Odkrywanie supersymetrii - przypadek ciężkich sfermionów

Krzysztof Rolbiecki (IFT UW)

we współpracy z: *K. Desch, J. Kalinowski, G. Moortgat-Pick, J. Stirling*

JHEP 0612, 007 (2006)

Warszawa, 9/03/2007

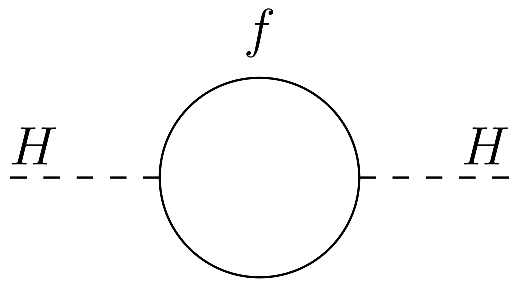
1. Wstęp – ogólne uwagi o supersymetrii
2. Supersymetria z ciężkimi sfermionami
3. Przykładowy scenariusz
4. Wyznaczanie parametrów modelu
5. Rola korelacji spinowych i asymetrii przód-tył
6. Wyniki analizy numerycznej
7. Zakończenie i wnioski

Problem hierarchii

- aby złamać symetrię elektrosłabą i nadać masy cząstkom Modelu Standardowego, pewna cząstka skalarna musi otrzymać niezerową próżniową wartość oczekiwaną (VEV)

- w Modelu Standardowym rolę tę pełni elementarny skalar – cząstka Higgsa

- ale poprawki kwantowe do masy bozonu Higgsa m_H są kwadratowo rozbieżne



$$\delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2}\Lambda_{\mathrm{UV}}^2 + \ldots$$

gdzie Λ_{UV} jest skalą obcięcia teorii

Problem hierarchii

Ponieważ Λ_{UV} może w ogólności być $\mathcal{O}(m_{\mathrm{Pl}})$, prowadzi to do dużych poprawek do m_H. Tak duże poprawki w Modelu Standardowym do masy bozonu Higgsa, która powinna być $m_H = \mathcal{O}(m_W)$, prowadzą do dwóch problemów:

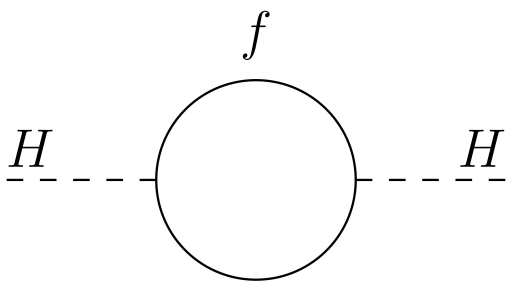
- jak otrzymać m_H tak, żeby była ona wiele rzędów wielkości mniejsza niż inne fundamentalne skale w fizyce, jak skala unifikacji albo skala Plancka – problem hierarchii

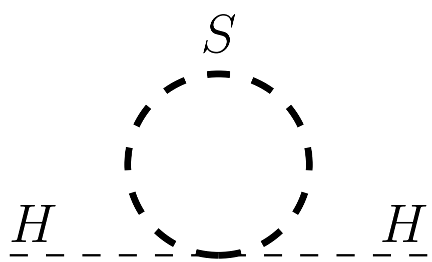
- jak uniknąć poprawek δm_H^2, które są znacznie większe niż m_H^2 – problem naturalności

Rozwiązanie tych dwóch problemów może nam dać supersymetria (SUSY)

Supersymetryczne rozwiązanie problemu hierarchii

Możemy zauważyć, że poprawki pętlowe z fermionami i bozonami są przeciwnych znaków. Jeśli w teorii występuje taka sama liczba fermionowych i bozonowych stopni swobody oraz dodatkowo jeśli mają one identyczne sprzężenia, to rozbieżności kwadratowe się kasują





$$\begin{aligned}\delta m_H^2 &= -2\frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2}\Lambda_{\mathrm{UV}}^2 + \frac{\lambda_S}{16\pi^2}\Lambda_{\mathrm{UV}}^2 + \frac{\lambda_S}{16\pi^2}\Lambda_{\mathrm{UV}}^2 + \ldots \\ &= \frac{\Lambda_{\mathrm{UV}}^2}{8\pi^2}(\lambda_S - |\lambda_f|^2) + \ldots\end{aligned}$$

- pozostają człony proporcjonalne do

$$m_f^2 \log\left(\frac{\Lambda_{\mathrm{UV}}}{m_f}\right) \qquad \text{i} \qquad m_S^2 \log\left(\frac{\Lambda_{\mathrm{UV}}}{m_S}\right)$$

Supersymetria

- symetria pomiędzy bozonami i fermionami

$$Q|\text{fermion}\rangle = |\text{bozon}\rangle; \qquad Q|\text{bozon}\rangle = |\text{fermion}\rangle$$

- łączy symetrię czasoprzestrzeni ze spinem cząstek – unikalne rozszerzenie symetrii Lorentza

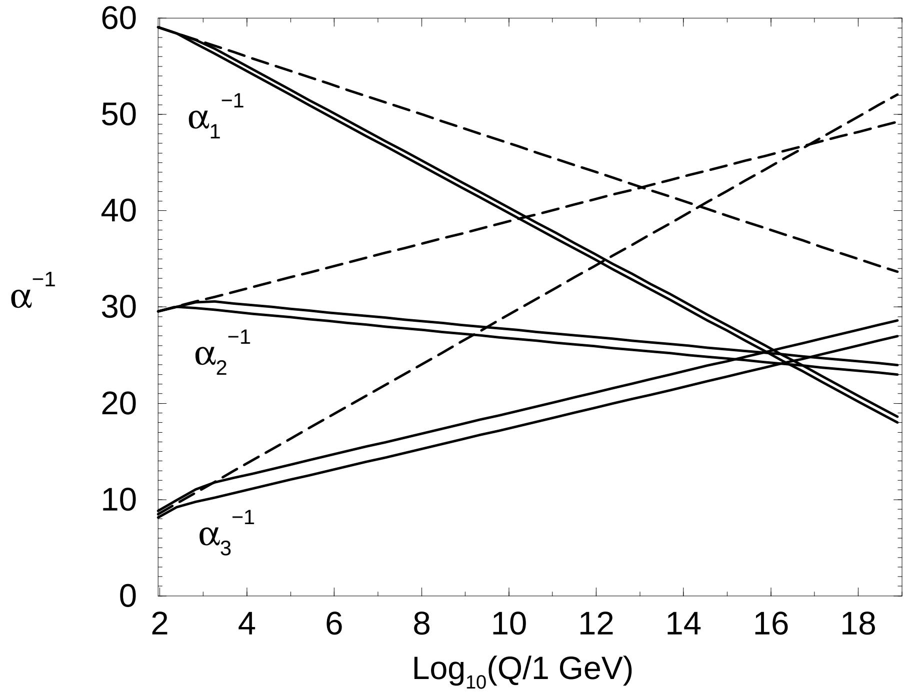
- łączy cząstki w „supermultiplety" – w obrębie jednego supermultipletu cząstki mają te same liczby kwantowe i masy

