 7.4 gegebenen Grenzen für den Parameterraum des AMSB-Szenarios ist es nicht möglich eine Reliktdichte zu erhalten, die konform mit dem Model des thermischen Ausfrierens und den WMAP-Ergebnissen ist. Die berechneten Massen der Neutralinos sind dafür zu klein. Für Massen der Grössenordnung $\mathcal{O}(1\ TeV)$ ist es allerdings möglich eine Reliktdichte im erforderlichen Intervall von $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$ zu erzielen. Dazu muss der Parameterraum hin zu höheren Energien vergrössert werden.

Die folgenden Plots enthalten Simulationsergebnisse innerhalb der Grenzen

$$0 < m_{3/2} < 800 TeV$$

$$0 < m_0 < 40 TeV$$

$$0 < tan \beta < 60$$

$$sgn(\mu) = 1$$

$$c_q = c_u = c_d = c_l = c_e = c_{H_u} = c_{H_d} = 1$$
(7.8)

Die Reliktdichte für Neutralinos aus Simulationen für die oben genannten Intervalle ist in Abb. 7.27 für die Bereich $0 < tan\beta < 60$ dargestellt.

Wie oben erwähnt, sind Neutralinos in AMSB-Szenarion vorwiegend wino-artig oder higgsino-artig. Um eine mit WMAP konforme Reliktdichte zu erzielen, müssen sie Massen von etwa $m_\chi \approx 2 TeV$ für wino-dominierte Neutralinos, oder $m_\chi \approx 1 TeV$

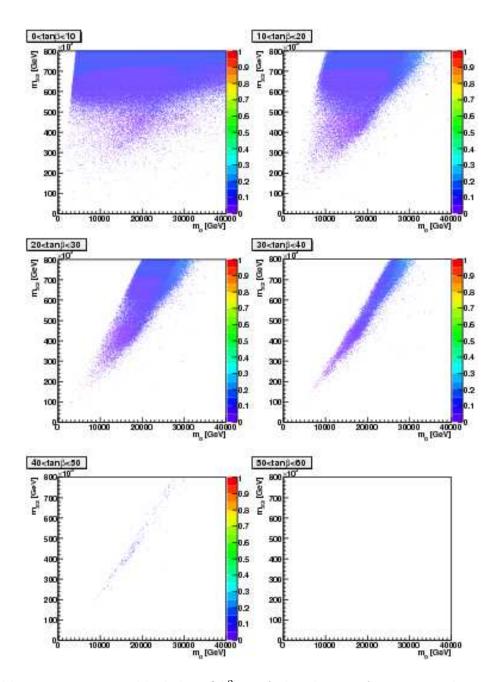


Abbildung 7.27: Die Reliktdichte Ωh^2 ist farbcodiert aufgetrage in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene für die Bereich $0 < tan\beta < 60$

für higgsino-artige Neutralinos, haben [70], [73], [74]. Dies ist der Fall für $m_{3/2} > 700 TeV$ und in den helleren Regionen in Abb. ?? (vgl. Abb. 7.29 und Abb. 7.30). In Abb. 7.28 ist der erwartete Neutrinofluss für die Intervalle aus Gl. 7.8 dargestellt. Im Bereich für Neutralinomassen $m_{\chi} \lesssim 350 GeV$ wurden keine Modelle eingetragen, da der Scan-Algorithmus nicht das gesamte Intervall bis an die Grenzen druchläuft. Dies gilt auch für die folgenden Parameterraumplots, sowie für die Detektionsrate

in Abb. 7.31.

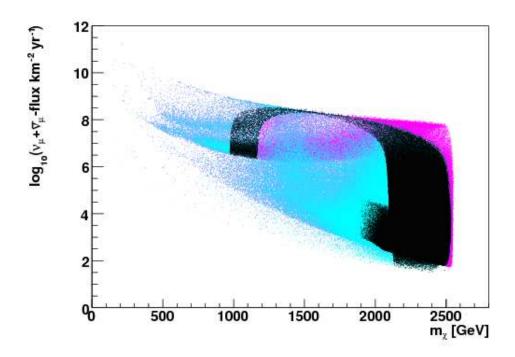


Abbildung 7.28: Erwarteter ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss logarithmisch aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: schwarz: 0.085 < Ωh^2 < 0.119; türkis: Ωh^2 < 0.085; magenta: alle Modelle

Im Gegensatz zur mSUGRA-Theorie, in der das Neutralino bino-artig, ist in AMSB-Szenarien, wie schon erwähnt wurde, das Neutralino über weite Bereiche des Parameterraumes wino-artig. Es annihilieret vorwiegend in Eichbosonen (W^+W^- und ZZ) oder in Fermionen. Auf Grund von Koannihilationen mit dem Chargino (s. Abb. 7.32) ist die Reliktdichte meist zu klein (vgl. Abb. 7.27). Aus Abb. 7.28 wird ersichtlich, dass eine Reliktdichte mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$ erst für Massen ab 1TeV erzielt wird. Das Neutralino hat in diesem Bereich eine nicht zu vernachlässigende Higgsinobeimischung [73], [74]. Für wino-artige Neutralinos liegt der Bereich mit einer korrekten Reliktdichte bei $m_\chi = 2.3 \pm 0.2 TeV$ [74].

Dies wird deutlich, wenn man die Parameterräume bezüglich der Higgsinobeimischung und der Neutralinomasse betrachtet. In Abb. 7.29 und Abb. 7.30 ist die Neutralinomasse exemplarisch für den Bereich $10 < tan\beta < 20$ und $30 < tan\beta < 40$ und der entsprechende Higgsinoanteil respektive dargestellt. Vergleicht man die beiden Abbildungen, so erkennt man, dass leichte Neutralinos (bis ca. 1 TeV) einen Higgsinoanteil haben. Er nimmt ab, je grösser die Masse des Neutralinos wird. Bei einer Masse von ca 2TeV hat es schliesslich keinen Beitrag der Higgsinos mehr.

Die scharfe Begrenzung für Neutralinomassen bei ca. 2500 GeV in Abb. 7.28 und

Abb. 7.31 liegt an seiner Masse von [75]

$$m_{\chi}^{2} \leq \frac{1}{2} \left(m_{1}^{2} + m_{2}^{2} + m_{Z}^{2} - \sqrt{(m_{1}^{2} - m_{2}^{2})^{2} + m_{Z}^{4} - 2(m_{1}^{2} - m_{2}^{2})m_{Z}^{2}cos(2\theta_{W})} \right)$$

$$(7.9)$$

Außerdem ist diese Begrenzung nicht physikalisch bedingt sondern durch den gescannten Bereich, da die Winomasse proportional zu $m_{3/2}$ ist.

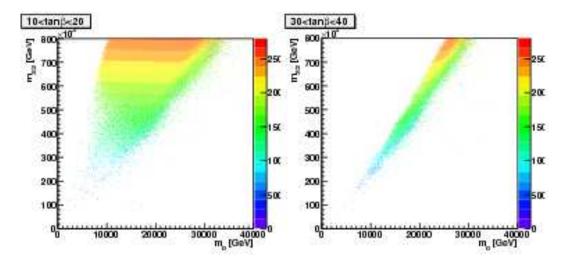


Abbildung 7.29: Masse des Neutralinos ist farbcodiert für den Bereich $0 < m_\chi < 2800 GeV$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; dargestellt sind die Bereiche für $10 < tan\beta < 20$ und $30 < tan\beta < 40$

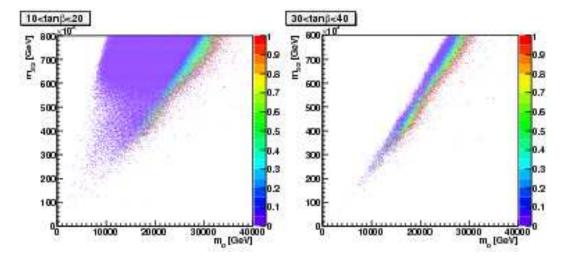


Abbildung 7.30: Farbcodiert ist die Higgsinobeimischung des Neutralinos in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; dargestellt sind die Bereiche für $10 < tan\beta < 20$ und $30 < tan\beta < 40$

Die Detektionsrate für die simulierten Neutrinoflüsse ist in Abb. 7.31 zu sehen

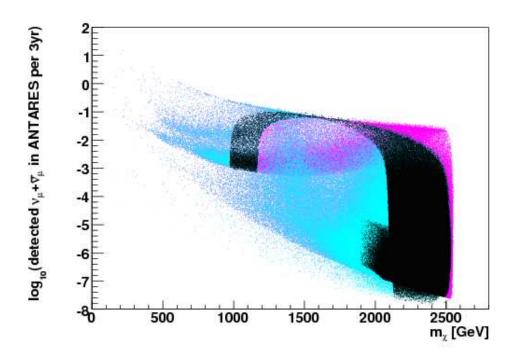


Abbildung 7.31: logarithmisch aufgetragene Detektionsrate, für ANTARES, für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: schwarz: $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$; magenta: alle Modelle

Eine charakteristische Eigenschaft des AMSB-Szenarios ist die Tatsache, dass das leichteste Neutralino χ und das leichteste Chargino χ_1^\pm nahzu massenentartet sind. In Abb. 7.32 ist das Verhältnis $m_{\chi_1^\pm}/m_\chi$ exemplarisch für den Parameterraum $0 < tan\beta < 10$ und $30 < tan\beta < 40$ dargestellt.

Die Entartung der Massen führt auf Grund von Koannihilationen zwischen den Neutralinos und Charginos zu einer geringen Reliktdichte und damit auch zu niedrigen Neutrinoflüssen. Sie sind in Abb. 7.33 exemplarisch für $10 < tan\beta < 20$ und $30 < tan\beta < 40$ dargestellt.

Eine resonante Annihilation über das leichteste oder das pseudoskalare Higgsboson, wie in mSUGRA, ist für hohe Energien von m_0 und $m_{3/2}$ nicht möglich. Die Massen der Teilchen sind dafür über den gesamten Bereich für $tan\beta$ zu leicht (m_h) bzw. zu schwer (m_A) . Die Verhältnisse $\frac{m_h}{m_\chi}$ und $\frac{m_A}{m_\chi}$ sind in Abb. 7.34 und Abb. 7.35 exemplarisch für den Bereich $10 < tan\beta < 20$ zu sehen.

Auch im AMSB-Szenario für hohe m_0 und $m_{3/2}$ gibt es eine Koannihilationsregion mit dem Stau-Lepton $\tilde{\tau}$. Allerdings ist die Masse des $\tilde{\tau}$'s nur für $0 < tan\beta < 10$ in einem Bereich für den $m_{\tilde{\tau}} \leq 2.1 m_{\chi}$ gilt. Bereits für $tan\beta > 10$ ist die Masse des Stau-Leptons schon zu hoch um noch mit dem Neutralino koannihilieren zu können. Das ist in Abb. 7.36 dargestellt.

Neben der Koannihilationsregion mit $\tilde{\tau}$ gibt es im Parameterraum auch einen

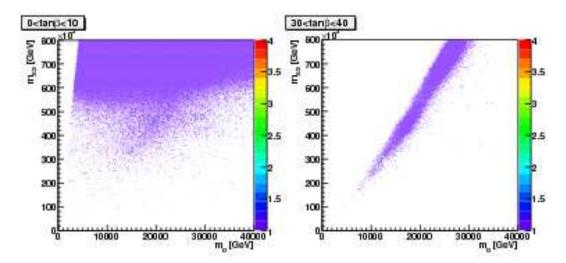


Abbildung 7.32: farbcodiert ist das Verhältnis $\frac{m_{\chi_1^{\pm}}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 10$ und $30 < tan\beta < 40$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; das leichteste Chargino ist dabei nahezu massenentartet mit dem leichtesten Neutralino

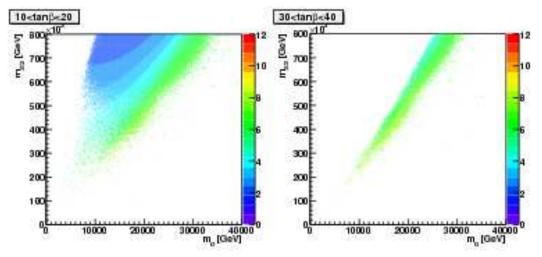


Abbildung 7.33: farbcodiert ist der logarithmische, erwartete ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss für $10 < tan\beta < 20$ und $30 < tan\beta < 40$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene

sehr schmalen Bereich in dem Koannihilationen mit dem Tau-Sneutrino $\tilde{\nu}_{\tau}$ möglich sind. Auch er führt zu einer Verringerung der Reliktdichte der Neutralinos. In Abb. 7.37 ist das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\nu}_{\tau}}}{m_{\chi}}$ aufgetragen in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene. Allerdings ist der Bereich nur für kleine $tan\beta$ für eine mögliche Koannihilation zwischen Neutralinos und Tau-Sneutrinos relevant, da bereits für $tan\beta > 10$ die Differenz der jeweiligen Massen zu gross ist.

Gemäßdem statistischen Modell nach Feldmann und Cousins können im AMSB-Szenario keine Bereiche mit ANTARES ausgeschlossen werden. In Abb. 7.38 und Abb. 7.39 ist dies für den erwarteten ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss und die erwartete Detektionsrate

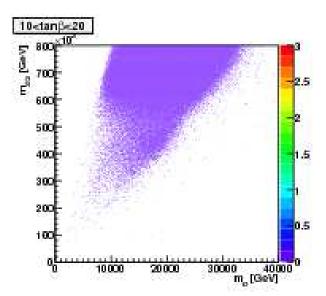


Abbildung 7.34: farb
codiert ist das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ für $10 < tan \beta < 20$ in de
r m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene

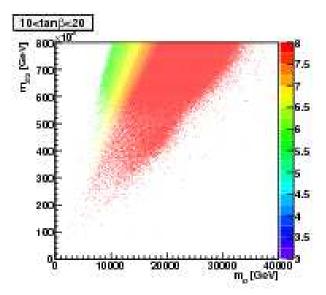


Abbildung 7.35: farbcodiert ist das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ für $10 < tan\beta < 20$ in der m_0 – $m_{3/2}$ -Ebene

für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ dargestellt.

Die dargestellten Plots wurde exemplarisch ausgewählt. Im Anhang C.2 sind nochmals die gesamten Parameterräume zu finden.

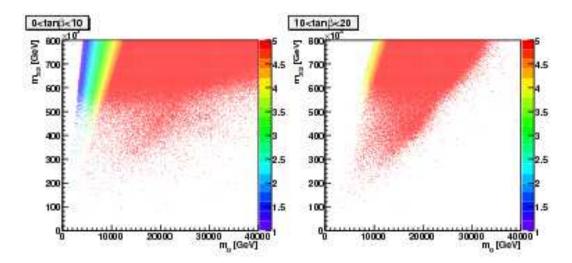


Abbildung 7.36: farbcodiert auf der z-Achse ist das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}$ für $10 < tan\beta < 20$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; nur Bereich für $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}} \lesssim 2$ kommen für eine Koannihilation zwischen $\tilde{\nu}_{\tau}$ und χ in Frage

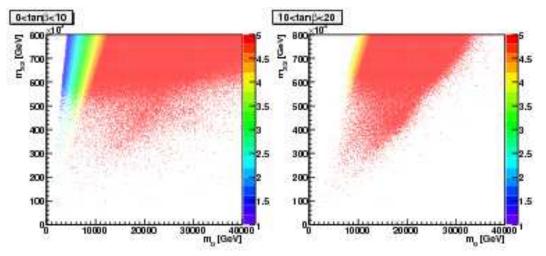


Abbildung 7.37: farbcodiert auf der z-Achse ist das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\nu}_{\tau}}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 10$ und $10 < tan\beta < 20$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene; nur der Bereich für $\frac{m_{\tilde{\nu}_{\tau}}}{m_{\chi}} \lesssim 2$ kommen für eine Koannihilation zwischen $\tilde{\tau}$ und χ in Frage

7.3 Scans des GMSB-Szenarios

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse im GMSB-Szenario dargestellt. Es besteht aus drei Sektoren. Im ersten findet der Bruch der Supersymmetrie statt. Im zweiten Sektor befinden sich die Messengerfelder, die den Bruch der Supersymmetrie in den dritten, "sichtbaren", Sektor übermitteln. Letzterer beinhaltet die Superfelder des MSSM. Insbesondere wird der Bruch der Supersymmetrie durch die Eichgruppe des Standardmodels vermittelt. Der Parameterraum des GMSB-Szenarios besteht

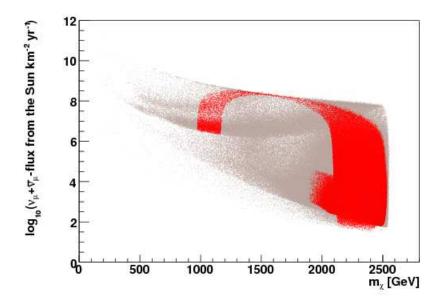


Abbildung 7.38: Ausschließbare Bereiche für ANTARES nach der Statistik von Feldmann und Cousins für ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss; der Fluss ist logarithmisch aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: dunkles Blau: mit 90% CL ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; helles Blau: mit 90% CL ausschließbar, ausserhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles Rot: nicht ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; graubraun: nicht ausschließbar, ausserhalb der 2σ -WMAP-Region

dabei aus sechs variablen Grössen. Das sind die Skala m_m , bei der die Messengerfelder definiert sind, m_{su} ist die Skala des Bruchs der Supersymmetrie. Hinzu kommen noch $tan\beta$, $sgn(\mu)$, n_l und n_q . Die letzten beiden Parameter geben die Anzahl der quark- und lepton-ähnlichen Messengerfelder an. Das Szenario mit $n_l = n_q = 1$ wird das minimal GMSB-Szenario bezeichnet. Die Skala m_{su} entspricht Λ aus Kapitel 4.4. Der Parameterraum wurde für folgende Intervalle gescant.

$$0 < m_m < 10000 TeV$$

$$0 < m_{su} < 5000 TeV$$

$$0 < tan\beta < 60$$

$$n_l = n_q = 1$$

$$sqn(\mu) = 1$$
(7.11)

In Szenarien mit Gauge-Mediation ist immer das Gravitino \tilde{G} das leichteste SUSY-Teilchen (LSP), im Gegensatz zu gravitativ- oder anomalie-vermittelten Szenarien, wie mSUGRA oder AMSB. Das Neutralino χ , sowie das Tau-Slepton $\tilde{\tau}$ kann das nächst schwerere Teilchen (NLSP) sein. Es ist auch möglich, dass beide das NLSP

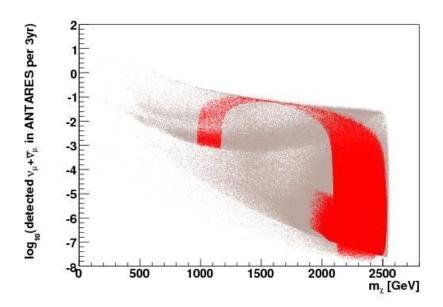


Abbildung 7.39: Ausschließbare Bereiche für ANTARES nach der Statistik von Feldmann und Cousins für die Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$; sie ist logarithmisch aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: dunkles Blau: mit 90% CL ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; helles Blau: mit 90% CL ausschließbar, ausserhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles Rot: nicht ausschließbar, innerhalb der 2σ -WMAP-Region; graubraun: nicht ausschließbar, ausserhalb der 2σ -WMAP-Region

sind (sog. Ko-NLSP) [77]. In Abb. 7.40 ist das Verhältnis der beiden Massen $m_{\tilde{\tau}}/m_{\chi}$ im Parameterraum dargestellt.

