Fizički fakultet
Univerziteta u Beogradu

Iris Borjanović

Traženje supersimetričnog signala u okviru ATLAS eksperimenta

magistarski rad

Mentor
Jelena Krstić

Beograd, novembar 2004.

Sadržaj

1 Uvod

Supersimetrija je najviše izučavano proširenje Standardnog modela. Ona opisuje jake, slabe, elektromagnetne i gravitacione interakcije elementarnih čestica. Mada supersimetrija ima dobru teorijsku podlogu, nijedan eksperiment do sada nije potvrdio postojanje supersimetričnih (SUSY) čestica. Pretpostavlja se da će detekcija SUSY čestica biti moguća na kolajderima koji će raditi na višim energijama, jer su one suviše teške da bi se produkovale na trenutno dostupnim energijama. Veliki hadronski kolajder (*Large Hadron Collider*-LHC) se trenutno gradi u CERN-u i na njemu će se sudarati 2 protonska snopa, svaki energije 7 TeV. Trebalo bi da LHC počne sa radom 2007. godine.

Supersimetrija je teorijski model koji predstavlja proširenje Standardnog modela i daje okvir za ujedinjenje sve 4 interakcije: jake, slabe, elektromagnetne i gravitacione, na energijama reda Plankove skale $\sim 10^{19}$ GeV. U supersimetričnim teorijama svaka čestica Standardnog modela dobija svog supersimetričnog partnera kome se spin razlikuje za 1/2: fermionima Standardnog modela pridružuju se supersimetrični bozoni, a bozonima Standardnog modela pridružuju se supersimetrični fermioni. Ako bi supersimetrija bila egzaktna simetrija prirode onda bi čestice i njihovi supersimetrični partneri imali istu masu, što nije slučaj. Odatle proizilazi činjenica da je supersimetrija narušena. Pošto nema eksperimentalnih dokaza koji svedoče o postojanju supersimetrije, traženje SUSY čestica predstavlja jedan od osnovnih ciljeva savremenih eksperimenata. Ako su mase najtežih SUSY čestica 2.5-3 TeV biće ih moguće detektovati na LHC kolajderu.

U okviru LHC projekta u velikoj međunarodnoj kolaboraciji radiće se ATLAS (*A Torodial Lhc ApparatuS*) eksperiment. U ovoj tezi analizirane su mogućnosti ATLAS složenog multinamenskog detektora da registruje SUSY čestice. Takođe je analizirana preciznost sa kojom će biti moguće izmeriti mase supersimetričnih čestica na ATLAS detektoru.

Materijal predstavljen u tezi organizovan je u osam celina od kojih druga i treća glava prikazuju teorijski i eksperimantalni okvir rada, a naredna poglavlja tehniku rada i dobijene rezultate.

Druga glava opisuje najviše izučavano Minimalno supersimetrično proširenje Standardnog modela (MSSM) koje predstavlja osnovni teorijski okvir daljeg eksperimentalnog rada. Ova glava obrazlaže razloge za uvodjenje pretpostavki o mehanizmu nasušenja supersimetrije i opisuje model Minimalna supergravitacije (mSUGRA) na kojem je baziran ovaj rad. Takodje se obrazlaže značaj održanja R parnosti i posledice postojanja masivne nedetektabilne najlakše supersimetrične čestice (LSP) kao najbitnije karakteristike svakog SUSY procesa.

Treća glava prikazuje osnovni eksperimentalni okvir rada: glavne karakteristike LHC kolajdera i ATLAS detektora za čiju simulaciju je korišćen ATLFAST programski paket.

Podrazumevajući mSUGRA model, sve mase i raspadi supersimetričnih i Higs čestica mogu da se izračunaju na osnovu 5 unapred zadatih parametara. U ATLAS kolaboraciji koriste se dve grupe tačaka 5 - dimenzionog mSUGRA parametarskog prostora: LHCC (LHC Committee) i SPS (Snowmass Points and Slopes) tačke. Ovo su prve analize za SPS 5 mSUGRA tačku čija je glavna karakteristika postojanje izuzetno lakog stop skvarka sa masom 236 GeV. U četvrtoj glavi detaljno su opisane mase, raspadi i preseci za produkciju supersimetričnih čestica u tački SPS 5. Korišćeni su programi ISAJET, ISAWIG i HERWIG.

Direktna posledica prisustva LSP čestice u finalnom stanju svakog SUSY raspada je da se masa supersimetrične čestice ne može odrediti rekonstrukcujom njenog raspada. Umesto toga odredjuju se kinematičke granice različitih invarijantnih masa formiranih od čestica iz finalnog stanja. Mase SUSY čestica koje su učestvovale u raspadu mogu se rekonstruisati iz kinematičkih granica. U petoj glavi je opisan metod kinematičkih granica koji je primenjen na dva SUSY raspada koji mogu da daju detektabilan signal.

U šestoj glavi analiziran je raspad levog skvarka na drugi neutralino, koji se dalje raspada na desni slepton i lepton. Iz 5 rekonstruisanih kinematičkih granica određene su mase levog skvarka, desnog sleptona i dva najlakša neutralina.

Sedma glava se odnosi na skvarkove treće generacije: stop i sbottom. Analizira se raspad gluina na stop i top kvarkove, gde se stop dalje raspada na b kvark i prvi čardžino. Rekonstruisana je gornja kinamatička granica top - bottom invarijantne mase koja postavlja ograničenje na vrednost mase stop skvarka.

Osma glava je posvećena diskusiji dobijenih rezultata i predloženim zaključcima.

2 Supersimetrija

Najjednostavniji i najviše izučavan SUSY model je Minimalno supersimterično proširenje Standardnog modela (MSSM) u okviru kojeg je pretpostavljeno nekoliko načina narušenja supersimetrije.

2.1 Standardni model

Standardni model (SM) fundamentalnih interakcija opisuje jake, slabe i elektromagnetne interakcije elementarnih čestica. Gravitacija nije uključena u SM. Standardni model je zasnovan na gejdž principu po kom sve sile u prirodi deluju izmenom gejdž bozona. Na osnovu spina čestice pretpostavljene Standardnim modelom mogu se grupisati u tri sektora:

- **Gejdž sektor**

Gejdž bozoni su prenosioci interakcija. To su vektorske čestice spina 1. Postoji ukupno 8 gluona koji su prenosioci jake interakcije. Tri slaba bozona i jedan abelov bozon se zbog narušenja simetrije mešaju i daju $W^{\pm}, Z$ bozone kao prenosioce slabe interakcije i foton kao medijator elektromagnetnih interakcija.

- **Fermionski sektor**

Osnovni konstituenti materije su fundamentalni fermioni klasifikovani u tri generacije kvarkova i tri generacije leptona. Svaki kvark se pojavljuje u tri boje (i=1,2,3). Standardni model poseduje asimetriju levo-desno. Levo i desno orijentisani fermioni imaju različite kvantne brojeve.

kvarkovi

$$\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L,$$

$$u_{iR}, \quad c_{iR}, \quad t_{iR},$$

$$d_{iR}, \quad s_{iR}, \quad b_{iR}.$$

leptoni

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L,$$

$$e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R.$$

Kvarkovi učestvuju u sve tri fundamentalne interakcije opisane Standardnim modelom: jakoj, slaboj i elektromagnetnoj, naelektrisani leptoni učestvuju u slabim i elektromagnetnim interakcijama, a neutrini samo u slabim interakcijama.

- **Higs sektor**

U minimalnoj verziji SM-a postoji jedan dublet Higsovih skalarnih polja, spina 0:

$$H = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix}.$$

Ovaj dublet ima četri stepena slobode, odnosno predstavlja četri fizičke ekscitacije od kojih tri odlaze na longitudinalnu polarizciju elektroslabih gejdž bozona, a ostaje jedan neutralni skalarni Higs bozon kao jedina moguća detektabilna posledica mehanizma spontanog narušenja elektroslabe simetrije.

Neutralni skalarni Higs bozon je jedina čestica SM-a koja nije eksperimentalno detektovana. Ograničenje na donju granicu mase Higs bozona postavljeno je u LEP eksperimentima. I pored toga što je SM izuzetno uspešno eksperimentalno verifikovan, on ima neke nerešene probleme. Među njima su:

- Velik broj slobodnih parametara;

- Formalno ujedinjenje jakih i elektroslabih interakcija;
- Eksperimentalno neverifikovan Higsov mehanizam spontanog narušenja elektroslabe simetrije;
- Narušenje CP simetrije;
- Mešanje aroma i broj generacija;
- Nije jasno poreklo masa;
- Gravitacija nije uključena u SM.

Odgovori na ova pitanja leže u modelima izvan SM-a. Postoji više pravaca u kojima se modeli razvijaju :

- Razmatraju se ista fundamentalna polja sa novim interakcijama. Na ovaj način stiže se do supersimetrije, teorije velikog ujedinjenja (GUT), superstring teorija.
- Razmatraju se nova fundamentalna polja sa novim interakcijama. To vodi do "compositness" i fermion-antifermion teorija.
- Postoje neke egzotične teorije: gravitacija na energijama reda TeV-a, velike ekstra dimenzije, membrane i drugi modeli.

2.2 Supersimetrija

Supersimetrija je teorijski model koji predstavlja proširenje Standardnog modela i daje okvir za ujedinjenje sve 4 interakcije: jake, slabe, elektromagnetne i gravitacione, na energijama reda Plankove skale $M_p = 10^{19}$ GeV. U supersimetričnim teorijama svaka čestica Standardnog modela dobija svog supersimetričnog partnera kome se spin razlikuje za 1/2: fermionima Standardnog modela pridružuju se supersimetrični bozoni, a bozonima Standardnog modela pridružuju se supersimetrični fermioni. Ako bi supersimetrija bila egzaktna simetrija prirode onda bi čestice i njihovi supersimetrični partneri imali istu masu, što nije slučaj. Odatle proizilazi činjenica da je supersimetrija narušena. Pošto nema eksperimentalnih dokaza koji svedoče o postojanju supersimetrije, traženje SUSY čestica predstavlja jedan od osnovnih ciljeva savremenih eksperimenata.

2.3 Nazivi supersimetričnih čestica

Nazivi superčestica (Tablica 1) se zadaju na sledeći način:

- fermionski superpartneri SM bozona dobijaju sufix "ino": gejž bozon $\rightarrow$ gejdžino (foton $\rightarrow$ fotino, W-bozon $\rightarrow$ vino, Z-bozon $\rightarrow$ zino, B-bozon $\rightarrow$ bino, gluon $\rightarrow$ gluino), higs $\rightarrow$ higsino.
- skalarni partneri SM fermiona dobijaju prefiks "s":
  skvarkovi, sleptoni, sneutrina (pr: top $\rightarrow$ stop ili top skvark ili skalarni top).

Tablica 1: Nazivi supersimetričnih partnera.

	spin	ime	SM partner
$\widetilde{g}$	1/2	gluino	gluon
$\widetilde{W}^{\pm}$	1/2	vino	W bozon
$\widetilde{Z}$	1/2	zino	Z bozon
$\widetilde{q}$	0	skvark	kvark
$\widetilde{l}^{\pm}$	0	slepton	lepton
$\widetilde{\nu}$	0	sneutrino	neutrino
$\widetilde{H}$	1/2	higsino	higs

2.4 Minimalno supersimetrično proširenje SM modela

Postoji više supersimetričnih modela. Supersimetrija je super proširenje Poenkareove grupe i ona pored generatora Poenkareove grupe (translacija P_μ i bustova $M_{\mu\nu}$) ima dodatne generatore Q, $\bar{Q}$ koji zadovoljavaju sledeće komutacione relacije:

$$\{Q, \bar{Q}\} = -2\gamma_\mu P^\mu$$

$$[Q, P^\mu] = \{Q, Q\} = \{\bar{Q}, \bar{Q}\} = 0.$$

Broj Q generatora može biti $N = 1, 2, 3, 4....$ Najjednostavniji slučaj N=1 zove se Minimalno supersimetrično proširenje Standardnog modela (MSSM). Modeli sa $N = 2, 3, 4..$ zovu se proširena supersimetrija. Ovi generatori transformišu bozone u fermione i obrnuto

$$Q|\text{bozon}\rangle = |\text{fermion}\rangle \quad Q|\text{fermion}\rangle = |\text{bozon}\rangle.$$

MSSM se dobija tako što se svim česticama Standardnog modela pridruže njihovi superpartneri i uvede se još jedan Higsov dublet:

- **Gejdžini**

  Spin-1 gejdž bozonima SM-a pridružene su čestice spina-1/2 (gejdžini): osam gluina $\widetilde{g}$ $(SU(3))$, tri vina $\widetilde{W}$ $(SU(2))$, i jedan bino $\widetilde{B}$ $(U(1))$.

- **Skvarkovi i sleptoni**

  Svaki fermion f (sem neutrina za koji u MSSM-u nepostoji $\widetilde{\nu}_R$) dobija dva supersimetrična skalarna partnera. Pošto svaki fermion ima dva stanja heliciteta (levo i desno) superpartneri ova dva stanja su po analogiji obeleženi sa $\widetilde{f}_L$ i $\widetilde{f}_R$ iako skalarne čestice nemaju kiralnost.

  Tako sada imamo skvarkove:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{u}_L \\ \widetilde{d}_L \end{pmatrix}, \ \widetilde{u}_R, \ \widetilde{d}_R,$$

i sleptone:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{\nu}_L \\ \widetilde{e}_L \end{pmatrix}, \ \widetilde{e}_R,$$

u tri generacije.

- **Higs sektor**

  U MSSM-u imamo dva spin-0 Higs dubleta:

$$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \ \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

  Njima su pridružena dva dubleta higsina spina 1/2:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{H}_1^0 \\ \widetilde{H}_1^- \end{pmatrix}, \ \begin{pmatrix} \widetilde{H}_2^+ \\ \widetilde{H}_2^0 \end{pmatrix}.$$

  Dva Higs dubleta imaju 8 stepeni slobode ali posle narušenja simetrije 3 stepena odlaze na longitudinalnu polarizaciju gejdž bozona, pa ostaje 8-3=5 fizičkih čestica:

  - dva CP-parna neutralna Higs bozona $(H,\ h)$,
  - jedan CP-neparan neutralan Higs bozon (A_0),
  - par naelektrisanih Higs bozona $(H^{\pm})$.

Fotino $\widetilde{\gamma}$, zino $\widetilde{Z}$, i dva neutralna higsina H_1^0 i H_2^0 imaju iste $SU(3) \times U(1)_{em}$ kvantne brojeve pa se mešaju kada je elektroslaba simetrija narušena, a rezultujuća stanja su četri neutralina $\widetilde{\chi_i^0}$ $(i = 1, 2, 3, 4)$, spina 1/2. Takođe dolazi do mešanja vina $\widetilde{W}^{\pm}$ i dva naelektrisana higsina $H_{1,2}^{\pm}$ pa se dobijaju dva čargina $\widetilde{\chi_i^{\pm}}$ $(i = 1, 2)$ spina 1/2. Dok kiralni fermioni f_L i f_R moraju da imaju istu masu zbog Lorencove invarijantnosti, njihovi superpartneri $\widetilde{f}_L$ i $\widetilde{f}_R$ imaju različite mase. U opštem slučaju dolazi do $\widetilde{f}_L - \widetilde{f}_R$ mešanja i $\widetilde{f}_L$ i $\widetilde{f}_R$ nisu svojstvena stanja masene matrice. Rezultujuće

Tablica 2: Klasifikacija čestica MSSM-a.

	spin 0	spin 1/2	spin 1
čestice levog heliciteta	$\begin{pmatrix} \widetilde{u}_L \\ \widetilde{d}_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \widetilde{\nu}_{eL} \\ \widetilde{e}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	
čestice desnog heliciteta	$\widetilde{u}_R,\ \widetilde{d}_R,\ \widetilde{e}_R$	$u_R,\ d_R,\ e_R$	
Higs sektor	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$ $\Rightarrow\ h,\ A,\ H^0,\ H^\pm$	$\begin{pmatrix} \widetilde{H}_1^0 \\ \widetilde{H}_1^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \widetilde{H}_2^+ \\ \widetilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \widetilde{B}, \begin{pmatrix} \widetilde{W}^1 \\ \widetilde{W}^2 \\ \widetilde{W}^3 \end{pmatrix}$ $\Rightarrow$	
elektroslabi gejdž bozoni		$\widetilde{\chi}_i^0\ (i=\overline{1,4})$, $\widetilde{\chi}_j^\pm\ (j=1,2)$	$B, \begin{pmatrix} W^1 \\ W^2 \\ W^3 \end{pmatrix}$ $\Rightarrow\ \gamma,\ Z,\ W^\pm$
gluon		$\widetilde{g}$	g

mešanje levo-desno važno je samo kod treće generacije skvarkova i sleptona i mešanjem dobijamo $\widetilde{t}_{1,2}$, $\widetilde{b}_{1,2}$ i $\widetilde{\tau}_{1,2}$. Čestice MSSM-a su klasifikovane u Tablici 3.2. Sa tildom su obeležene supersimetrične čestice. Predstavljena je samo prva generacija čestica jer su druga i treća generacija replika prve.