- doświadczalnie nie obserwujemy superpartnerów cząstek z Modelu Standardowego $\Rightarrow$ supersymetria musi być spontanicznie złamana

- łamanie supersymetrii zachodzi w „sektorze ukrytym" i jest przenoszone do sektora widzialnego np. przez grawitację

Inne zalety supersymetrii

- unifikacja oddziaływań



- naturalny kandydat na ciemną materię – najlżejsza cząstka supersymetryczna (LSP)

- nowe źródła łamania symetrii CP – możliwość wyjaśnienia asymetrii barionowej Wszechświata

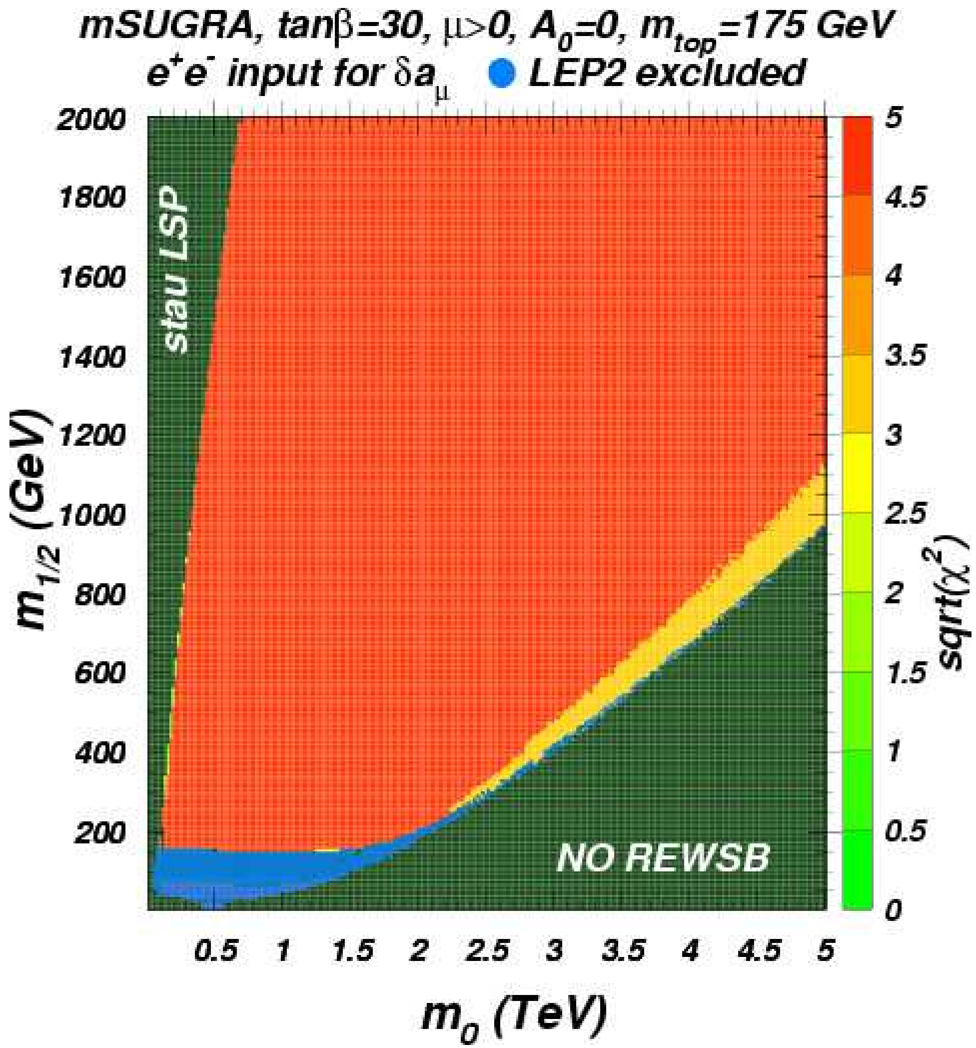
- jest zgodna z danymi doświadczalnymi

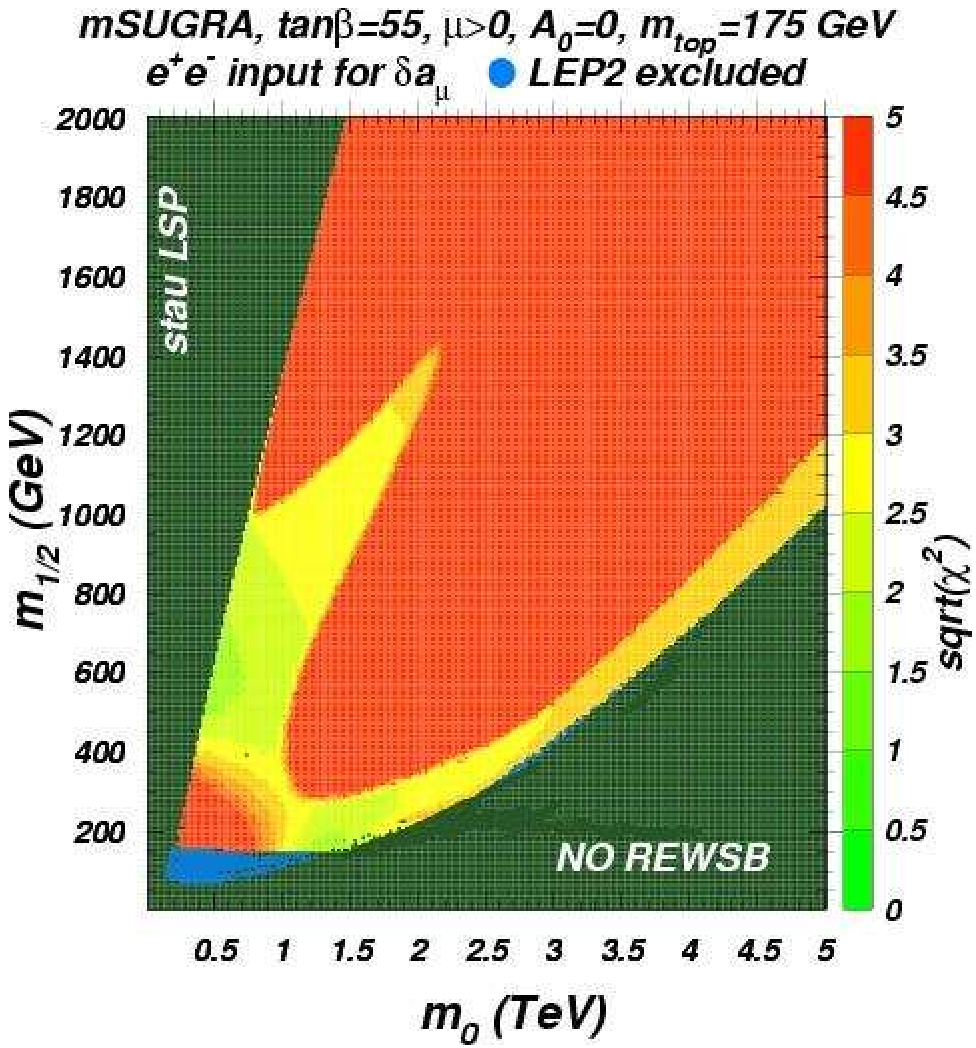
Minimalny Supersymetryczny Model Standardowy