Nahezu über den gesamten Parameterraum sind das Neutralino und das Tau-Slepton Ko-NLSP's. Nur für $0 < tan\beta < 30$ hat man einen schmalen Bereich, wo $m_{\tilde{\tau}}/m_{\chi} > 1$ gilt und somit das Neutralino das alleinige NLSP ist. Aufgetragen wurden nur Modelle mit einer Reliktdichte $\Omega h^2 < 1$ und $m_h > 114.4 GeV$. Darüber hinaus wurden die unteren experimentellen Grenzen der ALEPH-Kollaboration für das Neutralino, $m_{\chi} > 55 GeV$, und für das Stau, $m_{\tilde{\tau}} > 77 GeV$, berücksichtigt [78]. Der weisse Bereich über der Diagonalen ist wegen negativen Massenquadraten der Sleptonen ausgeschlossen. Wie in den beiden vorangegangenen Szenarien, schränkt auch die Masse des leichtesten Higgsbosons das GMSB-Szenario ein. Die Simulation ergab ein Maximum für $m_h \approx 130 GeV$. Das bedeutet, dass das GMSB-Szenario verworfen werden muss, sofern kein Higgsteilchen im Bereich $114.4 < m_h < 130 GeV$ gemessen wird. Wird es mit einer gewissen Masse innerhalb des angegebenen Intervalls detektiert, können weitere Bereiche des GMSB-Parameterraumes ausgeschlossen werden. Seine Masse ist in Abb. 7.41 graphisch dargestellt.

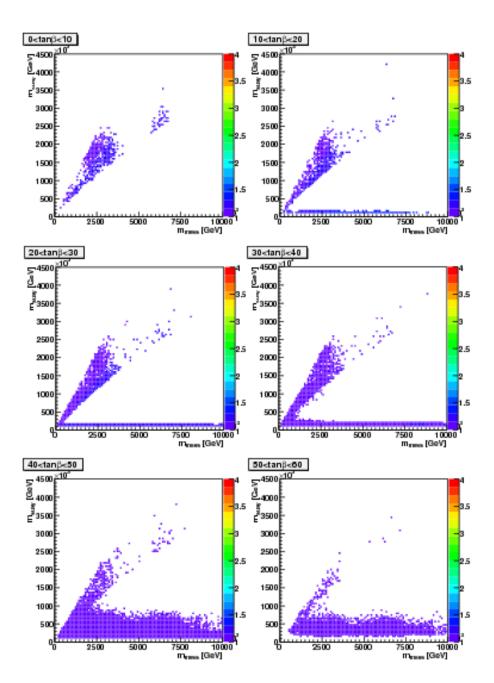


Abbildung 7.40: farb
codiert auf der z-Achse ist das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}$ für
0 $< tan\beta < 60$ in der m_m - m_{su} -Ebene, für
0 $< m_m < 10000 TeV$ und 0 $< m_{su} < 5000 TeV$

Die Masse des Neutralinos, die durch das GMSB-Szenario vorhergesagt wird, ist in Abb. 7.42 dargestellt.

Das Neutralino ist über den gesamten Parameterraum gaugino-artig, insbesondere wird es dominiert durch das Bino. Die Higgsinobeimischung, sowie das Verhältnis $\frac{m_1}{m_2}$ ist in Abb. 7.43 und Abb. 7.44 ,respektive, exemplarisch für den Bereich $40 < tan\beta < 50$ dargestellt.

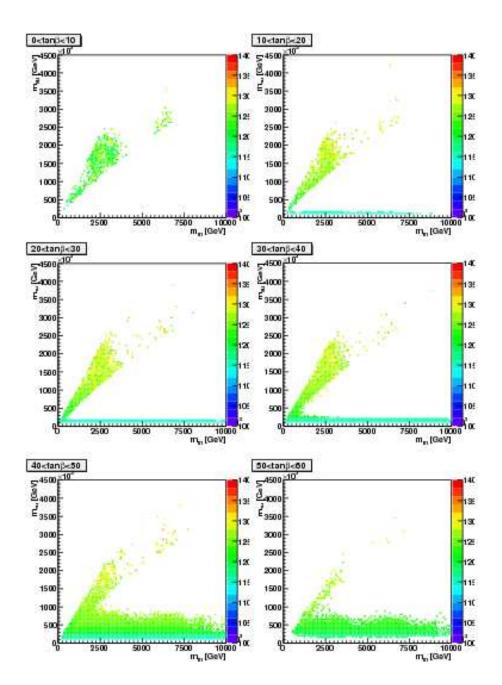


Abbildung 7.41: farb
codiert auf der z-Achse ist die Masse des leichtesten Higgsbosons
 m_h im GMSB-Szenario, für $0 < tan\beta < 60$ in der
 m_m -Ebene, für $0 < m_m < 10000 TeV$ und $0 < m_{su} < 5000 TeV$

Da für die Massen des Binos und Winos $m_1 \approx \frac{1}{2}m_2$ gilt, besteht das Neutralino hauptsächlich aus dem Anteil des Binos.

Da das Neutralino in der GMSB-Theorie aber nicht stabil ist und in das Gravitino und ein Photon zerfällt, kommt es nicht als Baustein für dunkle Materie in Frage [79]. Auf Grund dieser Tatsache wurden keine Plots bezüglich der Reliktdichte, re-

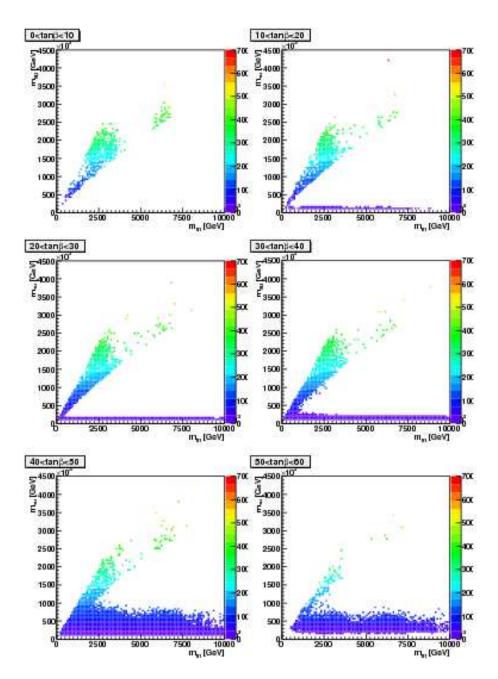


Abbildung 7.42: Die Neutralinomasse für $0 < m_\chi < 7 TeV$ ist farbcodiert auf der z-Achse, für $0 < tan\beta < 60$ in der m_m - m_{su} -Ebene sowie für $0 < m_m < 10000 TeV$ und $0 < m_{su} < 5000 TeV$ im GMSB-Szenario

sultierenden Flüssen oder ähnlichem angeführt, da diese nur relevant wären, wenn das Neutralino Bestandteil der dunklen Materie ist.

Der komplette Parameterraum für das Verhältnis m_1/m_2 , sowie für den Higgsinobeitrag ist im Anhang D zu finden.

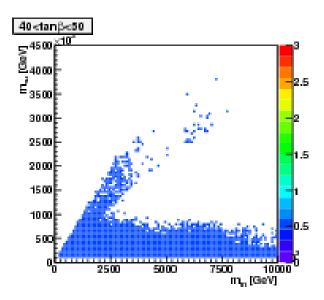


Abbildung 7.43: Das Verhältnis $\frac{m_1}{m_2}$ im GMSB-Szenario ist farb
codiert auf der z-Achse, für $40 < tan\beta < 50$ in der
 m_m -Ebene in den Intervallen $0 < m_m < 10000 TeV$ und $0 < m_{su} < 5000 TeV$

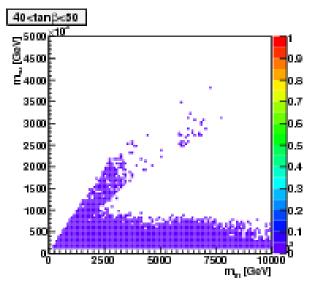


Abbildung 7.44: Die Higgsinobeimischung des Neutralinos im GMSB-Szenario ist farbcodiert auf der z-Achse, für $40 < tan\beta < 50$ in der m_m - m_{su} -Ebene in den Intervallen $0 < m_m < 10000 TeV$ und $0 < m_{su} < 5000 TeV$

7.4 Scan des phenomenologischen MSSM

Szenarien wie mSUGRA, AMSB und GMSB treffen Annahmen, z.B. vereinheitlichte Massen bei einer GUT-Skala, um die Anzahl der freien Parameter zu reduzieren. Das pMSSM ist auf der Skala des elektroschwachen Symmetriebruchs definiert. Aus-

geschlossen werden phenomenologische Aspekte, wie etwa eine zusätzliche CP-Verletzung zur CKM-Matrix oder Flavor Changing Neutral Currents (s.Kaptiel 4.1). Durch diese Auswahl verringert verringert sich die Anzahl der 105 Parameter. Sie wurden ebenfalls in Kaptiel 4.1 erläutert. Die 22 verbleibenden Größen wurden in den folgenden Intervallen variiert

$$0 < tan\beta < 60$$

$$0 < m_{H_1}^2 < 20(TeV)^2$$

$$0 < m_{H_2}^2 < 20(TeV)^2$$

$$0 < m_{1}, m_{2}, m_{3} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{t}_{L}}, m_{\tilde{\tau}_{R}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{e}_{L}}, = m_{\tilde{\mu}_{L}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{e}_{R}} = m_{\tilde{\mu}_{R}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{t}_{L}} = m_{\tilde{b}_{L}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{t}_{L}} = m_{\tilde{b}_{L}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{t}_{R}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{b}_{R}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{u}_{R}} = m_{\tilde{c}_{L}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{u}_{R}} = m_{\tilde{c}_{L}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{u}_{R}} = m_{\tilde{c}_{R}} < 2TeV$$

$$0 < m_{\tilde{d}_{R}} = m_{\tilde{s}_{R}} < 2TeV$$

$$-4 < A_{\tau} < 4TeV$$

$$-4 < A_{t} < 4TeV$$

$$-4 < A_{e,\mu} < 4TeV$$

$$-4 < A_{u,c} < 4TeV$$

$$-4 < A_{d,s} < 4TeV$$

$$-4 < A_{d,s} < 4TeV$$

Anstelle von $m_{H_1}^2$ und $m_{H_2}^2$ wurden die Massen des pseudoskalaren Higgsbosons m_A und der Higgsinomassenparameter μ variiert im Intervall

$$0 < m_A, \mu < 6TeV \tag{7.13}$$

7.4.1 Parameterraum des pMSSM

Auf Grund der Vielzahl der Parameter, ist es schwer exakte Zusammenhänge zwischen den einzelnen Variablen zu treffen. Trägt man in den Parameterraumplots zwei Größen gegeneinander auf, ist es nicht uneingeschränkt möglich den Einfluss der anderen Parameter auf die Observable abzuschätzen. In den folgenden Graphiken werden exemplarisch einige der 22 Variablen dargestellt.

Ob das Neutralino als Teilchen für die dunkle Materie in Frage kommt, hängt von seiner Reliktdichte ab. In Abb. 7.45 ist sie in der m_1 - m_2 -Ebene aufgetragen.

 Ωh^2 ist für $m_2 > m_1$ über den gesamten Parameterraum zu groß. Da das Neutralino χ das leichteste supersymmetrische Teilchen sein soll, trägt für diesen Bereich überwiegend das Bino zur Zusammensetzung von χ bei. Annihilationen in Fermion-Antifermion-Paare sind aus Gründen der Helizitätserhaltung unterdrückt. Bosonische Zerfallskanäle sind nicht möglich, in Abwesenheit eines signifikanten Higgsinoanteils. Für $m_2 < m_1$ ist das Neutralino wino-artig. Auf Grund des hohen Annihilationsquerschnittes und der Möglichkeit direkt in Eich- oder Higgsbosonen zu annihilieren, ist $\Omega h^2 < 0.085$. Durch einen zunehmenden Higgsino-Anteil des bino-artigen Neutralinos, nimmt Ωh^2 ab, da dem Neutralino mehr Annihilationkanäle zur Verfügung stehen (vgl. Focus-Point-Region aus Abschnitt 7.1.1). Die Higgsinobeimischung des Neutralinos ist in Abb. 7.46 exemplarisch für den Bereich $10 < tan\beta < 20$ und $50 < tan\beta < 60$ dargestellt.

Für Bereiche mit $\Omega h^2 > 0.119$ ist das Neutralino nahezu ein reines Gaugino, insbesondere dominiert durch das Bino. Eine "mit den WMAP-Ergebnissen verträgliche, Reliktdichte wird für eine Mischung aus bino- und higgsino-artigen Neutralinos erzielt.

Eine resonante Annihilation in das pseudoskalare Higgsboson A ist über weite Bereiche des Parameterraumes nicht möglich, da das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$, bis auf wenige Fälle, den Wert zwei deutlich überschreitet. Die Möglichkeit für eine resonante Annihilation mit dem leichtesten Higgsboson h ist auf einen sehr schmalen Bereich für $m_1 < 100 GeV$ und $m_2 < 100 GeV$ begrenzt. Die Masse des Neutralinos (vgl. Abb. 7.53) ist dort hinreichend klein für eine resonante Annihilation mit h. Die Verhältnisse $\frac{m_A}{m_\chi}$ und $\frac{m_h}{m_\chi}$ sind exemplarisch in Abb. 7.47 und Abb. 7.48 dargestellt, für die Bereiche $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$.

Die untere Grenze für die Masse des Neutralinos, $m_{\chi} > 55 GeV$, durch die ALEPH-Kollaboration [78], wurde nicht berücksichtigt. Das bedeutet, das der Bereich für $m_h/m_{\chi} \gtrsim 3$ in Abb. 7.48 ausgeschlossen ist. Die Verringerung der Reliktdichte für bino-artige Neutralinos auf Grund von resonanten Annihilationsprozessen kann, für die in Gl. 7.12 gegebenen Intervalle, vernachlässigt werden.

Koannihilationen verringern den Wert von Ωh^2 . Das Tau-Slepton ist für Neutralinomassen $m_{\chi} \approx 600 GeV$ ein Koannihilationspartner. In Abb. 7.49 ist das Verhältnis $m_{\chi}/m_{\tilde{\tau}}$ in der m_1 - m_2 -Ebene aufgetragen, für $30 < tan\beta < 40$.

In den Regionen in Abb. 7.49, für die $\frac{m_{\tilde{t}}}{m_{\chi}} \lesssim 2$ gilt, ist die Massendifferenz des Neutralinos und des Staus klein genug, so dass Koannihilationen zwischen den beiden Teilchen stattfinden. Der hohe Wechselwirkungsquerschnitt dieses Prozesses führt zu einer Verringerung der Reliktdichte. Auch das Top-Sqaurk kommt für eine Koannihilation in Frage. Das Verhältnis $m_{\tilde{t}}/m_{\chi}$ ist exemplarisch, für die Bereiche $10 < tan\beta < 20$ und $50 < tan\beta < 60$, in Abb. 7.50 in der m_1 - m_2 -Ebene dargestellt.

Zur Koannihilation zwischen dem Neutralino χ und dem Stop \tilde{t} kommt es, für Bereiche mit $\frac{m_{\tilde{t}}}{m_{\chi}} \lesssim 2.1$. So wird eine weitere Veringerrung der Reliktdichte erzielt.

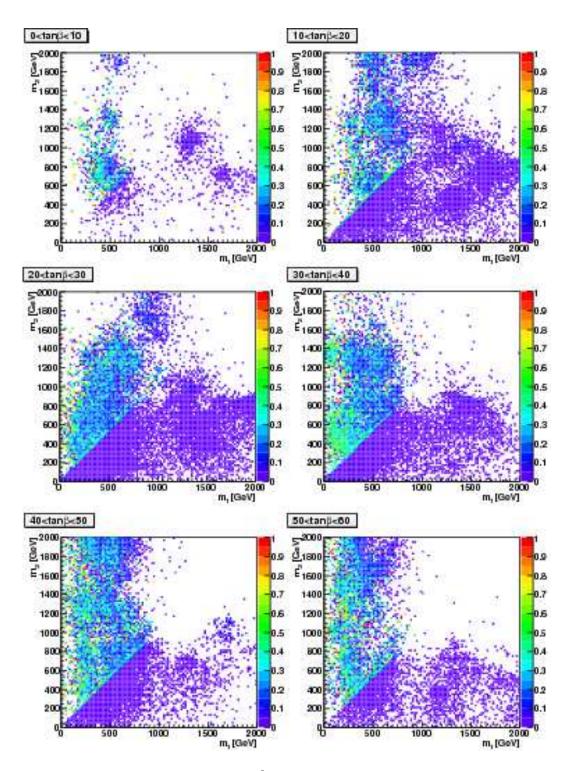


Abbildung 7.45: Die Reliktdichte Ωh^2 des Neutralinos im pMSSM ist farbcodiert aufgetragen in der m_1 - m_2 -Ebene, für $0 < m_1 < 2TeV$ und $0 < m_2 < 2TeV$, $0 < tan\beta < 60$

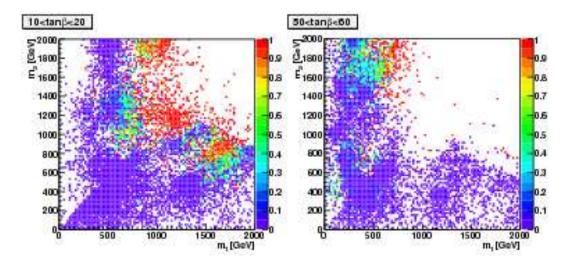


Abbildung 7.46: Die Higgsinobeimischung ist farbcodiert aufgetragen in der m_1 - m_2 -Ebene

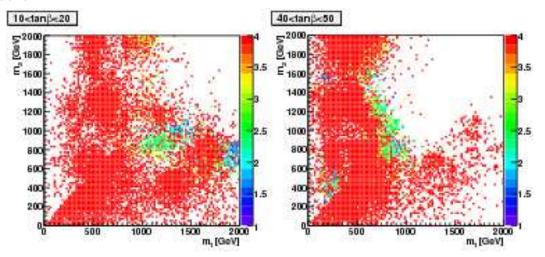


Abbildung 7.47: Das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ ist farbcodiert in der m_1 - m_2 -Ebene, für $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$; resonante Annihilation ist möglich für $\frac{m_A}{m_\chi} \approx 2$

Da in den Koannihilationsregionen für das $\tilde{\tau}$ und das \tilde{t} eine niedrige Reliktdichte ohne hohe Annihilationsquerschnitte erreicht wird, sind die daraus resultierenden Neutrinoflüsse gering. Der ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss ist in Abb. 7.51 für den Bereich $0 < tan\beta < 60$ in der m_1 - m_2 -Ebene aufgetragen

Die höchsten Flüsse werden bei hohen Werten für $tan\beta$ und kleinen Neutralinomassen erzielt. Leichte Neutralinos haben in dieser Region des Parameterraumes einen Higgsino-Beitrag größer 40%. Dies wird aus Abb. 7.52 ersichtlich. Der Higgsino-Beitrag ist aufgetragen in der m_χ - m_2 -Ebene. Für hohe Massen m_2 wird das Neutralino vorwiegend durch das Bino und die Higgsinos bestimmt.

Die Masse des Neutralinos ist in Abb. 7.53 in der m_1 - m_2 aufgetragen.