2.5 R parnost

Dok Standardni model održava leptonski i barionski broj, u supersimetriji se oba mogu narušiti. U supersimetriji se uvodi multiplikativni kvantni broj R parnost koji se definiše na sledeći način:

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

gde su B, L, i S barionski broj, leptonski broj i spin. Čestice Standardnog modela (i dva Higsova dubleta) imaju parnost R=+1, a supersimetrične čestice imaju parnost R=-1. Postoje supersimetrični modeli sa održanjem i narušenjem R parnosti. Održanje R-parnosti povlači za sobom više posledica:

1. Ako u početnom stanju imamo samo čestice Standardnog modela u finalnom stanju se supersimetrčne čestice produkuju u parovima.

2. Među produktima raspada supersimetrične čestice nalazi se neparan broj supersimetričnih čestica.

3. Najlakša supersimetrična čestica (*Lightest Supersymmetric Particle* - LSP) je apsolutno stabilna i nalazi se na kraju lanca raspada teških nestabilnih supersimetričnih čestica.

LSP je neobojena i nenaelektrisana i učestvuje isključivo u slabim interakcijama. Ovakva svojstva LSP čestice čine da eksperimentalno traženje SUSY signala podrazumeva događaje okarakterisane nedostajućom transverzalnom energijom.

2.6 Narušenje supersimetrije

Pošto čestice i njihovi supersimetrični partneri nemaju istu masu supersimetrija je narušena. Nije moguće napraviti model sa spontanim narušenjem simetrije koristeći samo polja MSSM-a. Pretpostavljeno je da se narušenje simetrije odvija preko nekih drugih polja. Najčešće korišćen scenario za niskoenergetsko narušenje simetrije je model sa skrivenim sektorom. Pretpostavljeno je da postoje dva sektora u teoriji, vidljivi sektor opisan MSSM-om sadrži svu poznatu materiju, a skriveni sektor polja koja dovode do narušenja simetrije. Ova dva sektora intereaguju izmenom polja, mesindžera, koja narušenje prenose iz skrivenog u vidljiv deo. Pretpostavljena su četri mehanizma narušenja supersimetrije:

- Dva sektora mogu da intereaguju preko gravitacije. To je model Minimalne supergravitacije (*Minimal Supergravity* - mSUGRA);
- Narušenje može da se prenosi preko gejdž interakcija. Mesindžeri su u tom slučaju gejdž bozoni i polja materije SM-a (*Gauge Mediated Symmetry Breaking* - GMSB);
- SUSY može da se naruši zbog konformalnih anomalija (*Anomaly Mediated Symmetry Breaking* - AMSB);
- Narušenje se prenosi preko gejdžina . To su modeli sa "membranama" (*Brane models*).

Ne zna se koji od pretpostavljenih mehanizama dovodi do narušenja supersimetrije, ali je teorijski pokazano da bilo koji od navedenih mehanizama značajno smanjuje broj slobodnih parametara koji figurišu u MSSM-u. Očekuje se da će LHC eksperimenti rasvetliti problem mehanizma narušenja supersimetrije. Ovaj rad baziran je na mSUGRA modelu, koji je ujedno i najviše izučavan model.

2.7 Model Minimalne supergravitacije

Model Minimalne supergravitacije definisan je pomoću 4 parametra i znaka pomoću koji mogu da se izračunaju mase i raspadi svih SUSY i Higs čestica. Parametri mSUGRA modela su:

- Skalarni maseni parametar m_0: svi skvarkovi, sleptoni, Higs bozoni imaju univerzalnu vrednost m_0 na nekoj visokoj energiji;

- Gejdžino maseni parametar $m_{1/2}$: svi gejdžini imaju masu $m_{1/2}$ na nekoj visokoj energiji;

- Trilinearno higs-sfermion-sfermion kuplovanje A_0;

- Odnos vakumski očekivanih vrednosti higsovog polja $\tan\beta$;

- Higsov maseni parametar μ.

Parametri MSSM-a su funkcija energije. Vrednosti parametara se zadaju na visokoj energiji reda Plankove skale. Pomoću jednačina renormalizacione grupe (RGE) dobijaju se vrednosti ovih parametara na niskim energijama. Pomoću njih se zatim računaju mase čestica, preseci i verovatnoće raspada. U mSUGRA modelu R-parnost se održava, a ulogu LSP čestice ima najlakši neutralino $\tilde{\chi}_1^0$.

3 ATLAS eksperiment

ATLAS je jedan od eksperimenata koji će se raditi na Velikom hadronskom kolajderu u CERN-u.

3.1 Veliki hadronski kolajder

Veliki hadronski kolajder će biti najveći akceleratorski kompleks u svetu i radiće na najvišim do sada postignutim energijama. Trebalo bi da počne sa radom 2007. godine. Na LHC-u će se ubrzavati dva protonska snopa sa ukupnom energijom u sistemu centra mase $\sqrt{s} = 14$ TeV (s je Lorens invarijantna veličina definisana sa $s = (p_a + p_b)^2$ gde su p_a i p_b kvadrivektori impulsa upadnog snopa i mete). Parton-parton sudari će se odigravati na energijama reda ≈ 1 TeV. Radio-frekventni sistem LHC kolajdera će obezbediti frekvencu sudara od 40 MHz. Prve 2 do 3 godine akcelerator će raditi na niskoj luminoznosti[1] $L_{low} = 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}. Integralna luminoznost na godišnjem nivou iznosiće $L_{tot} = 10^4$ pb^{-1}. U periodu visoke luminoznosti $L_{high} = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1} integralna luminoznost će biti $L_{tot} = 10^5$ pb^{-1} godišnje. Efikasni presek za neelastične pp sudare iznosiće $\sigma = 70$ mb. Zbog ovako velikog efikasnog preseka biće prisutno 10^9 interakcija u sekundi.

LHC kolajder je kružnog oblika, a obim mu je 26.7 km (Slika 1). Na LHC-u se planiraju dva velika multi-namenska detektora na kojima će se izučavati procesi iz proton-proton sudara: CMS (*Compact Muon Solenoid*) i ATLAS (*A Torodial Lhc AparatuS*) detektor. Protonnski snopovi će se sudarati u dve tačke i upravo na tim mestima su postavljena ova dva detektora. Pored njih tu su još dva detektora: LHCb na kome će se izučavati fizika B hadrona i ALICE na kome će se izučavati fizika teških jona.

[1]Luminoznost je veličina proporcionalna broju sudara u sekundi. Integralna luminoznost za odredjeni vremenski period se definiše kao odnos broja dogadjaja i efikasnog preseka $L = \frac{N}{\sigma}$.

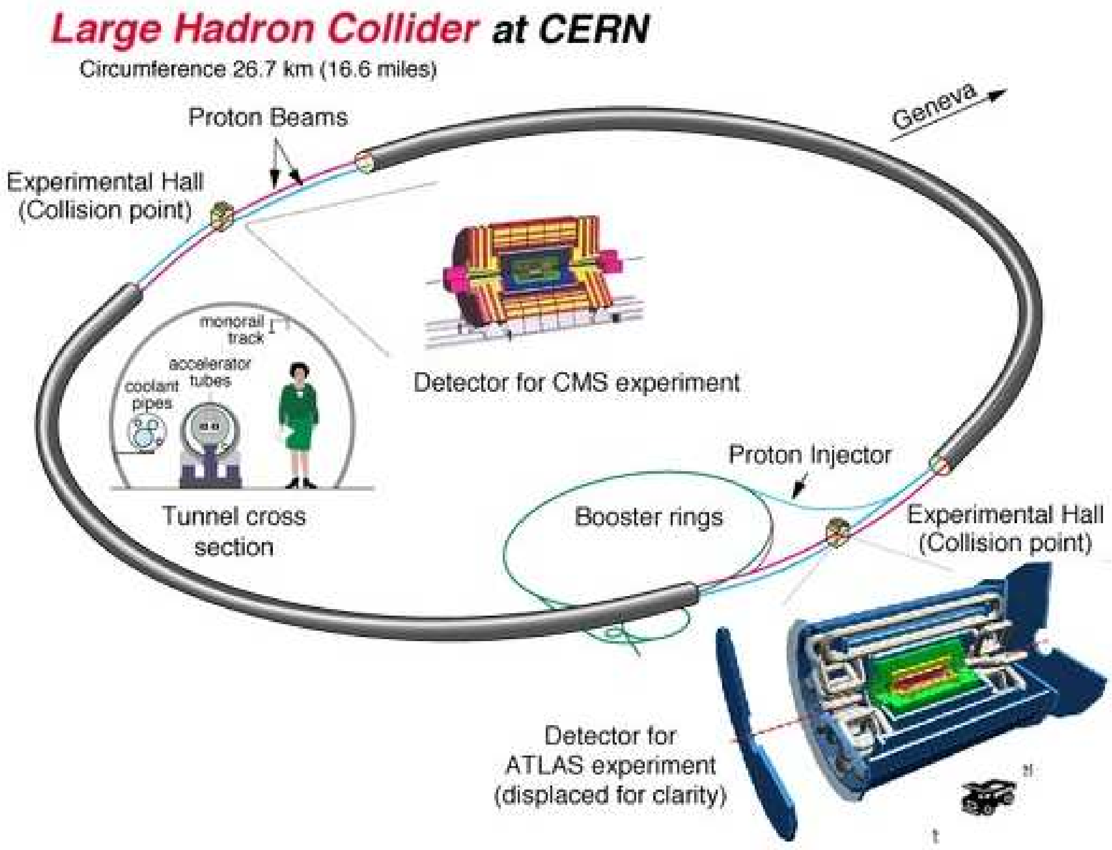
Osnovni ciljevi istraživanja na LHC-u su:

- detekcija supersimetričnih čestica,
- detekcija Higs bozona.
- B fizika,
- fizika teških jona,
- fizika top kvarka,
- fizika Standardnog modela (QCD, elektroslabe interakcije),
- fizika sasvim novih fenomena.

Jedan od najvažnijih zadataka istraživanja LHC eksperimenta je detekcija supersimetričnih čestica i precizno merenje njihovih masa, kao i oderiđivanje drugih parametara supersimetričnih teorija. Ako su mase najtežih SUSY čestica 2.5-3 TeV biće ih moguće detektovati na LHC-u.

Svi renormalizabilni modeli elektroslabe interakcije zasnovani su na spontanom narušenju simetrije. Posledica spontanog narušenja supersimetrije i renormalizabilnosti teorije je postojanje neutrlane skalarne čestice, Higs bozona. Higs bozon do danas nije eksperimentalno registrovan. Pošto njegova masa nije teorijski predviđena, Higs se traži uvek kada postanu dostupne nove, veće energije. Traženje Higs bozona zasniva se na analizi njegovih mogućih načina raspada i pretpostavci da produkti ovih raspada mogu biti detektovani. Procesi u kojima se Higs pojavljuje imaju mali presek, pa luminoznost odgovarajućeg akceleratora mora da bude velika.

Fizika B hadrona podrazumeva proučavanje džetova nastalih hadronizacijom b-kvarka. Meriće se narušenje CP simetrije (P je prostorma simetrija, C je konjugacija naelektrisanja) za koje je važna velika statistika događaja. Na LHC-u će se produkovati $10^{12} - 10^{13}$ $b\bar{b}$ parova godišnje.



Slika 1: LHC ima dva višenamenska detektora ATLAS i CMS. Proton-proton mlazevi se sudaraju u dve tačke i upravo u tim tačkama su postavljena ova dva detektora. Obim LHC-a je 26.7 km. Na slici je prikazan i poprečni presek tunela u kom je LHC.

Na LHC-u se planira ubrzavanje teških jona sa energijama 5.5 TeV po jednom paru u sistemu centra mase. Cilj ovih eksperimenata je dobijanje novog stanja nuklearne materije, kvark-gluon plazme (QGP), u laboratorijskim uslovima. Kvark-gluon plazma se dobija kada se sistem hadrona izloži velikom pritisku i temperaturi.

Top kvark je detektovan na Tevatron kolajderu 1995. godine na energiji $\sqrt{s} = 1.8TeV$ u $p\bar{p}$ sudarima. U *Run I* merenju, izmerena masa top kvarka iznosi $m_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV. Očekuje se da će se na niskoj luminoznosti na LHC-u svake sekunde proizvoditi po jedan $t\bar{t}$ par što će pre svega obezbediti preciznije merenje mase top kvarka. Od vrednosti mase top kvarka zavise granične vrednosti nekih parametara Standardnog modela među kojima je i masa Higs bozona.

3.2 ATLAS detektor

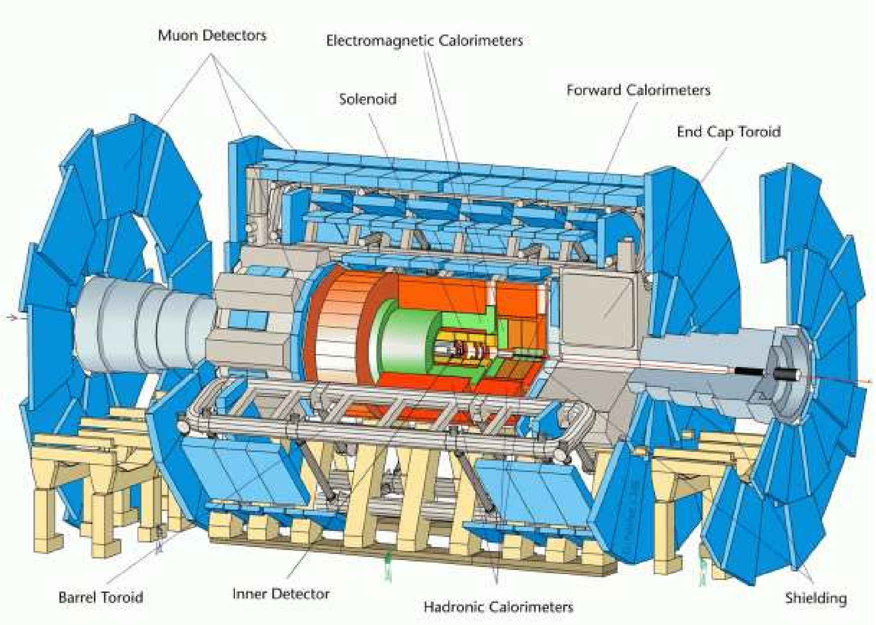
ATLAS je višenamenski detektor sa velikim potencijalom za detekciju novih čestica (Slika 2). Detektor ima oblik cilindra koji je dugačak 46 m, sa prečnikom od 22 m i težinom 7000 t. Centralni deo detektora pokriva oblast rapiditeta $|\eta| < 3$, a preostali deo detektora pokriva oblast $3 < |\eta| < 5$. U *barrel* delu su slojevi detektora poređani unutar cilindara koncentrično postavljenih oko ose snopa. Detektori u *end-cap* delu su postavljeni u vidu cilindra normalo na osu snopa. Glavne karakterisitke ATLAS detektora su:

- Efikasno praćenje tragova na visokoj luminoznosti, merenje leptona velikih transverzalnih impulsa i identifikacija b džetova.
- Dobar elektromagnetni kalorimetar za identifikaciju i merenje energije elektrona i fotona.
- Hermetičnost obezbeđena hadronskim kalorimetrom kojim se precizno meri energija džetova i nedostajuća transverzalna energija.
- Precizno merenje impulsa miona na visokoj luminoznosti pomoću mionskog spektrometra.
- Triger za čestice sa niskim transverzalnim impulsima.

Četri glavne komponente ATLAS detektora su:

- unutrašnji detektor,
- elektromagnetni i hadronski kalorimetar,

- mionski sistem,
- magnetni sistem.



Slika 2: Glavne komponente ATLAS detektora su unutrašnji detektor, elektromagnetni kalorimetar, hadronski kalorimetar, mionski sistem i magnetni sistem.

Unutrašnji detektor. U centru ATLAS detektora nalazi se unutrašnji detektor. Zadatak unutrašnjeg detektora je da rekonstruiše tragove i vertekse sa velikom efikasnošću doprinoseći na taj način zajedno sa kalorimetrima i mionskim sistemom prepoznavanju elektrona, miona i fotona. Unutrašnji detektor je smešten u cilindar dužine 6.8 m i prečnika 1.15 m i pokriva oblast rapiditeta[2] $|\eta| < 2$. Sastoji se od tri nezavisna poddetektora. Oko cevi sa protonskim snopovima leži silikonski piksel detektor (*Silicon pixels*), iza njega je silikonski trakasti detektor (*Silicon stripes*) i u

[2]Pseudorapiditet neke čestice (džeta) se definiše kao $\eta = -ln(tg(\frac{\theta}{2}))$ gde je θ ugao između z-ose (pravac snopa) i vektora impulsa čestice $\vec{p}$. Ako se masa čestice (džeta) može zanemariti onda je psudorapiditet jednak rapiditetu čestice (džeta).

spoljašnjem delu je cevasti detektor (*Straw tubes*). Oblast unutrašnjeg detektora se može podeliti na *barrel* koji se prostire na ± 80 cm oko tačke interakcije i zauzima centralnu oblast detektora, a sa strane su dva identična *end-cap* dela koji pokrivaju oblast velikih i malih rapiditeta. Zbog blizine mestu interakcije unutrašnji detektor se odlikuje visokom granularnošću. Kombinacija tri poddetektora obezbeđuje sledeće performanse unutrašnjeg detektora: rezolucija impulsa je $\Delta p_T/p_T \leq 0.3$ za $p_T = 500$ GeV i $|\eta| < 2$, za izolovane tragove sa $p_T > 5$ GeV efikasnot rekonstrukcije je veća od 95%, prepoznavanje b džetova je moguće sa efikasnošću većom od 30% na visokoj luminoznosti. Efikasnost rekonstrukcije naelektrisanih tragova iz primarnih verteksa kao i rekonstrukciju sekundarnih verteksa iz b, τ i kratkoživećih čestica veća je od 95% za $p_T > 0.5$ GeV u periodu niske luminoznosti. Oko unutrašnjeg detektora je solenoid koji generiše homogeno magnetno polje jačine 2 T u unutrašnjem detektoru.