cząstki		spin 0	spin 1/2	$SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y$
skwarki i kwarki	Q	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
(3 generacje)	U	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	D	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptony i leptony	L	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{e}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
(3 generacje)	E	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
bozony Higgsa i	H_u	$\begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
higgsina	H_d	$\begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

cząstki	spin $\frac{1}{2}$	spin 1	$SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluon	$\tilde{g}$	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
wina, bozony W	$\tilde{W}^\pm$ $\tilde{W}^0$	$W^\pm$ W^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bozon B	$\tilde{B}^0$	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Gdzie szukać supersymetrii?





Focus Point Supersymmetry

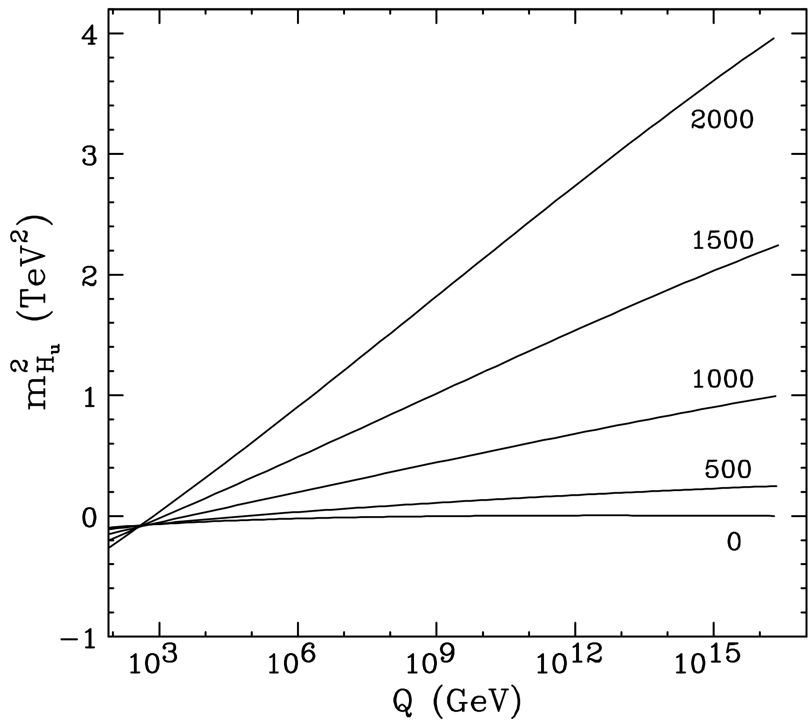
- najważniejsza cecha: masy sleptonów, skwarków i bozonów Higgsa (oprócz jednego) powyżej 1 TeV

- masy gaugin i higgsin rzędu skali elektrosłabej

- masy miękko łamiące supersymetrię spełniają relację przy skali unifikacji $(m^2_{H_u}, m^2_{\tilde{t}_R}, m^2_{\tilde{t}_L}) \propto (1, 1+x, 1-x)$

- linie ewolucji $m^2_{H_u}$ „skupiają" się w jednym punkcie, zapewniając w naturalny sposób łamanie symetrii elektrosłabej przy odpowiedniej energii

- ta własność jest niezależna od parametrów łamiących supersymetrię



Sektor chargin

- macierz masy chargin w bazie $(\tilde{W}^-, \tilde{H}^-)$

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_W \cos\beta \\ \sqrt{2} m_W \sin\beta & \mu \end{pmatrix}$$

- diagonalizujemy ją za pomocą dwóch unitarnych macierzy U i V

$$V^* M_{\tilde{\chi}^\pm} U^\dagger = \begin{pmatrix} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \end{pmatrix}$$

- stany własne macierzy masy w reprezentacji Weyla

$$U \begin{pmatrix} \tilde{W}_L^- \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{1L}^- \\ \chi_{2L}^- \end{pmatrix} \qquad V \begin{pmatrix} \tilde{W}_R^+ \\ \tilde{H}_u^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{1R}^+ \\ \chi_{2R}^+ \end{pmatrix}$$

- i jako spinory Diraca

$$\tilde{\chi}_1^- = \begin{pmatrix} \chi_{1L}^- \\ \chi_{1R}^- \end{pmatrix}, \qquad \tilde{\chi}_2^- = \begin{pmatrix} \chi_{2L}^- \\ \chi_{2R}^- \end{pmatrix}$$

Sektor neutralin

- macierz masy neutralin w bazie $(\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_W & m_Z s_\beta s_W \\ 0 & M_2 & m_Z c_\beta c_W & -m_Z s_\beta c_W \\ -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu \\ m_Z s_\beta s_W & -m_Z s_\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

- diagonalizacja macierzy masy

$$\mathrm{diag}(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{\chi}_3^0}, m_{\tilde{\chi}_4^0}) = N^* M_{\tilde{\chi}^0} N^{-1}$$

- stany własne macierzy masy – spinory Weyla χ_i^0 i spinory Majorany $\tilde{\chi}_i^0$ $(i = 1, 2, 3, 4)$

$$\begin{pmatrix} \chi_1^0 \\ \chi_2^0 \\ \chi_3^0 \\ \chi_4^0 \end{pmatrix} = N \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^0 \\ \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix} \qquad \tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix}$$