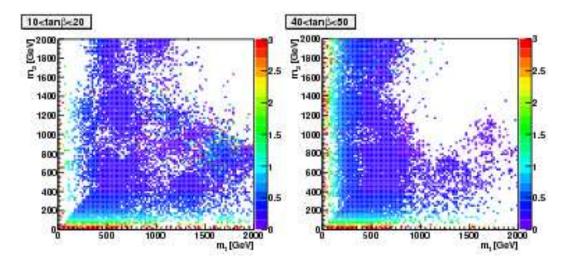


Abbildung 7.48: Das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ ist farbcodiert in der m_1 - m_2 -Ebene, für $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$; resonante Annihilation ist möglich für $\frac{m_h}{m_\chi} \approx 2$

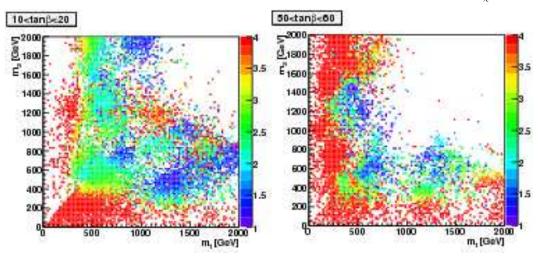


Abbildung 7.49: Das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}$ ist farb
codiert aufgetragen in der m_1 - m_2 -Ebene, für $30 < tan\beta < 40$ und $0 < m_1, m_2 < 2TeV$, Bereiche mit $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}} < 2.1$ sind für Koannihilationsprozesse relevant

Für $m_1 > m_2$ nimmt der Anteil des Winos in der Zusammensetzung des Neutralinos zu. Wird das Wino schwerer, so vergrößert sich auch die Masse des Neutralinos. Gilt $m_2 > m_1$ so steigt der Bino-Anteil des Neutralinos und seine Masse nimmt für steigende Werte von m_1 ebenfalls zu. Die zunehmende Higgsinobeimischung, für Binomassen im Bereich von $1200 \lesssim m_1 \lesssim 1500 GeV$ und Winomassen im Bereich von $1000 \lesssim m_2 \lesssim 1200 GeV$ (vgl. Abb. 7.46), hebt die Neutralinomasse auf $m_\chi \approx 1100 GeV$ an.

Eine resonante Annihilation mit dem pseudoskalaren Higgsboson A ist über weite Bereiche des Parameterraums nicht möglich, da das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ deutlich größer

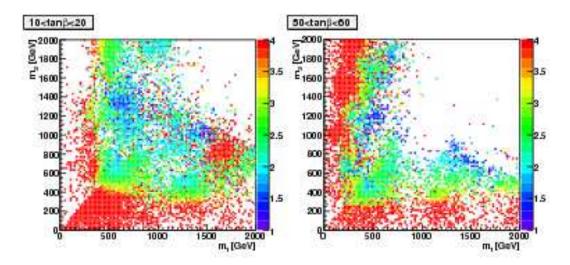


Abbildung 7.50: Das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{t}}}{m_{\chi}}$ ist farbcodiert aufgetragen in der m_1 - m_2 -Ebene, für $10 < tan\beta < 20$, $50 < tan\beta < 60$ und $0 < m_1, m_2 < 2TeV$

ist als zwei. Der Bereich für $0 < tan\beta < 60$ für $\frac{m_A}{m_\chi}$ ist im Anhang E zu finden.

Der Einfluss der skalaren Partner der Fermionen auf Observablen wie den Neutrinofluss oder die Reliktdichte ist gering. Im Parameterraum sind diesbezüglich keine klaren Strukturen zu erkennen. Dies ist exemplarisch für die Masse des Selektrons, \tilde{e}_R , und des Up-Squarks, \tilde{u} , in Abb. 7.54, für die Reliktdichte dargestellt.

Die Bereiche für $m_{\tilde{e}_R} \lesssim 150 GeV$ und $m_{\tilde{u}} \lesssim 300 GeV$ wurden durch LEP und Tevatron augeschlossen [24],[80]. Es gibt keine ausgezeichneten Regionen in der die Reliktdichte innerhalb oder außerhalb des WMAP-Intervalls liegt. Vielmehr sind verschiedenste Werte für Ωh^2 über den gesamten Parameterraum gestreut.

Ein entscheidendes Kriterium für die Gültigkeit des pMSSM, ist die Masse des leichtesten Higgsbosons. Sie ist in Abb. 7.55 in Abhängigkeit von $tan\beta$ dargestellt.

 m_h ist weitgehend konstant über den gesamten Bereich von $tan\beta$. Der Grund dafür ist die geringe Änderung von β im Intervall $0 < tan\beta < 60$. Die Masse des leichtesten Higgsbosons ist proportional zu $|cos(2\beta)|$ auf Tree-Level-Niveau. Dazu kommt noch ein Term, proportional zu $sin\beta$, für die führenden Loop-Beiträge (s. Gl 3.14). Erst ab $tan\beta \gtrsim 4$ sind die Strahlungskorrekturen hinreichend groß, um m_h über das Higgslimit von LEP2 zu heben.

Wird kein Higgsboson für Massen $m_h \lesssim 135 GeV$ gefunden, so ist das pMSSM dadurch widerlegt.

Die dargestellten Plots wurden exemplarisch für einige Bereich von $tan\beta$ ausgewählt. Die Plots für $0 < tan\beta < 60$ sind in E zu finden.

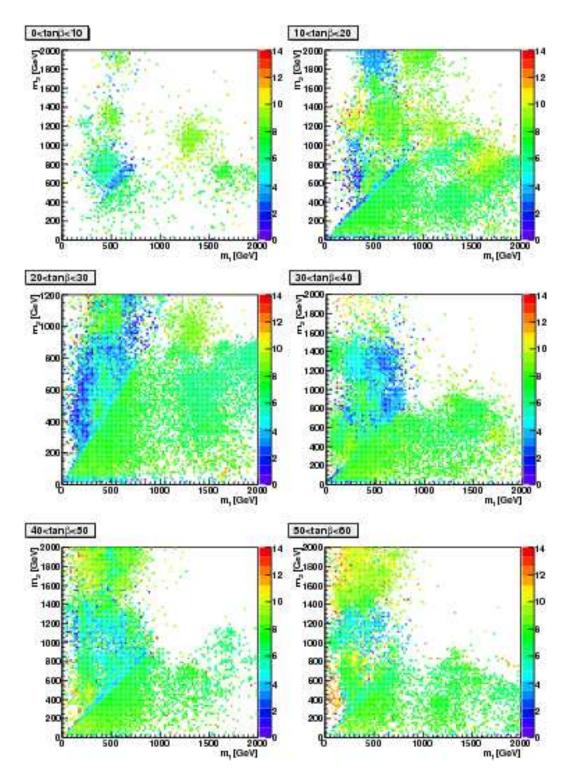


Abbildung 7.51: Der erwartete ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss ist farbcodiert aufgetragen in der m_1 - m_2 -Ebene für $0 < m_1, m_2 < 2 TeV$

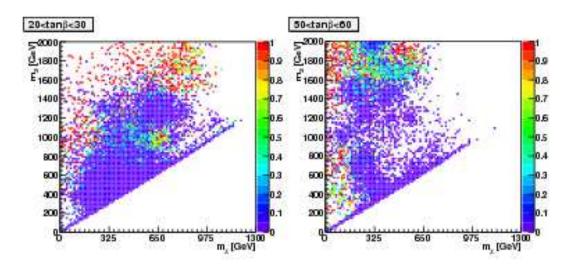


Abbildung 7.52: Der Higgsinobeitrag ist farbcodiert in der m_χ - m_2 -Ebene für 20 < $tan\beta < 30$ und $50 < tan\beta < 60$

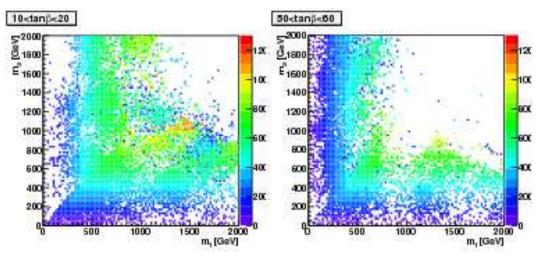


Abbildung 7.53: Die Masse des Neutralinos ist farb
codiert aufgetragen in der m_1 -m₂-Ebene für $10 < tan\beta < 20, \, 50 < tan\beta < 60$ und $0 < m_\chi < 1300 GeV$

7.4.2 Neutrinofluss und Detektionsrate im pMSSM

Für die oben genannten Intervalle wurde der 22-dimensionale Parameterraum gescant. Der simulierte ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss ist in Abb 7.56 zu sehen.

Das untere türkise Band, für Flüsse zwischen 10⁶ und 10⁹ Muonneutrinos und

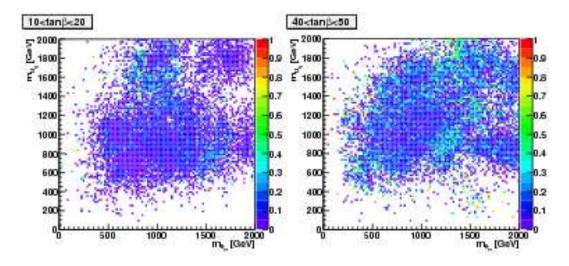


Abbildung 7.54: Die Reliktdichte Ωh^2 ist farbcodiert in der $m_{\tilde{e}_R}$ - $m_{\tilde{u}}$ -Ebene; $\tilde{e_R}$ ist der rechtshändige Superpartner des Elektrons, \tilde{u} ist der linkshändige Partner des up-Quarks

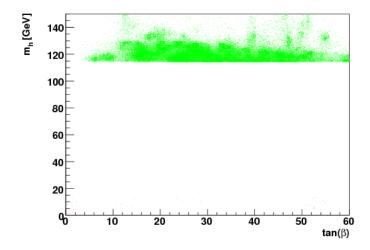


Abbildung 7.55: Die Masse des leichtesten Higgsbosns, m_h in GeV, ist in Abhängigkeit von $tan\beta$, für den Bereich $0 < tan\beta < 60$, abgebildet; der weiße Bereich unterhalb $m_h = 114.4 \, GeV$ ist das LEP2-Limit [65] für die Higgsmasse.

Antimuonneutrinos pro Jahr und km^2 und $100 < m_\chi < 700 GeV$, entspricht dem Beitrag des Winos, in der Zusammensetzung des Neutralinos. Dort wird nur in wenigen Fällen eine Reliktdichte $\Omega h^2 > 0.085$ erreicht. Dies liegt an den hohen Annihilationsquerschnitten des Winos. Es kann direkt in Eich- und Higgsbosonen annihilieren, oder in Fermion-Antifermion-Paare. Dadurch gibt es mehr Annihilationskanäle für das Wino, verglichen mit dem Bino. Auf Grund der niedrigen Reliktdichte, ist der erwartete ν_μ - $\bar{\nu}_\mu$ -Fluss klein.

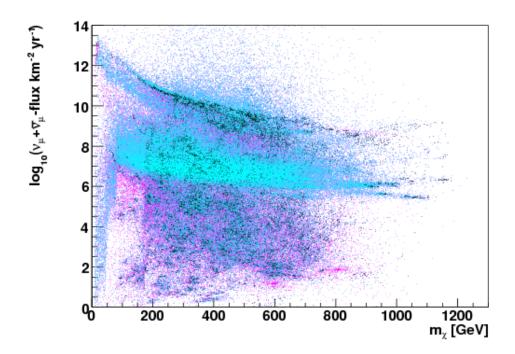


Abbildung 7.56: logarithmisch aufgetragen ist der ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: schwarz: innerhalb des 2σ -Bereichs von WMAP, mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$; magenta: alle Modelle

In Abb. 7.57 ist der Neutrinofluss in Abhängigkeit der Neutralinozusammensetzung zu sehen. Rot sind dabei alle Modelle dargestellt die dem Higgslimit, $m_h > 114.4 GeV$, genügen und eine Reliktdichte Ωh^2 haben, die kleiner als eins ist. Sie entsprechen den Neutralinos, die einen Higgsinobeitrag von mehr als 10% haben. Grün eingefärbt sind Flüsse, die aus wino-artigen Annihilationen stammen. Dort ist die Masse des Bino größer, als die des Winos und das Neutralino hat somit einen höheren Wino-Anteil. Die Gauginobeimischung beträgt dort mehr als 90%. Die höchsten Flüsse werden für Neutralinos mit einem Higgsinoanteil, größer als 10%, erreicht. Der schmale schwarze Bereich für hohe Flüsse, in Abb. 7.56, resultiert aus einer Mischung aus higgsino- und bino-artigen Neutralinos. Diese Kombination führt zu hinreichend hohen Neutrinoraten und sorgt für eine Reliktdichte in der 2σ -Region von WMAP, mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$.

Wie bereits für mSUGRA, AMSB und GMSB, erhält man die erwartete ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate für ANTARES, durch Multiplikation mit der effektiven Fläche des Detektors. Sie ist in Abb. 7.58 gegen die Neutralinomasse aufgetragen.

Die höchsten Detektionsraten werden für higgsino-artige Neutralinos erzielt. Sie können direkt in Bosonen oder Fermion-Anti-Ferimon-Paare annihilieren und somit hohe Flüsse erzeugen. Einige Bereiche der Flüsse und Detektionsraten können von

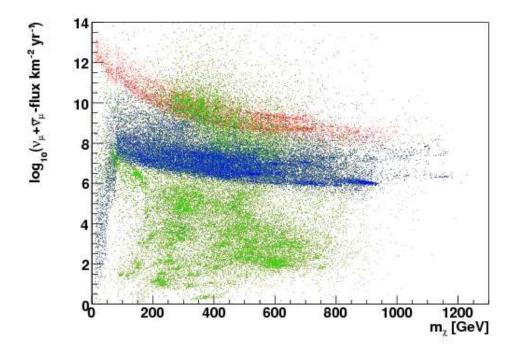


Abbildung 7.57: Der logarithmische ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: Rot: alle Modelle mit $\Omega h^2 < 1$ und $m_h > 114.4 GeV$; Grün: Gauginobeitrag $|N_{11}|^2 + |N_{12}|^2 > 0.9$; blau: $m_1 > m_2$.

ANTARES, nach drei Jahren Messzeit, mit Hilfe des statistischen Modells von Feldmann und Cousins, für kleine Signale, mit 90% CL. ausgeschlossen werden.

In Abb. 7.59 und Abb. 7.60 sind die durch ANTARES ausschließbaren Bereiche für den ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss und die ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate gegen die Neutralinomasse aufgetragen. In hellem Blau sind die Modelle eingefärbt, die außerhalb der 2σ -WMAP-Region liegen. Sie sind mit 90% CL. ausschließbar. Der dunkelblaue Bereich liegt innerhalb der WMAP-Grenzen für die Reliktdichte und ist mit dem gleichen Confidence-Level ausschließbar. Die dunkelrote Region kennzeichnet Modelle die für die $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$ gilt. Über sie kann keine Aussage getroffen werden, da sie unterhalb der Sensitivität des ANTARES-Detektors liegen. In den graubraunen Bereichen liegt

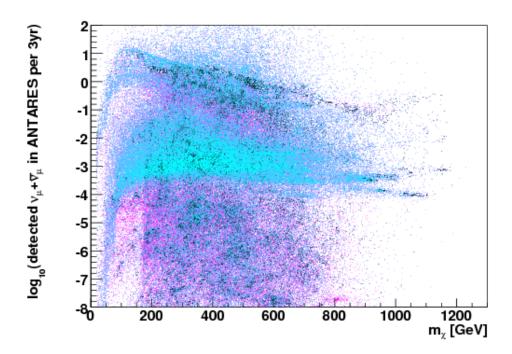


Abbildung 7.58: Für ANTARES erwartete ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate in drei Jahren Messzeit; logarithmisch aufgetragen gegen die Neutralinomasse m_{χ} ; Farben: schwarz: innerhalb der 2σ -Bereichs von WMAP, mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$; magenta: alle Modelle

die Reliktdichte außerhalb des WMAP-Intervalls. Über diesen Bereich kann ebenfalls keine Aussage getroffen werden.

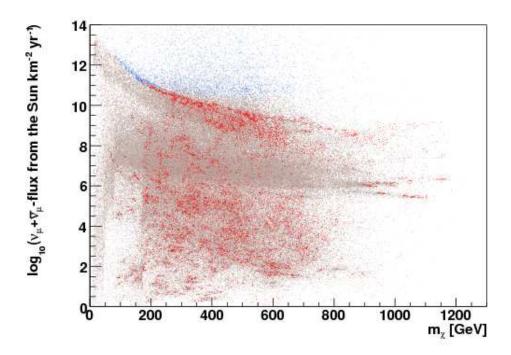


Abbildung 7.59: Für ANTARES ausschließbare Bereiche für den ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss; logarithmisch aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: dunkles Blau: innerhalb der 2σ -Bereichs von WMAP, mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$ mit 90% CL. ausschließbar; helles Blau: außerhalb der WMAP-Region, mit 90% CL. ausschließbar; dunkles Rot: innerhalb des WMAP-Bereichs, nicht ausschließbar; graubraun: außerhalb des Intervalls $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$, nicht ausschließbar.

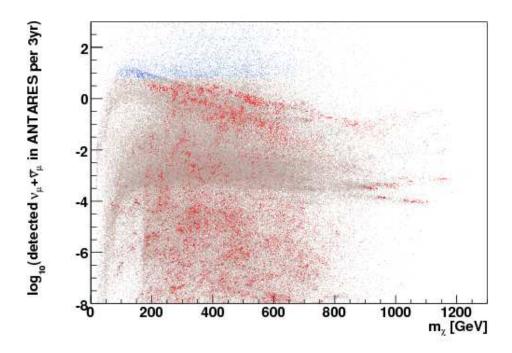


Abbildung 7.60: Für ANTARES ausschließbare Bereiche für die ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate; logarithmisch aufgetragen gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} ; Farben: dunkles Blau: innerhalb der 2σ -Bereichs von WMAP, mit $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$ mit 90% CL. ausschließbar; helles Blau: außerhalb der WMAP-Region, mit 90% CL. ausschließbar; rot: innerhalb des WMAP-Bereichs, nicht ausschließbar; graubraun: außerhalb des Intervalls $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$, nicht ausschließbar.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Verschiedene supersymmetrische Modelle wurden in dieser Arbeit, bezüglich der möglichen Detektion von Myonneutrinos und Anti-Myonneutrinos aus Neutralinoannihilationen in der Sonne mit dem ANTARES-Neutrinoteleskop, untersucht. Zum einen wurden eingeschränkte Versionen des minimal supersymmetrischen Standardmodells (MSSM), mSUGRA, AMSB und GMSB, und zum anderen das phenomengologische MSSM untersucht. Die erstgenannten basieren auf Annahmen, die bei einer Hochenergieskala (z.B. M_{GUT}) definiert sind, um so eine Reduzierung der zusätzlichen 105 freien Parameter des MSSM zu erzielen. Das pMSSM basiert auf phenomenologischen Ausschlusskriterien, wie z.B. die Abwesenheit von Flavor Changing Neutral Currents im Standardmodel, um die Anzahl der freien Parameter zu reduzieren. Die jeweiligen Parameterräume wurden mit Hilfe von Markov-Ketten-Monte-Carlo gescant. Die höchsten erwarteten Detektionsraten für ANTARES werden für das mSUGRA-Szenario, mit $\frac{n_{detected}}{3yrs~km^2}\lesssim 10$, und das pMSSM mit $\frac{n_{detected}}{3yrs~km^2}\lesssim 50$, erzielt. Im GMSB-Model ist eine Neutrinodetektion aus Neutralinoannihilationen, mit dem Neutralino als Kandidat für dunkle Materie, nicht möglich, da das leichteste supersymmetrische Teilchen das Gravitino ist, in das das Neutralino zerfällt und somit nicht als Kandidat für dunkle Materie in Frage kommt. Im AMSB-Modell ist das Neutralino über weite Bereiche des Parameterraumes wino-artig. Das führt, für $0 < m_0 < 10 TeV$ und $0 < m_{3/2} < 100 TeV$ zu einer Reliktdichte, die nicht mit WMAP konform ist. Für diesen Bereich des Parameterraumes kann mit string-theoretisch motivierte Modellen, wie die der Affleck-Dine-Baryogenesis, eine mit WMAP konforme Reliktdichte erzielt werden. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht berücksichtigt. Durch eine Erweiterung von m_0 auf 40TeV und $m_{3/2}$ auf 800 TeV wird eine Reliktdichte im kosmologisch interessanten Bereich für dunkle Materie, $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$, erzielt. Die resultierenden Neutrinoflüsse sind sehr klein mit einer Detektionsrate $\frac{n_{detected}}{3yrs\ km^2}\lesssim 1$. ANTARES kann über sie keine Aussage treffen, da sie unterhalb der Sensitivtät des Detektors liegen. Der Scan des pMSSM erwies sich auf Grund der 22 freien Parameter als ineffizient. Für ein effektives Scanen des 22-dimensionalen Parameterraums, sollte die Dauer des Scans, die zur Zeit bei maximal 24 Stunden liegt, erhöht werden. Darüber hinaus sollten neben

der 2σ -WMAP-Region, an der sich das Akzeptanzkriterium für einen neuen Startpunkt der Markov-Kette orientiert, zukünftig weitere Einschränkungen, z.B. für die Massen der supersymmetrischen Teilchen berücksichtigt werden, um so die Effizienz zu verbessern.

