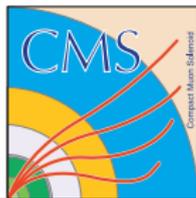


Massive Bosonen aus supersymmetrischen Zerfällen im vollhadronischen Kanal bei CMS

Christian Autermann, Ulla Gebbert, Kolja Kaschube, Benedikt Mura, Friederike Nowak, Christian Sander, Peter Schleper, Torben Schum

Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

05. März 2008



Bundesministerium
für Bildung
und Forschung



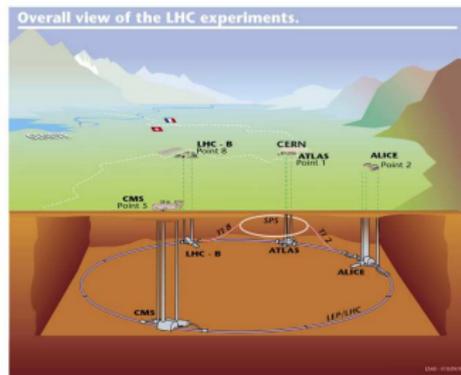
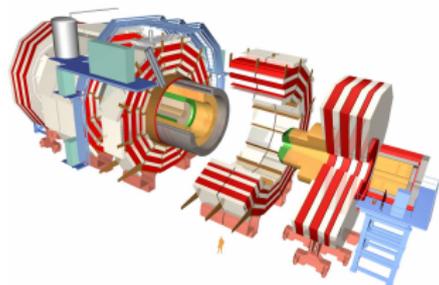
Übersicht

- 1 Einführung
- 2 Rekonstruktionseffizienz von schweren Bosonen
- 3 Anreicherung gegen den kombinatorischen Untergrund
- 4 Einschränkung des supersymmetrischen Parameterraumes
- 5 Zusammenfassung und Ausblick

CMS am LHC

Inbetriebnahme Mitte 2008

- $U = 27\text{km}$
- $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$
- \mathcal{L} bis zu $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$



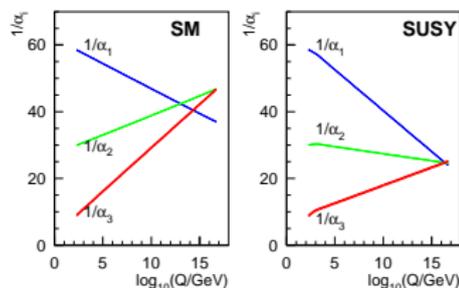
Compact Muon Solenoid (CMS)

- 21 m lang und 16 m im Durchmesser
- 12500 Tonnen
- Magnetfeld von 3,8 Tesla

Supersymmetrie

Die Probleme des SM

- Keine Vereinigung der Eichkopplungen
- Fine Tuning Problem
- Kein Kandidat für Dunkle Materie vorhanden



Gleichzeitige Lösung durch Supersymmetrie

- Susy-Teilchen ändern das Laufen der Kopplungskonstanten
- Schleifenkorrekturen bei der Higgsmasse werden durch Susy-Teilchen (fast) aufgehoben
- LSP liefert Kandidaten für Dunkle Materie

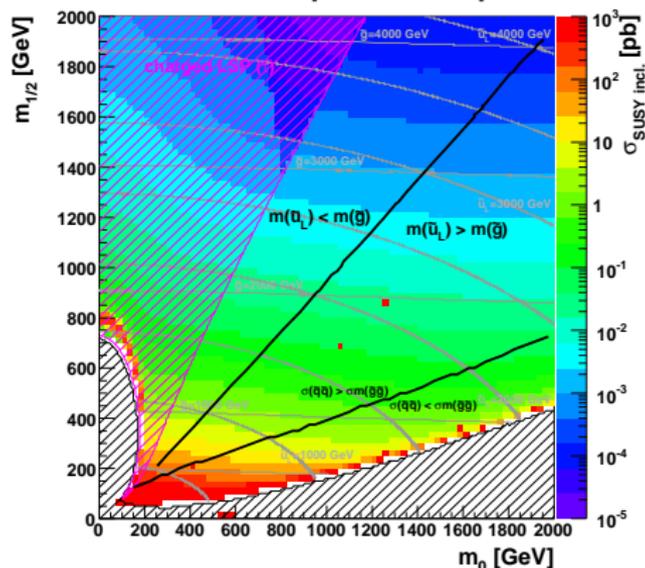
mSugra reduziert die Menge der Freiheitsgrade durch die Einführung der Supersymmetrie auf fünf: M_0 , $M_{1/2}$, A_0 , $\text{sign}\mu$, $\tan\beta$.