Wybrany scenariusz

- focus point w modelu mSUGRA:
  $M_0 = 2000\,\mathrm{GeV}$, $M_{1/2} = 144\,\mathrm{GeV}$, $\tan\beta = 20$, $A_0 = 0$, $\mathrm{sign}\,\mu = +$
  $\Rightarrow$ UWAGA: w naszej analizie nie wykorzystujemy założeń mSUGRA

- parametry przy skali elektrosłabej obliczone przez *SPheno*:
  $M_1 = 60\,\mathrm{GeV}$, $M_2 = 121\,\mathrm{GeV}$, $M_3 = 322\,\mathrm{GeV}$, $\mu = 540\,\mathrm{GeV}$

- masy chargin, neutralin i gluina:
  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 117\,\mathrm{GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = 552\,\mathrm{GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 59\,\mathrm{GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_2^0} = 117\,\mathrm{GeV}$,
  $m_{\tilde{\chi}_3^0} = 545\,\mathrm{GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_4^0} = 550\,\mathrm{GeV}$, $m_{\tilde{g}} = 416\,\mathrm{GeV}$
- skwarki stop: $m_{\tilde{t}_1} = 1093\,\mathrm{GeV}$, $m_{\tilde{t}_2} = 1584\,\mathrm{GeV}$
  inne skwarki i sleptony $\sim 2\,\mathrm{TeV}$

- sektor Higgsa: $m_h = 119\,\mathrm{GeV}$, $m_{H,H^\pm,A} = 1935\,\mathrm{GeV}$

- co możemy wykorzystać?
  LHC $\Rightarrow$ gluina: $\tilde{g} \to \tilde{\chi}_2^0 b\bar{b}$, skwarki (oprócz $\tilde{t}_{1,2}$) $\sigma \sim 1\,\mathrm{pb}$
  ILC$_{500}$ $\Rightarrow$ lekkie chargina: $\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-) \sim 2\,\mathrm{pb}$, neutralina $\tilde{\chi}_{1,2}^0$
  również dostępne kinematycznie, ale $\sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0) < 1\,\mathrm{fb}$

Dane eksperymentalne z LHC

- wszystkie kwarki znajdują się w zasięgu kinematycznym
  $\Rightarrow$ stop: $BR(\tilde{t}_{1,2} \to \tilde{g}t) \sim 66\%$
  duże tło od produkcji kwarków t, trudne do wyeliminowania
  $\Rightarrow$ inne skwarki rozpadają się głównie na gluino i kwark, rekonstrukcja masy może okazać się trudna
  $\Rightarrow$ zakładamy, że można wyznaczyć masy z dokładnością 50 GeV

- produkcja gluina: duży przekrój czynny, kilka kanałów rozpadu

Mode	$\tilde{g} \to \tilde{\chi}_2^0 b\bar{b}$	$\tilde{g} \to \tilde{\chi}_1^- q_u \bar{q}_d$	$\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 \bar{q}_d q_u$	$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$	$\tilde{t}_{1,2} \to \tilde{g}t$	$\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell$
BR	14.4%	10.8%	33.5%	3.0%	66%	11.0%

- rozkład masy pary leptonów z rozpadu $\tilde{\chi}_2^0$ pozwala wyznaczyć różnicę mas neutralin:

$$\delta(m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) \sim 0.5 \text{ GeV}$$

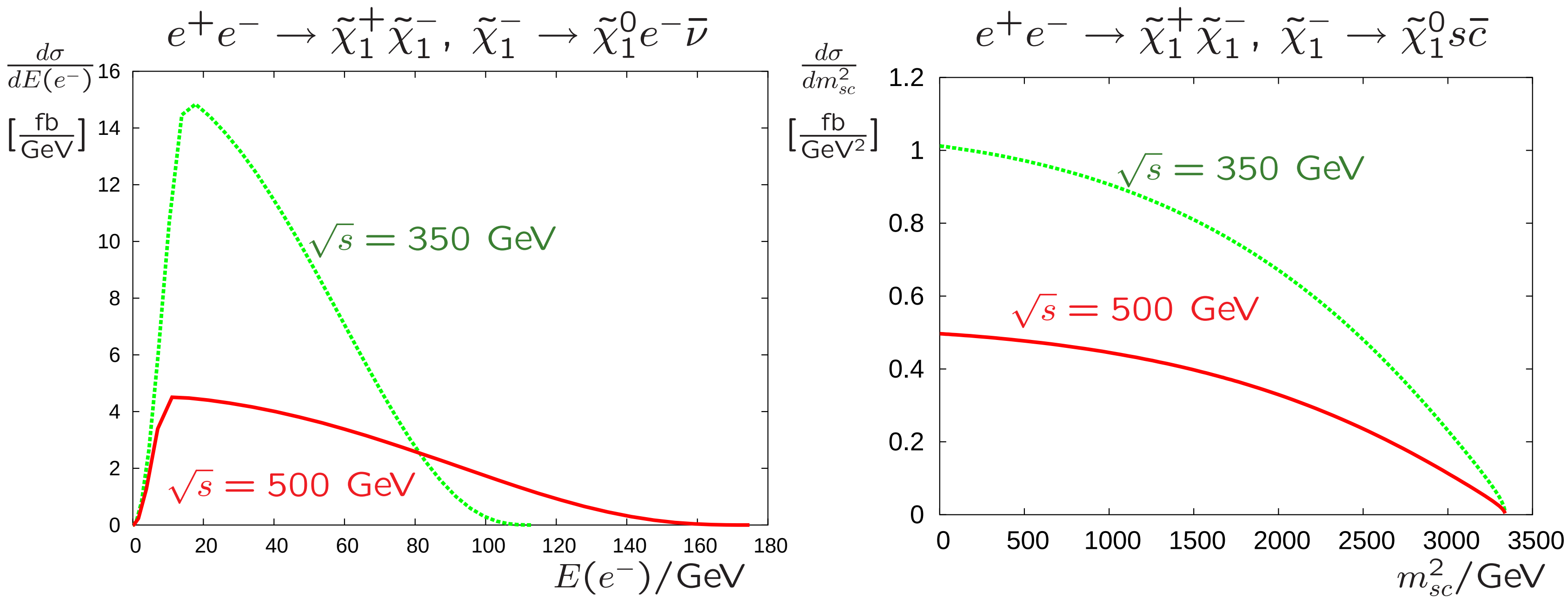
Dane eksperymentalne z ILC

- w ILC$_{500}$ jedynie $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-,\ \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0,\ \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0,\ \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ dostępne
- ale przekroje czynne dla neutralin < 1 fb $\Rightarrow$ zbyt małe?
- wiązki e^+, e^- spolaryzowane względny błąd 0.5%
- zakładamy efektywność $e_{slc} = 50\%$
- $BR = 2 \times BR(\tilde{\chi}_1^+ \to \tilde{\chi}_1^0 q_u \bar{q}_d) \times BR(\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 \ell \bar{\nu}_\ell) + BR(\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 \ell \bar{\nu}_\ell)^2 \simeq 0.34$
  gdzie $\ell = e, \mu$
- scałkowana świetlność przy 350 i 500 GeV $\mathcal{L} = 200\,\mathrm{fb}^{-1}$ na polaryzację