Anhang A

Notationen und Kommutationsrelationen für Spinoren

Die notwendigen Notationen und Konventionen werden in diesem Abschnitt gezeigt [13]. Die Indizes der Vierer-Vektoren werden durch Buchstaben aus der Mitte des griechischen Alphabets mit $\mu,\nu,\rho...=0,1,2,3$ dargestellt. Der kontravariante Ortsund Impulsvierervektor eines Teilchens sind gegeben durch

$$x^{\mu} = (t, \vec{x}) , \quad P^{\mu} = (E, \vec{p})$$
 (A.1)

Für die Ableitung gilt

$$\partial_{\mu} = (\partial/\partial t, \vec{\nabla}) \tag{A.2}$$

Die Metrik der Raumzeit $\eta_{\mu\nu}$ ist

$$\eta_{\mu\nu} = diag(-1, +1, +1, +1) \tag{A.3}$$

Für ein Teilchen der Masse m auf der Massenschale gilt dann $p^2 = -m^2$. Für vierkomponentige Spinoren hat gilt für die Händigkeitsoperatoren P_L und P_R

$$P_L = (1 - \gamma_5)/2$$
 , $P_R = (1 + \gamma_5)/2$ (A.4)

Ein vierkomponentiges Dirac-Fermion Ψ_D der Masse M wird beschrieben durch die Lagrangedichte \mathcal{L}_{Dirac}

$$\mathcal{L}_{Dirac} = -i\bar{\Psi}_D \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_D - M\bar{\Psi}_D \Psi_D \tag{A.5}$$

Dabei gilt die Darstellung der 4 × 4- Gamma-Matrizen gemäss

$$\gamma_{\mu} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_{\mu} \\ \bar{\sigma}_{\mu} & 0 \end{pmatrix} , \quad \gamma_{5} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$
 (A.6)

108ANHANG A. NOTATIONEN UND KOMMUTATIONSRELATIONEN FÜR SPINOREN

Dabei sind σ_{μ} die Pauli-Matrizen

$$\bar{\sigma}_0 = \sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} , \quad \bar{\sigma}_1 = -\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\bar{\sigma}_2 = -\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} , \quad \bar{\sigma}_3 = -\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$
(A.7)

In dieser Darstellung wird ein Dirac-Spinor beschrieben durch zwei zwei-komponentige, antikommutierende Objekte ξ_a und $(\chi^{\dagger})^{\dot{\alpha}} \equiv \chi^{\dagger \dot{\alpha}}$ mit den Spinor-Indizes $\alpha = 1, 2$ und $\dot{\alpha} = 1, 2$:

$$\Psi_D = \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ \chi^{\dagger \dot{\alpha}} \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

Damit folgt für $\bar{\Psi}_D$

$$\bar{\Psi}_D = \Psi_D^{\dagger} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = (\chi^{\alpha} \ \xi_{\dot{\alpha}}^{\dagger}) \tag{A.9}$$

Das Feld ξ nennt man einen linkshändigen Weyl-Spinor und χ^{\dagger} nennt man rechtshändig, da gilt

$$P_L \Psi_D = \begin{pmatrix} \xi_{\alpha} \\ 0 \end{pmatrix} , P_R \Psi_D = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi^{\dagger \dot{\alpha}} \end{pmatrix}$$
 (A.10)

Durch hermitescher Konjugation erhält man aus einem linkshändigen Weyl-Spinor einen rechtshändigen

$$\Psi_{\dot{\alpha}}^{\dagger} \equiv (\Psi_{\alpha})^{\dagger} = (\Psi^{\dagger})_{\dot{\alpha}} \tag{A.11}$$

umgekehrt gilt

$$(\Psi^{\dagger \dot{\alpha}})^{\dagger} = \Psi^{\alpha} \tag{A.12}$$

Durch Konvention sind linkshändige Weyl-Spinoren immer durch "†" gekennzeichnet. Die Spinorindizes α und $\dot{\alpha}$ werden erhöht bzw. erniedrigt durch den antisymmetrischen Tensor ϵ . Dabei gilt

$$\epsilon^{12} = -\epsilon^{21} = \epsilon_{21} = -\epsilon_{12} = 1$$

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon^{11} = \epsilon^{22} = 0$$
(A.13)

Daraus folgt für ξ bzw. Ψ

$$\xi_{\alpha} = \epsilon_{\alpha\beta}\xi^{\beta} , \xi^{\alpha} = \epsilon^{\alpha\beta}\xi_{\beta} , \chi^{\dagger}_{\dot{\alpha}} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\chi^{\dagger\dot{\beta}} , \chi^{\dagger\dot{\alpha}} = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$$
 (A.14)

Desweiteren gilt für ϵ

$$\epsilon_{\alpha\beta}\epsilon^{\beta\gamma} = \epsilon^{\gamma\beta}\epsilon_{\beta\alpha} = \delta^{\gamma}_{\alpha} \ , \ \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\epsilon^{\dot{\beta}\dot{\gamma}} = \epsilon^{\dot{\gamma}\dot{\beta}}\epsilon_{\dot{\beta}\dot{\alpha}} = \delta^{\dot{\gamma}}_{\dot{\alpha}}$$
 (A.15)

Ins besondere gilt für die Kontraktion der Indizes

$$\xi \chi \equiv \xi^{\alpha} \chi_{\alpha} = \xi^{\alpha} \epsilon_{\alpha\beta} \chi^{\beta} = -\chi^{\beta} \epsilon_{\alpha\beta} \xi^{\alpha} = \chi^{\beta} \epsilon_{\beta\alpha} \xi^{\alpha} = \chi^{\beta} \xi_{\beta} \equiv \chi \xi \tag{A.16}$$

 $\xi^\dagger \chi^\dagger$ und $\chi^\dagger \xi^\dagger$ sind die Kurzschreibweisen von $\chi^\dagger_{\dot{\alpha}} \xi^{\dagger \dot{\alpha}} = \xi^\dagger_{\dot{\alpha}} \chi^{\dagger \dot{\alpha}}$. Sie sind das komplex konjugierte zu $\xi \chi$ mit

$$\xi^{\dagger} \chi^{\dagger} = \chi^{\dagger} \xi^{\dagger} = (\xi \chi)^* \tag{A.17}$$

Darüber hinaus gilt

$$\xi^{\dagger} \bar{\sigma}^{\mu} \chi = -\chi \sigma^{\mu} \xi^{\dagger} = (\chi^{\dagger} \bar{\sigma}^{\mu} \xi)^* = -(\xi \sigma^{\mu} \chi^{\dagger})^*$$
(A.18)

Die komplexe Konjugation aus den letzten beiden Gleichungen gilt für klassische Felder. Für Quanten-Felder wird sie durch die hermitesche Konjugation im Hilbert-Raum ersetzt.

Abschliessend sind noch einige wichtige Identitäten gezeigt

$$\xi \sigma^{\mu} \bar{\sigma}^{\nu} \chi = \chi \sigma^{\nu} \bar{\sigma}^{\mu} \xi = (\chi^{\dagger} \bar{\sigma}^{\nu} \sigma^{\mu} \xi^{\dagger})^* = (\xi^{\dagger} \bar{\sigma}^{\mu} \sigma^{\nu} \chi^{\dagger})^*$$
(A.19)

$$\chi_{\alpha}(\xi\eta) = -\xi_{\alpha}(\eta\chi) - \eta_{\alpha}(\chi\xi) \tag{A.20}$$

$$\sigma^{\mu}_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\sigma}^{\dot{\beta}\beta}_{\mu} = -2\delta^{\beta}_{\alpha}\delta_{\dot{\alpha}}\dot{\beta} \tag{A.21}$$

$$\left[\sigma^{\mu}\bar{\sigma}^{\nu} + \sigma^{\nu}\bar{\sigma}^{\mu}\right]_{\alpha}^{\beta} = -2\eta^{\mu\nu}\delta_{\alpha}^{\beta} \tag{A.22}$$

$$\left[\bar{\sigma}^{\mu}\sigma^{\nu} + \bar{\sigma}^{nu}\sigma\mu\right]^{\dot{\beta}}_{\dot{\alpha}} = -2\eta^{\mu\nu}\delta^{\dot{\beta}}_{\dot{\alpha}} \tag{A.23}$$

$$\bar{\sigma}^{\mu}\sigma^{\nu}\bar{\sigma}^{\rho} = -\eta^{\mu\nu}\bar{\sigma}^{\rho} - \eta^{\nu\rho}\bar{\sigma}^{\mu} + \eta^{\mu\rho}\bar{\sigma}^{\nu} + i\epsilon^{\mu\nu\rho\kappa}\bar{\sigma}_{\kappa} \tag{A.24}$$

$$\sigma^{\mu}\bar{\sigma}^{\nu}\sigma^{\rho} = -\eta^{\mu\nu}\sigma^{\rho} - \eta^{\nu\rho}\sigma\mu + \eta^{\mu\rho}\sigma^{\nu} - i\epsilon^{\mu\nu\rho\kappa}\sigma_{\kappa}$$
 (A.25)

 $\epsilon^{\mu\nu\rho\kappa}$ bezeichnet dabei den total antisymmetrischen Tensor mit $\epsilon^{0123}=+1$. In Kapitel 2 wurden die wichtigsten Kommutationsrelationen für die fermionischen Generatoren der SUSY-Algebra, Q, gezeigt. Für sie gelten folgende Vertauschungsregeln.

$$[P_{\mu}, P_{\nu}] = 0$$

$$[P_{\mu}, M_{\rho\sigma}] = i(g_{\mu\rho}P_{\sigma} - g_{\mu\sigma}P_{\rho})$$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho,\sigma}] = i(g_{\mu\rho}M_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho})$$

$$[B_{r}, B_{s}] = iC_{rs}^{t}B_{t}$$

$$[B_{r}, P_{\mu}] = [B_{r}, M_{\mu\sigma}] = 0$$

$$[Q_{\alpha}^{i}, P_{\mu}] = [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^{i}, P_{\mu}] = 0$$

$$[Q_{\alpha}^{i}, M_{\mu\nu}] = \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_{\alpha}^{\beta}Q_{\dot{\beta}}^{i}$$

$$[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^{i}, M_{\mu\nu}] = -\frac{1}{2}\bar{Q}_{\dot{\beta}}^{i}(\bar{\sigma}_{\mu\nu})_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}}$$

$$[Q_{\alpha}^{i}, B_{r}] = (b_{r})_{j}^{i}Q_{\alpha}^{i}$$

$$[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^{i}, B_{r}] = -\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^{i}(b_{r})_{j}^{i}$$

$$\{Q_{\alpha}^{i}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}^{j}\} = 2\delta^{ij}(\sigma^{\mu})_{\alpha\dot{\beta}}P_{\mu}$$

$$\{Q_{\alpha}^{i}, Q_{\beta}^{j}\} = 2\epsilon_{\alpha\beta}Z^{ij}$$

$$Z^{ij} = a_{ij}^{r}b_{r}, Z^{ij} = Z_{ij}^{\dagger}$$

$$\{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^{i}, \bar{Q}_{b\dot{e}ta}^{i}\} = -2\epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}Z^{ij}$$

$$[Z_{ij}, irgendwas] = 0$$

$$\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2 \qquad i, j = 1, 2, ..., N$$

Dabei bezeichnet $M_{\mu\nu}$ den Drehimpulsoperator, B_r bezeichnet innere Symmetriegeneratoren. Q sind die spinorischen SUSY-Generatoren, Z_{ij} bezeichnet die Zentralladungen und α , $\dot{\alpha}$, β und $\dot{\beta}$ sind die oben erwähnten spinorischen Indizes.

Anhang B

Weitere Parameterraumplots für das mSUGRA-Szenario mit SuSpect

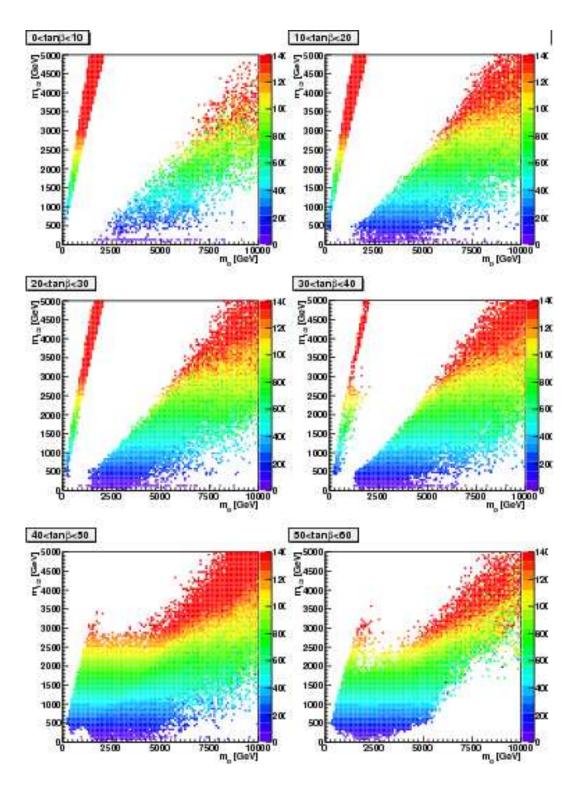


Abbildung B.1: Masse des Neutralinos farbcodiert auf der z-Achse für $0 < m_\chi < 1400 GeV$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; $0 < m_0 < 10000 GeV$, $0 < m_{1/2} < 5000 GeV$, $-7000 < A_0 < 7000 GeV$ und $sgn(\mu)=1$

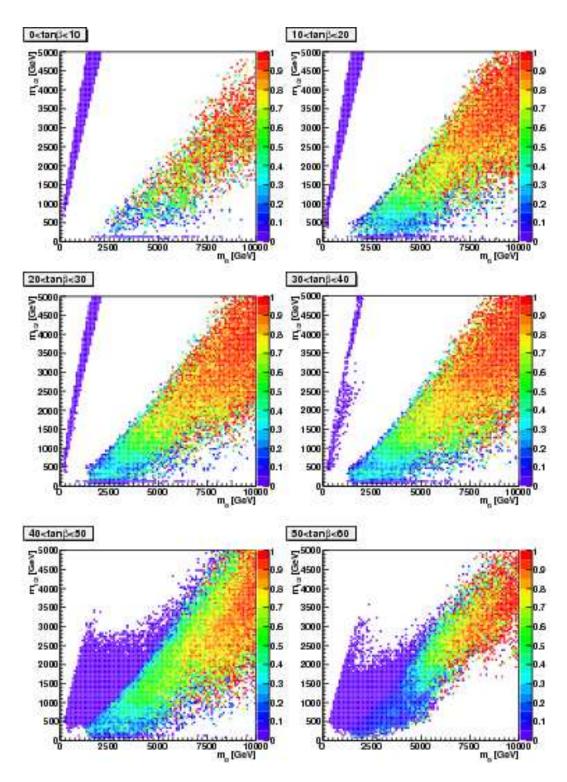


Abbildung B.2: Higgsino-Anteil des Neutralinos farb
codiert auf der z-Achse in der $m_0\text{-}m_{1/2}\text{-}Ebene;~0< m_0<10000GeV,~0< m_{1/2}<5000GeV,~-7000< A_0<7000GeV~und <math display="inline">sgn(\mu)=1$

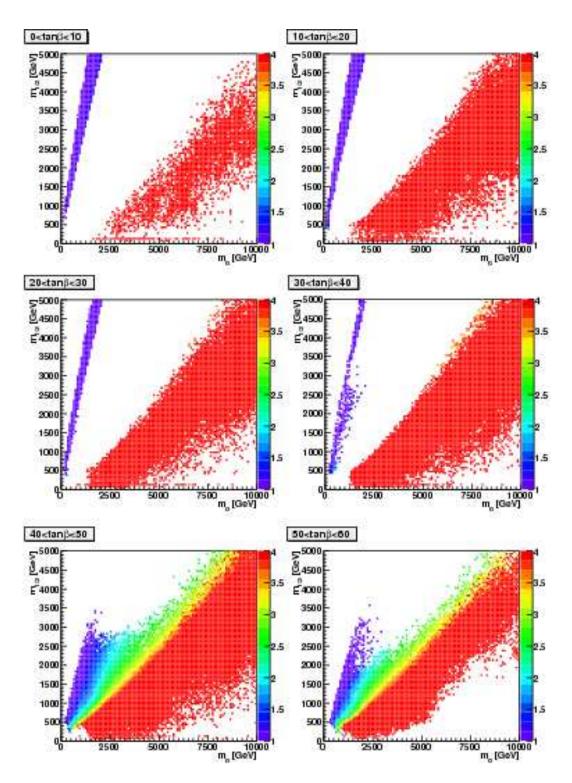


Abbildung B.3: Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}$ farbcodiert auf der z-Achse für $1<\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}<4GeV$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; $0< m_0<1000GeV$, $0< m_{1/2}<5000GeV$, $-7000< A_0<7000GeV$ und $sgn(\mu)=1$

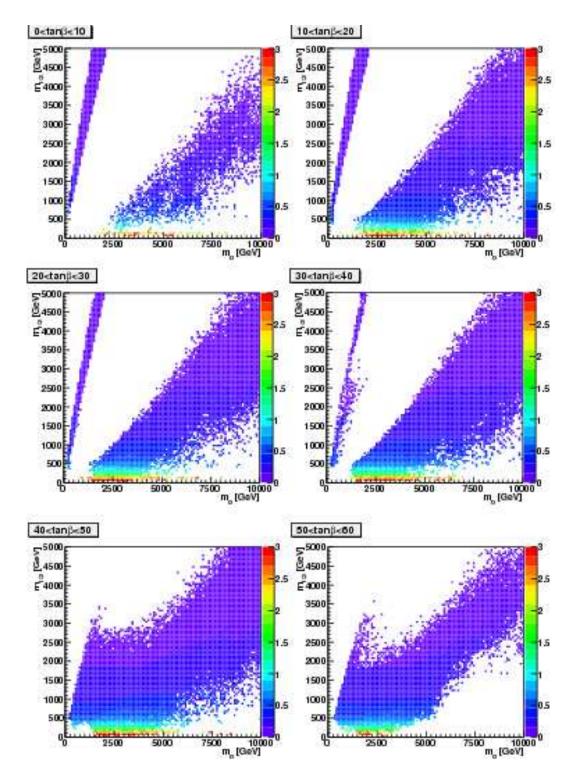


Abbildung B.4: Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ farbcodiert auf der z-Achse für $0<\frac{m_h}{m_\chi}<3GeV$ in der $m_0\text{-}m_{1/2}\text{-}\text{Ebene};~0< m_0<10000GeV,~0< m_{1/2}<5000GeV,~-7000< A_0<7000GeV~und <math display="inline">sgn(\mu)=1$