Für diese Analyse:

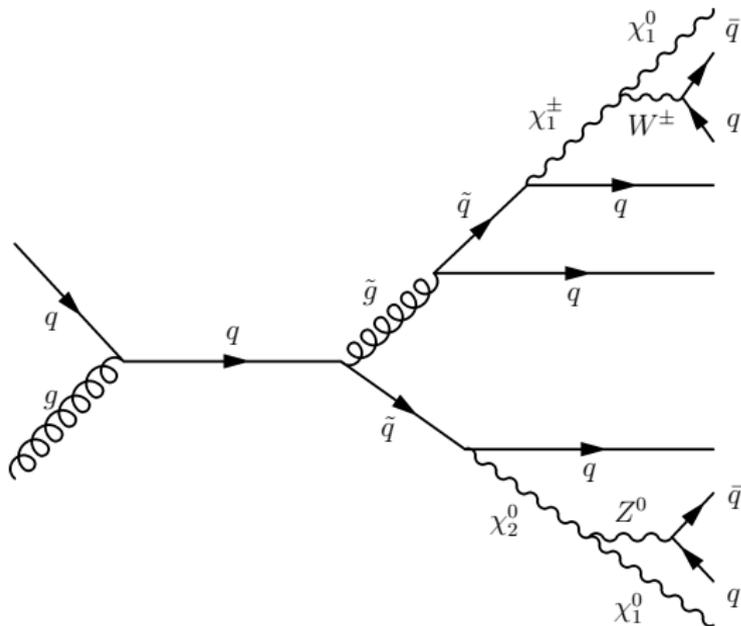
| | |
|------------------|---------|
| | LM4 |
| M_0 | 210 GeV |
| $M_{1/2}$ | 285 GeV |
| A_0 | 10 |
| $\text{sign}\mu$ | + |
| $\tan\beta$ | 0 |
| $M_{\tilde{g}}$ | 700 GeV |
| $M_{\tilde{q}}$ | 650 GeV |
| M_{χ^0} | 110 GeV |

$$A_0 = 0, \text{sign}\mu > 0, \tan\beta = 50$$

The mSUGRA parameter space



Beispielzerfall

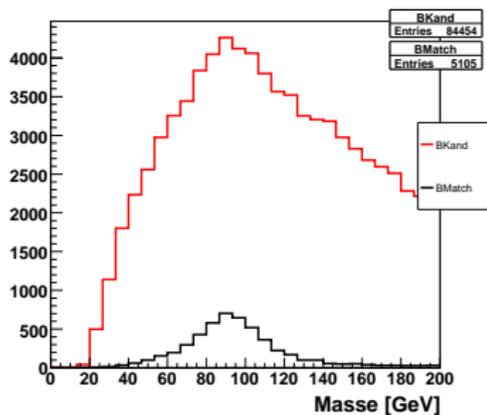


- R -Paritätserhaltung: paarweise Produktion
- Kaskadenartiger Zerfall \rightarrow Vielteilchen (Jet) Endzustand
- LSP stabil $\rightarrow \cancel{E}_T$
- Entdeckung und Präselektion möglich
- In Kaskaden können Bosonen auftreten

Definition und Rekonstruktionseffizienz

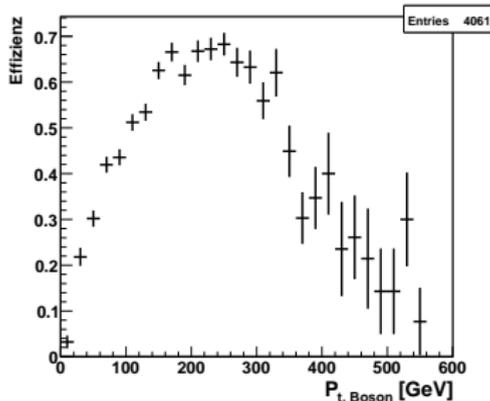
Je zwei Jets werden zu einem Dijetobjekt kombiniert. Sie gelten als Bosonkandidaten, wenn