$\sqrt{s}$/GeV	(P_{e^-}, P_{e^+})	$\sigma(\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$/fb	$\sigma(\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-) \times BR \times e_{slc}$/fb
350	$(-90\%, +60\%)$	6195.5	1062.5±4.0
	$(0, 0)$	2039.1	350.1±2.1
	$(+90\%, -60\%)$	85.0	14.6±0.7
500	$(-90\%, +60\%)$	3041.5	521.6±2.3
	$(0, 0)$	1000.6	171.9±1.4
	$(+90\%, -60\%)$	40.3	6.9±0.4

Dane z ILC

- masy $\tilde{\chi}_1^\pm$ i $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ z rozkładów energii leptonów i mas niezmienniczych par dżetów oraz skanowania progu produkcji

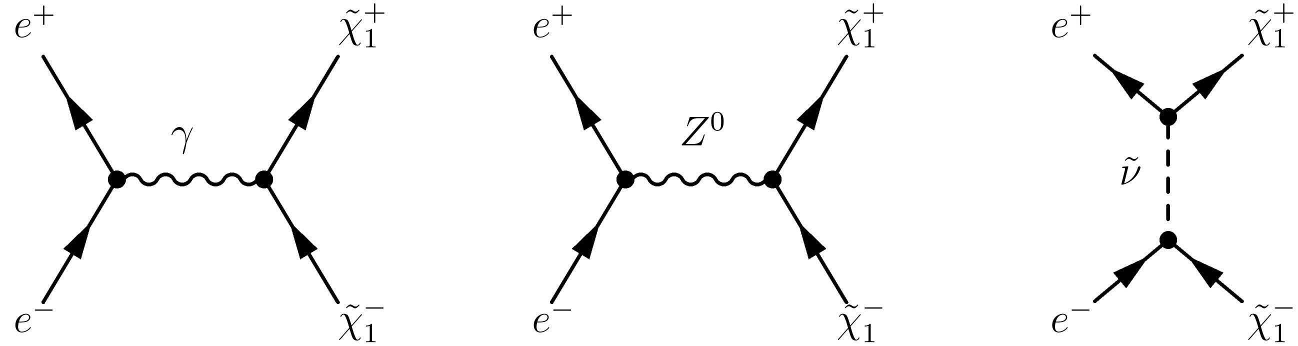


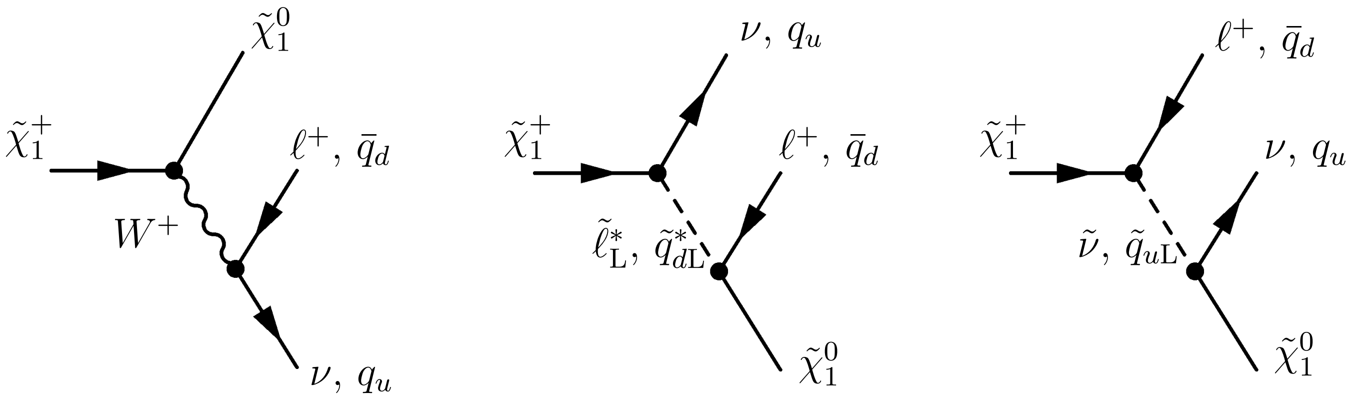
- razem z informacją z LHC otrzymujemy:
  $\delta(m_{\tilde{\chi}_1^0}) = 0.2\,\text{GeV},\ \delta(m_{\tilde{\chi}_2^0}) = 0.5\,\text{GeV},\ \delta(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}) = 0.1\,\text{GeV}$

- wiedząc, że masy skalarów są duże, możemy przyjąć, że BR na poszczególne rozpady chargin są od nich niezależne

Produkcja chargin

- od jakich parametrów MSSM zależy proces produkcji?





- parametry z sektorów higgsin i gaugin: $M_1,\ M_2,\ \mu,\ \tan\beta$

- masy ciężkich (wirtualnych) cząstek pośrednich: $m_{\tilde{\nu}},\ m_{\tilde{\ell}},\ m_{\tilde{q}_L},\ m_{\tilde{q}_R}$

Wyznaczanie parametrów modelu – krok pierwszy

- wykorzystujemy masy i przekroje czynne na produkcję chargin przy spolaryzowanych wiązkach e^+, e^-