Kalorimetri. Glavna svrha kalorimetara je da mere energiju elektrona, fotona i džetova, kao i da daju najveći doprinos određivanju nedostajuće transverzalne energije. ATLAS detektor ima dva tipa kalorimetra: elektromagnetni (ECAL) i hadronski (HCAL). Oba ATLAS kalorimetra su po sastavu *sampling* kalorimetri, što znači da se sastoje iz naizmenično poređanih aktivnih i pasivnih slojeva pa im se relativna energetska rezolucija ponaša kao $\frac{1}{\sqrt{E}}$. Elektromagnetni kalorimetar je postavljen oko solenoida unutrašnjeg detektora i pokriva oblast rapiditeta $|\eta| < 3.2$. Hadronski kalorimetar je smešten iza elektromagnetnog kalorimetra i pokriva sledeće oblasti rapiditeta: $|\eta| < 1.7$ hadronski *barrel* kalorimetar, $1.7 < |\eta| < 3.2$ hadronski *end-cap* kalorimetar i $3.1 < |\eta| < 4.9$ *forward* kalorimetar. Kod EM kalorimetra olovne ploče predstavljaju pasivni sloj, a tečni argon aktivni sloj. Hadronski *barrel* koristi gvozdene ploče kao pasivni sloj i scintilacione ploče kao aktivni element, a *endcap* kalorimetar ima naizmenično poređane slojeve bakra i tečnog argona. Kod *forward* kalorimetra tečni argon je aktivna sredina, a bakarne i olovne ploče imaju ulogu pasivnog sloja. Energetska rezolucija ECAL je $\Delta E/E = 0.1/\sqrt{E} \oplus 0.007$ za $|\eta| < 2.5$. Kod HCAL rezolucija i segmentacija iznose $\Delta E/E = 0.5/\sqrt{E} \oplus 0.003$ za $|\eta| < 3$ i $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, a za *forward* kalorimetar $\Delta E/E = 1/\sqrt{E} \oplus 0.1$ za $3 < |\eta| < 5$ i $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Sa ϕ je obeležen polarni ugao, a operacija $\oplus$ ima funkciju $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Mionski sistem. Sistem kalorimetara okružen je mionskim spektrometrom koji definiše spoljašnje dimenzije ATLAS detektora. Sastoji se od tri sloja mernih stanica i koristi četri vrste komora. Oblast rapiditeta do $|\eta| < 1$ pokriva *barrel* deo, a dva *endcap* dela pokrivaju oblasti $1.4 < |\eta| < 2.7$. Precizno merenje se postiže pomoću MDT (*Monitored Drift Tube*) komora iza kojih su smeštene CSC (*Cathode Strip Chambers*) komore. Za oblasti rapiditeta do $|\eta| = 1$ prvi nivo trigera obezbeđuju RPC (*Resistive Plate Chambers*) komore i TGC (*Thin Gap Chambers*) komore. Spektrometar meri impulse i rekonstruiše trajektorije miona, jedinih naelektrisanih čestica koje se ne zaustavljaju u kalorimetrima. Merenje impulsa je moguće nezavisno od unutrašnjeg detektora i zasniva se na skretanju mionskih tragova u magnetnom polju superprovodnih *air-core* toroidnih magneta. Očekivana rezolucija miona je u opsegu 2-3% za transverzalne impulse do $p_T = 100$ GeV i oko 11% za transverzalne impulse do $p_T = 1$ TeV. Triger i identifikacija miona u širokom opsegu transverzalnih impulsa omogući će detektovanje važnih procesa tipa $H \to ZZ \to 4\mu$ kao i analizu CP narušenja.

Magnetni sistem. Važan aspekt detektora je konfiguracija magnetnog polja koje obezbeđuje precizno merenje impulsa naelektrisanih čestica. Superpprovodni sistem ATLAS detektora sačinjavaju centralni solenoid i sistem tri velika toroidna magneta. Superprovodni solenoid obezbeđuje homogeno magnetno polje jačine 2T u oblasti unutrašnjeg detektora; Smešten je u kriostat cilindričnog dela argonskog kalorimetra. Veliki superprovodni otvoreni toroid obezbeđuje magnetno polje u mionskom spektrometru i omogućava rad trigera, identifikaciju i precizno merenje impulsa miona nezavisno od unutrašnjeg detektora. Prosečna jačina magnetnog polja u ovoj oblasti je 0.5T.

3.3 Simulacija detektora

Kao priprema za početak akumulacije eksperimetalnih rezultata rade se Monte Karlo simulacije karakterističnih događaja. Simulacije se koriste da bi se stekao uvid koliko često se ti događaji mogu očekivati na LHC-u i koje su njihove osobine. Takođe simulacije mogu da posluže kao pomoć u projektovanju detektora i kao oruđe za pronalaženje strategije kojom bi se optimizovao odnos signal/fon.

Postoje dve vrste simulacija ATLAS detektora: potpuna simulacija detektora koju radi GEANT paket i brza simulacija detektora pomoću ATLFAST paketa [7]. Ovaj rad je urađen brzom simulacijom detektora. Događaji generisani Monte Karlo generatorom propuštani su kroz ATLFAST paket. Ovaj paket opisuje najvažnije osobine detektora:

- rekonstrukciju džetova u kalorimetrima,
- rezoluciju energije i impulsa za leptone i fotone,
- efekte magnetnog polja,
- nedostajuću transverzalnu energiju.

Polazeći od liste generisanih čestica on daje listu rekonstrusanih džetova, izolovanih i neizolovanih leptona i fotona i nedostajuću transverzalnu energiju. Postoji grupa rutina koje simuliraju efikasnost prepoznavanja/odbacivanja b, c i τ džetova.

4 Prostor mSUGRA parametara

U okviru modela Minimalne supergravitacije mase i raspadi svih SUSY čestica izračunavaju se pomoću 4 parametra i znaka. Pošto je nemoguće analizirati kompletan 5-dimenzionalni mSUGRA prostor parametara, izučavaju se samo pojedine tačke selektovane na osnovu eksperimentalnih i teorijskih rezultata. U okviru ATLAS kolaboracije izučavaju se dve grupe tačaka mSUGRA parametarskog prostora LHCC (*LHC Committee*) [2] i SPS (*Snowmass Points and Slopes*) tačke [1].

4.1 LHCC tačke

Komitet LHC je predložio 6 tačaka u okviru mSUGRA modela. Parametri koji karakterišu predložene LHC tačke navedeni su u Tablici 3.

Tablica 3: Vrednosti parametara predloženih LHCC tačaka.

Tačka	m_0	$m_{1/2}$	A	$\tan\beta$	$sign\mu$
1	400	400	0	2	+
2	400	400	0	10	+
3	200	100	0	2	-
4	800	200	0	10	+
5	1000	300	300	2.1	+
6	200	200	0	45	-

Mase supersimetričnih čestica izračunate za karakteristične parametre LHCC tačaka navedene su u Tablici 4. Analiza mogućeg signala koje bi dale supersimetrične čestice sa masama izračunatim na osnovu parametara LHCC tačaka prikazan je u TDR-u (*Technical Design Report*) ATLAS kolaboracije [2].

Tablica 4: Mase supersimetričnih čestica izračunate za svaku od predloženih LHCC tačaka.

Particle	Point 1	Point 2	Point 3	Point 4	Point 5	Point 6
$\tilde{g}$	1004	1009	298	582	767	540
$\tilde{\chi}_1^\pm$	325	321	96	147	232	152
$\tilde{\chi}_2^\pm$	764	537	272	315	518	307
$\tilde{\chi}_1^0$	168	168	45	80	122	81
$\tilde{\chi}_2^0$	326	321	97	148	233	152
$\tilde{\chi}_3^0$	750	519	257	290	497	286
$\tilde{\chi}_4^0$	766	538	273	315	521	304
$\tilde{u}_L$	957	963	317	918	687	511
$\tilde{u}_R$	925	933	313	910	664	498
$\tilde{d}_L$	959	966	323	921	690	517
$\tilde{d}_R$	921	939	314	910	662	498
$\tilde{t}_1$	643	710	264	594	489	365
$\tilde{t}_2$	924	933	329	805	717	517
$\tilde{b}_1$	854	871	278	774	633	390
$\tilde{b}_2$	922	930	314	903	663	480
$\tilde{e}_L$	490	491	216	814	239	250
$\tilde{e}_R$	430	431	207	805	157	219
$\tilde{\nu}_e$	486	485	207	810	230	237
$\tilde{\tau}_1$	430	425	206	797	157	132
$\tilde{\tau}_2$	490	491	216	811	239	259
$\tilde{\nu}_\tau$	486	483	207	806	230	218
h	95	116	69	112	93	112
H	1046	737	379	858	638	157
A	1044	737	371	859	634	157
$H^\pm$	1046	741	378	862	638	182

4.2 SPS tačke

"Snowmass Points and Slopes" (SPS) je skup tačaka i linija u parametarskom prostoru predloženih i usvojenih na sastanku "Snowmass Workshop on the Future of Particle Physics", održanom 2001 godine. U okviru mSUGRA modela predloženo je 5 tačaka (Tablica 5).

Tablica 5: Vrednosti parametara predloženih SPS tačaka.

Tačka	m_0	$m_{1/2}$	A	$\tan\beta$	$sign\mu$
1a	**100**	**250**	**-100**	**10**	+
1b	**200**	**400**	**0**	**30**	+
2	**1450**	**300**	**0**	**10**	+
3	**90**	**400**	**0**	**10**	+
4	**400**	**300**	**0**	**50**	+
5	**150**	**300**	**-1000**	**5**	+

U ovom radu analiziraju se svojstva SPS 5 tačke mSUGRA parametarskog prostora. Nju karakteriše velika negativna vrednost parametra A_0. Rezultati prikazani u ovom radu predstavljaju prvu urađenu analizu tačke SPS 5. U preliminarnom obliku bili su izloženi na nekoliko konferencija, refernece [12], [13], [14], [15] i [16].

4.3 SPS 5 tačka

Mase SUSY čestica određene pomoću mSUGRA parametara karakterističnih za SPS tačku dobijene su korišćenjem ISAJET programa [3]. Sve mase se kreću u intervalu od 120 GeV koliko ima najlakši neutralino koji predstavlja LSP česticu do 720 Gev koliko ima gluino koji je u slučaju SPS 5 tačke najteža čestica. Mešanje levo-desno karakteristično za treću generaciju skvarkova i sleptona ima za rezultat masena stanja $\tilde{t}_1 = 236$ GeV , $\tilde{t}_2 = 635$ GeV i $\tilde{\tau}_1 = 181$ GeV, $\tilde{\tau}_2 = 258$ GeV . Lakši stau slepton je najlakši od sleptona SPS 5 tačke, a lakši stop skvark je najlakši od svih skvarkova SPS 5 i ostalih SPS i LHCC tačaka.

Tablica 6: Mase SUSY čestica u SPS 5 tački.

$m(\tilde{g}) = 719\ GeV$	
$m(\tilde{u_L}, \tilde{c_L}) = 642\ GeV$	$m(\tilde{u_R}, \tilde{c_R}) = 622\ GeV$
$m(\tilde{d_L}, \tilde{s_L}) = 646\ GeV$	$m(\tilde{d_R}, \tilde{s_R}) = 621\ GeV$
$m(\tilde{b_1}) = 536\ GeV$	$m(\tilde{b_2}) = 620\ GeV$
$m(\tilde{t_1}) = 236\ GeV$	$m(\tilde{t_2}) = 635\ GeV$
$m(\tilde{e_L}, \tilde{\mu_L}) = 256\ GeV$	$m(\tilde{e_R}, \tilde{\mu_R}) = 191\ GeV$
$m(\tilde{\tau_1}) = 181\ GeV$	$m(\tilde{\tau_2}) = 258\ GeV$
$m(\tilde{\nu_e}, \tilde{\nu_\mu}) = 244\ GeV$	
$m(\tilde{\nu_\tau}) = 242\ GeV$	
$m(\tilde{\chi_1^0}) = 120\ GeV$	$m(\tilde{\chi_2^0}) = 226\ GeV$
$m(\tilde{\chi_3^0}) = 639\ GeV$	$m(\tilde{\chi_4^0}) = 649\ GeV$
$m(\tilde{\chi_1^\pm}) = 226\ GeV$	$m(\tilde{\chi_2^\pm}) = 649\ GeV$

Raspadi SUSY čestica i njihove verovatnoće određene su korišćenjem ISAJET programa [3]. Najverovatniji raspadi su prikazani u Tablici 7. Gluino je teži od skvarkova što određuje karakteristike svih SUSY raspada. Gluino se dominantno raspada na skvark-kvark parove, i to u 60% slučajeva na parove teških aromata $\tilde{b}_1\, b$ i $\tilde{t}_1\, t$.

Kinematički je zabranjeno da se skvarkovi raspadaju preko jakih interakcija, pa se onda isključivo putem slabih interakcija raspadaju na kvarkove i neutraline/čardžine. Desni skvarkovi se uvek raspadaju na najlakši neutralino i kvarkove $\tilde{\chi}_1^0\, q$. Lakši stop skvark $\tilde{t}_1$ se uvek raspada na b kvark i lakši čardžino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$. Drugi najlakši neutralino se najčešće raspada na par $\tilde{\tau}_1 \tau$, ali je i kanal $\tilde{l}_R\, l$ takođe otvoren što će biti iskorišćeno za traženje leptonskog SUSY signala.

Preseci u proton-proton sudarima na LHC energijama određeni su pomoću HERWIG 6.5 generatora [5], [6] i ISAWIG programa [4] koji povezuje HERWIG i ISAJET. Ovi preseci su navedeni u Tablici 8. Sa $\tilde{q}$ su obeleženi $\tilde{u}$, $\tilde{d}$, $\tilde{s}$, $\tilde{c}$ skvarkovi. Dominantna je produkcija skvarkova i gluina pri čemu produkcija stop parova predstavlja oko 1/2, a gluino-skvarkova oko 1/4 ukupne SUSY produkcije. Parovi gluina se produkuju u oko 5% slučajeva kao i parovi skvarkova. Verovatnoće za druge procese su manje od 1% i nisu navedene. Očekuje se da će biti produkovano oko 1.2×10^6 (12×10^6) svih SUSY događaja za trogodišnju integralnu nisku (visoku) luminoznost od 30 fb^{-1} (300 fb^{-1}).

Tablica 7: Verovatnoće raspada SUSY čestica u SPS 5 tački.