$$70\text{GeV} < M_{\text{Dijet}} < 110\text{GeV}$$



Jetalgorithmus: Iterative Cone 0.5

$$P_t^{\text{jet}} > 20 \text{ GeV}, |\eta^{\text{jet}}| < 2,5$$

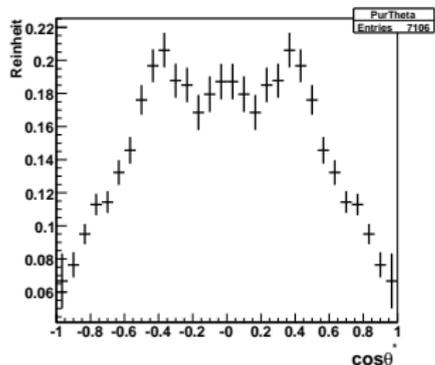
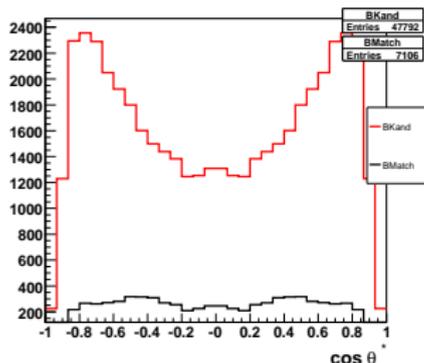
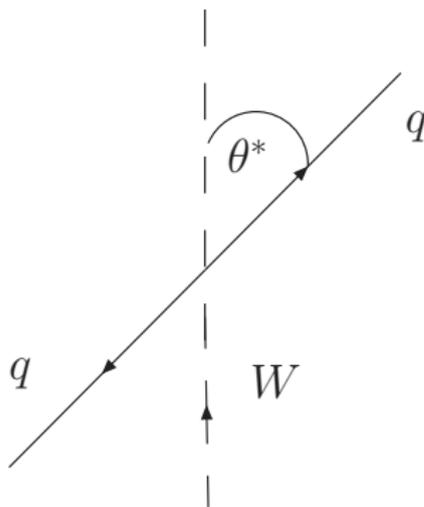


- P_t klein: Töchter werden schlecht rekonstruiert
- P_t groß: Töchter bilden einen gemeinsamen Jet

Diskriminierende Variablen : $\cos \theta^*$

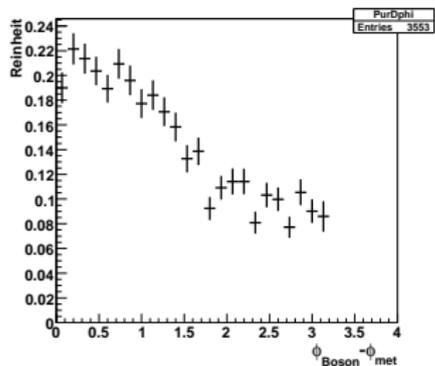
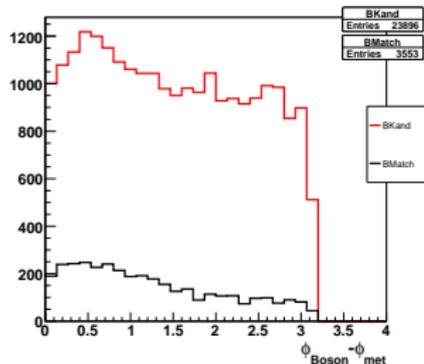
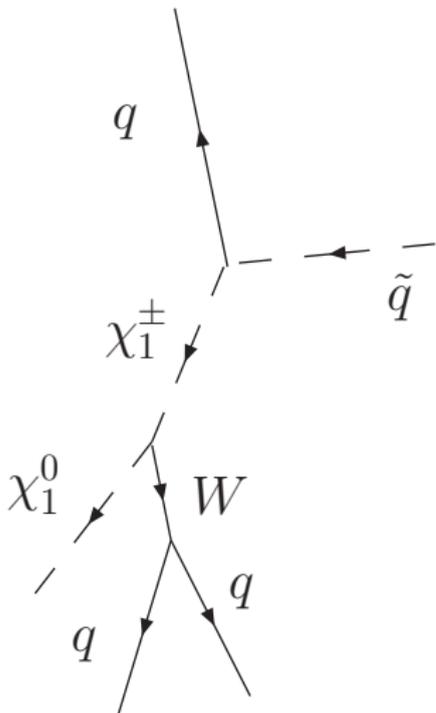
$$\text{Reinheit } R = \frac{N_{\text{Boson}}^{\text{Matched}}}{N_{\text{Boson}}}$$

θ^* ist der Winkel zwischen einem Tochterjet des Bosons in dessen Ruhesystem und der Bewegungsrichtung des Bosons



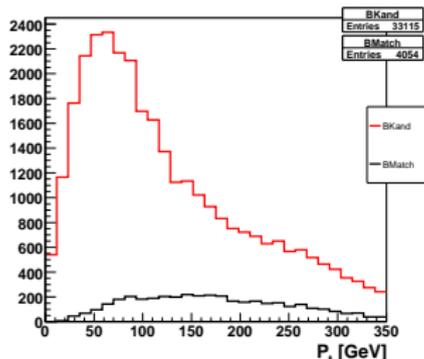
Diskriminierende Variablen : $\Delta\phi(\text{Boson}, \cancel{E}_T)$