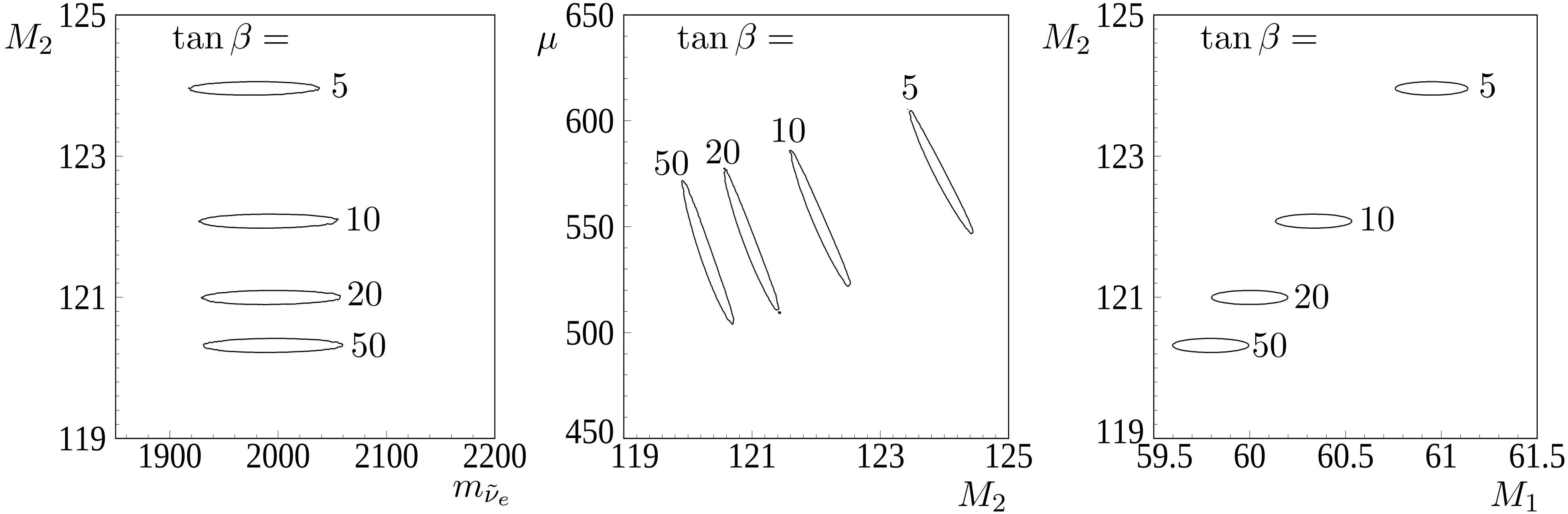
- za pomocą testu χ^2 wyznaczamy parametry MSSM razem z niepewnościami
  $\Rightarrow$ okazuje się, że między parametrami występują bardzo silne korelacje
  $\Rightarrow$ aby uzyskać zbieżność procedury fitowania trzeba ją wykonywać dla ustalonych wartości $\tan\beta$
  $\Rightarrow$ wyznaczamy M_1, M_2, μ, $m_{\tilde{\nu}}$

- wyniki:
  $\Rightarrow$ dla $\tan\beta < 1.7$ dane są sprzeczne z obliczeniami teoretycznymi
  $\Rightarrow$ $59.4 \leq M_1 \leq 62.2$ GeV, $\quad 118.7 \leq M_2 \leq 127.5$ GeV
  $450 \leq \mu \leq 750$ GeV, $\quad 1800 \leq m_{\tilde{\nu}_e} \leq 2210$ GeV
  $\Rightarrow$ M_1, M_2 wyznaczone z precyzją 5%, ograniczenia na μ i $m_{\tilde{\nu}}$ dość słabe $\sim 15\%$

Wyznaczanie parametrów modelu – krok pierwszy

- masy i przekroje czynne nie dostarczają wystarczającej informacji aby wyznaczyć wszystkie pięć parametrów

- dozwolone obszary migrują wraz ze zmianą $\tan\beta$ – stąd duże niepewności



- potrzebna jest dodatkowa informacja...

Wyznaczanie parametrów modelu – krok drugi

- jaka inna obserwabla może być jeszcze wykorzystana?
  $\Rightarrow$ asymetria przód-tył – kąt między osią wiązki a leptonem/kwarkiem w stanie końcowym

- silnie zależy od korelacji spinowych rozpadającego się chargina

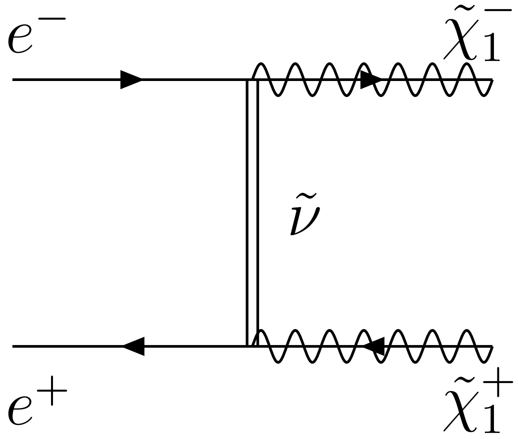
- rozdzielamy pełny proces na produkcję i rozpad, korzystając z przybliżenia wąskiego rezonansu ($m_{\tilde{\chi}} \gg \Gamma_{\tilde{\chi}}$)

- $|T|^2 = |\Delta_{f_1}|^2 |\Delta_{f_2}|^2 \sum_{fin.sp.} \overbrace{(P^{\lambda_{f_1}\lambda_{f_2}} P^{*\lambda'_{f_1}\lambda'_{f_2}})}^{\text{spin–density matrix}} \times \overbrace{(Z_{\lambda_{f_1}} Z^*_{\lambda'_{f_1}})}^{\text{decay matrix}} \times \overbrace{(Z_{\lambda_{f_2}} Z^*_{\lambda'_{f_2}})}^{\text{decay matrix}}$

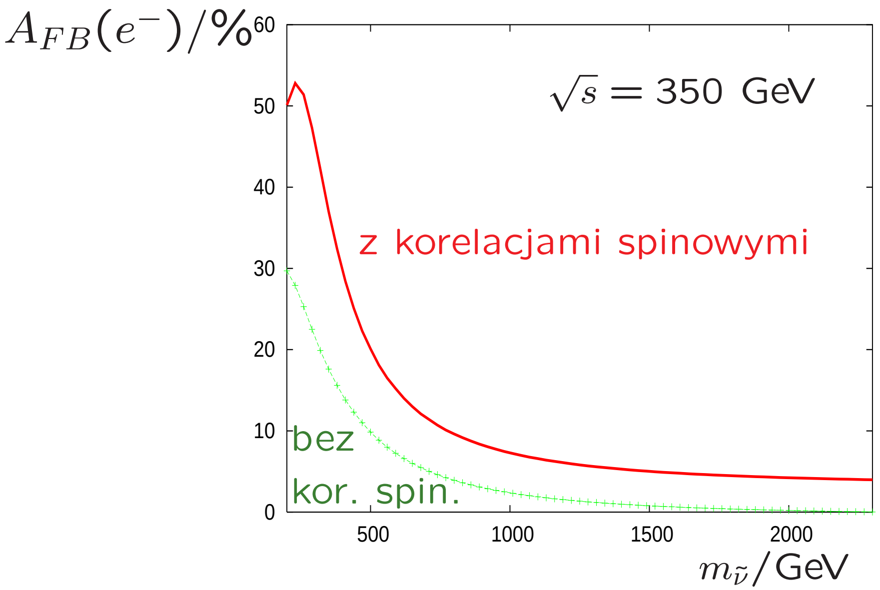
$\Rightarrow$ procesy produkcji i rozpadu sprzęgają się przez człony interferencyjne pomiędzy różnymi stanami polaryzacji chargin