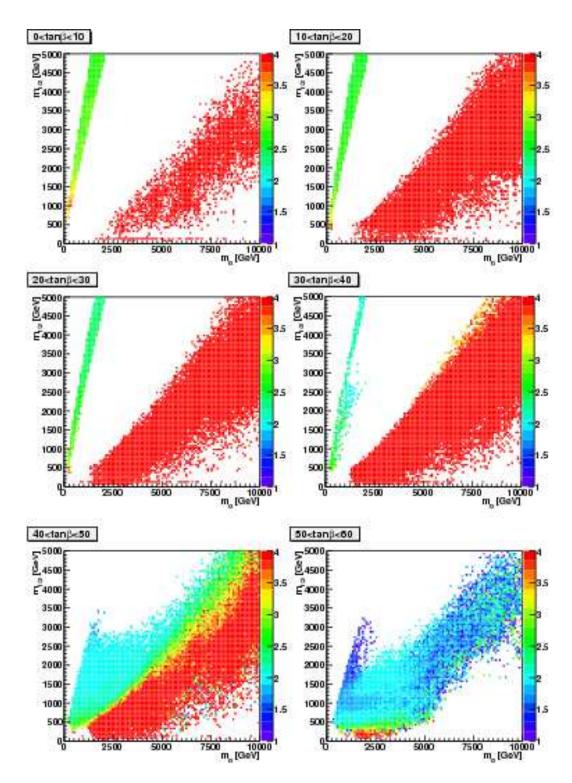


Abbildung B.5: Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ farbcodiert auf der z-Achse für $1<\frac{m_A}{m_\chi}<4GeV$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; $0< m_0<1000GeV,~0< m_{1/2}<5000GeV,~-7000< A_0<7000GeV$ und $sgn(\mu)=1$

Anhang C

Weitere Plots für das AMSB-Szenario

C.1 Scans für kleine Parameterintervalle

Für die folgenden Plots wurden als Grenzen für die Parameter des AMSB-Models gewählt

$$0 < m_{3/2} < 100 TeV$$

$$0 < m_0 < 10 TeV$$

$$0 < tan \beta < 60$$

$$sgn(\mu) = 1$$

$$c_q = c_u = c_d = c_l = c_e = c_{H_u} = c_{H_d} = 1$$
(C.1)

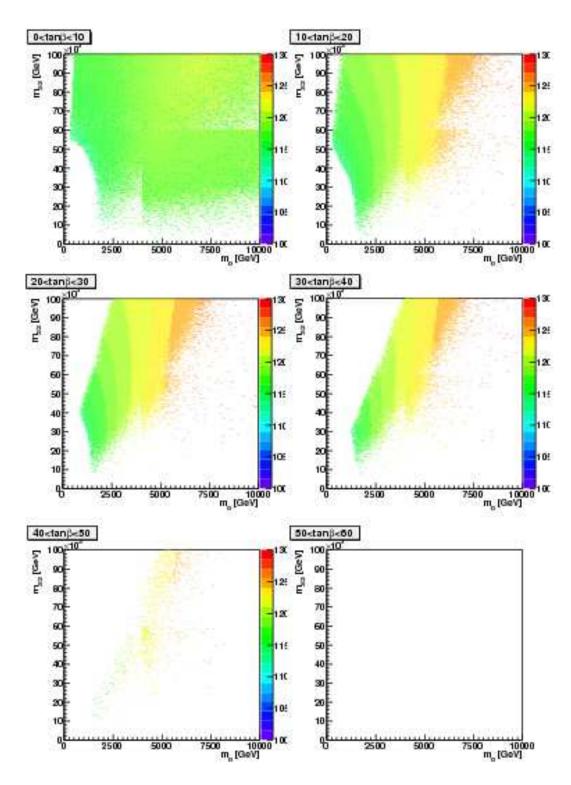


Abbildung C.1: Farb
codiert auf der z-Achse ist die Masse des leichtesten Higgsboson
s m_h für den Bereich $100 < m_h < 130 GeV$ in $m_0\hbox{-}m_{1/2}\hbox{-}{\rm Ebene}$

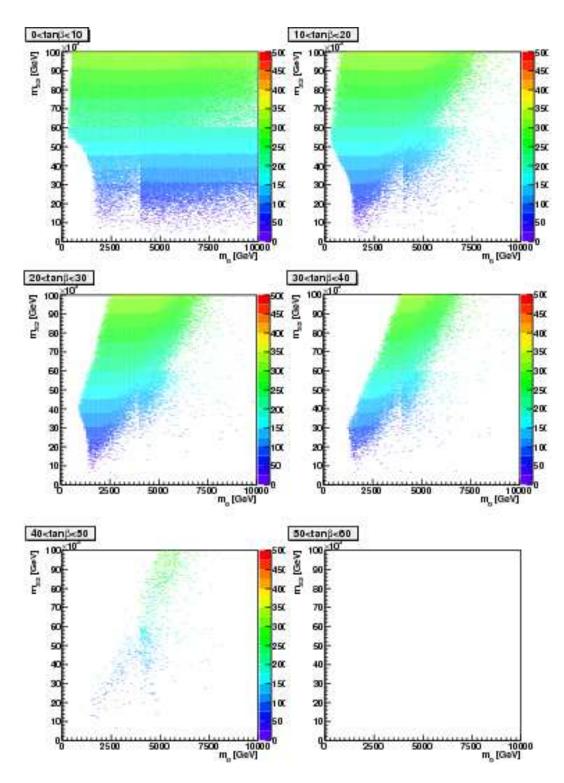


Abbildung C.2: Die Masse des Neutralinos χ ist farbcodiert auf der z-Achse für $0 < m_\chi < 500 GeV$ in der $m_0\text{-}m_{1/2}\text{-}$ Ebene

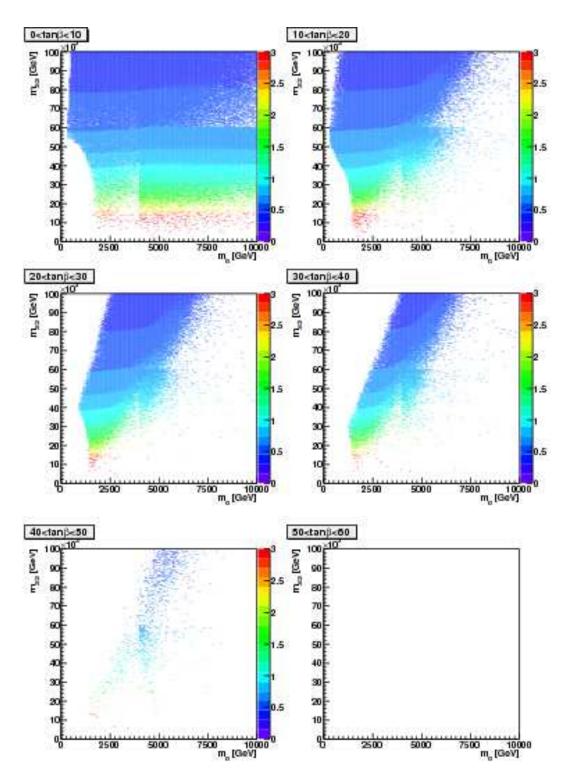


Abbildung C.3: Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ farb
codiert auf der z-Achse in der $m_0\text{-}m_{1/2}\text{-}\text{Ebene}$

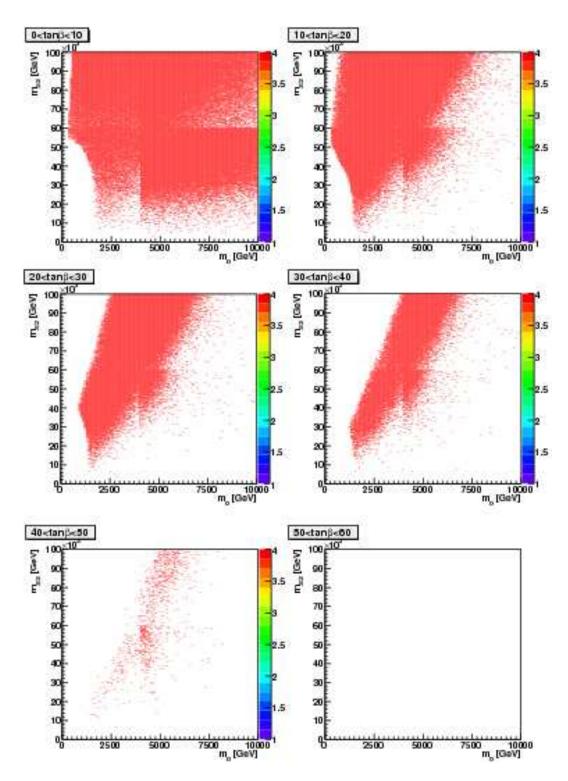


Abbildung C.4: Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ farb
codiert auf der z-Achse in der $m_0\text{-}m_{1/2}\text{-}\text{Ebene}$

C.2 Scans für grosse Parameterintervalle

Der Parameterraum wurde für die folgenden Plots erweitert. Der Scan wurde durchgeführt für $\,$

$$0 < m_{3/2} < 800 TeV$$

$$0 < m_0 < 40 TeV$$

$$0 < tan\beta < 60$$

$$sgn(\mu) = 1$$

$$c_q = c_u = c_d = c_l = c_e = c_{H_u} = c_{H_d} = 1$$
(C.2)

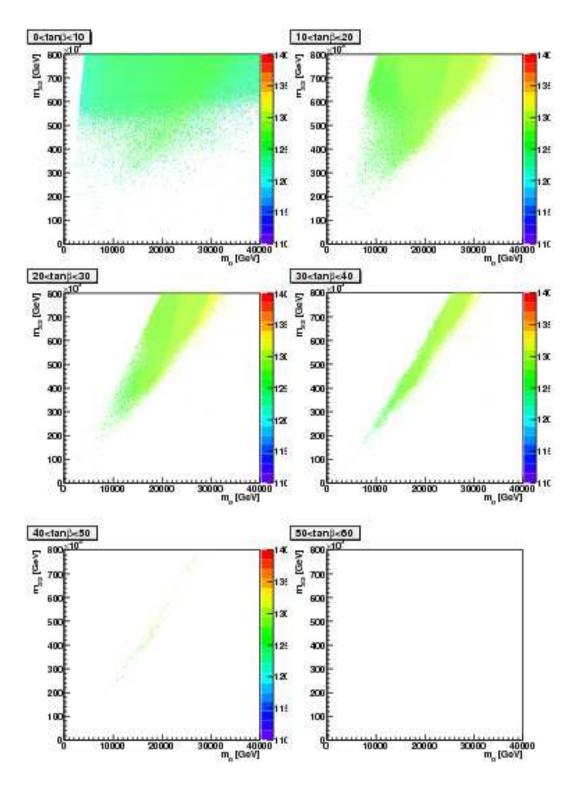


Abbildung C.5: farb
codiert auf der z-Achse ist die Masse des leichtesten Higgsbosons für 110 <
 m_h < 140 in der $m_0\text{-}m_{3/2}\text{-}$ Ebene für 0 <
 m_0 < 40 TeV und 0 <
 $m_{3/2}$ < 800 TeV

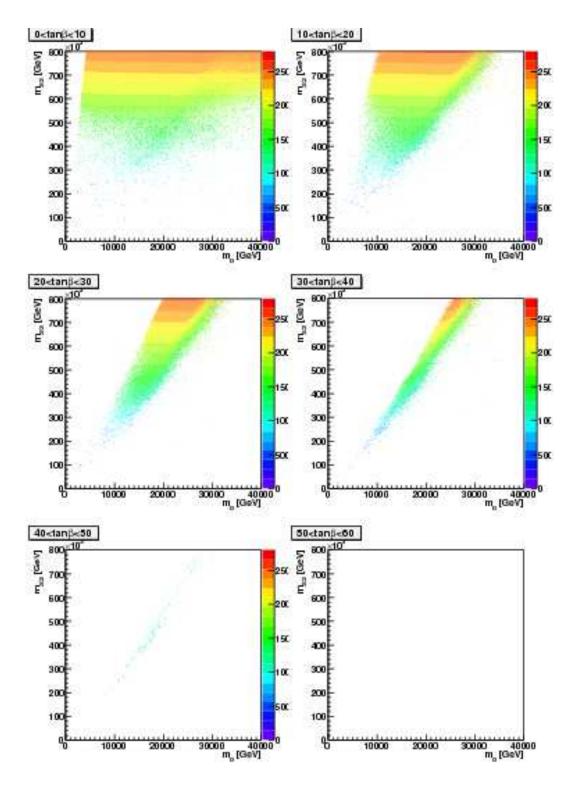


Abbildung C.6: farb
codiert auf der z-Achse ist die Masse des Neutralinos für 0 <
 $m_\chi < 4 TeV$ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene für war 0 <
 $m_0 < 40 TeV$ und 0 < $m_{3/2} < 800 TeV$

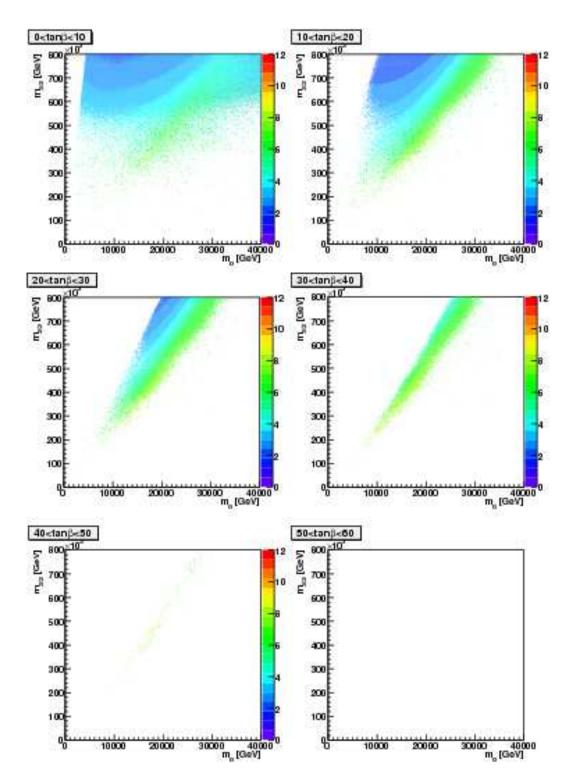


Abbildung C.7: farb
codiert auf der z-Achse ist der erwartete ν_μ - $\bar{\nu}_\mu$ -Fluss in der
 $m_{3/2}$ -Ebene für $0 < m_0 < 40 TeV$ und $0 < m_{3/2} < 800 TeV$

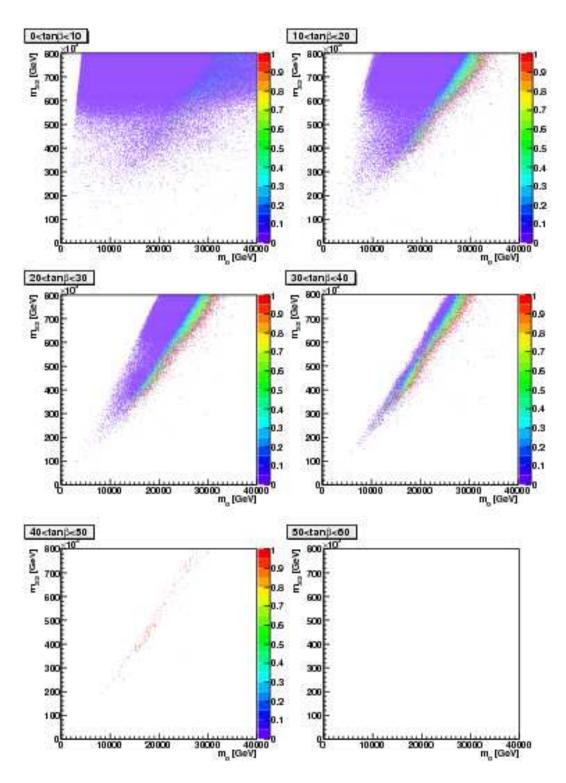


Abbildung C.8: farbcodiert auf der z-Achse ist die Higgsinobeimischung der Neutralinos in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene für $0 < m_0 < 40 TeV$ und $0 < m_{3/2} < 800 TeV$

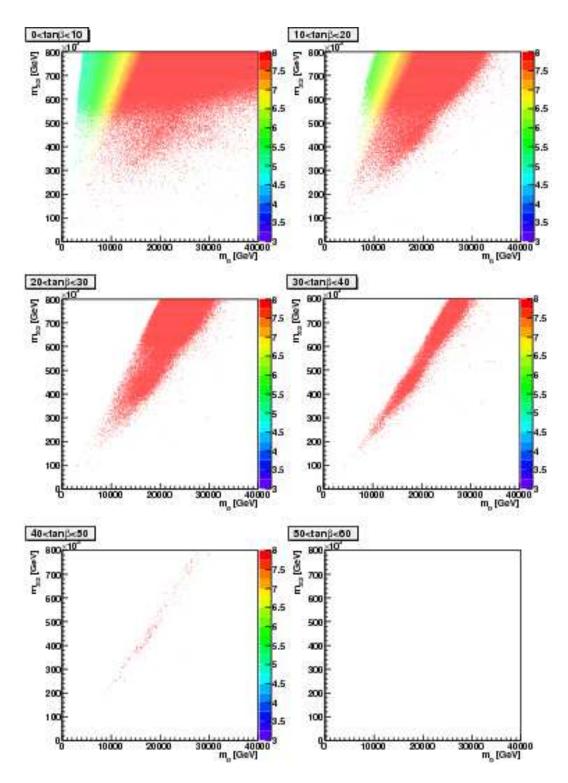


Abbildung C.9: farbcodiert auf der z-Achse ist das Verhältnis der Masse des pseudoskalaren Higgsbosons m_A zur Neutralinomasse m_χ in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene für $0 < m_0 < 40 TeV$ und $0 < m_{3/2} < 800 TeV$

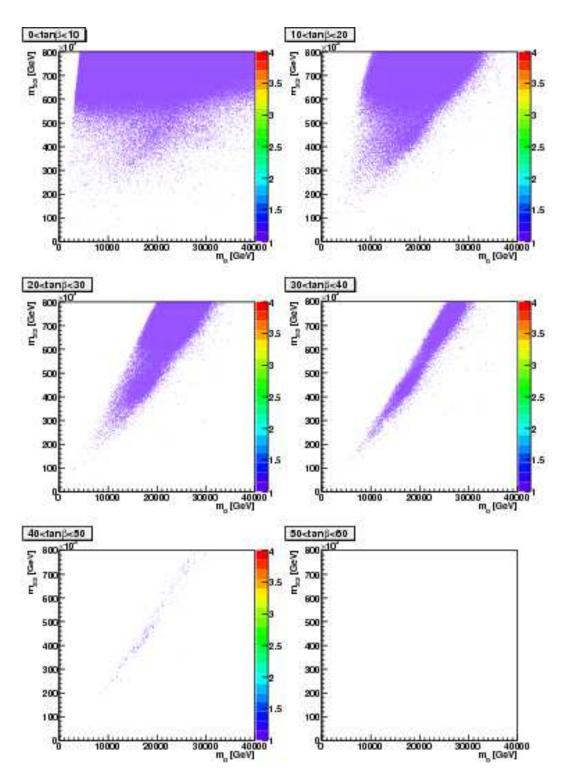


Abbildung C.10: farb
codiert auf der z-Achse ist das Verhältnis der Masse des leichtesten Chargino
s $m_{\chi_1^\pm}$ zur Neutralinomasse m_χ in de
r $m_0\text{-}m_{3/2}\text{-}Ebene für <math display="inline">0 < m_0 < 40 TeV$ und $0 < m_{3/2} < 800 TeV$