$\Delta\phi = \phi_{\text{Boson}} - \phi_{\text{met}}$ ist der Winkel zwischen dem Boson und \cancel{E}_T



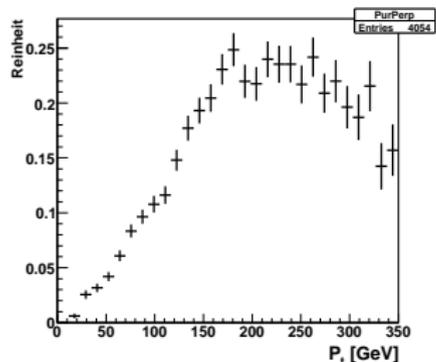
Diskriminierende Variablen : P_t^{Boson}

- Form der Verteilung für Bosonen ist abhängig von der Rekonstruktionseffizienz und der Stärke des Kaskadenboosts
- für den Untergrund gilt dies nicht



Zusammenfassung der Schnitte:

| Variable | Schnitt |
|--|--|
| $\cos \theta^*$ | $ \cos \theta^* < 0,5$ |
| P_t | $P_t > 140 \text{ GeV}$ $P_t < 300 \text{ GeV}$ |
| $\Delta\phi(\text{Boson}, E_{T,miss})$ | $ \Delta\phi < 1,5$ |

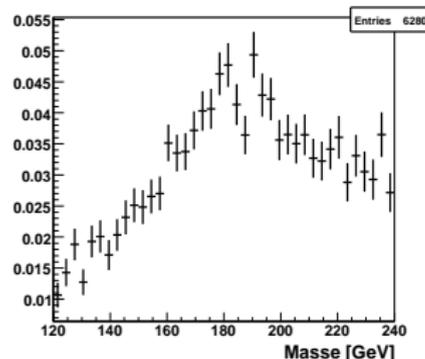
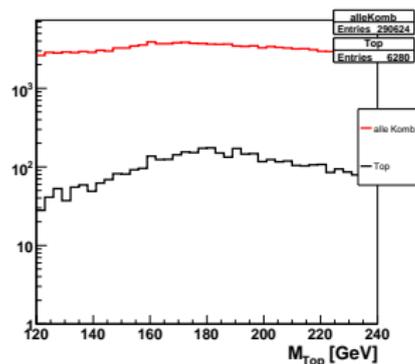


Weitere Untergrundunterdrückung : Top-Schnitt

- Bosonen aus Tops ebenfalls Untergrund
- ein Top kann mehrere Bosonkandidaten produzieren, da jede Kombination seiner Zerfallsprodukte im Boson-Massenbereich liegen kann
- falls für die Kombination des Bosonkandidaten mit drittem Jet gilt

$$160 < M_{\text{Trijet}} < 220 \text{ GeV,}$$

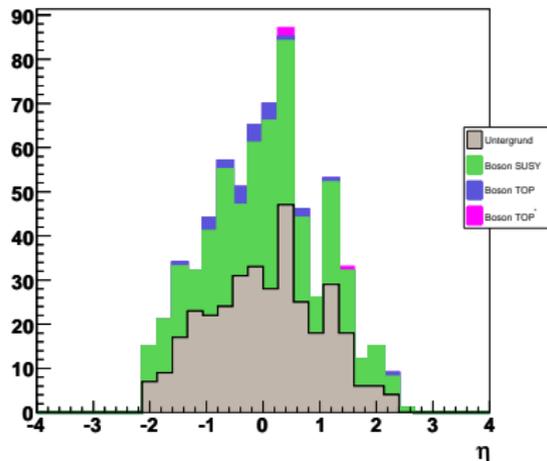
dann wird Kandidat verworfen



Reinheit der Bosonkandidaten

$$\text{Reinheit } R = \frac{N_{\text{Boson}}^{\text{Matched}}}{N_{\text{Boson}}}$$