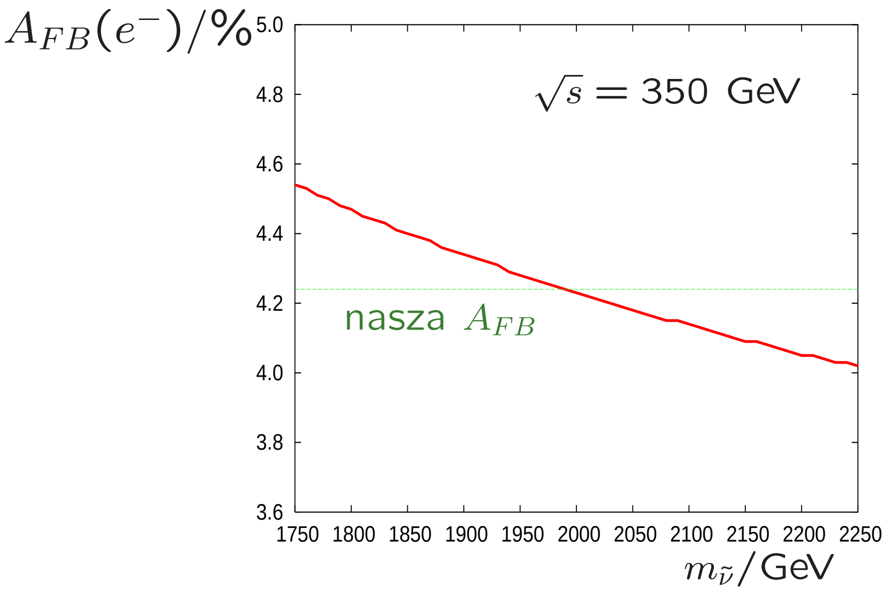
Asymetrie przód-tył

- wymiana sneutrina w kanale t: źródło A_{FB} w produkcji chargin w zderzeniach e^+e^-
- polaryzacja chargin zależy od polaryzacji wiązek



- w naszym przypadku 3-ciałowe rozpady: $\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 e^- \nu_e$ i $\tilde{\chi}_1^- \to \tilde{\chi}_1^0 s\bar{c}$ $\Rightarrow$ korelacje spinowe istotne





Wyznaczanie parametrów – krok drugi

- wykorzystujemy zmierzone masy, przekroje czynne i A_{FB} z leptonowych rozpadów chargin

- ponieważ rozpad zależy również od nieznanej masy selektronu, przyjmujemy relację $SU(2)$ między masą selektronu i sneutrina

$$m^2_{\tilde{e}_\mathrm{L}} = m^2_{\tilde{\nu}_e} + m^2_Z \cos(2\beta)(-1 + \sin^2\theta_W)$$

- wartości asymetrii z błędami statystycznymi i z błędami od polaryzacji

$\sqrt{s}$/GeV	(P_{e^-}, P_{e^+})	$A_{\mathrm{FB}}(\ell^-)$/%	$A_{\mathrm{FB}}(\bar{c})$/%
350	$(-90\%, +60\%)$	4.42±0.29	4.18±0.74
500	$(-90\%, +60\%)$	4.62±0.41	4.48±1.05

- dane dla polaryzacji $(+90\%, -60\%)$ ze względu na małą liczbę przypadków obciążone zbyt dużym błędem – nie wykorzystujemy ich

Wyznaczanie parametrów – krok drugi

- dołączamy do testu χ^2 wyniki dla asymetrii leptonowych

- nie ma konieczności ustalania $\tan\beta$ – możemy fitować wszystkie 5 parametrów

- otrzymujemy następujące wartości:
  $59.7 \le M_1 \le 60.35$ GeV, $\quad 119.9 \le M_2 \le 122.0$ GeV
  $500 \le \mu \le 610$ GeV, $\quad 1900 \le m_{\tilde{\nu}_e} \le 2100$ GeV, $\quad 14 \le \tan\beta \le 31$

- co zyskaliśmy:
  $\Rightarrow$ masa ciężkiego, wirtualnego sneutrina wyznaczona z dokładnością 5% – dwukrotna poprawa
  $\Rightarrow$ dokładność wyznaczenia M_1 i M_2 poprawiona o czynnik 5
  $\Rightarrow$ dokładność wyznaczenia μ poprawiona o czynnik 3
  $\Rightarrow$ ograniczenia na $\tan\beta$

Przewidywanie mas innych cząstek

- dzięki precyzyjnemu wyznaczeniu parametrów możemy przewidzieć w jakim zakresie energetycznym znajdują się kolejne cząstki z sektora chargin i neutralin:

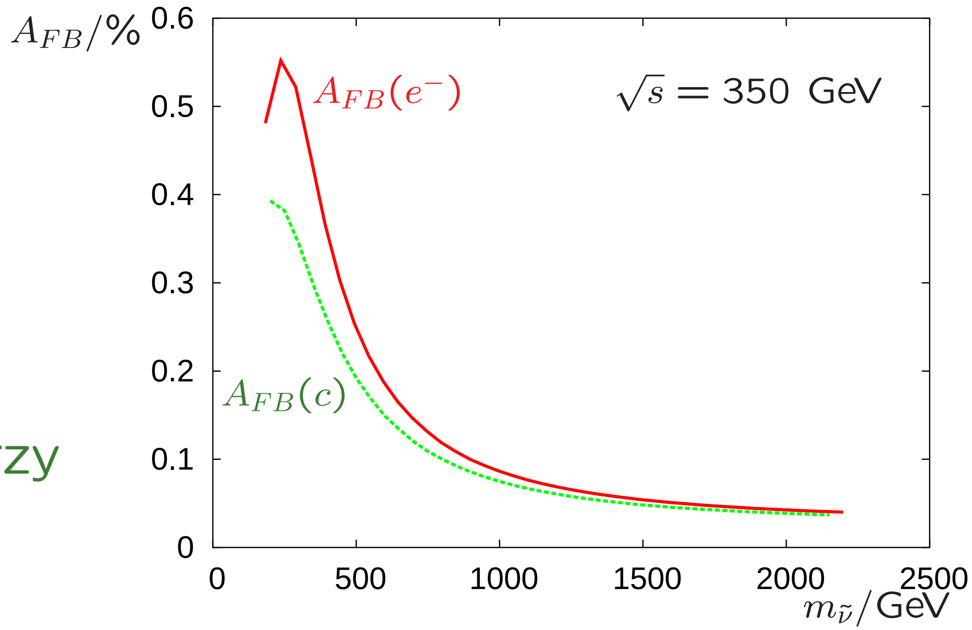
$$\begin{aligned} 506 \leq m_{\tilde{\chi}^0_3} \leq 615 \text{ GeV} \\ 512 \leq m_{\tilde{\chi}^0_4} \leq 619 \text{ GeV} \\ 514 \leq m_{\tilde{\chi}^\pm_2} \leq 621 \text{ GeV} \end{aligned}$$