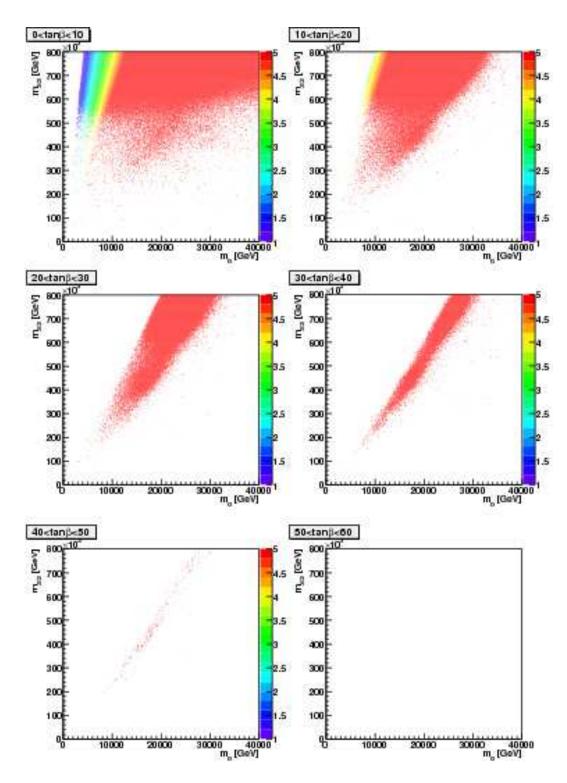


Abbildung C.11: farbcodiert auf der z-Achse ist das Verhältnis der Masse des Tau-Sleptons $m_{\tilde{\tau}}$ zur Neutralinomasse m_{χ} in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene für $0 < m_0 < 40 TeV$ und $0 < m_{3/2} < 800 TeV$

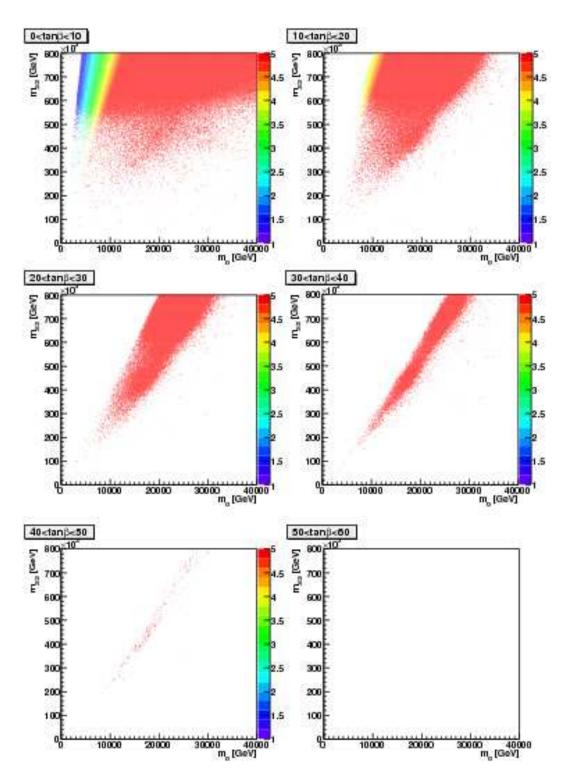


Abbildung C.12: farbcodiert auf der z-Achse ist das Verhältnis der Masse des Tau-Sneutrinos $m_{\nu_{\tau}}$ zur Neutralinomasse m_{χ} in der m_0 - $m_{3/2}$ -Ebene für $0 < m_0 < 40 TeV$ und $0 < m_{3/2} < 800 TeV$

C.3 Plots mit reskalierter Reliktdichte für das AMSB-Szenario

In diesem Abschnitt werden weiter Plots für eine reskalierte Reliktdichte gezeigt. Der Neutrinofluss und die Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ sind in Abbildung C.13 und Abbildung C.14 zu sehen.

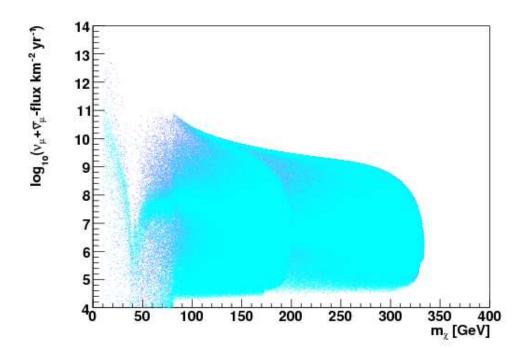


Abbildung C.13: logarithmisch aufgetragener $\nu_{\mu} - \bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV für eine reskalierte Reliktdichte im AMSB-Szenario; Farben: schwarz: innerhalb des 2σ -Bereichs von WMAP $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$; rosa: alle Modelle

Der Parameterraum für die Flüsse mit reskalierter Reliktdichte Ωh^2 sind in Abb. C.15 dargestellt

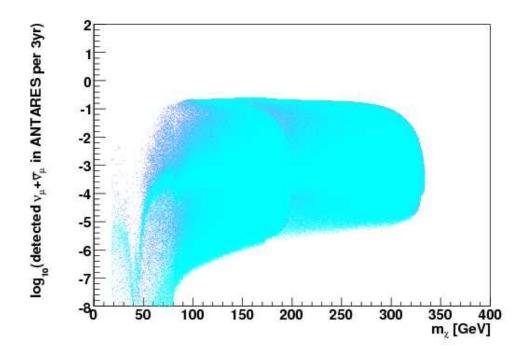


Abbildung C.14: logarithmisch aufgetragene Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV für eine reskalierte Reliktdichte im AMSB-Szenario; Farben: schwarz: innerhalb des 2σ -Bereichs von WMAP $0.085 < \Omega h^2 < 0.119$; türkis: $\Omega h^2 < 0.085$; rosa: alle Modelle

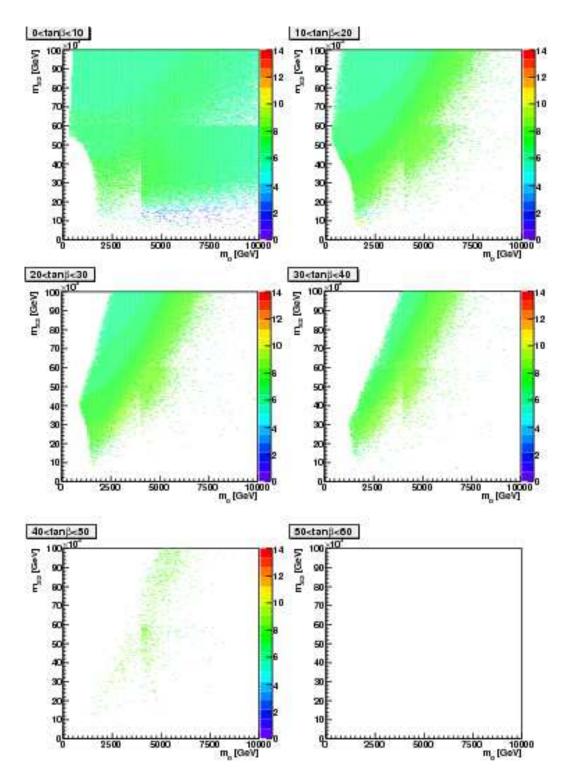


Abbildung C.15: farb
codiert auf der z-Achse ist der Flüss für ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$, logarithmisch aufgetragen für eine reskalierte Relikt
dichte im AMSB-Szenario

Anhang D Weitere Plots im GMSB-Szenario

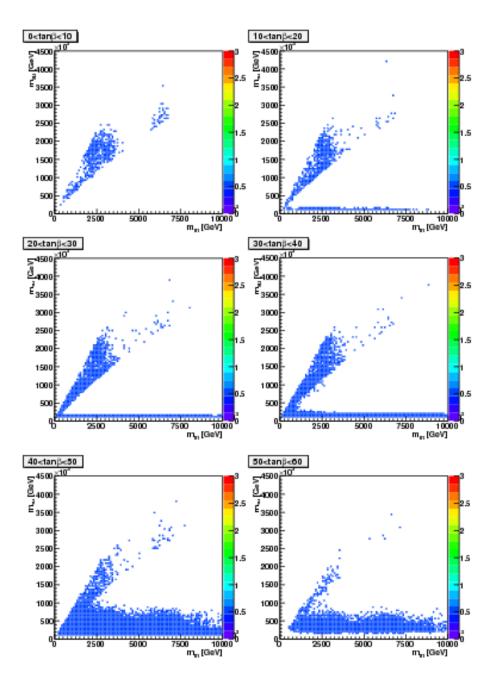


Abbildung D.1: Das Verhältnis $\frac{m_1}{m_2}$ im GMSB-Szenario ist farbcodiert auf der z-Achse, für $0 < tan\beta < 60$ in der m_m - m_{su} -Ebene in den Intervallen $0 < m_m < 10000 TeV$ und $0 < m_{su} < 5000 TeV$

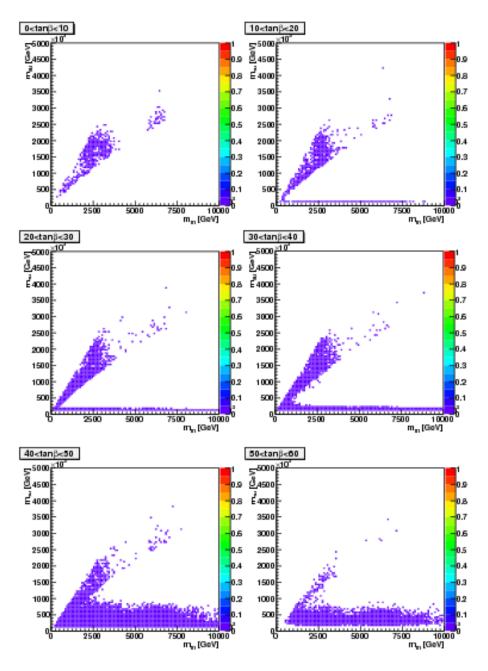


Abbildung D.2: Die Higgsinobeimischung des Neutralinos im GMSB-Szenario ist farbcodiert auf der z-Achse, für $0 < tan\beta < 60$ in der m_m -m $_{su}$ -Ebene in den Intervallen $0 < m_m < 10000 TeV$ und $0 < m_{su} < 5000 TeV$

Anhang E
Weitere Plots im pMSSM

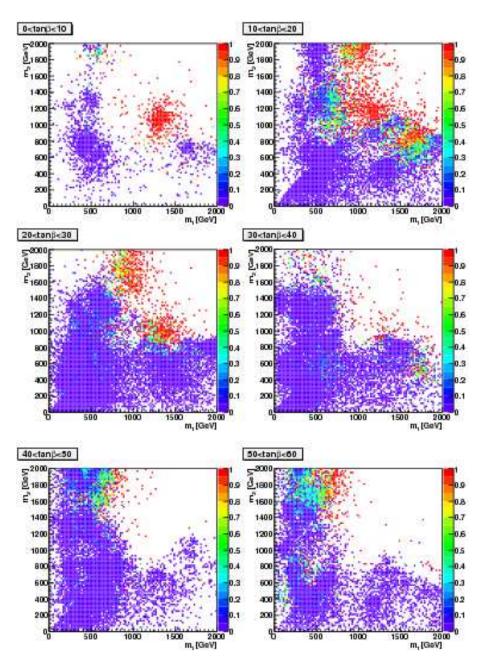


Abbildung E.1: Die Higgsinobeimischung des Neutralinos im pMSSM ist farbcodiert, für $0 < tan\beta < 60$ in der m_1 - m_2 -Ebene

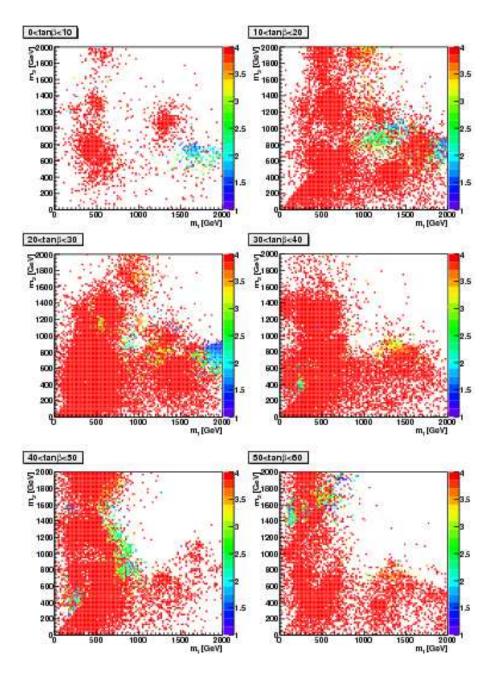


Abbildung E.2: Das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ im pMSSM ist farb
codiert, für $0 < tan\beta < 60$ in der $m_1\text{-}m_2\text{-}$ Ebene

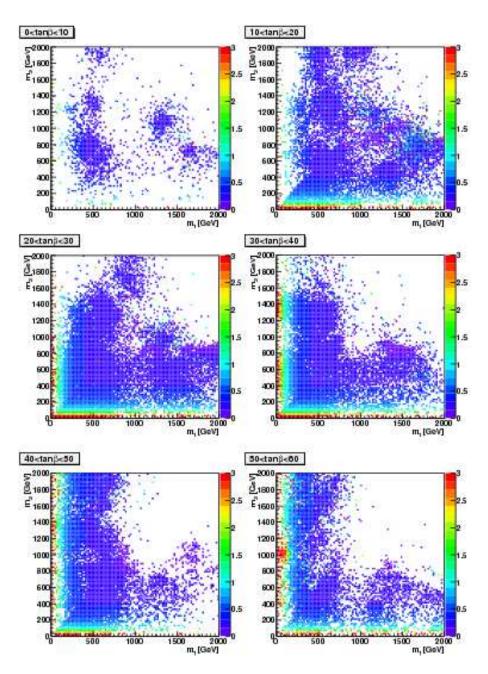


Abbildung E.3: Das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ im pMSSM ist farb
codiert, für $0 < tan\beta < 60$ in der $m_1\text{-}m_2\text{-}$ Ebene

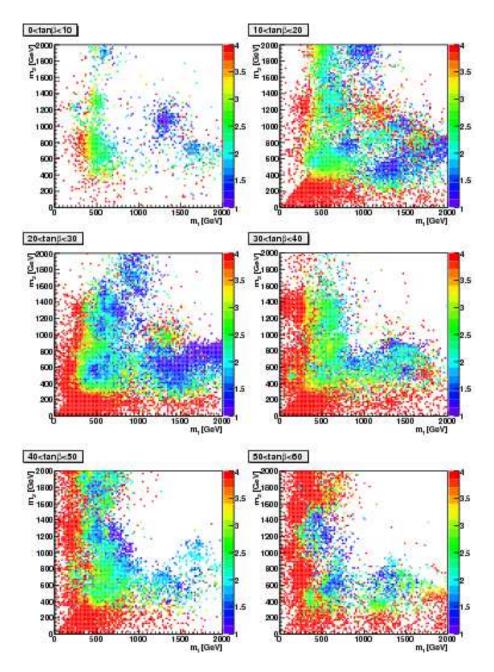


Abbildung E.4: Das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{l}}}{m_\chi}$ im pMSSM ist farbcodiert, für $0 < tan\beta < 60$ in der $m_1\text{-}m_2\text{-}$ Ebene

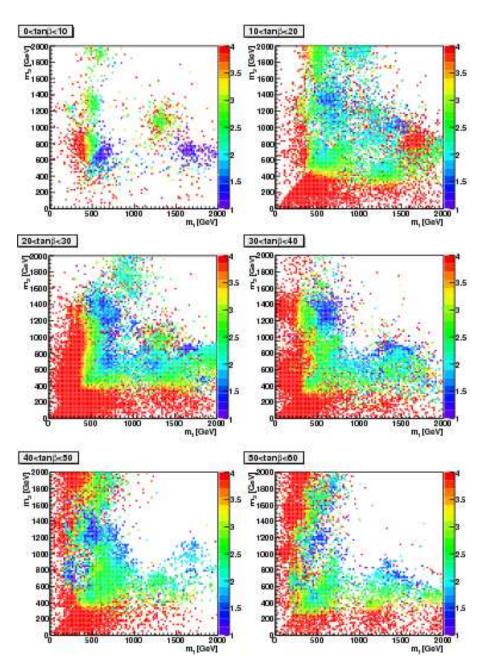


Abbildung E.5: Das Verhältnis $\frac{m_{\tilde t}}{m_\chi}$ im pMSSM ist farbcodiert, für $0 < tan\beta < 60$ in der $m_1\text{-}m_2\text{-}\text{Ebene}$

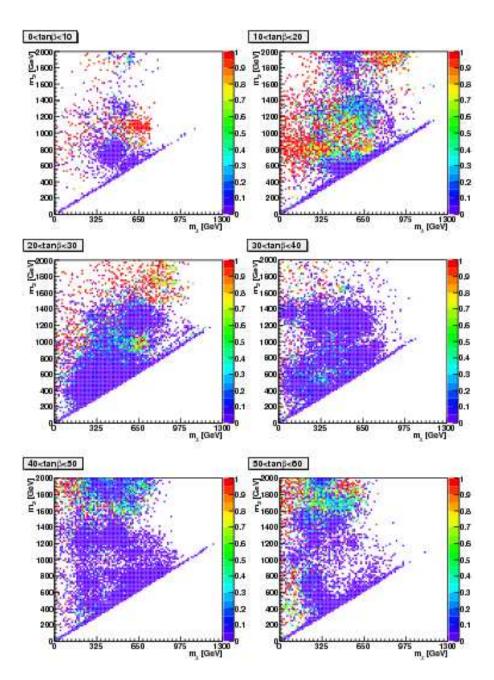


Abbildung E.6: Die Higgsinobeimischung im pMSSM ist farbcodiert, für $0 < tan\beta <$ 60 in der $m_\chi\text{-}m_2\text{-}\text{Ebene}$

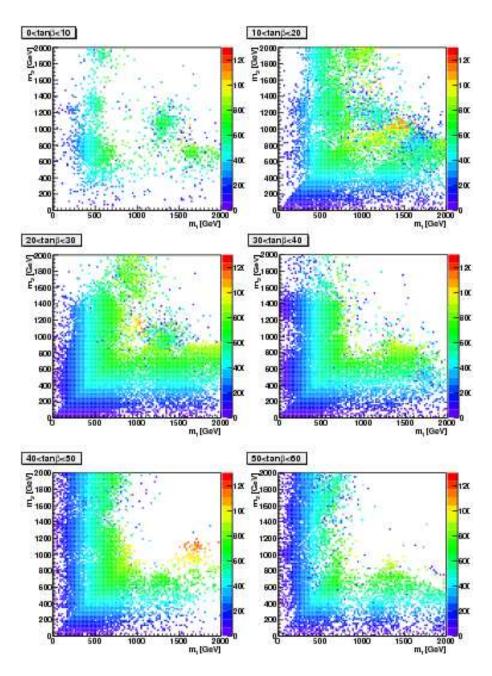


Abbildung E.7: Die Masse des Neutralinos im pMSSM ist farbcodiert, für $0 < tan\beta <$ 60 und $0 < m_\chi < 1300 GeV$ in der m_1 - m_2 -Ebene

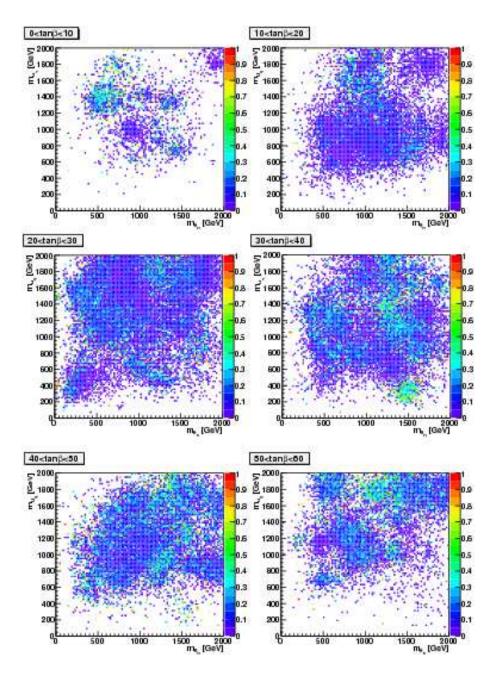


Abbildung E.8: Die Reliktdichte Ωh^2 im pMSSM ist farbcodiert, für $0 < tan\beta < 60$ in der $m_{\tilde{e}_R}\text{-}m_{\tilde{u}}\text{-}Ebene$

Anhang F

Ergebnisse für das mSUGRA-Szenario mit Softsusy

Der Scan mit Softsusy wurde für folgende Grenzen des fünfdimensionalen Parameterraumes $(m_0, m_{1/2}, A_0, tan\beta, sgn(\mu))$ druch geführt

$$0 < m_0 < 8000 GeV$$

$$0 < m_{1/2} < 2000 GeV$$

$$-7000 < A_0 < 7000 GeV$$

$$0 < tan\beta < 60$$

$$sgn(\mu) = 1$$
(F.2)

F.1 Neutrinoflüsse, Detektionsraten und ausgeschlossene Regionen

In Abbildung F.1 ist der erwartete Neutrinofluss für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ logarithmisch aufgetragen gegen die Masse des leichtesten Neutralinos. Die Simulationen wurden mit Softsusy durchgeführt. Die türkis eingefärbten Punkte zeigen den Bereich für den $\Omega h^2 < 0.094$ gilt. Der rote Bereich sind alle Modelle die konform mit dem Bruch der elektroschwachen Symmetrie sind. Die schwarze Region repräsentiert Neutrinoflüsse aus Modellen mit einer Reliktdichte $0.094 < \Omega h^2 < 0.129$. Dies ist der kosmologisch interessante Bereich, in dem die Neutralinos als Konstituenten der dunklen Materie in Frage kommen.