$\tilde{g} \to \tilde{t}_1 t$	38%	$\tilde{q}_L \to \tilde{\chi}_1^{\pm} q$	65%	$\tilde{l}_L \to \tilde{\chi}_1^0 l, \quad l = e, \mu$	53%
$\tilde{g} \to \tilde{b}_1 b$	18%	$\tilde{q}_L \to \tilde{\chi}_2^0 q$	33%	$\tilde{l}_L \to \tilde{\chi}_1^{\pm} \nu_l, \ l = e, \mu$	31%
$\tilde{g} \to \tilde{b}_2 b$	6%	$\tilde{q}_L \to \tilde{\chi}_1^0 q$	2%	$\tilde{l}_L \to \tilde{\chi}_2^0 l, \quad l = e, \mu$	16%
$\tilde{g} \to \tilde{q}_L q$	14%				
$\tilde{g} \to \tilde{q}_R q$	23%	$\tilde{q}_R \to \tilde{\chi}_1^0 q$	100%	$\tilde{l}_R \to \tilde{\chi}_1^0 l, \quad l = e, \mu$	100%
$\tilde{t}_1 \to \tilde{\chi}_1^{\pm} b$	100%	$\tilde{b}_1 \to \tilde{t}_1 W$	79%	$\tilde{\tau}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 \tau$	100%
		$\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^{\pm} t$	11%		
$\tilde{t}_2 \to \tilde{t}_1 \ (Z^0/\gamma)$	59%	$\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$	9%	$\tilde{\tau}_2 \to \tilde{\chi}_1^0 \tau$	57%
$\tilde{t}_2 \to \tilde{t}_1 h^0$	16%	$\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b$	1%	$\tilde{\tau}_2 \to \tilde{\chi}_1^{\pm} \nu_\tau$	28%
$\tilde{t}_2 \to \tilde{\chi}_1^{\pm} b$	14%	$\tilde{b}_2 \to \tilde{t}_1 W$	50%	$\tilde{\tau}_2 \to \tilde{\chi}_2^0 \tau$	15%
$\tilde{t}_2 \to \tilde{\chi}_2^0 t$	6%	$\tilde{b}_2 \to \tilde{\chi}_1^0 b$	44%		
$\tilde{t}_2 \to \tilde{b}_1 W$	3%	$\tilde{b}_2 \to \tilde{\chi}_1^{\pm} t$	4%		
$\tilde{t}_2 \to \tilde{\chi}_1^0 t$	2%	$\tilde{b}_2 \to \tilde{\chi}_2^0 b$	2%		
$\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\tau}_1 \nu_\tau$	74%	$\tilde{\chi}_2^{\pm} \to \tilde{t}_1 b$	59%	$\tilde{\nu}_l \to \tilde{\chi}_1^0 \nu_l, \ l = e, \mu$	76%
$\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W$	25%	$\tilde{\chi}_2^{\pm} \to \tilde{\chi}_2^0 W$	13%	$\tilde{\nu}_l \to \tilde{\chi}_1^{\pm} l, \ \ l = e, \mu$	16%
$\tilde{\chi}_1^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 l \ \nu_l$	1%	$\tilde{\chi}_2^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^{\pm} \ (Z^0/\gamma)$	12%	$\tilde{\nu}_l \to \tilde{\chi}_2^0 \nu_l, \ l = e, \mu$	8%
		$\tilde{\chi}_2^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^{\pm} h$	11%		
		$\tilde{\chi}_2^{\pm} \to \tilde{\chi}_1^0 W$	3%	$\tilde{\nu}_\tau \to \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau$	79%
		$\tilde{\chi}_2^{\pm} \to \tilde{\tau}_2 \nu_\tau$	1%	$\tilde{\nu}_\tau \to \tilde{\chi}_1^{\pm} \tau$	14%
		$\tilde{\chi}_2^{\pm} \to \tilde{l}_L \nu_l$	1%	$\tilde{\nu}_\tau \to \tilde{\chi}_2^0 \nu_\tau$	7%
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\tau}_1 \tau$	93%	$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{t}_1 t$	52%	$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{t}_1 t$	73%
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{l}_R l$	4%	$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^{\pm} W$	29%	$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_1^{\pm} W$	16%
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ (Z^0/\gamma)$	2%	$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_2^0 \ (Z^0/\gamma)$	12%	$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_2^0 h^0$	6%
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \nu_l \bar{\nu}_l$	1%	$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ (Z^0/\gamma)$	4%	$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$	2%
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$	0%	$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_2^0 h^0$	1%	$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_2^0 \ (Z^0/\gamma)$	1%
		$\tilde{\chi}_3^0 \to \tilde{\chi}_1^0 h^0$	1%	$\tilde{\chi}_4^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ (Z^0/\gamma)$	0%

Tablica 8: Preseci za produkciju SUSY čestica u SPS 5 tački.

Proces	$\sigma(pb)$	%
Σ SUSY	41.13	100
$\tilde{t}_1\tilde{t}_1$	20.15	49
$\tilde{q}_L\tilde{g}$	4.73	12
$\tilde{q}_R\tilde{g}$	5.06	12
$\tilde{g}\tilde{g}$	2.38	6
$\tilde{q}_L\tilde{q}_L$	1.64	4
$\tilde{q}_R\tilde{q}_R$	1.85	4
$\tilde{q}_L\tilde{q}_R$	2.05	5

5 Metod kinematičkih granica

U modelima sa održanjem R-parnosti kao što je mSUGRA model, na kraju lanca raspada svake SUSY čestice nalazi se bar jedna masivna, nedektabilna i stabilna LSP čestica. Zbog postojanja LSP čestice, rekonstrukcijom invarijantne mase čestica detektovanih u finalnom stanju, ne može se odrediti masa SUSY čestice od koje je počeo raspad.

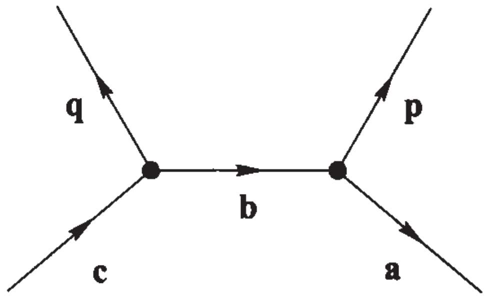
Pošto nije moguće direktno izmeriti SUSY mase postoji način da se one dobiju indirektno. Jedna od tehnika je metod kinematičkih granica. Ovaj metod je baziran na relativističkoj kinematici. Iz zakona održanja energije i impulsa mogu da se izračunaju maksimalne i minimalne vrednosti (kinematičke granice) invarijantnih masa koje su formirane od različitih kombinacija čestica prisutnih u finalnom stanju raspada neke SUSY čestice. Kinematičke granice su funkcija isključivo masa SUSY čestica koje su učestvovale u raspadu. Merenje položaja kinematičkih granica omogućava rekonstrukciju SUSY masa.

Na jednom jednostavnom primeru ilustrovan je metod kinematičkih granica. Posmatrajmo niz od dva sukcesivna raspada (Slika 3) $c \to q + b, \quad b \to p + a$, gde je čestica a nedetektabilna. Ako se pojedinačne mase čestica p i q mogu zanemariti, izraz za maksimalnu vrednost invarijantne mase sistema p-q čestica u finalnom stanju ima oblik

$$(m_{pq}^2)^{max} = \frac{(m_c^2 - m_b^2)(m_b^2 - m_a^2)}{m_b^2}.$$

Ova maksimalna vrednost gornje kinematičke granice direktno zavisi od masa čestica koje učestvuju u raspadu, pa se merenjem njenog položaja dobija veza između masa čestica.

Ova tehnika je primenjena na dva karakteristična lanca sukcesivnih raspada koja



Slika 3: Dijagram dva sucesivna raspada $c \to q + b$, $b \to p + a$.

mogu da daju detektabilan signal.

- U glavi §6 opisan je raspad levog skvarka na drugi neutralino koji se zatim raspada leptonski. U finalnom stanju prisutna su dva leptona i kvark. Formirano je nekoliko invarijantnih masa ll, lq, llq i fitovane su njihove kinematičke granice. Zatim su rekonstruisane mase levog skvarka, desnog sleptona i prva dva neutralina.

- U glavi §7 analiziran je raspad gluina na stop i top kvark, gde se stop skvark raspada na b kvark i prvi čargino. Top-bottom invarijantna masa ima gornju kinematičku granicu koja je rekonstruisana. Merenje njenog položaja dalo je vezu između mase stop skvarka, mase gluina i mase prvog čardžina.

6 Leptonski SUSY događaji

U ovoj glavi analiziran je raspad levog skvarka na drugi neutralino, koji se dalje raspada na desni slepton i lepton. Iz 5 rekonstruisanih kinematičkih granica odgovarajućih raspodela invarijantnih masa određene su mase levog skvarka, desnog sleptona i dva najlakša neutralina.

6.1 Raspad levog skvarka

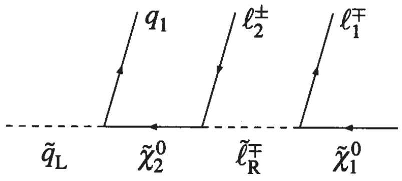
U tački SPS 5 produkcija gluina i skvarkova je obilna (Tablica 8). Levi skvark se produkuje ili direktno ili iz raspada gluina $\tilde{g} \to \tilde{q}_L\, q$ kao najteže čestice.

U ovom radu se analizira lanac uzastopnih raspada koji polazi od raspada levog skvarka na drugi najlakši neutralino i kvark. Neutralino se dalje raspada na desni slepton i lepton, a desni slepton se raspada na lepton i prvi neutralino:

$$
\begin{aligned}
\tilde{q}_L &\to \tilde{\chi}^0_2\, q \qquad && (33\%), \\
\tilde{\chi}^0_2 &\to \tilde{l}_R\, l && (4\%), \\
\tilde{l}_R &\to \tilde{\chi}^0_1\, l && (100\%) \quad .
\end{aligned}
\tag{1}
$$

Korišćena je notacija $\tilde{q}_L = \tilde{u}_L\,, \tilde{d}_L\,, \tilde{c}_L\,, \tilde{s}_L$ i $l = e, \mu$. Mase čestica koje učestvuju u raspadu navedene su u Tablici 6. Pošto mase levih skvarkova prve i druge generacije imaju bliske vrednosti među njima se u daljoj analizi neće praviti razlika. Lanac uzastopnih raspada (1) prikazan je na Slici 4. Isti lanac raspada za druge tačke parametarskog mSUGRA prostora analiziran je u referencama [2], [9], [10] i [11].

Iako raspad drugog neutralina iz lanca raspada (1) ima malu verovatnoću (4%), pretpostavlja se da on može da da detektabilan signal na energijama i luminoznosti LHC kolajdera.



Slika 4: Šematski prikaz raspada levog skvarka.

U finalnom stanju lanca raspada (1) kao detektovane čestice prisutna su dva leptona istog aromata i suprotnog naelektrisanja i džet nastao hadronizacijom kvarka iz raspada levog skvarka. Prisustvo leptonskog para u finalnom stanju predstavlja prirodan triger analiziranog procesa. Zbog velike razlike u masi levog skvarka i drugog neutralina, džet ima velik transverzalni impuls. Pošto je prvi najlakši neutralino prisutan u finalnom stanju nedetektabilan, događaj karakteriše nedostajuća transverzalna energija. Levi skvark se uvek produkuje zajedno sa nekim drugim skvarkom ili sa gluinom koji se takođe raspada na kvarkove, pa u događaju postoji još jedan visoko energetski džet.

6.2 Kinematičke granice

Zbog nedektabilnog najlakšeg neutralina prisutnog u finalnom stanju rekonstruisana invarijantna masa formirana od detektovanih finalnih čestica nema pik i masu levog skvarka nije moguće direktno rekonstruisati. Umesto toga koristi se metod kinematičkih granica. Invarijantne mase formirane od različitih kombinacija finalnih čestica imaju svoje maksimume i minimume (kinematičke granice) koji se rekonstruišu, a zatim se iz njih ekstrahuju SUSY mase.

Od tri detektovane čestice l^+, l^- i q može da se formira nekoliko invarijantnih masa: l^+l^-, l^+l^-q, i $l^{\pm}q$. Analizira se 5 kinematičkih granica:

- $\boldsymbol{l^+l^-}$ **gornja kinematička granica**. Maksimum invarijantne mase leptonskog para iz sukcesivnog raspada $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{l}_R\, l\ ,\ \tilde{l}_R \to \tilde{\chi}_1^0\, l$ dobija se kada ugao među leptonima iznosi 180^0 u sistemu centra mase sleptona. Kvadrat invarijantne mase leptonskog para dat je izrazom $M_{ll}^2 = 2p_1\, p_2\, (1 - cos\theta)$, gde je θ ugao izmedju leptona. Invarijantna masa leptonskog para polazi iz koordinatnog početka, linearna je unutar intervala $[\,0, M_{ll}^{max}\,]$ i zbog prisustva najlakše supersimetrične čestice ($\tilde{\chi}_1^0$) ima oštar prekid na gornjem kinematičkom maksimumu. Postojanje oštro definisane kinematičke granice M_{ll} raspodele predstavlja isključivo karakteristiku analiziranog SUSY procesa i ima za posledicu da se ova granica može izmeriti sa velikom preciznošću.

- $\boldsymbol{l^+l^-q}$ **gornja kinematička granica**. U opštem slučaju, veličina faznog prostora u blizini gornje kinematičke granice opada sa porastom broja čestica koje se posmatraju. Stoga gornja granica raspodele l^+l^-q nije strma kao u l^+l^- slučaju, već linearno opada do nule;

- $\boldsymbol{l^+l^-q}$ **donja kinematička granica**. Ovo je nenulti minimum l^+l^-q invarijantne mase za skup događaja u kojima je ugao između dva leptona u sistemu centra mase sleptona veći od $\pi/2$, što je ekvivalnentno uslovu $M_{ll}^{max}/\sqrt{2} < M_{ll} < M_{ll}^{max}$. Ovaj minimum je rezultat selekcionog uslova postavljenog na impuls leptona da bi se dobila veza između masa SUSY čestica.

- $\boldsymbol{l^\pm g}$ **gornje kinematičke granice**. Kod l^+l^-q i l^+l^- masene raspodele nije bitno koji je prvi, a koji drugi emitovani lepton. Pošto nije moguće odrediti koji je prvi emitovani (bliži) lepton koji potiče iz raspada drugog neutralina, a koji drugi emitovani (dalji) lepton koji potiče iz raspada desnog sleptona, nije moguće ni formirati invarijantne mase bližeg leptona i kvarka M_{lq}^{blizi} i daljeg leptona i kvarka M_{lq}^{dalji} niti oderediti njihove gornje kinematičke granice

$(M_{lq}^{blizi})^{max}$, $(M_{lq}^{dalji})^{max}$. Umesto njih se za svaki događaj definišu dve nove varijable, veća i manja lepton-kvark invarijantna masa:

$$M_{lq}^{veca} = max(M_{l^+q}, M_{l^-q}), \quad M_{lq}^{manja} = min(M_{l^+q}, M_{l^-q}),$$

i određuju se gornje granice $(M_{lq}^{veca})^{max}$, $(M_{lq}^{manja})^{max}$ odgovarajućih raspodela.

Iz zakona održanja energije i impulsa mogu se izvesti formule za kinematičke granice navedenih masenih raspodela. Izvođenja se nalaze u Dodatku §A. Ovde su navedeni konačni izrazi za kinematičke granice:

$$\begin{aligned}
M_{ll}^{max} &= \left[\frac{(M_{\tilde\chi_2^0}^2 - M_{\tilde l_R}^2)(M_{\tilde l_R}^2 - M_{\tilde\chi_1^0}^2)}{M_{\tilde l_R}^2}\right]^{1/2} = 93.4 \text{ GeV}, &(2)\\
M_{llq}^{max} &= \left[\frac{(M_{\tilde q_L}^2 - M_{\tilde\chi_2^0}^2)(M_{\tilde\chi_2^0}^2 - M_{\tilde\chi_1^0}^2)}{M_{\tilde\chi_2^0}^2}\right]^{1/2} = 511 \text{ GeV}, &(3)\\
(M_{lq}^{blizi})^{max} &= \left[\frac{(M_{\tilde q_L}^2 - M_{\tilde\chi_2^0}^2)(M_{\tilde\chi_2^0}^2 - M_{\tilde l_R}^2)}{M_{\tilde\chi_2^0}^2}\right]^{1/2} = 320 \text{ GeV}, &(4)\\
(M_{lq}^{dalji})^{max} &= \left[\frac{(M_{\tilde q_L}^2 - M_{\tilde\chi_2^0}^2)(M_{\tilde l_R}^2 - M_{\tilde\chi_1^0}^2)}{M_{\tilde l_R}^2}\right]^{1/2} = 471 \text{ GeV}, &(5)\\
(M_{lq}^{veca})^{max} &= max(M_{lq}^{blizi}, M_{lq}^{dalji}) = 471 \text{ GeV}, &(6)\\
(M_{lq}^{manja})^{max} &= min(M_{lq}^{blizi}, \left[\frac{(M_{\tilde q}^2 - M_{\tilde\chi_2^0}^2)(M_{\tilde l_R}^2 - M_{\tilde\chi_1^0}^2)}{2M_{\tilde l_R}^2 - M_{\tilde\chi_1^0}^2}\right]^{1/2}) = 320 \text{ GeV}, &(7)\\
M_{llq}^{min} &= \frac{1}{2M_{\tilde\chi_2^0}M_{\tilde l_R}} \times \\
&\quad [\; -M_{\tilde\chi_1^0}^2 M_{\tilde\chi_2^0}^4 + 3M_{\tilde\chi_1^0}^2 M_{\tilde\chi_2^0}^2 M_{\tilde l_R}^2 - M_{\tilde\chi_2^0}^4 M_{\tilde l_R}^2 - M_{\tilde\chi_2^0}^2 M_{\tilde l_R}^4 - M_{\tilde\chi_1^0}^2 M_{\tilde\chi_2^0}^2 M_{\tilde q_L}^4 - \\
&\quad M_{\tilde\chi_1^0}^2 M_{\tilde l_R}^2 M_{\tilde q_L}^2 + 3M_{\tilde\chi_2^0}^2 M_{\tilde l_R}^2 M_{\tilde q_L}^2 - M_{\tilde l_R}^4 M_{\tilde q_L}^2 + (M_{\tilde\chi_2^0}^2 - M_{\tilde q_L}^2) \times \\
&\quad \sqrt{(M_{\tilde\chi_1^0}^4 + M_{\tilde l_R}^4)(M_{\tilde\chi_2^0}^2 + M_{\tilde l_R}^2)^2 + 2M_{\tilde\chi_1^0}^2 M_{\tilde l_R}^2 (M_{\tilde\chi_2^0}^4 - 6M_{\tilde\chi_2^0}^2 M_{\tilde l_R}^2 + M_{\tilde l_R}^4)}\;]^{1/2} \\
&= 225 \text{ GeV}. &(8)
\end{aligned}$$

"Max" označava gornju kinematičku granicu masene raspodele, a "min" donju kinematičku granicu. Vidi se da izrazi za maksimume i minimume invarijantnih masa zavise od četri parametra: mase levog skvarka, mase desnog sleptona i mase prvog i drugog neutralina. Izračunate vrednosti izraza (2)-(8) dobijene su korišćenjem vrednosti SUSY masa iz Tablice 6.