- taka informacja może okazać się przydatna przy planowaniu kolejnych eksperymentów, np. czy jest sens rozbudować ILC do 800 GeV albo 1 TeV

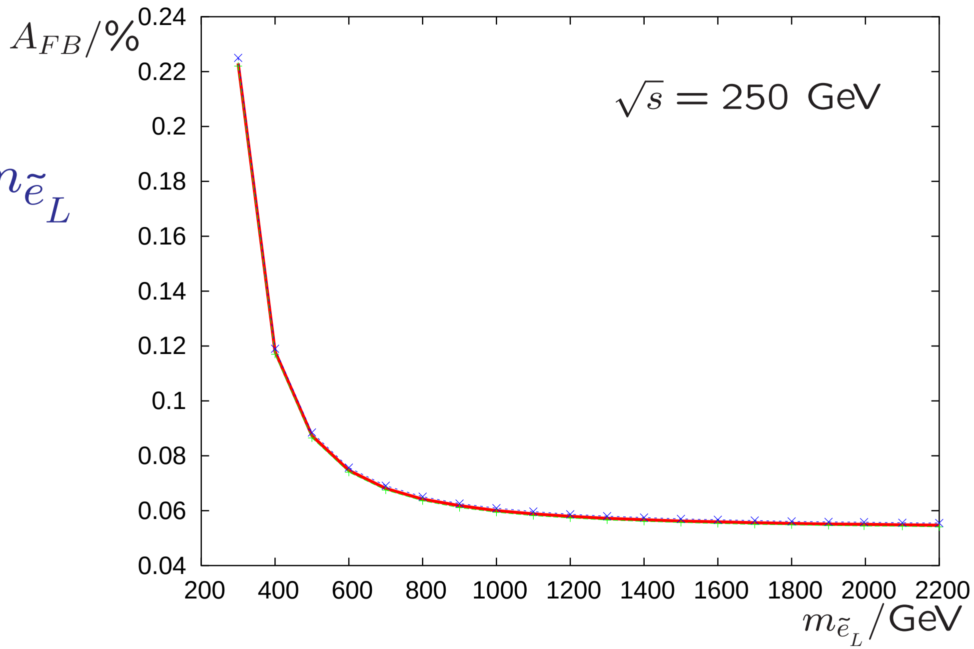
- ich odkrycie będzie testem na konsystentność modelu

Asymetrie przód-tył dla hadronów

- można wykorzystać A_{FB} dla dżetów c
- znając $m_{\tilde{c}_L}$ z LHC
- podobne rozkłady dla $A_{FB}(e^-)$ i $A_{FB}(c)$ dla dużych $m_{\tilde{\nu}_e}$
  $\Rightarrow$ porównywalna dokładność przy wyznaczaniu $m_{\tilde{\nu}_e}$



- strategia: mierzymy $A_{FB}(c)$, wyznaczamy $m_{\tilde{\nu}_e}$, a następnie $m_{\tilde{e}_L}$ korzystając z $A_{FB}(e^-)$
- możliwe ograniczenia na $m_{\tilde{e}_L}$?
- testowanie relacji $SU(2)$ dla $m_{\tilde{e}_L}$ i $m_{\tilde{\nu}_e}$?



Wyznaczanie parametrów – krok trzeci

- dodajemy do funkcji χ^2 asymetrie przód-tył dla kwarków c

  $\Rightarrow$ masy skwarków wyznaczone w LHC z dokładnością ± 50 GeV

  $\Rightarrow$ konieczna identyfikacja dżetów pochodzących z kwarków c

  – zakładamy efektywność 40%

  $\Rightarrow$ efektywność wyboru przypadków na poziomie 50%, jak wcześniej

- wartości asymetrii:

$\sqrt{s}$/GeV	(P_{e^-}, P_{e^+})	$A_{\mathrm{FB}}(\ell^-)/\%$	$A_{\mathrm{FB}}(\bar{c})/\%$
350	$(-90\%, +60\%)$	4.42±0.29	4.18±0.74
500	$(-90\%, +60\%)$	4.62±0.41	4.48±1.05

- otrzymujemy:

  $59.45 \leq M_1 \leq 60.80$ GeV, $118.6 \leq M_2 \leq 124.2$ GeV, $m_{\tilde{e}_{\mathrm{L}}} \geq 1500$ GeV

  $1900 \leq m_{\tilde{\nu}_e} \leq 2120$ GeV, $420 \leq \mu \leq 770$ GeV, $11 \leq \tan\beta \leq 60$

- ograniczenia mniej precyzyjne, ale mamy dodatkowy parametr

Podsumowanie i wnioski

- jeśli niskoenergetyczna supersymetria zostanie odkryta w LHC, na pewno pozostaną wątpliwości i pytania, szczególnie w trudnych scenariuszach typu focus point – potrzebujemy ILC

- trudny obszar przestrzeni parametrów SUSY: ciężkie sfermiony
  $\Rightarrow$ mało cząstek dostępnych kinematycznie – mało danych eksperymentalnych

- asymetrie przód-tył dostarczają użytecznych informacji o ciężkich cząstkach wirtualnych
  $\Rightarrow$ dobre ograniczenia na ich masy
  $\Rightarrow$ precyzyjne wyznaczenie innych parametrów modelu
  $\Rightarrow$ bez założeń o schemacie łamania supersymetrii

- konieczne są informacje zarówno z LHC jak i z ILC – wszystkie dostępne dane muszą być wykorzystane w tego typu trudnych modelach