Multipliziert man den erwarteten Neutrinofluss mit der effektiven Fläche des ANTARES-Detektors erhält man die Detektionsrate. Sie ist in Abbildung F.2

Legt man die Statistik von Feldmann-Cousins [69] zu Grunde, so man kann man einige Bereiche der Flüsse und der Detektionsrate ausschliessen. Dies ist in Abb. F.3 und Abb. F.4 zu sehen.

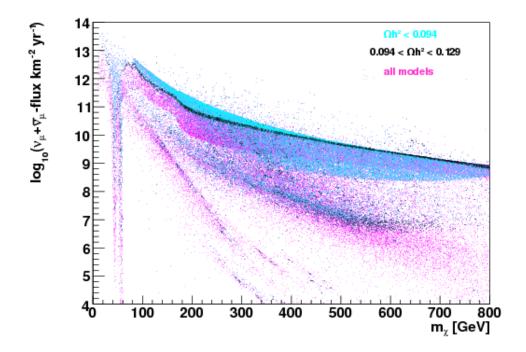


Abbildung F.1: logarithmisch aufgetragener $\nu_{\mu}-\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV

F.2 Parameterraum-Plots

Der vollständigkeit stelle ich hier noch die entsprechenden Parameterraum-Plots der Scans mit Softsusy vor. Wie schon in SuSpect, sind auch hier nur die Ergebnisse für $\Omega h^2 < 1$ eingegangen.

Neutrinoflüsse

In Abb. F.5 ist der logarithmische Neutrinofluss für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ für den Bereiche $0 < tan\beta < 60$ zu sehen.

Masse des leichtesten Higgsbosons

In Abb. F.6 ist die Masse des Higgsbosons farb
codiert auf der z-Achse dargestellt. Auch hier fehlt im linken unteren Eck der Bereich der bereits durch das Higgs
limit von LEP2, mit $m_h > 114.4 \, GeV$, ausgeschlossen ist.

Masse des leichtesten Neutralinos

In Abb. F.7 ist die Masse des leichtesten Neutralinos m_χ farbcodiert auf der z-Achse aufgetragen.

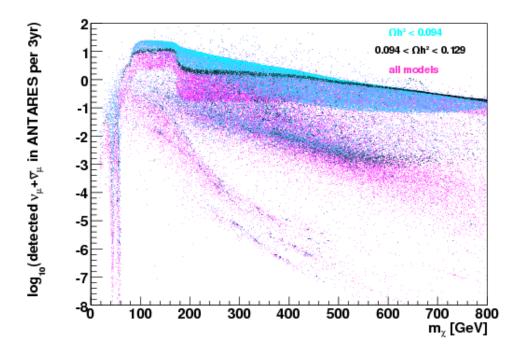


Abbildung F.2: logarithmisch aufgetragene Detektrionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV für eine Messzeit von 3 Jahren

Verhältnis von m_A zu m_χ

Das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ dient zur Bestimmung der A-Resonanz-Region. Sie liegt bei Werten von $m_A \approx 2m_\chi$ (s. auch Kapitel 7.1.3). Dieses Verhältnis ist in Abb. F.8 für den gescannten Parameterraum dargestellt.

Verhältnis von m_h zu m_χ

Liegt die Masse des leichtesten Higgsbosons m_h ungefähr bei $m_h \approx 2m_\chi$ so kommt es zu einer resonanten Annihilation (s. Kapitel 7.1.3). Dieser Bereich ist in Abb. F.9 zu sehen.

Higgsino-Anteil

Durch einen signifikanten Higgsino-Anteil in der Zusammensetzung des Neutralinos, kann die Focus-Point-Region bestimmt werden. Leider war diese in Softsusy nicht so eindeutig zu erkennen, da der Parameterraum für den Higgsino-Anteil weniger klare Strukturen aufweist als bei den SuSpect-Scans. Dies ist in Abb. F.10 noch einmal graphisch dargestellt.

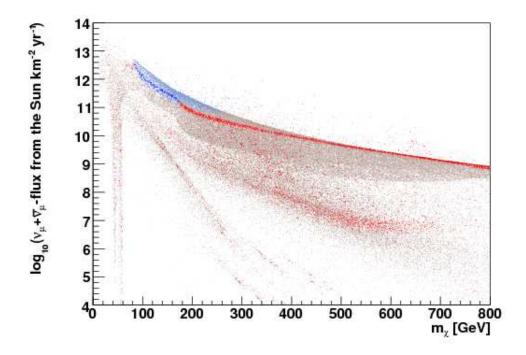


Abbildung F.3: logarithmisch aufgetragener $\nu_{\mu} - \bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV. Farben: dunkles blau: mit 90% CL ausschließbar, innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles blau: mit 90% CL ausschließbar, ausserhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles rot: nicht auszuschließbar innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles Rot: nicht ausschließbar ausserhalb 2σ -WMAP-Region

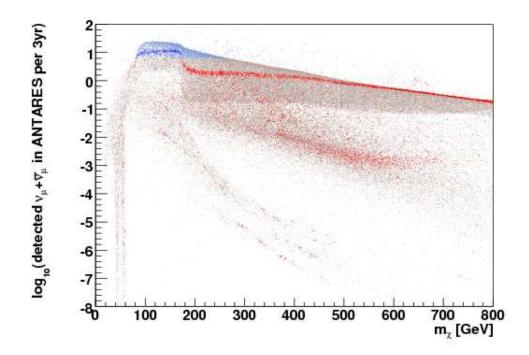


Abbildung F.4: logarithmisch aufgetragene Detektrionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ gegen die Masse des Neutralinos m_{χ} in GeV bei einer Messzeit von 3 Jahren. Farben: dunkles blau: mit 90% CL ausschließbar innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles blau: mit 90% CL ausschließbar, ausserhalb der 2σ -WMAP-Region; dunkles rot: nicht ausschließbar innerhalb 2σ -WMAP-Region; helles Rot: nicht ausschließbar ausserhalb 2σ -WMAP-Region

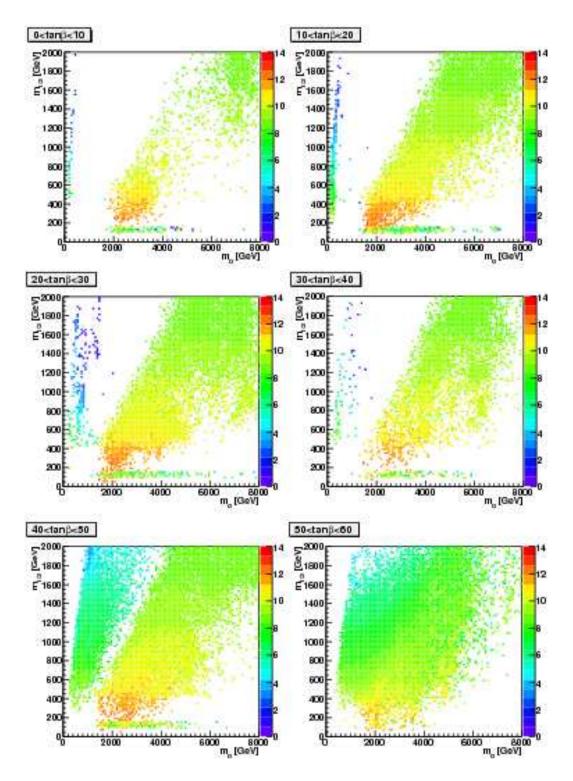


Abbildung F.5: logarithmischer ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss farbcodiert auf der z-Achse aufgetragen in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene für den Bereich von $0 < tan\beta < 60$

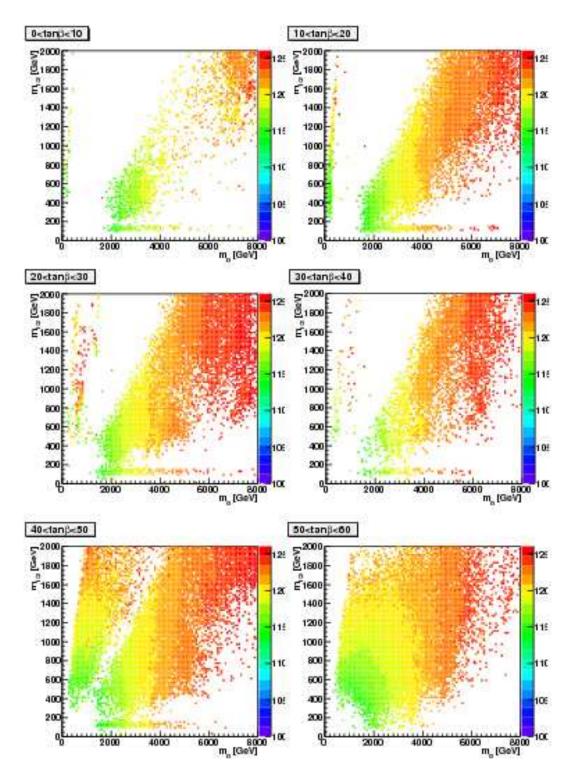


Abbildung F.6: Masse des leichtesten Higgsbosons m_h farbcodiert auf der z-Achse in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene für $100GeV < m_h < 126GeV$

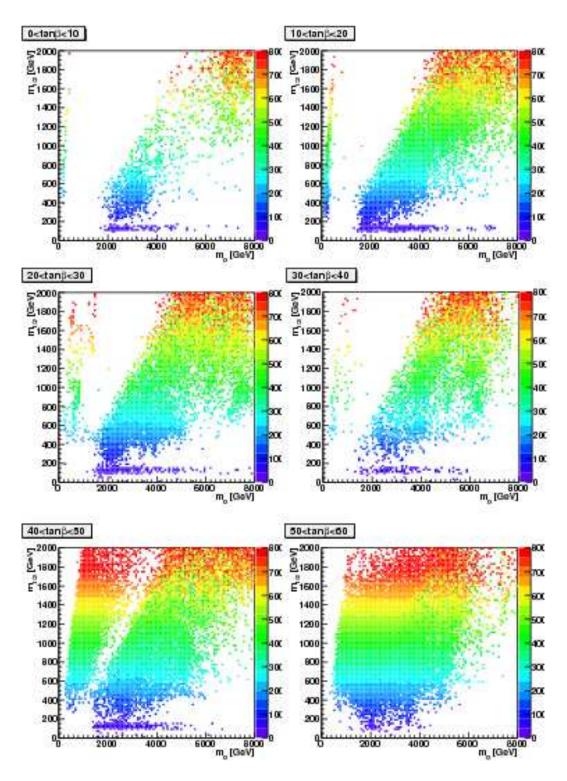


Abbildung F.7: Masse des leichtesten Neutralinos m_χ farb
codiert auf der z-Achse in der $m_0\text{-}m_{1/2}\text{-}$ Ebene

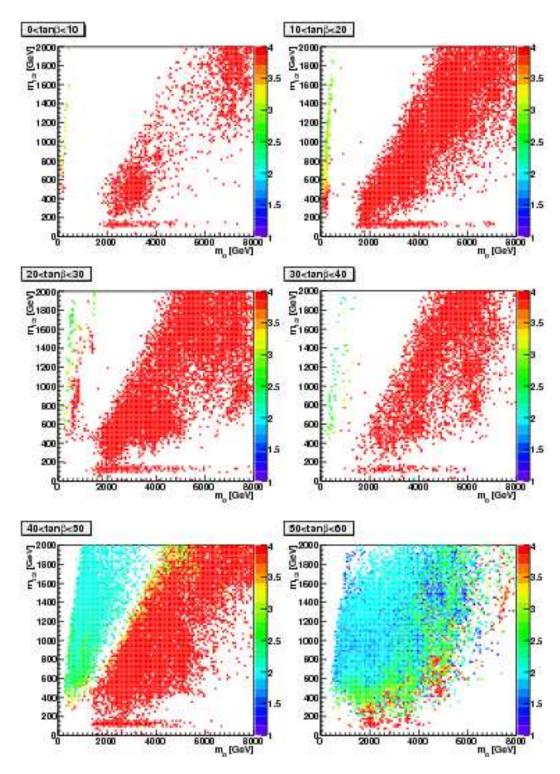


Abbildung F.8: Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ farb
codiert auf der z-Achse in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; Bereich für resonante Annihilation über das pseudoskalare Higgsboson A für $_A\approx 2m_\chi$

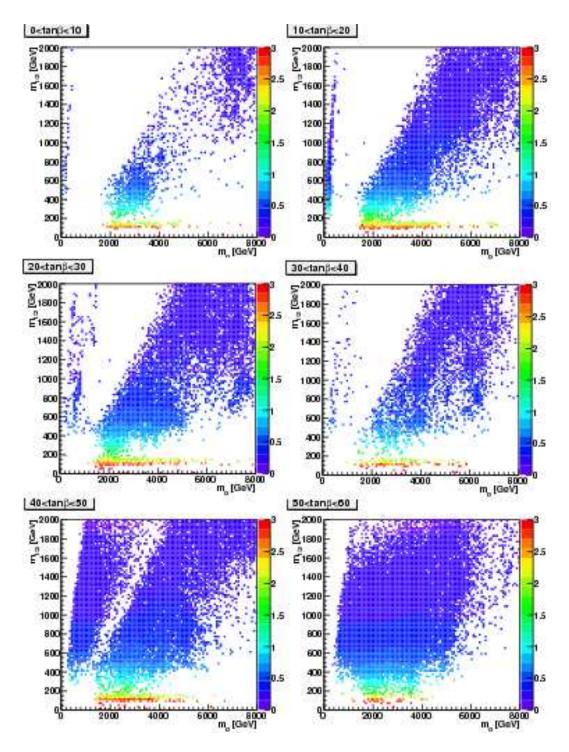


Abbildung F.9: Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ farb
codiert auf der z-Achse in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene; Bereich für resonante Annihilation über das leichteste Higgsboson h für $_h \approx 2m_\chi$

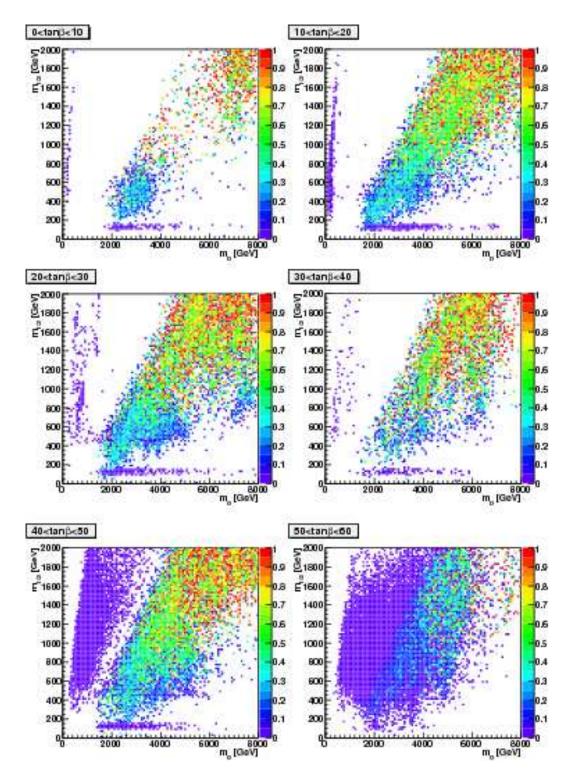


Abbildung F.10: Higgsino-Anteil der Neutralinos farb
codiert auf der z-Achse in der $m_0\hbox{-} m_{1/2}\hbox{-}{\rm Ebene}$

Abbildungsverzeichnis

1.1 1.2 1.3	Temperaturfluktuation des CMB
1.4	Rotationskurven für Planeten und Spiralgalaxien 6
2.1	links: quadratisch divergenter Beitrag zur Masse eines Skalars; rechts: Beitrag zur Auslöschung durch den fermionischen Partner des Skalars (durchgezogene Linie)
3.1	SM-Teilchen und ihre MSSM-Partner
4.1 4.2	Vereinheitlichung der Eichkopplungen
5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6	Detektrionsprinzip der Neutralinos333d-Ansicht des ANTARES-Detektor38Draufsicht auf den ANTARES-Detektor38ANTARES-Stockwerk39Eventklassifikation für Neutrinowechselwirkungen39ANTARES-Detektor - effektive Fläche40
6.1 6.2 6.3	Struktogramm des verwendeten Software-Pakets
7.1 7.2 7.3 7.4 7.5 7.6 7.7 7.8	Parameterraum für die Reliktdichte Ωh^2 , $10 < tan\beta < 20$
7.9 7.10	Parameterraum für ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss

7.11	Neutrinofluss vs. Masse des Neutralinos χ_1^0	63
	Neutrinofluss vs. Neutralinomasse m_{χ} und Higgsinobeimischung	64
	Detektionsrate vs. Masse des Neutralinos χ_1^0 im mSUGRA-Szenario .	65
	Ausschließbare Bereiche für die Neutrinoflüsse	66
7.15	Ausschließbare Bereich für die Detektrionsrate	67
7.16	ν_{μ} -Fluss im AMSB-Szenario	69
7.17	Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ im AMSB-Szenario	69
	Ausschließbare Bereiche für den ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss für reskaliertes Ωh^2	70
7.19		
	Ωh^2	71
7.20	Parameterraum für Ωh^2 im AMSB-Szenario	72
7.21	Higgsino-Anteil im AMSB-Szenario für $0 < tan\beta < 60 \dots \dots$	73
7.22	Erwarteter ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss im AMSB-Szenario für $0 < tan\beta < 60$	74
7.23	Masse des leichtesten Higgsbosons m_h für $10 < tan\beta < 20$ im AMSB-	
	Szenario	75
	Masse des Neutralinos χ für $10 < tan\beta < 20$ im AMSB-Model	76
7.25	Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ für $0 < tan\beta < 10$ im AMSB-Model	76
7.26	Verhältnis $\frac{m_A^2}{m_\chi}$ für $10 < tan\beta < 20$ im AMSB-Model	77
	Reliktdichte Ωh^2 im AMSB-Model für sehr hohe m_0 und $m_{3/2}$	78
7.28	Erwarteter ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss im AMSB-Model für sehr hohe m_0 und $m_{3/2}$.	79
7.29	Neutralinomasse für sehr hohe m_0 und $m_{3/2}$	80
	Higgsinoanteil des Neutralinos für sehr hohe m_0 und $m_{3/2}$	80
7.31	Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ für sehr hohe m_0 und $m_{3/2}$	81
7.32	Verhältnis $\frac{m_{\chi_1^{\pm}}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 10$ und $30 < tan\beta < 40$	82
7.33	Parameterraum für den erwarteten Neutrinofluss $10 < tan\beta < 20$ und	
	$30 < tan\beta < 40$	82
7.34	Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$ für $10 < tan\beta < 20$ und hohe Werte für m_0 und $m_{3/2}$.	83
7.35	Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ für $10 < tan\beta < 20$ und hohe Werte für m_0 und $m_{3/2}$.	83
7.36	Verhältnis $\frac{m_{\hat{\tau}}^2}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 20$ und hohe Werte für m_0 und $m_{3/2}$	84
	Koannihilationsbereich für das Tau-Sneutrino $\tilde{\nu}_{ au}$ für hohe Werte für	
	m_0 und $m_{3/2}$	84
7.38	Ausschließbare Bereiche für erwarteten ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss für hohe Werte	
	von m_0 und $m_{3/2}$	85
7.39	Ausschließbare Bereiche für die ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate für hohe	
	Werte von m_0 und $m_{3/2}$	86
7.40	Parameterraum für das Verhältnis $m_{\tilde{\tau}}/m_{\chi}$ im GMSB-Szenario	87
7.41	Parameterraum für die Masse des leichtesten Higgsbosons m_h im	
	GMSB-Szenario	88
	Neutralinomasse m_{χ} für $0 < tan\beta < 60$ im GMSB-Szenario	89
7.43	Verhältnis $\frac{m_1}{m_2}$ im GMSB-Szenario für $40 < tan\beta < 50$	90
	Higgsinobeimischung im GMSB-Szenario für $40 < tan\beta < 50$	90
7.45	Ωh^2 in Abhängigkeit von m_1 und m_2 für $0 < tan\beta < 60$ im pMSSM.	93