Kada bi svi skvarkovi imali istu masu onda bi se u slučaju idealnog merenja (idealan detektor i beskonačna statistika) kinematičke granice (2)-(8) nalazile na izračunatim vrednostima.

6.3 Monte Karlo simulacije

Događaji generisani HERWIG 6.5 programom [5], [6] propušteni su kroz ATLFAST 2.21 paket [7] za brzu simulaciju detektora. Džetovi su rekonstruisani pomoću *jet-cone* algoritma sa vrednošću konusa $\Delta R = 0.4$. Minimalni transverzalni impulsi za izolovanje elektrona, miona i džeta iznose: 5 GeV, 6 GeV i 15 GeV, respektivno. Efikasnost prepoznavanja b džetova iznosi 60%. Generisano je 12×10^6 SUSY dogadjaja što odgovara luminoznosti od $L \approx 300$ fb^{-1} ($\sigma(allSUSY) = 41.13$ pb). Za analizu fona Standardnog modela generisano je 8×10^6 $t\bar{t}$ događaja što odgovara luminoznosti od $L \approx 10$ fb^{-1} ($\sigma(t\bar{t}) = 833$ pb).

6.4 Selekcija događaja

Glavne karakteristike finalnog stanja analiziranog lanca uzastopnih raspada (1) su:

- dva leptona istog aromata i suprotnog znaka označena kao SFOS leptoni,
- velika nedostajuća transverzalna prouzrokovana prisustvom nedektabilne LSP čestice (najlakši neutralino $\tilde{\chi}_1^0$),

- dva džeta velikog tranverzlnog impulsa od kojih jedan potiče iz raspada levog skvarka $\tilde{q}_L \to \tilde{\chi}_2^0 q$, a drugi iz raspada skvarka ili gluina koji se produkuje zajedno sa levim skvarkom.

Jedini proces Standardnog modela koji ima karakeristike signala i predstavlja fon je produkcija $t\bar{t}$ parova u kojima se oba W bozona raspadaju leptonski. Procesi koji u mnogo manjoj meri doprinose fonu su QCD, $Z/W + jet$ i $ZZ/ZW/WW$ procesi.

Glavni izvor fona su supersimetrični procesi u kojima se mogu produkovati SFOS leptoni. Najbitniji od ovih procesa (Tablica 7) je raspad $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\tau}_1 \tau$ čija je verovatnoća 93%. Ako dva leptona potiču iz dva nezavisna raspada očekuje se jednak broj dogadjaja sa leptonima istog aromata i suprotnog znaka (SFOS) i događaja sa leptonima suprotnog aromata i suprotnog znaka (OFOS). Oblik raspodele dileptonske invarijantne mase je isti za SFOS i OFOS događaje iz nezavisnih procesa. Ova činjenica omogućava da se SFOS leptoni iz nezavisnih procesa odstrane oduzimanjem OFOS raspodele od ukupne SFOS raspodele.

Da bi se izolovao signal i potisnuo fon selektovani događaji moraju da zadovolje sledeće uslove:

- Nedostajuća transverzalna energija $E_{Tmissing} > 100 \ GeV$;
- Bar četri džeta sa transverzalnim impulsima $p_T(j1) > 150$ GeV, $p_T(j2) > 100$ GeV, $p_T(j3, j4) > 50$ GeV;
- Tačno dva leptona istog aromata i suprotnog znaka sa transverzalnim impulsima $p_T^{lepton} > 10 \ GeV$.

Pored ovih opštih selekcionih uslova za svaku raspodelu su neophodni još neki dodatni uslovi:

- l^+l^-q gornja granica data izrazom (3)

Pošto se analizira maksimum l^+l^-q invarijantne mase, a u svakom događaju postoje dva visoko energetska džeta, uzima se ona kombinacija dva leptona i jednog od dva najenergičija džeta koja daje manju l^+l^-q masu

$$min(\, M(\, l^+l^-q1\,),\; M(\, l^+l^-q2\,)\,)\;,$$

da bi ta masa bila manja od kinematičkog maksimuma.

- l^+l^-q donja granica data izrazom (8)

Uvodi se uslov neophodan za postojanje tražene donje granice

$$M_{ll}^{max}/\sqrt{2} \;<\; M_{ll} \;<\; M_{ll}^{max}$$

što odgovara slučaju kada dva leptona grade ugao veći od $\pi/2$ u SCM sleptona. Uzima se ona kombinacija dva leptona i jednog od dva najenergičija džeta koja daje veću l^+l^-q masu

$$max(\, M(\, l^+l^-q1\,),\; M(\, l^+l^-q2\,)\,)\;,$$

da bi ta masa bila veća od kinematičkog minimuma.

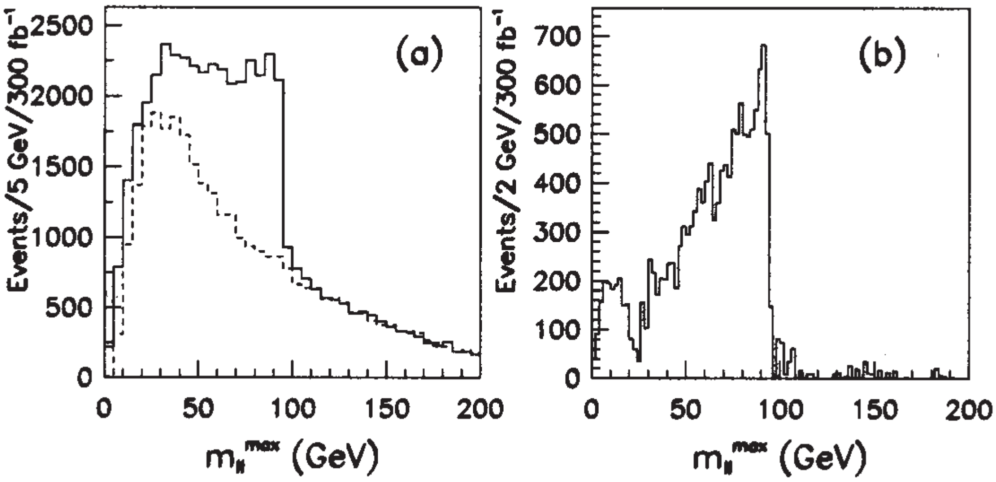
- lq^{veca}, $\quad lq^{manja}$ gornje granice date izrazima (6) i (7)

Da bi izabrali koji od dva najenergičnija džeta treba iskombinovati sa leptonima, uzima se onaj džet koji formira manju l^+l^-q masu i traži da ona zadovoljava uslov $M_{llq} \;<\; M_{llq}^{max} \;+\; 50$ GeV $=$ 560 GeV pri čemu je uvećanje od 50 GeV u odnosu na M_{llq}^{max} (3) uzeto arbitrarno. Takođe se traži da je dileptonska invarijantna masa manja od $M_{ll} \;<\; 100$ GeV pri čemu je M_{ll}^{max} dat izrazom (2).

- SFOS-OFOS subtrakcija.

Nakon rekonstrukcije traženih masenih raspodela sa SFOS leptonima od njih su oduzete OFOS raspodele. Na taj način je potisnut fon supersimetričnih procesa. Igled dileptonske invarijantne mase pre i posle SFOS-OFOS subtrakcije prikazan je na Slici 5 na kojoj se jasno vidi da raspodela ima oštru kinematičku granicu posle subtrakcije.

Primenom navedenih selekcionih uslova fon Standardnog modela postaje zanemarljiv.



Slika 5: (a) ll invarijantna masa sa SFOS leptonima (puna linija) i OFOS leptonima (isprekidana linija). (b) ll invarijantna masa posle SFOS-OFOS subtrakcije.

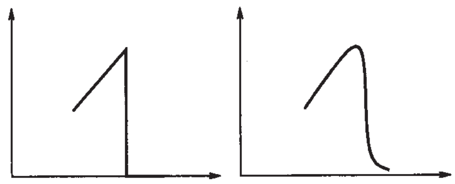
6.5 Rezultati

Raspodela dileptonske invarijantne mase M_{ll} bi u idealnom slučaju trebalo da izgleda kao na Slici 6 (a). Međutim zbog konačne rezolucije, selekcionih uslova i efikasnosti detekcije raspodela je malo razmazana i izgleda kao na Slici 6 (b).

Raspodela dileptonske invarijantne mase se fituje trougaonom gausovski razmazanom funkcijom [9]:

$$f(M) = \int_{-1}^{1} A \cdot \exp\left[- \frac{(M - M_{ll}^{max}\sqrt{\frac{1+x}{2}})^2}{2\sigma^2} \right] dx \ ,$$

gde su standardna devijacija σ, visina A i tražena gornja kinematička granica M_{ll}^{max}

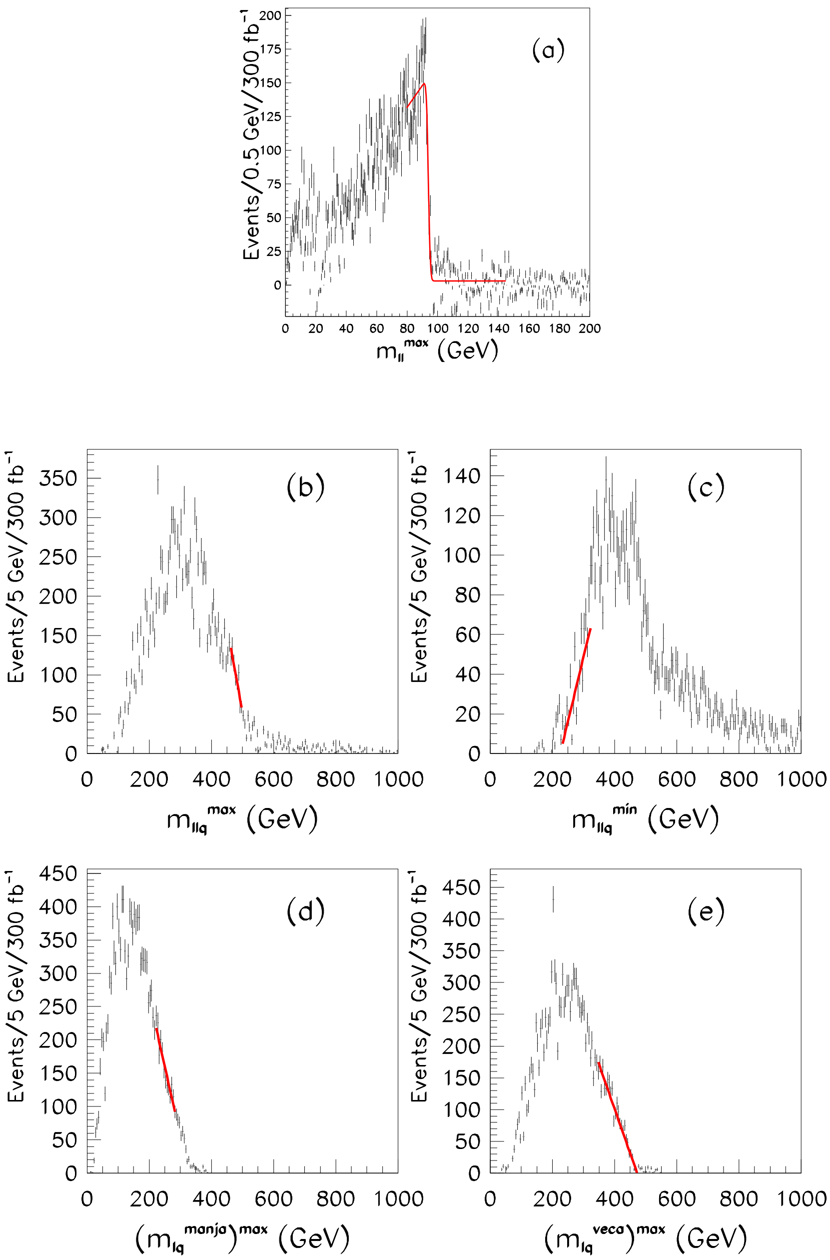


Slika 6: Izgled M_{ll} raspodele (a) u idealnom slučaju, (b) u realnom slučaju.

parametri fita. Integral je urađeni numerički koristeći Gausovu kvadratnu integraciju u 96 tačaka. Fit je urađen kotisteći MINUIT paket sa MINOS greškama, metodom najmanjih kvadrata. Tražene kinematičke granice M_{llq}^{min}, M_{llq}^{max}, $(M_{lq}^{veca})^{max}$, $(M_{lq}^{manja})^{max}$ određene su kao rezultat fitovanja odgovarajućih raspodela linearnim funkcijama. Fitovane masene distribucije prikazane su na Slici 7.

Statističke greške fita su približno 2%. Sistematska greška energetske rezolucije iznosi 0.1% za merenja sa leptonima i 1% za merenja sa džetovima (*ATLAS benchmark values*) [10]. Drugi izvori sistematskih greški koji zahtevaju analizu detektorskih efekata nisu uzeti u obzir. Teorijski izračunate vrednosti kinematičkih granica i njihove fitovane vrednosti granica zajedno sa statističkim i sistematskim greškama navedene su u Tablici 9.

Fitovane i teorijske vrednosti kinematičkih granica se dobro slažu. Sistematske i statističke greške se dalje koriste za rekonstrukciju SUSY masa, procedurom opisanom u sledećem potpoglavlju.



Slika 7: (a) ll gornja kinematička granica, (b) llq gornja kinematička granica, (c) llq donja kinematička granica, (d) gornja kinematička granica manje lq mase, (e) gornja kinematička granica veće lq mase. Broj događaja odgovara luminoznosti od 300 fb^{-1}.

Tablica 9: Vrednosti kinematičkih granica za L=300 fb^{-1}.

kinematička granica	teorijska vrednost (GeV)	fitovana vrednost (GeV)	sistematska greška (GeV)	statistička greška (GeV)
M_{ll}^{max}	93.4	93.85	0.09	0.09
M_{llq}^{max}	511	525	5	11
$(M_{lq}^{veca})^{max}$	471	472	5	1
$(M_{lq}^{manja})^{max}$	320	326	3	7
M_{llq}^{min}	225	225	2	4

6.6 Rekonstrukcija mase supersimetričnih čestica

Određene kinematičke granice M_{ll}^{max}, M_{llq}^{max}, M_{llq}^{min}, $(M_{lq}^{veca})^{max}$ i $(M_{lq}^{manja})^{max}$, date izrazima (2), (3), (6), (7) i (8), su funkcija mase levog skvarka, desnog sleptona i dva najlakša neutralina. Mase ove četri SUSY čestice mogu se rekonstruisati na osnovu 5 određenih kinematičkih granica. Ovaj sistem od 5 jednačina sa 4 nepoznate rešen je numerički minimizacijom funkcije:

$$\chi^2(M) = \Sigma_{i,j=1}^{5}(E_i^{exp} - E_i^{th}(M))H_{ij}(E_j^{exp} - E_j^{th}(M)), \qquad (9)$$

koja predstavlja najopštiju definiciju hi-kvadrata. Sa $i, j = 1, 5$ je obeleženo pet kinematičkih granica, M je skup 4 nepoznate SUSY mase, E_i^{exp} je izmerena vrednost kinematičke granice i, $E_i^{th}(M)$ je funkcionalna zavisnost granice i od

SUSY masa data jednačinama (2) - (8) , H je inverzna matrica grešaka čiji su elementi dati izrazom:

$$(H^{-1})_{ij} = \delta_{ij}(\sigma_i^{stat})^2 + \sigma_i^{sist}\sigma_j^{sist}.$$

Sa σ_i^{stat} i σ_i^{sist} su obeležena statistička i sistematska greška merenja granice i, a δ_{ij} je Kronekerova delta funkcija: $\delta_{ij} = 0$ za $i \neq j$, $\delta_{ij} = 1$ za $i = j$. Ako su merenja nekorelisana onda se ova matrica svodi na dijagonalnu matricu i hi-kvadrat(9) dobija oblik :

$$\chi^2(M) = \Sigma_{i=1}^{5} \frac{(E_i^{exp} - E_i^{th}(M))^2}{\sigma_i^2}, \tag{10}$$

gde je $\sigma_i^2 = (\sigma_i^{stat})^2 + (\sigma_i^{sist})^2$. U ovom slučaju sistematske greške energetske rezolucije su korelisane pa je za rekonstrukciju SUSY masa korišćen izraz (9).