Verbesserung der Reinheit um
einen Faktor $\sim 4,5$



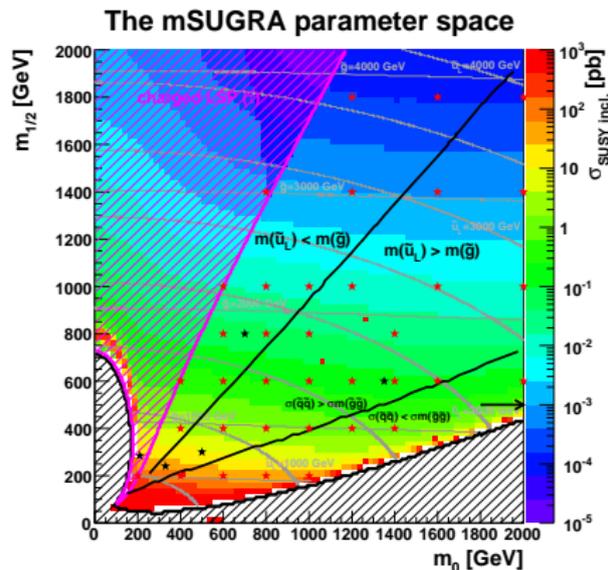
| | LM4 (vor Schnitten) | LM4 (nach Schnitten) |
|----------------------------------|---------------------|----------------------|
| R_{Boson} | $0,122 \pm 0,002$ | $0,459 \pm 0,019$ |
| $R_{\text{Boson}}^{\text{Susy}}$ | $0,104 \pm 0,002$ | $0,449 \pm 0,019$ |
| $R_{\text{Boson}}^{\text{Top}}$ | $0,018 \pm 0,001$ | $0,010 \pm 0,004$ |

Einschränkung des Parameterraumes I

- Hypothesenpunkte (rot) werden mit Pseudodatenpunkten (schwarz) verglichen
- Da einige Punkte nur sehr kleinen Wirkungsquerschnitt haben, werden Schnitte gelockert

| Variable | Schnitt |
|--|--|
| $\cos \theta^*$ | $ \cos \theta^* < 0,8$ |
| P_t | $P_t > 120 \text{ GeV}$ $P_t < 300 \text{ GeV}$ |
| $\Delta\phi(\text{Boson}, \vec{E}_{T,miss})$ | $ \Delta\phi < 1,5$ |

$$A_0 = 0, \text{sign}\mu > 0, \tan\beta = 50$$



Einschränkung des Parameterraumes II

Die Observablen für den Vergleich sind

- die Anzahl der Ereignisse N_E ,
- die Anzahl der Bosonkandidaten N_B nach allen Schnitten außer dem Topschnitt,
- das Verhältnis $r = \frac{N_B^{\text{Susy}}}{N_B^{\text{Top}}}$ der Bosonkandidaten, welche den Top-Schnitt überlebt haben, zu jenen, welche ihn nicht überlebt haben
- N_E und N_B sind sowohl über den systematischen und theoretischen als auch über den statistischen Fehler korreliert
- r wurde als unkorreliert angenommen

Datenpunkt d mit systematischem Fehler von 20%
Hypothesenpunkt h mit theoretischem Fehler von 20%
Korrelationsmatrix A

$$\chi^2 = (d - h)^T A^{-1} (d - h)$$

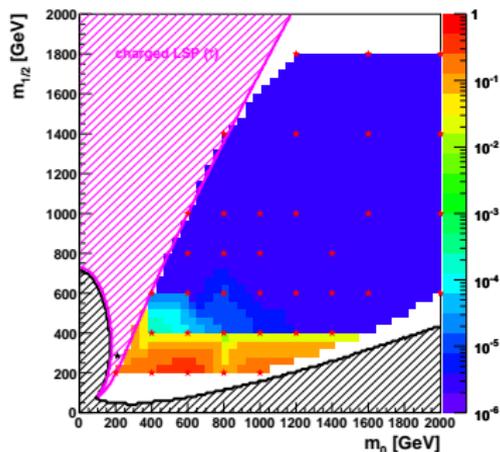
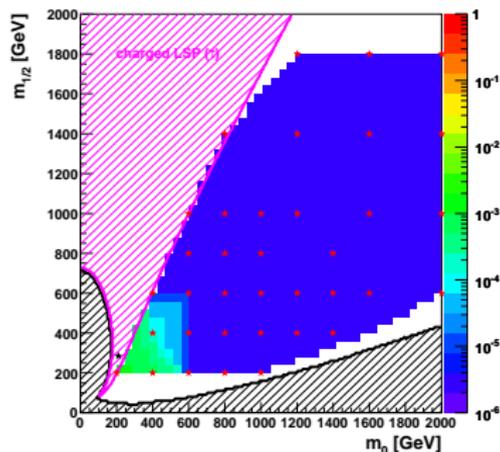
Einschränkung des Parameterraumes III

Pseudodatenpunkt LM4

$$\text{Wahrscheinlichkeit } P = 1 - F(\chi^2(d, h)) = 1 - \int_0^{\chi^2(d, h)} f_n(\chi^2) d\chi^2$$

$P(\chi^2(N_E, N_B, r))$

$P(\chi^2(N_E))$



Mit den zusätzlichen Observablen kann ein größerer Teil des Parameterraumes ausgeschlossen werden