7.40	Higgsinobelmischung des Neutralinos für $10 < tan\beta < 20$ und $50 < tan\beta < 60$ im pMSSM	94
7 47	Verhältnis $\frac{m_A}{m_{\chi}}$ im pMSSM für $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$.	
7.48	Verhältnis $\frac{m_h}{m_\gamma}$ im pMSSM für $10 < tan\beta < 20$ und $40 < tan\beta < 50$.	95
	Koannihilationsregion für das Tau-Slepton im pMSSM für $30 < tan\beta <$	36
1.49	40	95
7.50	Koannihilationsregion für das Top-Squark im pMSSM für $10 < tan\beta <$	36
1.00	20 und $50 < tan\beta < 60$	96
7.51	Erwarteter ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss im Bereich $0 < tan\beta < 60$ im pMSSM	97
	Higgsinobeitrag in m_{χ} - m_2 -Ebene für $50 < tan\beta < 60$	98
	Masse des Neutralinos im pMSSM in der m_1 - m_2 -Ebene für 10 <	
	$tan\beta < 20, 50 < tan\beta < 60$	98
7.54	Reliktdichte Ωh^2 in der $m_{\tilde{e}_R}$ - $m_{\tilde{u}}$ -Ebene im pMSSM für $10 < tan \beta <$	
	$20, 40 < tan\beta < 50 \dots$	99
7.55	Masse des leichtesten Higgsbosons m_h im pMSSM	99
7.56	Erwarteter ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss im pMSSM	100
7.57	ν_{μ} -Flus vs. Neutralinozusammensetzung im pMSSM	101
7.58	Erwartete Detektionsrate für ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ im pMSSM	102
7.59	Ausschließbare Bereiche für den ν_{μ} -Fluss für ANTARES im pMSSM	1 103
7.60	Ausschließbare Bereiche für die ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Detektionsrate für ANTARES	
	im pMSSM	104
B.1	Masse des Neutralinos für $0 < tan\beta < 60$	112
B.2	Higgsino-Anteil des Neutralinos für $0 < tan\beta < 60 \dots \dots \dots$	
B.3	Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 60$	
B.4	Verhältnis $\frac{m_h^{\chi}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 60$	115
B.5	Verhältnis $\frac{m_A}{m_X}$ für $0 < tan\beta < 60$	116
	^	
C.1	Parameterraum für das leichte Higgsboson m_h im AMSB-Model	
C.2	Parameterraum des Neutralinos im AMSB-Model	119
C.3	Parameterraum für das Verhältnis $\frac{m_h}{m_\chi}$	120
	Parameterraum für das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$	121
C.5	Parameterrraum für die Masse des leichtesten Higgsbosons m_h für	
~ -	$0 < tan\beta < 60$ im AMSB-Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$	123
C.6	Parameterrraum für die Masse des Neutralinos m_{χ} für $0 < tan\beta < 60$	10
~ -	im AMSB-Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$	124
C.7	Parameterrraum für den erwarteten ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss für $0 < tan\beta < 60$	105
α	im AMSB-Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$	125
C.8	Parameterrraum für die Higgsinobeimischung für $0 < tan\beta < 60$ im	196
$C \cap$	AMSB-Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$	120
C.9	Parameterrraum für das Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ für $0 < tan\beta < 60$ im AMSB-Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$	195
	Tyroder for hone welle voll Hh o und $Hh_2/2$	127

C.10	Parameterrraum für das Verhältnis $\frac{m_{\chi_1^{\pm}}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 60$ im AMSB-
O 11	Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$
C.11	Parameterrraum für das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\tau}}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 60$ im AMSB-
C 10	Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$
C.12	Parameterrraum für das Verhältnis $\frac{m_{\tilde{\nu}_{\tau}}}{m_{\chi}}$ für $0 < tan\beta < 60$ im AMSB-
a	Model für hohe Werte von m_0 und $m_{3/2}$
	Neutrinofluss vs. Masse des Neutralinos χ_1^0 für reskaliertes Ωh^2 131
	Detektionsrate ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ für reskaliertes Ωh^2
C.15	Parameterraum für den ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss für reskaliertes Ωh^2
D.1	Verhältnis $\frac{m_1}{m_2}$ im GMSB-Szenario für $0 < tan\beta < 60 \dots 135$
D.2	Higgsinobeimischung im GMSB-Szenario für $0 < tan\beta < 60$ 136
E.1	Higgsinobeimischung im pMSSM in der m_1 - m_2 -Ebene für $0 < tan\beta < 60138$
E.2	Verhältnis $\frac{m_A}{m_\chi}$ im pMSSM in der m_1 - m_2 -Ebene für $0 < tan\beta < 60$ 139
E.3	Verhältnis $\frac{m_h^{\chi}}{m_{\chi}}$ im pMSSM in der m_1 - m_2 -Ebene für $0 < tan\beta < 60$ 140
E.4	Verhältnis $\frac{m_1^2}{m_2}$ im pMSSM in der m_1 - m_2 -Ebene für $0 < tan\beta < 60$ 141
E.5	Verhältnis $\frac{m_{\tilde{t}}^{\chi}}{m_{\chi}}$ im pMSSM in der m_1 - m_2 -Ebene für $0 < tan\beta < 60$ 142
E.6	Higgsinobeimischung im pMSSM in der m_{χ} - m_2 -Ebene für $0 < tan\beta <$
	60
E.7	Masse des Neutralinos im pMSSM in der m_{χ} - m_2 -Ebene für $0 < tan\beta <$
	60
E.8	Reliktdichte im pMSSM in der $m_{\tilde{e}_R}$ - $m_{\tilde{u}}$ -Ebene für $0 < tan\beta < 60$ 145
_	T
F.1	Neutrinofluss vs. Masse des Neutralinos χ_1^0
F.2	Detektrionsrate vs. Masse des Neutralinos χ_1^0
F.3	Ausschlussbereiche für Neutrinoflüsse für ANTARES mit Softsusy 149
F.4	Ausschlussbereiche für Detektionsrate für ANTARES mit Softsusy 150
F.5	Parameterraum für ν_{μ} - $\bar{\nu}_{\mu}$ -Fluss mit Softsusy
F.6	Parameterraum für die Masses m_h des leichtesten Higgsbosons 152
F.7	Parameterraum für die Masses m_{χ} des leichtesten Neutralinos 153
F.8	Parameterraum für $\frac{m_A}{m_\chi}$ mit Softsusy
F.9	Parameterraum für $\frac{m_h^2}{m_\chi}$ mit Softsusy
F.10	Parameterraum für den Higgsino-Anteil der Neutralinos

Literaturverzeichnis

- [1] http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/
- [2] D. N. Spergel et al. ApJS 170 (2007) 377
- [3] www.nasa.gov
- [4] J. Bennett, M. Donahue, N. Schneider and M. Voit, "The Cosmic Perspective", Addison Wesley Pub Co, 2003
- [5] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields", Phys. Lett. 12 (1964) 132, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508
- [6] D. I. Kazakov, "Beyond the Standard Model", hep-ph/0411064 (2004)
- [7] J. Wess, J. Bagger, "Supersymmetry and Supergravity", Princeton Univ. Press, 1983
- [8] J. Wess and B. Zumino, "Supergauge transformations in four dimensions", Nucl. Phys. B70 (1974) 39
- [9] P.D.B. Collins, A.D. Martin, E.J. Squires, "Particle Physics and Cosmology", Wiley and Sons, 1989
- [10] P. Fayet, Phys. Lett. 69B (1997) 489; G. Farrar and P. Fayet, Phys. Lett. 76B (1978) 575; N. Sakai, Z. Phys C11 (1981) 153; S. Dimopoulus and H. Georgi, Nucl. Phys. B193 (1981) 150; K. Inoue, A. Komatsu and S. Takeshita, Prog. Theor. Phys 68 (1982) 972; E. Witten, Nucl. Phys. B231 (1984) 419
- [11] S. Weinberg, "The Quantum Theory of Fields" Vol. 3 Supersymmetry, Cambridge University Press, 2005
- [12] L3 Collaboration, "Measurement of the effective weak mixing angle by jetcharge asymmetry in hadronic decays of the Z boson", Phys. Lett. B438 (1998) 225
- [13] S.P. Martin, "A Supersymmetry Primer", hep-ph/9709356 (2006)

- [14] S.P. Martin, "Complete two loop effective potential approximation to the lightest Higgs scalar boson mass in supersymmetry", Phys. Rev. D67 (2003) 095012
- [15] J. Edsjö, "Aspects of Neutrino Detection of Neutralino Dark Matter", hepph/9704384v1, 1997
- [16] G.R. Farrar and P. Fayet, "Phenomenology of the production, decay, and detection of new hadronic states associated with supersymmetry", Phys. Lett. B76 (1978) 575
- [17] M. Shiozawa et al., "Search for Proton Decay via $p \to e^+\pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector", Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 3319
- [18] M. Kuroda, "Complete Lagrangian of MSSM", hep-ph/9902340v3, 2005
- [19] http://www.desy.de/haller/lehre/ss07/proseminar/RPV.pdf
- [20] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane and S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide", Addison-Wesley (1990)
- [21] M. Carena, J.R. Espinos, M. Quiros and C.E.M. Wagner, Phys. Lett. B355 (1995) 209
- [22] M. Drees, M.M. Nojiri, D.P. Roy and Y. Yamada, hep-ph/9701219
- [23] D. Pierce and A. Papadopoulus, Phys. Rev. D50 (1994) 565, Nucl. Phys. B430 (1994) 278, A.B. Lahanas, K. Tamvakis and N.D. Tracas, Phys. Lett. B324 (1994) 387
- [24] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D66 (2002) 010001
- [25] P. Gondolo, J. Edsjö, P. Ullio, L. Bergström, M. Schelke, E.A. Baltz, "Dark-SUSY: Computing Supersymmetry Dark Matter Properties Numerically", JCAP 0407 (2004) 008, [astro-ph/0406204]
- [26] S. Dimopoulus and D. Sutter, Nucl. Phys. B452 (1995) 496; H.E. Haber, "The Status of the MSSM and beyond", hep-ph/9709450 (1997); G.L. Kane, "The Supersymmetry Soft Breaking Lagrangian - Where Experiment and String Theory Meet", hep-ph/0008190
- [27] A. Masiero and L. Silvestrini, "Two Lectures on FCNC and CP-Violation in Supersymmetry", hep-ph/9711401 (1997)
- [28] A. Djouadi, S. Rosiers-Lees et al., "The Minimal Supersymmetric Standard Model: Group Summary Report", hep-ph/9901246 (1999)
- [29] A.H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 970;
 R. Barbieri, S. Ferrara and C.A. Savoy, Phys. Lett. B119 (1982) 343; L. Hall,
 J. Lykken and S. Weinberg, Phys. Rev. D27 (1983) 2359

- [30] Particle Data Group, S. Eidelman et al, Phys. Lett B592 (2004) 1
- [31] Tony Gherghetta, Gian F. Giudice, James D. Wells, "Phenomenological consequences of supersymmetry with anomaly-induced masses", hep-ph/9904378v2 (1999)
- [32] Johanna Erdmenger, Christian Rupp, "Geometrical Superconformal Anomalies", hep-th/9809090v1
- [33] Johanna Erdmenger, Christian Rupp, Klaus Sibold, "Conformal Transformation Properties of the Supercurrent in Four Dimensional Supersymmetric Theories", hep-th/9804053v2
- [34] Hugh Osborn, "N=1 Superconformal Symmetry in Four Dimensional Quantum Field Theory", hep-th/9808041v4
- [35] G.F. Giudice and R. Rattazzi, "Extracting supersymmetry-breaking effects from wave-function renormalization", Nucl. Phys. B511 (1998) 25; N. Arkani-Hamed, G.F. Giudice, M.A. Luty and R. Rattazzi, "Supersymmetry-breaking loops from analytic continuation into superspace", Phys. Rev. D58 (1998) 115005
- [36] A. Djouadi, J.L. Kneur and G. Moultaka, "SuSpect: a Fortran Code for the Supersymmetric and Higgs Particle Spectrum in the MSSM", Comput. Phys. Commun. 176 (2007) 426-465, hep-ph/0211331v2
- [37] J.F. Gunion, C.-H. Chen, "Probing Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking Models at the Tevatron via Delayed Decays of the Lightest Neutralino", hepph/9802252v1
- [38] S. Ambrosanio, Graham D. Kribs, Stephen P. Martin, "Signals for gauge-mediated supersymmetry breaking models at the CERN LEP2 collider", hep-ph/9703211v2
- [39] L. Hernquist, "An analytical Model for spherical galaxies and bulges", Astrophys. J. 356-359, 1990
- [40] J.F. Navarro, C.S. Frenk and S.D.M. White, "A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering", astro-ph/9611107 (1997)
- [41] L. Bergström, J. Edsjö, P. Gondolo and P. Ullio, "Clumpy Neutralino Dark Matter, Phys. Rev. D59 043506, 1999
- [42] A. Gould, "Cosmological Density of WIMPS from Solar and Terrestrial Annihilations", IASSNS-AST-91-34

- [43] F. Halzen and D. Hooper, "Prospects for Detecting Dark Matter with Neutrino Telescopes in Light of Resent Results from Direct Detection Experiments", 2005
- [44] E. Aslanides et al., "A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos", 1999
- [45] http://www.superbayes.org
- [46] R. Ruiz de Austri, R. Trotta and L. Roszkowski, "A Markov Chain Monte-Carlo Analysis of the cMSSM", JHEP 05 (2006) 002, hep-ph/0602028
- [47] B.C. Allanach, "SOFTSUSY: a program for calculating supersymmetric spectra", Comput. Phys. Commun. 143 (2002) 305-331, hep-ph/0104145
- [48] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, "FeynHiggs: a program for the calculation of the masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the MSSM", Comput. Phys. Commun. 124 (2000) 76-89, hep-ph/9812320
- [49] D.M. Pierce, J.A. Bagger, K.T. Matchev and R.J. Zhang "Precision Corrections in the Minimal Supersymmetric Standard Model", Nucl. Phys. B491 (1997) 3-67, hep-ph/9606211v3
- [50] see e.g. G. Degrassi, P. Slavich and F. Zwirner, "On the neutral Higgs boson masses in the MSSM for arbitrary stop mixing", Nucl. Phys. B611 (2001) 403-422, hep-ph/0105096v2
- [51] J.L. Kneur, private Mitteilung
- [52] P. Gondolo and G. Gelmini, "Cosmic Abundances of Stable Particles Improved Analysis", Nucl. Phys. B360 (1991) 145
- [53] J. Edsjö and P. Gondolo, "Neutralino Relic Density Including Coannihilations", Phys. Rev. D56 (1997) 1879, hep-ph/9704361
- [54] A.C. Hearn, Reduce 3.5, RAND 1993
- [55] T. Sjöstrand, Comm. Phys. Comm. 82 (1994) 74; T. Sjöstrand, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. Physics and Manual, CERN-TH.7112/93, hep-ph/9508391 (revised version)
- [56] S. Ritz and D. Seckel, Nucl. Phys. B308 (1988) 877
- [57] J. Edsjö, "Neutrino Induced Muon Fluxes from the Sun and Earth", TSL/ISV-93-0091, ISSN 0284-2769 (1993)
- [58] B. Povh and J. Hübner, Phys. Lett. B245 (1990) 653
- [59] J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", 2nd. Ed., John Wiley and Sons (1975)

- [60] D.H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics", 3rd. Ed., Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1987)
- [61] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127
- [62] T. Ohlson and H. Snellman, "Three Flavor Neutrino Oscillation in Matter", J. Math. Phys. 41 (2000) 2768; hep-ph/9910546; ibid. 42,2345(E) (2001)
- [63] L. Wolfenstein, "Neutrino Oscillations in Matter", Phys. Rev. D17 (1978) 2369
- [64] J.L. Feng, K.T. Matchev and T. Moroi, "Focus Points and Naturalness in Supersymmetry", hep-ph/9909334 (1999)
- [65] R. Barate et al., LEP Working Group for Higgs boson searches, Phys. Lett. B565 (2003) 61
- [66] H. Motz, "Berechnung von Neutrinoflüssen und erwarteten Ereignisraten aus Neutralino-Annihilationen in der Sonne", Diplomarbeit (2005)
- [67] U. Chattopadhyay, D. Das, P. Konar and D.P. Roy, "Looking for a heavy wino LSP in collider and dark matter experiments", hep-ph/0610077 (2007)
- [68] G. Bélanger, S. Kraml and A. Pukhov, "Comparison of SUSY spectrum calculations and impact on the relic density constraints from WMAP", hepph/0502079 (2005)
- [69] G.J. Feldmann and R.D. Cousins, "Unified approach to the classical statistics of small signals", Phys. Rev. D57 (7) 3872, (1998)
- [70] Jia Liu, Peng-fei Yin and Shoa-hua Zhu, "Neutrino Signals from Solar Neutralino Annihilations in Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking Model", hep-ph/0803.2164v4 (2008)
- [71] I. Affleck and M.Dine, "A new mechanism for baryogenesis", Nucl. Phys. B249, 361 (1985)
- [72] G.F. Giudice and A. Romano, "Split Supersymmetry", Nucl. Phys. B699, 65 (2004)
- [73] G.B. Gelmini, P. Gondolo, A. Soldatenkoand C.E. Yaguna, "Direct detection of neutralino dark matter in non-standard cosmologies", hep-ph/0610379 (2007)
- [74] J.D. Wells, "PeV-Scale Supersymmetry", Phys. Rev. D71 (2005) 015013
- [75] K. Huitu, J. Laamanen and P.N. Pandita, "Upper bounds on the mass of the lightest neutralino", hep-ph/030326 (2003)
- [76] H. Baer and J. O'Farrill, "Probing neutralino resonance annihilation via indirect detection of dark matter", JCAP 04 (2004) 005

- [77] J. Sjölin, "A study of Gauge Mediated Supersymmetry Breaking with $\tilde{\tau}_1$ as the NLSP in the ATLAS detector" ATLAS Internal Note, ATL-COM-PHYS-2000-024, (2000)
- [78] A. Heister et al., ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C25 339 (2002)
- [79] J.L. Feng, B.T. Smith and F. Takayama, "Goldilocks Supersymmetry: Simultaneous Solution to Dark Matter and Flavor Problems of Supersymmetry", arxiv:0709.0297 (2008)
- [80] J.F. Grivaz, Talk given at the Conference "Physics at the LHC", Wien, July 2004, hep-ex/0411002