Pošto je određena samo jedna vrednost svake kinematičke granice, minimizacijom hi-kvadrat funkcije dobija se jedna vrednost svake od četri nepoznate SUSY mase. Da bi se dobile masene raspodele za svaku od tražene četri SUSY čestice, veštački je napravljen ansambl od 1000 merenja (1000 eksperimenata) za svaku od 5 određenih kinematičkih granica. Za svaki od 1000 eksperimenata se pomoću gausovskog generatora slučajnog broja (čija je srednja vrednost 0, a standardna devijacija 1) generiše 6 brojeva a_i $(i = 1, 5)$ i b , gde koeficijenti a_i stoje uz statističku grešku, a koeficijenti b uz sistematsku grešku. Onda je položaj kinematičkih granica u ovom eksperimentu dat izrazom:

$$E_i^{exp} = E_i^0 + a_i\, \sigma_i^{stat} + b\, \sigma_i^{sist} \quad (i = 1, 5)\,, \tag{11}$$

gde je sa E_i^0 obeležena teorijski izračunata brojna vrednost iz Tablice 9. Na taj način 5 određenih kinematičkih granica dobijaju oblik

$$\begin{aligned} E_1^{exp} &= 93.88 + a_1 \cdot 0.09\,, \\ E_2^{exp} &= 511 + a_2 \cdot 11 + b \cdot 5\,, \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
E_3^{exp} &= 225 + a_3 \cdot 4 + b \cdot 2\,, \\
E_4^{exp} &= 470 + a_4 \cdot 1 + b \cdot 5\,, \\
E_5^{exp} &= 320 + a_5 \cdot 7 + b \cdot 3\,,
\end{aligned}
$$

gde je $i = 1$ gornja dileptonska granica kod koje je zanemarena sistematska greška, $i = 2$ gornja llq granica , $i = 3$ donja llq granica , $i = 4$ gornja granica veće lq mase , gornja granica manje lq mase . Greške merenja ovih 5 granica iznose:

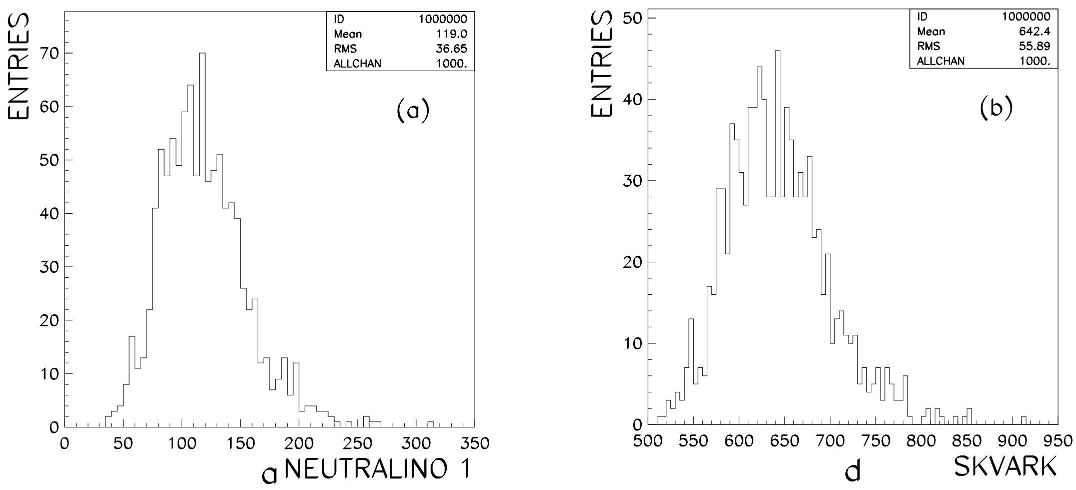
$$
\begin{aligned}
\sigma_1 &= (\ 0.09^2\ )^{1/2}\,, \\
\sigma_2 &= (\ 11^2\ +\ 5^2\ )^{1/2}\,, \\
\sigma_3 &= (\ 4^2\ +\ 2^2\ )^{1/2}\,, \\
\sigma_4 &= (\ 1^2 + , 5^2\ )^{1/2}\,, \\
\sigma_5 &= (\ 7^2\ +\ 3^2\ )^{1/2}\,.
\end{aligned}
$$

Minimazacija funkcije $\chi^2(M)$ se radi pomoću MINUIT paketa za svaki od pretpostavljenih 1000 eksperimenata, a rezultat minimazacije su masa levog skvarka, desnog sleptona i dva najlakša neutralina. Ova procedura se ponavlja za zadati broj eksperimenata i na taj način se dobijaju masene distribucije ove četri SUSY čestice. Srednja vrednost i standardna devijacija rekonstruisanih masenih distribucija za 1000 eksperimenata predstavljene su u Tablici 10.

Širine masenih distribucija su 56 GeV za skvarkove i oko 35 GeV za ostale SUSY čestice. Masa levog skvarka, drugog neutralina, desnog sleptona i prvog neutralina rekonstruisane su sa greškama od 8%, 15%, 18% i 29% , respektivno. Rekonstruisane masene distribucije za najlakši neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ i levi skvark $\tilde{q}_L$ dobijene na ansamblu od 1000 generisanih eksperimenata prikazane su na Slici 8.

Tablica 10: Nominalne mase (dobijene ISAJET-om), srednje vrednosti rekonstruisanih masenih distribucija zajedno sa standardnom devijacijom σ za prvi i drugi najlakši neutralino, desni slepton i levi skvark.

	$m_{nominalno}$ (GeV)	$m_{rekonstruisano}$ (GeV)	σ (GeV)
$\tilde{\chi}_1^0$	120	119	37
$\tilde{l}_R$	191	191	35
$\tilde{\chi}_2^0$	226	226	35
$\tilde{q}_L$	644	642	56



Slika 8: Rekonstruisane masene distribucije dobijene na ansamblu od 1000 eksperimenata za (a) prvi najlakši neutralino , (b) levi skvark. Mase su izražene u GeV.

7 Hadronske signature

U ovoj glavi se analiziraju skvarkovi treće generacije: stop i sbottom skvarkovi. Izučava se kaskadni raspad gluina na stop skvark, gde se stop skvark dalje raspada na b kvark i čardžino $\tilde{g} \to \tilde{t}_1 t \to t\, b\, \tilde{\chi}_1^{\pm}$. Top-bottom invarijantna masa iz raspada gluina ima pik na gornjem kinematičkom maksimumu i on se rekonstruiše. Gornja kinematička granica tb invarijantne mase zavisi od mase gluina, mase stop skvarka i mase čardžina, pa se njenim merenjem postavljaju ograničenja na mase ovih supersaimetričnih čestica.

7.1 Treća generacija skvarkova

Treća generacija skvarkova, stop i sbottom skvarkovi, se po svojim osobinama razlikuju od prve dve generacije.

- Levi i desni stop skvark su lakši od skvarkova iz prve dve generacije

$$m_{\tilde{t}_R} \ll m_{\tilde{t}_L} \ll m_{\tilde{q}} \;.$$

- Mešanja levih i desnih skvarkova značajna su samo kod treće generacije skvarkova. Masena stanja stop (sbottom) skvarka $\tilde{t}_{1,2}$ ($\tilde{b}_{1,2}$) su mešavina levog i desnog stop (sbottom) skvarka $\tilde{t}_{L,R}$ ($\tilde{b}_{L,R}$). .

U tački SPS 5, lakši stop skvark $\tilde{t}_1$ je lakši nego u svim ostalim predloženim LHCC i SPS tačkama mSUGRA parametarskog prostora i ima masu $m(\tilde{t}_1) = 236$ GeV. Masa stop skvarka je važan parametar za predviđanje radijativnih korekcija na masu najlakšeg neutralnog Higs bozona u MSSM modelu, m_h,

$$\delta m_h \sim h_t^4 \, log(m_{\tilde{t}}/m_t).$$

Takođe, masa i mešanja stop skvarka određuju verovatnoću raspada nekih supersimetričnih čestica.

7.2 Produkcija stop i sbottom skvarkova

U sps 5 mSUGRA tački stop skvark se produkuje u $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ parovima (što predstavlja 50% ukupne SUSY produkcije, Tablica 8) i u raspadima gluina.

Stop skvark se uvek raspada na b kvark i prvi čardžino (Tablica 7)

$$\tilde{t}_1 \to b\,\tilde{\chi}_1^{\pm} \qquad\qquad 100\%\,.$$

Zbog male razlike u masi stop skvarka i čardžina $m(\tilde{t}_1) - m(\tilde{\chi}_1^{\pm}) \approx 10$ GeV, transverzalni impuls b kvarka iz stop raspada je izuzetno nizak $< p_t(b) >\approx 10$ GeV (Slika 10. (b)). Parovi $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ daju dva b kvarka izuzetno niskog transverzalnog impulsa pa je ovaj signal praktično nemoguće detektovati i pored obilne $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ produkcije.

Stop skvarkovi se produkuju i u raspadima gluina

$$\tilde{g} \;\to\; \tilde{t}_1\,t \to t\,b\,\tilde{\chi}_1^{\pm} \qquad\qquad 38.4\%\,. \tag{12}$$

Ovaj kanal se može izolovati pošto postoji samo jedan nisko energetski b kvark koji potiče iz stop skvarka. Takođe se očekuje da je transverzalni impuls b kvarka iz stop skvarka produkovanog raspadom gluina nešto viši od transverzalnog impulsa b kvarka iz raspada direktno produkovanog stop skvarka. Mase SUSY čestica koje učestvuju u raspadu (12) navedeni su u Tablici 6.

Raspadi gluina na sbottom skvark mogu da imaju istu signaturu kao i raspad (12) na stop skvark:

$$\tilde{g} \;\to\; \tilde{b}_1\,b \to t\,b\,\tilde{\chi}_1^{\pm} \qquad\qquad 2.0\%\,, \tag{13}$$

$$\tilde{g} \;\to\; \tilde{b}_1\,b \to b\,W\,\tilde{t}_1 \to b\,b\,W\,\tilde{\chi}_1^{\pm} \quad 14.1\%\,, \tag{14}$$

$$\tilde{g} \;\to\; \tilde{b}_2\, b \to t\, b\, \tilde{\chi}_1^{\pm} \qquad 0.2\%\,, \tag{15}$$

$$\tilde{g} \;\to\; \tilde{b}_2\, b \to b\, W\, \tilde{t}_1, \to b\, b\, W\, \tilde{\chi}_1^{\pm} \qquad 3.1\%\,. \tag{16}$$

U procentima su izražene verovatnoće navedenih raspada. Raspadu (12) su kinemtički ekvivalentni raspadi (14) i (16) ukoliko je bW invarijantna masa približno jednaka masi top kvarka. Mase sbottom skvarkova navedene su u Tablici 6.

Direktna produkcija $\tilde{b}_1$, $\tilde{b}_2$ i $\tilde{t}_2$ kao i produkcija stop i sbottom skvarkova iz raspada drugih čestica zanemarljivo je mala.

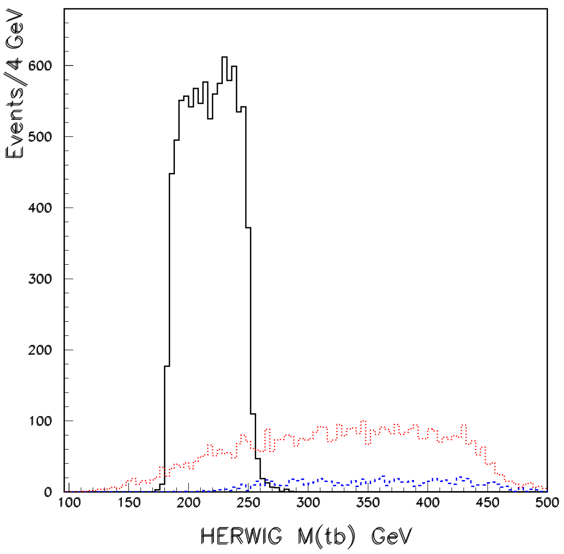
7.3 Top-bottom kinematička granica

Top-bottom invarijantne mase iz raspada (9), (10) i (12) imaju gornje kinematičke granice. Verovatnoća za raspad (12) je mala i ovaj raspad se dalje ne analizira. Iz zakona održanja energije i impulsa sledi da invarijantna masa top-bottom sistema (M_{tb}) ima maksimum (gornju kinematičku granicu) kada top i bottom kvarkovi zaklapaju ugao od 180^0 u sistemu centra mase stop (raspad (12)) odnosno sbottom (raspad (13)) skvarka. Položaj gornje kinematičke granice invarijantne M_{tb} mase iz raspada (12) odnosno (13) zavisi od mase gluina, mase čardžina i mase stop odnosno sbottom skvarka i dat je kao:

$$\begin{aligned}(M_{tb}^{max}(9))^2 &= m_t^2 + \frac{m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}^2}{2m_{\tilde{t}_1}^2}\{(m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2 - m_t^2) + \\ &\quad \sqrt{(m_{\tilde{g}}^2 - (m_{\tilde{t}_1} - m_t)^2)(m_{\tilde{g}}^2 - (m_{\tilde{t}_1} + m_t)^2)}\} = (255)^2\ \mathrm{GeV}^2,\end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}(M_{tb}^{max}(10))^2 &= m_t^2 + \frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{b}_1}^2}{2m_{\tilde{b}_1}^2}\{(m_{\tilde{b}_1}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}}^2 + m_t^2) + \\ &\quad \sqrt{(m_{\tilde{b}_1}^2 - (m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} - m_t)^2)\,(m_{\tilde{b}_1}^2 - (m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} + m_t)^2)}\ \} = (462)^2\ \mathrm{GeV}^2.\end{aligned} \tag{18}$$

Oblik raspodele top-bottom invarijantne mase dobijene HERWIG generatorom bez propuštanja događaja kroz ATLFAST paket za simulaciju događaja prikazan je na Slici 9 za raspade (12) i (13). Na slici je takođe prikazana bWW invaijantna masa iz finalnog stanja raspada (14).



Slika 9: Top-bottom invarijantna masa dobijena HERWIG generatorom za raspade: $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 \, t \rightarrow t \, b \, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ (puna linija), $\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}_1 \, b \rightarrow t \, b \, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ (isprekidana linija) i invarijantna masa bbW za raspad $\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}_1 \, b \rightarrow b \, W \, \tilde{t}_1 \rightarrow b \, b \, W \, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ (tačkasta linija).

7.4 Monte Karlo simulacije

Događaji generisani HERWIG 6.5 programom [5], [6] propušteni su kroz ATLFAST 2.21 paket [7] za brzu simulaciju detektora, pod uslovima nevedenim u potpoglavlju §6.3. Broj generisanih supersimetričnih i fonskih događaja takođe je naveden u potpoglavlju §6.3.

7.5 Selekcija događaja

Gluinski raspad na stop skvark $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1\, t \rightarrow t\, b\, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ se po svojim karakterisikama bitno razlikuje od gluinskog raspada na sbottom skvark, (13) – (16). Raspad (12) se može izolovati i može se rekonstruisati invarijantna masa top-bottom sistema iz njegovog finalnog stanja. Zbog preciznosti rekonstrukcije analizirani su hadronski raspadi top kvarka $t \rightarrow bW \rightarrow bjj$.

Finalno stanje raspada (12) ima sledeće karkteristike:

- Prisutna su dva b kvarka od kojih jedan potiče iz raspada stop skvarka i ima nizak transverzalni impuls $< p_T > \approx$ 10 GeV, a drugi potiče iz raspada top kvarka i ima srednji transverzalni impuls $< p_T > \approx$ 70 GeV (Slika 10 (b) i (c)).
- U finalnom stanju su prisutna dva džeta iz raspada W bozona.
- Gluino se produkuje u paru za levim ili desnim skvarkom $\tilde{g}\, \tilde{q}_L$, $\tilde{g}\, \tilde{q}_R$ ili u paru sa drugim gluinom $\tilde{g}\, \tilde{g}$ (Tablica 8). Produkcija gluinskog para nije analizirana zbog manje verovatnoće i kompleksnosti konfiguracije finalnog stanja. Raspadi skvarka u finalnom stanju uvek sadrže kvark: $\tilde{q_L} \rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm}\, q$, $\tilde{q_L} \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\, q$, $\tilde{q_R} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\, q$. Kvark iz raspada skvarka ima velik tranverzalni impuls (Slika 10. (a)) zbog velike razlike u masi gluina i masi čardžina ili neutralina: $m(\tilde{g}) - m(\tilde{\chi}_1^{\pm}) \approx 400$ GeV, $m(\tilde{g}) - m(\chi_2^0) \approx 400$ GeV, $m(\tilde{g}) - m(\chi_1^0) \approx 500$ GeV . Zato se u finalnom stanju raspada (12) uvek nalazi jedan visoko energetski džet nastao hadronizacijom kvarka iz raspada skvarka.
- Prvi čardžino se uvek raspada na prvi neutralino $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\tau}_1\, \nu_\tau \rightarrow \tau\, \nu_\tau\, \tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\, W$, pa događaj karakteriše velika nedostajuća transverzalna energija.

Fon Stndardnog modela predstavljaju $t\bar{t}$ događaji, gde se oba top kvarka raspadaju hadronski $t \rightarrow bW \rightarrow bjj$. Pored ovog fona postoji i supersimetrični fon čije je potiskivanje opisano u potpoglavlju §7.7.