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

- Je nach Zerfallskinematik ist die Anreicherung von hadronisch zerfallenden Bosonen auf bis zu 45% möglich
- Informationen über Bosonen ermöglichen bessere Einschränkung des supersymmetrischen Parameterraumes

Ausblick

- Particle Flow verspricht bessere Energieauflösung
- Verwendung von Multi-Variater Methoden (wie z.B. Likelihood, Neuronales Netz, ...)
- Hinzunahme anderer Variablen zu Parametereinschränkung (siehe U. Gebbert)

Backup

Präselektion

Signal Signatur

$$E_{T,miss} > 200 \text{ GeV}$$

$$N_j > 3 \text{ mit } E_T > 30 \text{ GeV}$$

$$|\eta^{j(1)}| < 1,7$$

QCD Unterdrückung

$$\delta\phi_{min}(E_{T,miss} - j(1, 2, 3)) \geq 0,3 \text{ rad}$$

$$R_1 > 0,5$$

$$R_2 > 0,5$$

W/Z/tt Unterdrückung

$$Iso^{leadtrk} = 0$$

$$p_t^{leadtrk} > 15 \text{ GeV}$$

$$0,05 < f_{em(j(1))} < 0,9$$

$$0,05 < f_{em(j(2))} < 0,9$$

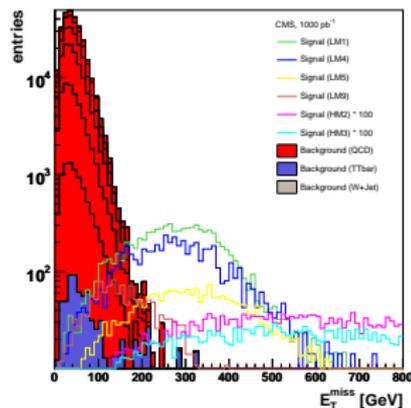
Signal/Untergrund Optimierung

$$E_{T,j(1)} > 180 \text{ GeV}$$

$$E_{T,j(2)} > 110 \text{ GeV}$$

$$H_T > 500 \text{ GeV}$$

Entdeckung durch generische
Schnitte möglich



Ein Signal-zu-Untergrund-
Verhältnis von ~ 27 kann
erreicht werden.

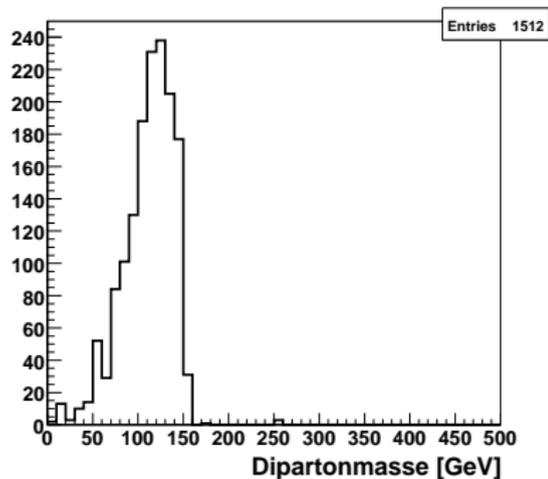
(Stark abhängig von
Susy-Parametern)

Jan Thomson, Diplomarbeit

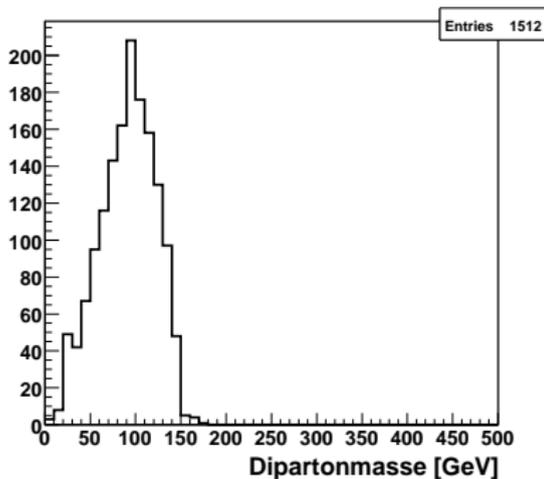
Bosonkandidaten aus Tops

Kombination einer W -Tochter mit dem b -Quark aus einem Topzerfall für die

höherenergetische Tochter



niederenergetischere Tochter



auf Generatorniveau

Korrelationsmatrix

Datenpunkt d mit systematischem Fehler $\delta = 0,2$
Hypothesenpunkt h mit theoretischem Fehler $\theta = 0,2$
Korrelationsmatrix A