Da bi se izolovao signal i redukovao fon selektovani su događaji koji zadovoljavaju sledeće uslove:

- Nedostajuća transverzalna energija je veća od

$$E_T^{miss} > 200 \ \text{GeV};$$

- Postoje tačno dva b džeta čiji je transverzalni impuls $30 < p_T(b1) < 150$ GeV, $30 < p_T(b2) < 50$ GeV;

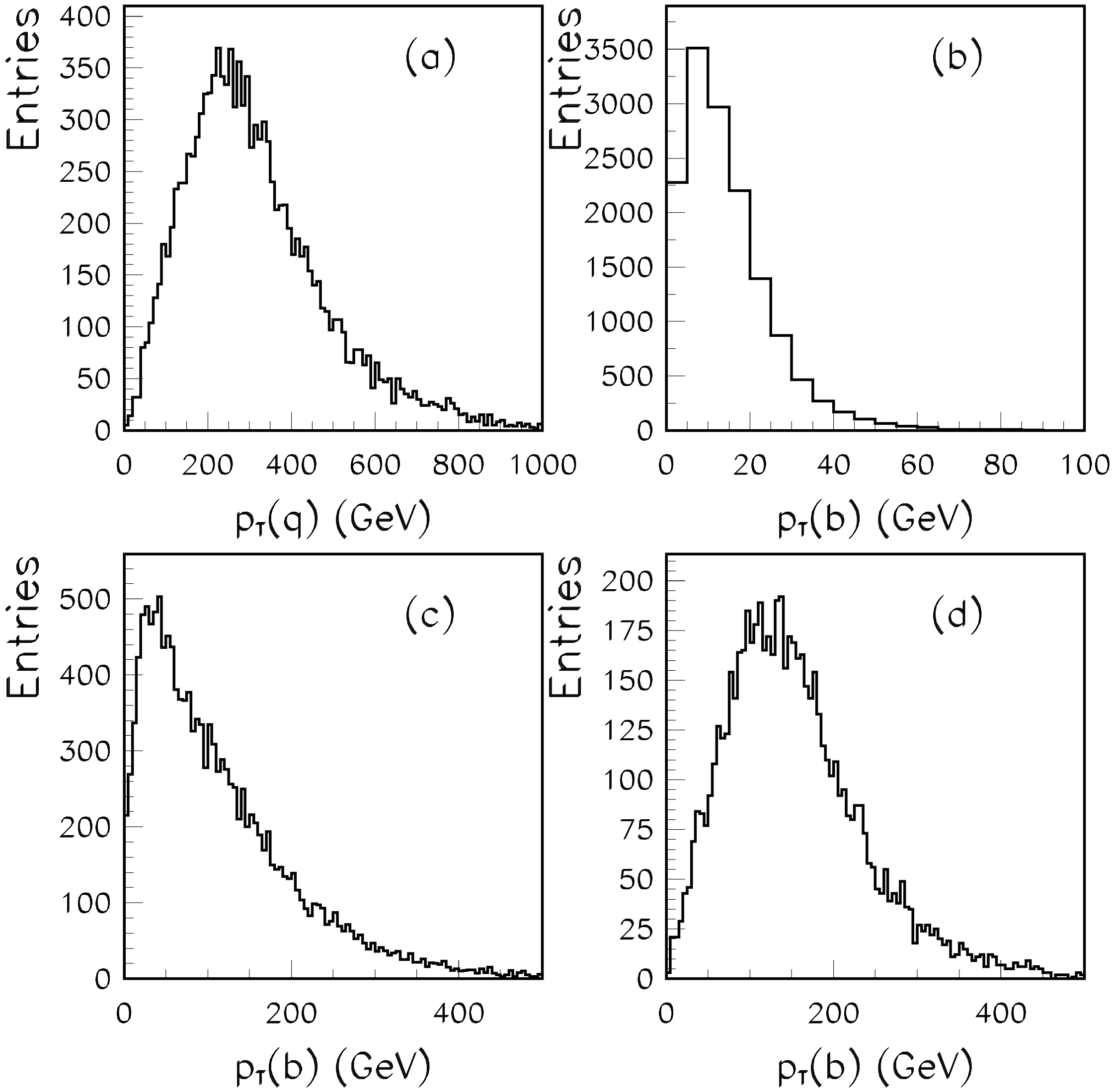
- Broj džetova (različitih od b i τ džetova) sa transverzalnim impulsom $p_T > 30$ GeV i rapiditetom $|\eta| < 3$, veći je od tri. Transverzlni impuls najenergičnijeg džeta veći je od $p_T(j1) > 300$ GeV;

- Nema izolovanih leptona u dogadjaju.

Uslovi $E_T^{miss} > 200$ GeV i $p_T(j1) > 300$ GeV redukuju $t\bar{t}$ fon. Uslov $p_T(b2) < 50$ GeV potiskuje SUSY događaje bez nisko energetskog b kvarka, a uslov $p_T(b1) < 150$ GeV potiskuje događaje sa visoko energetskim b kvarkom (poput b kvarka iz raspada $\tilde{g} \to \tilde{b}_1 b$ prikazanog na Slici 10. (d)). Donje ograničenje od 30 GeV na transverzalni impuls b džetova prouzrokovano je detekcionim zahtevima u uslovima velike luminoznosti LHC kolajdera. Leptonski veto redukuje $t\bar{t}$ događaje gde se jedan ili oba t kvarka raspadaju leptonski kao i SUSY događaje sa leptonima.

7.6 Rekonstrukcija top-bottom invarijantne mase

Pošto je izvršena selekcija događaja moguće je rekonstruisati invarijantnu masu top-bottom sistema iz finalnog stanja gluinskog raspada (12) na stop skvark. Postupak ima nekoliko faza:



Slika 10: Transverzalni impuls dobijen HERWIG generatorom za: (a) kvark iz raspada desnog skvarka, (b) b kvark iz raspada stop skvarka, (c) b kvark iza raspada top kvarka i (d) b kvark iz raspada gluina $\tilde{g} \to \tilde{b}_1 b$.

1. Prvo se izdvaja džet-džet par koji potiče iz hadronskog raaspada W bozona. Analiziraju se džetovi koji nisu b ili τ džetovi. Iz analize se takođe izostavlja najenergičniji džet čiji je transverzalni impuls $p_T(j1) > 300$ GeV, jer on potiče iz raspada skvarka. Od svih mogućih kombinacija jj parova u događaju selektuju se parovi sa invarijantnom masom u intervalu $|M_{jj} - M_W| < 15$ GeV. Ova oblast se naziva W zona. Izgled invarijantne jj mase svih parova prikazan je na Slici 11 (a).

2. Za svaki selektovani par džetova i jedan od b džetova izračuna se invarijantna M_{jjb} masa. Za dalju analizu se uzima jjb kombinacija za koju je absolutna razlika u odnosu na masu top kvarka $|M_{jjb} - M_t|$ najmanja. Raspodela selektovanih M_{jjb} kombinacija prikazana je na Slici 12 (a).

3. Energija i impuls jj para se kalibrišu tako da je masa para jednaka masi W bozona, $M_{jj} = M_W$. Postupak kalibracije opisan je u dodatku §B. Zatim se skalira invarijantna masa M_{jjb}. Raspodela M_{jjb} posle skaliranja prikazana je na Slici 12 (b). Smatra se da izabrana kombinacija odgovara top kvarku, ako je $|M_{jjb} - M_t| < 30$ GeV.

4. Ako je prostorni ugao između rekonstruisanog top kvarka i preostalog b džeta $\Delta R(tb) < 2$, rekonstruiše se top-botom invarijantna masa.

Zbog prisustva SUSY kombinatornog fona, na obe top i top-bottom masene raspodele se primenjuje *sideband* metod [17]. Ova tehnika je opisana u sledećem potpoglavlju §7.7.

Odnos signal/fon posle potiskivanja SUSY kombinatornog fona iznosi

$$S/B = 12.$$

7.7 Potiskivanje supersimetričnog fona

Za potiskivanje supersimetričnog fona koristi se *W sideband* metod. Selektovani događaji imaju više džetova od kojih neke kombinacije jj parova slučajno imaju masu blisku masi W bozona $M_{jj} \sim M_W$. Doprinos "lažnih" W bozona procenjuje se iz dogadjaja koji sadrže jj parove sa masama u oblastima oko W zone definisane u prethodnom potpoglavlju. Oblasti, A i B zone, translirane su za ± 30 GeV u odnosu na W zonu:

$$\text{A zona: } |M_{jj} - (M_W - 30)| < 15 \text{ GeV},$$

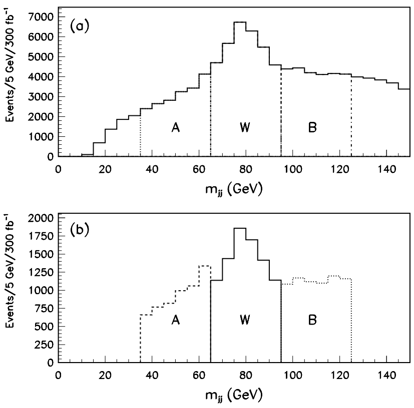
$$\text{B zona: } |M_{jj} - (M_W + 30)| < 15 \text{ GeV}.$$

Pretpostavlja se da je broj jj parova koji slučajno imaju mase u A ili B zoni jednak je broju jj parova koji slučajno imaju mase u W zoni. Polazeći od parova iz A i B zone rekonstruišu se top i top-bottom invarijantne mase sledećim postupkom. Energija i impuls jj para iz A ili B zone kalibrišu se tako da je nova masa jj para u W zoni, $M'_{jj} = M_{jj} \pm 30$ GeV. Postupak kalibracije opisan je u Dodatku §B. Zatim se sa jj parovima transliranim u W zonu ponovi postupak rekonstrukcije top i top-bottom invarijantne mase.

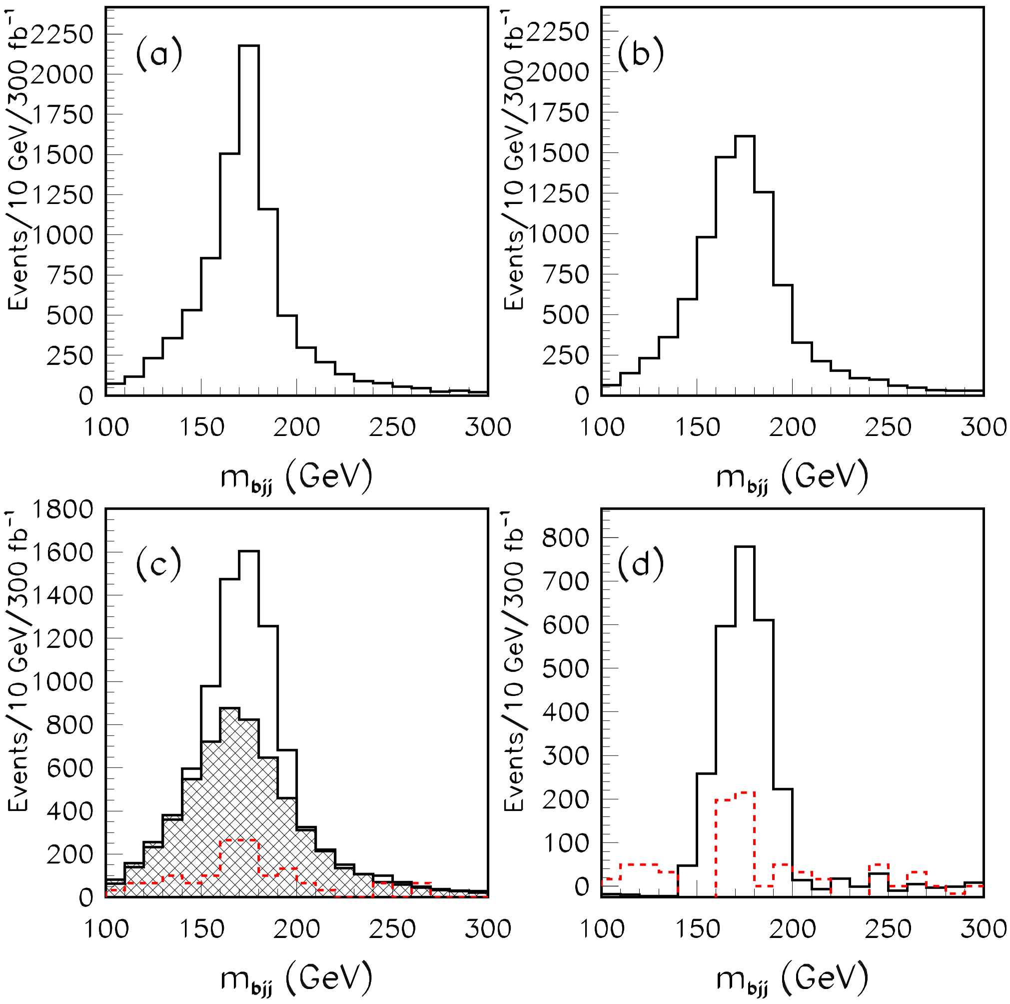
"Prave" masene raspodele top kvarka i top-botom sistema dobijaju se kada se od masenih distribucija formiranih polazeći od jj parova iz W zone oduzmu masene distribucije dobijene od jj parova iz A i B zone (W-0.5(A+B) subtrakcija). Na taj način redukuje se doprinos SUSY fona.

Na Slici 12 (a) prikazana je invarijantna masa selektovanih M_{jjb} kombinacija iz W zone. Na Slici 12 (b) prikazana je M_{jjb} raspodela posle reskaliranja četvoro-impulsa jj para. Na 12 (c) je prikazana M_{jjb} raspodela iz (b) i na nju je superponiran SUSY kombinatorni fon iz A i B zone. Na 12 (d) je prikazana M_{jjb} raspodela posle oduzimanja SUSY fona. Isprekidanom linijom na Slikama 12 (c) i 12 (d) predstavljen je $t\bar{t}$ fon.

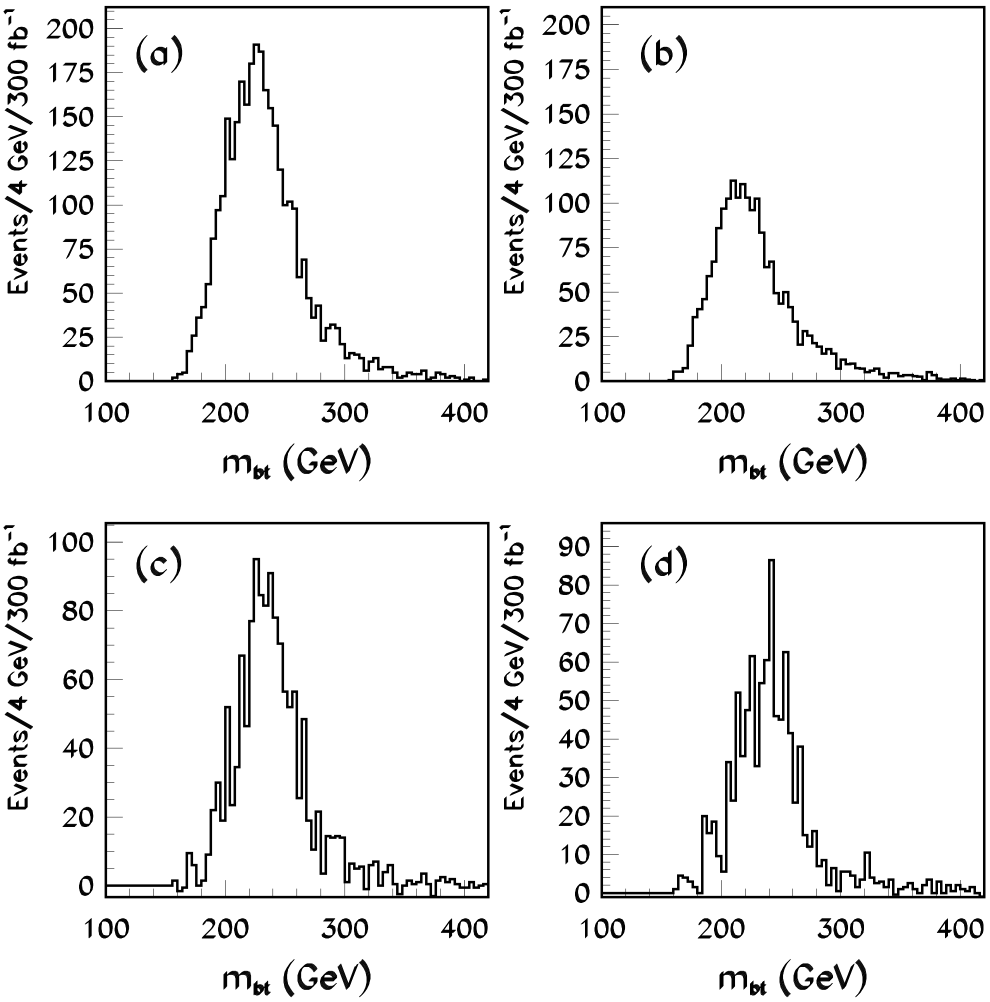
Na Slici 13 (a) prikazana je top-bottom invarijantna masa rekonstruisana od jj parova iz W zone. Zbog prisutnog SUSY fona gornja kinematička granica se ne vidi jasno. Top-bottom invarijantna masa rekonstruisana iz A i B zone prikazana je na Slici 13 (b). Ova raspodela reprezentuje SUSY kombinatorni fon. Izgled top-bottom invarijantne masene raspodele posle oduzimanja SUSY fona od signala prikazan je na Slici 13 (c) na kojoj je gornja kinematička granica jasno izražena. Sve tri navedene raspodele dobijene su selekcijom događaja u slučaju kada je generisana kompletna SUSY produkcija. Ako se generišu samo gluinski raspadi $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t \rightarrow t\, b\, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ za koje se zna da daju traženi signal i na njih se primene selekcioni uslovi, top-bottom invarijantna masa posle subtrakcije SUSY fona ima oblik preikazan na Slici 13 (d). Raspodele 13 (c) i 13 (d) imaju približno isti broj događaja i oblik što potvrđuje ispravnost primenjenih selekcionih uslova. U okviru tb raspodele na Slici 13 (c) jedan broj događaja potiče od SUSY fona.