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} \end{pmatrix}$$

mit

$$a_{11} = d\sigma_E^2 + \delta^2 d N_E^2 + h\sigma_E^2 + \theta^2 h N_E^2,$$

$$a_{12} = a_{21} = \delta^2 d N_E d N_B + \theta^2 h N_E h N_B + \kappa_d \sigma_E d \sigma_B + \kappa_h \sigma_E h \sigma_B,$$

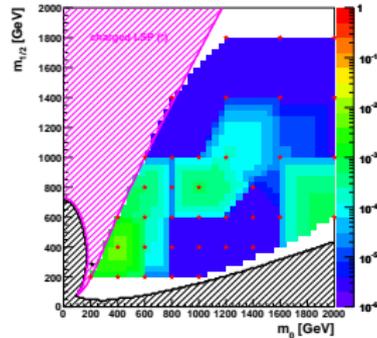
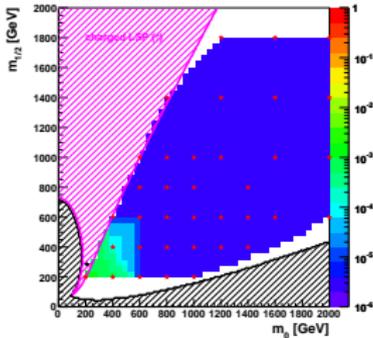
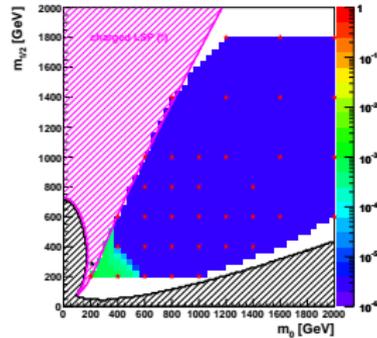
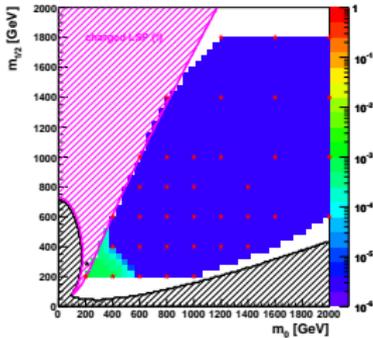
$$a_{22} = d\sigma_B^2 + \delta^2 d N_B^2 + h\sigma_B^2 + \theta^2 h N_B^2$$

$$a_{33} = d\sigma_R^2 + h\sigma_R^2.$$

Einschränkung des Parameterraumes IV

Variation des systematischen Fehlers, LM4

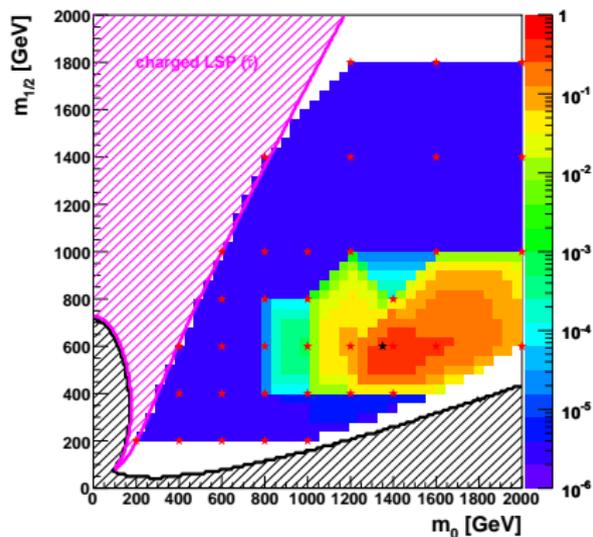
für 0%, 10%, 20% und 30%



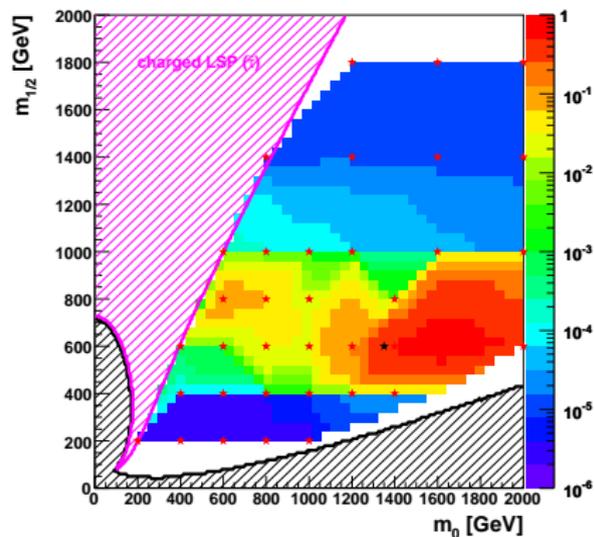
Einschränkung des Parameterraumes V

Pseudodatenpunkt HM4

$$P(\chi^2(N_E, N_B, r))$$



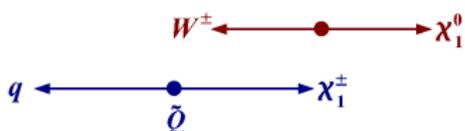
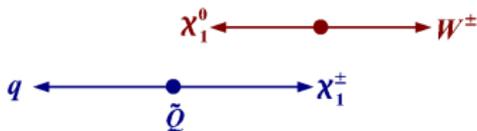
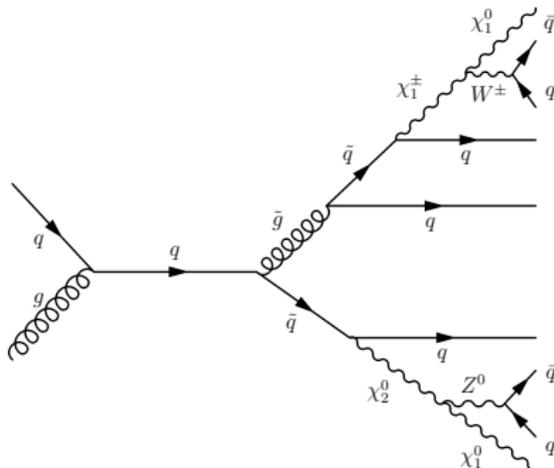
$$P(\chi^2(N_E))$$



Kanten im invarianten Massenspektrum am LM4 I

$$\tilde{q}_L \rightarrow q\chi_1^\pm \rightarrow qW^\pm\chi_1^0$$

- invariante Masse der beiden Töchter der Bosons, dessen vorlaufendes Parton q und des LSP ergeben die Squarkmasse
- bei der invarianten Masse ohne das LSP sind zwei kinematische Extrema möglich: Das vorlaufende Parton q wird parallel (links) oder antiparallel (rechts) zum Boson emittiert.



Kanten im invarianten Massenspektrum am LM4 II

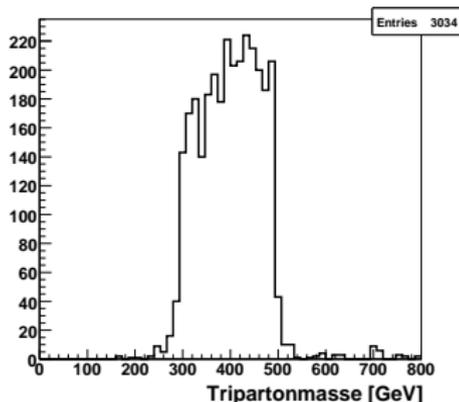
$$\tilde{q}_L \rightarrow q\chi_1^\pm \rightarrow qW^\pm\chi_1^0$$

$$M^{\max} = 509 \text{ GeV}, \quad M^{\min} = 306 \text{ GeV}$$

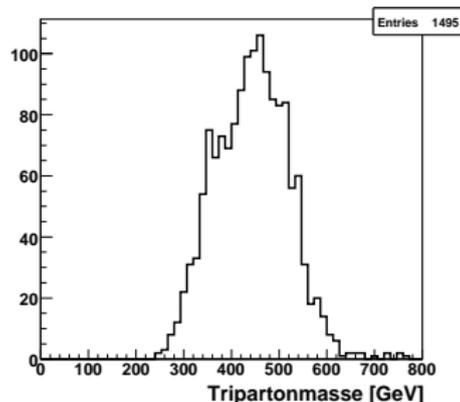
L. Pape, CMS IN 2006/012

- verschiedene Kaskaden produzieren verschiedene Massenkanten
- am LM4 links gezeigter Zerfall dominierend

Generatorniveau



Detektorniveau



Kanten im invarianten Massenspektrum am LM4 III

- Das vorlaufende Parton bildet im Detektor meistens den P_t -stärksten oder -zweitstärksten Jet (Abbildung links)
- kombiniere Bosonkandidaten mit erstem oder zweiten Jet
- Kaskaden sind stark geboostet, daher ist kleiner Winkel zum Vorläufer bevorzugt
- Winkel kann nicht zu klein werden, da sonst alle Partonen in einen Jet gefasst werden
- also Kombination des Bosonkandidaten mit dem der beiden Jets, welcher den kleineren Winkel hat und wenn $\Delta\Phi > 1$