Slika 11: Invarijantna masa dva džeta za (a) sve moguće kombinacije i (b) kombinacije iz kojih je rekonstruisan top kvark. W, A i B označavaju W zonu i susedne A i B zone koje su u odnosu na W zonu translirane za ± 30 GeV.



Slika 12: Raspodela bottom-džet-džet invarijantne mase, m_{bjj}, (a) pre kalibracije energije i impulsa džet-džet para, (b) posle kalibracije energije i impulsa džet-džet para. Na Slici (c) je prikazana ista raspodela kao na (b) i na nju je superimponiran SUSY kombinatorni fon iz A i B zone (šrafirana zona). Na Slici (d) je prikazana m_{bjj} raspodela posle oduzimanja SUSY kombinatornog fona. Isprekidanom linijom na (c) i (d) označen je $t\bar{t}$ fon.



Slika 13: Top-bottom invarijantna masa za (a) signal, (b) SUSY kombinatorni fon i (c) signal od kog je oduzet SUSY fon. Selekcija događaja je izvršena na celoj SUSY produkciji. Ako se umesto cele SUSY produkcije, generišu samo raspadi $\tilde{g} \to \tilde{t}_1\, t \to t\, b\, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ i na njih se primene selekcioni uslovi onda je rekonstruisana tb invarijantna masa posle oduzimanja SUSY fona predstavljena na Slici (d).

7.8 Rezultati

U idealnom slučaju raspodela invarijantne mase top-bottom sistema iz finalnog stanja gluinskog raspada (12) imala bi oblik analogan onom na Slici 6.

U realnom slučaju eksperimentalno određena top-bottom invarijantna masena raspodela se fituje funkcijom koja predstavlja zbir trougaone gausovski razmazane i linearne funkcije:

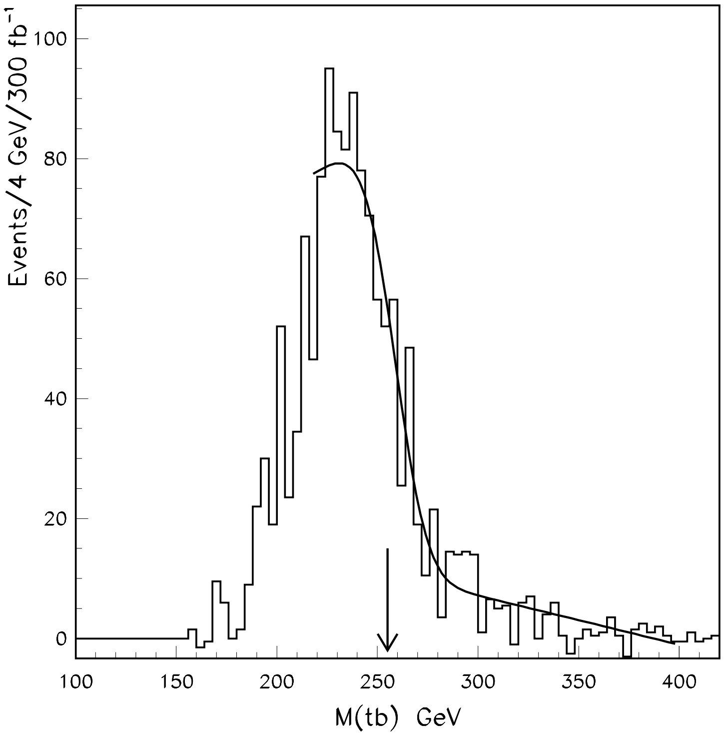
$$f(M) = \int_{-1}^{1} A \cdot \exp\left[- \frac{(M - M_{tb}^{max}\sqrt{\frac{1+x}{2}})^2}{2\sigma^2} \right] dx \ + a \cdot M \ + \ b.$$

Trougaona funkcija opisuje kinematičku granicu, a linearna funkcija preostali fon iza kinematičke granice. Parametri fita su tražena gornja kinematička granica rapodele M_{tb}^{fit}, visina A, standardna devijacija σ i koeficijenti linearne funkcije a i b. Integral je rešen numerički koristeći Gausovu kvadratnu integraciju u 96 tačaka. Fit je urađen pomoću MINUIT paketa za minimizaciju više parametarskih funkcija. U okviru MINUIT-a statističke greške fita su dobijene primenom MINOS procedure. Sistematska greška energetske rezolucije za merenja sa džetovima iznosi 1% [10]. Gornja kinematička granica raspodele top-bottom invarijantne mase dobijene kao rezultat fita, iznosi:

$$(M_{tb}^{max})^{fit} = 258.6 \pm 0.3\,(stat) \pm 2.6\,(sys) \ \ \text{GeV}.$$

Teorijski izračunata vrednost data izrazom (15) iznosi 255 GeV.

Pošto je gornja kinematička granica raspodele top-bottom invarijantne mase funkcija mase stop skvarka, gluina i lakšeg čardžina, onda se njenim merenjem postavljaju ograničenja na vrednosti mase ovih čestica. Ako se mase gluina i čardžina odrede iz drugih merenja, onda se masa stop skvarka može dobiti direktno iz merenja tb granice.



Slika 14: Raspodela top-bottom invarijantne mase je fitovana funkcijom $f(M)$. Strelica ukazuje na položaj teorijski izračunate vrednosti gornje kinematičke granice.

8 Zaključak

U okviru mSUGRA modela narušenja supersimetrije mase i raspadi svih supersimetričnih čestica mogu se odrediti na osnovu 5 zadatih parametara. Rezultati prikazani u ovom radu odnose se na prvu urađenu analizu SPS 5 tačke 5-dimenzionalnog mSUGRA parametarskog prostora. Mase SUSY čestica u tački SPS 5 nalaze se u intervalu od 120 GeV, koliko ima najlakši neutralino, do 720 GeV koliko ima gluino koji je u ovom slučaju najteža čestica. Glavna karakteristika ispitivane tačke mSUGRA parametarskog prostora je postojanje izuzetno lakog stop skvarka mase 236 GeV, koji se uvek raspada na b kvark i lakši čardžino. Ukoliko SUSY čestice imaju mase definisane SPS 5 parametrima onda u pp sudarima na LHC energijama, produkcija parova lakih stop skvarkova treba da bude obilna i da predstavlja polovinu ukupne produkcije supersimetričnih čestica. Zbog niskog impulsa b kvarkova iz stop raspada stop parovi se najverovatnije ne mogu detektovati ATLAS detektorom.

U modelima sa održanjem R-parnosti, kao što je mSUGRA model, na kraju lanca raspada svake SUSY čestice, nalazi se bar jedna masivna nedektabilna i stabilna najlakša supersimetrična LSP čestica. Zbog postojanja LSP čestice, rekonstrukcijom invarijantne mase čestica detektovanih u finalnom stanju, ne može se odrediti masa SUSY čestice od koje je počeo raspad. Umesto toga određuju se kinematičke granice različitih invarijantnih masa formiranih od čestica iz finalnog stanja. Mase SUSY čestica koje su učestvovale u raspadu mogu se rekonstruisati iz kinematičkih granica. Ovaj metod je primenjen na dva SUSY raspada koji mogu da daju detektabilan signal: leptonski raspad levog skvarka i raspad gluina na stop i top kvark.

Leptonski raspad levog skvarka obuhvata lanac od tri uzastopna raspada koji u finalnom stanju ima dva leptona istog aromata i suprotnog naelektrisanja, jedan džet i nedektabilan najlakši neutralino. Postavljeni su selekcioni uslovi za izolovanje signala i potiskivanje fona. Određene su kinematičke granice za nekoliko raspodela invarijantnih masa formiranih od čestica iz finalnog stanja Dobro slaganje eksperimentalno određenih i teorijski izračunatih vrednosti kinematičkih granica potvrdilo je ispravnost selekcionih uslova. Kinematičke granice dobijene analizom leptonskog raspada levog skvarka iskorišćene su za rekonstrukciju mase levog skvarka, prvog i drugog neutralina i desnog sleptona. Relativne greške rekonstrukcije iznose 8% za levi skvark, 29% za prvi neutralino, 15% za drugi neutralino i 18% za desni slepton.

Analiziran je raspad gluina na stop i top kvark koji za rezultat ima finalno čisto hadronsko stanje. Predložen je nov algoritam za separaciju signala od fona zasnovan na originalnim selekcionim uslovima i primeni postojećeg "sideband" metoda. Rekonstruisana je gornja kinematička granica raspodele invarijantne mase top-bottom sistema iz finalnog stanja čija se vrednost dobro slaže sa teorijski izračunatom vrednošću. Ova granica je funkcija masa stop skvarka, gluina i lakšeg čardžina i postavlja ograničenja na vrednosti ovih masa. Ako se mase gluina i čardžina odrede iz drugih merenja onda se masa stop skvarka može dobiti direktno merenjem gornje granice raspodele top-bottoma mase.

Ukoliko supersimetrične čestice postoje i imaju mase pretpostavljene modelom Minimalne supergravtacije one će moći da se detektuju na LHC kolajderu. Mase SUSY čestica će moći da se izmere primenom metode kinematičkih granica.

A Kinematičke granice

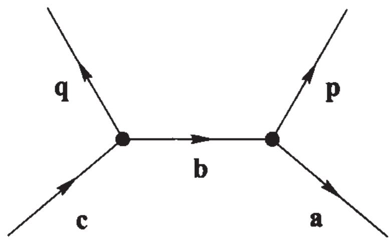
U ovom dodatku opisano je izvođenje formule za gornju kinematičku granicu invarijantne mase formirane od dve čestce iz finalnog stanja lanca dva sukcesivna raspada. Opšta formula je zatim primenjena na dva konkretna slučaja, na raspad levog skvarka i na raspad gluina.

A.1 Opšta formula

Na Slici 15 je prikazan kaskadni raspad čestice c na čestice b i q, gde se čestica b dalje raspada na čestice p i a:

$$c \to b + q\,, \qquad b \to p + a\,.$$

Da bi izračunali maksimalnu invarijantnu masu koju čestice p i q mogu da formiraju,



Slika 15: Raspad čestice c na b i q, gde se b dalje raspada na p i a.

najbolje je preći u sistem mirovanja čestice b. U ovom sistemu reference jedini stepen slobode je ugao θ između čestica p i q. Impuls i energija čestica se mogu dobiti iz zakona održanja energije i impulsa i dati su izrazima:

$$(\vec{p})^2 = (\vec{a})^2 = [m_p^2, m_b^2, m_a^2], \tag{19}$$

$$(\vec{q})^2 = (\vec{c})^2 = [m_q^2, m_b^2, m_c^2], \tag{20}$$

$$E_p^2 \;=\; m_p^2 \,+\, (\,\vec{p}\,)^2, \tag{21}$$

$$E_q^2 \;=\; m_q^2 \,+\, (\,\vec{q}\,)^2, \tag{22}$$

gde je u (16) i (17) korišćena notacija

$$[x,\, y,\, z] \;=\; \frac{x^2 \,+\, y^2 \,+\, z^2 \;-\; 2(xy + xz + yz)}{4y}. \tag{23}$$

U opštem slučaju invarijantna masa sistema čestica p i q je data sa

$$\begin{aligned} m_{pq}^2 &= (E_p + E_q)^2 \,-\, (\vec{p} \,+\, \vec{q})^2 \\ &= E_p^2 \,+\, E_q^2 \,+\, 2E_pE_q \,-\, (\,\vec{p}\,)^2 \,-\, (\,\vec{q}\,)^2 \,-\, 2\vec{p}\cdot\vec{q} \\ &= m_p^2 \,+\, m_q^2 \,+\, 2\,(E_pE_q - |\vec{p}||\vec{q}|\cos\theta)\,. \end{aligned} \tag{24}$$

Invarijantna masa m_{pq} ima maksimum (minimum) kada su p i q antiparalelni (paralelni) u sistemu mirovanja čestice b. Tako se dobija da su maksimum i minimum m_{pq} invarijantne mase dati izrazima:

$$(\,m_{pq}^{max}\,)^2 \;=\; m_p^2 \,+\, m_q^2 \,+\, 2\,(E_pE_q \,+\, |\vec{p}||\vec{q}|), \tag{25}$$

$$(\,m_{pq}^{min}\,)^2 \;=\; m_p^2 \,+\, m_q^2 \,+\, 2\,(E_pE_q \,-\, |\vec{p}||\vec{q}|). \tag{26}$$

Dalje u tekstu se pod pojmom gornja (donja) kinematička granica misli na maksimum (minimum) neke invarijantne mase.

A.2 l^+l^- gornja kinematička granica

Položaj gornje kinematičke granice l^+l^- invarijantne mase finalnog stanja dva sukcesivna raspada $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{l}_R\, l$, $\tilde{l}_R \to \tilde{\chi}_1^0\, l$, dobija se iz jednačine (25) uz zanemarivanje mase leptona. Finalni izraz naveden je u formuli (1).

A.3 tb gornja kinematička granica

Gornja kinematička granica top-bottom invarijantne mase iz finalnog stanja raspada $\tilde{g} \to \tilde{t}_1\, t \to t\, b\, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ i iz finalnog stanja raspada $\tilde{g} \to \tilde{b}_1\, b \to t\, b\, \tilde{\chi}_1^{\pm}$ dobija se kada se u izrazu (25) zanemari masa b kvarka. Konačni izrazi naveden je u formulama (14) i (15).

B Kalibracija četvoro-impulsa džetova

U ovom dodatku opisane su dve kalibracije četvoro-impulsa džet-džet para. Prva kalibracija skalira masu džet-džet para na masu W bozona. Druga kalibracija translira masu džet-džet para za ± 30 GeV u odnosu na početnu vrednost mase.

B.1 Kalibracija mase džet-džet para na masu W bozona

Za selektovan par džetova treba kalibrisati energiju i impuls džet-džet para tako da je njegova nova invarijantna masa jednaka masi W bozona. Neka su m_{jj}, E, p masa, energija i impuls para džetova pre kalibracije, a $m^{'}_{jj} = m_W$, $E^{'}$, $p^{'}$ masa, energija i impuls para džetova posle kalibracije. Energija i impuls para pre kalibracije su poznati, a njihove vrednosti posle kalibracije treba odrediti. Uvek postoji neki realan broj k, tako da je:

$$m^{'}_{jj} \, = \, k m_{jj} \, . \tag{27}$$

Pošto je veza mase, energije i impulsa:

$$m^2 = E^2 - p^2, \tag{28}$$

posle kvadriranja jednačine (27) dobija se:

$$(E^{'})^2 - (p^{'})^2 \, = \, k^2 \, (E^2 - p^2). \tag{29}$$

Iz (29) sledi:

$$E^{'} \, = \, k \, E, \qquad p^{'} \, = \, k \, p. \tag{30}$$

Energija para džetova je jednaka zbiru energija pojedinačnih džetova:

$$E^{'} \, = \, E^{'}_1 \, + \, E^{'}_2, \qquad E \, = \, E_1 \, + \, E_2. \tag{31}$$

Isto važi za impuls:

$$p' = p_1' + p_2', \qquad p = p_1 + p_2. \tag{32}$$

Iz izraza (30), (31) i (32) sledi:

$$E_1' = k\, E_1, \quad E_2' = k\, E_2, \quad p_1' = k\, p_1, \quad p_2' = k\, p_2\,, \tag{33}$$

gde je na osnovu relacije (27) konstanta proporcionalnosti jednaka,

$$k = \frac{m_W}{m_{jj}}\,. \tag{34}$$

B.2 Rekalibracija četvoro-impulsa džetova iz A i B zone

Zone invarijantne mase W, A i B definisane su u potpoglavlju 7.7. Džet-džet parovi sa invarijantnom masom m_{jj} u oblasti A ili B

$$\text{A: } |m_{jj} - (m_W - 30)| < 15 \text{ GeV},$$

$$\text{B: } |m_{jj} - (m_W + 30)| < 15 \text{ GeV}\,,$$

se rekalibrišu tako da se nova jj invarijantna masa, m_{jj}', nalazi u W zoni

$$\text{W: } |m_{jj} - m_W| < 15 \text{ GeV}.$$

Za jj parove iz zone A nova masa je translirana za $+30$ GeV u odnosu na prvobitnu vrednost:

$$m_{jj}' = m_{jj} + 30, \tag{35}$$

a za jj parove iz zone B nova masa je translirana za -30 GeV :

$$m_{jj}' = m_{jj} - 30. \tag{36}$$

Kalibracija energije i impulsa džetova uradjena je isto kao u prethodnom dodatku. Nova masa para u zoni A se može predstaviti kao proizvod stare mase i realnog broja k:

$$m'_{jj} = k_A \, m_{jj} \,. \tag{37}$$

Koristeći jednačinu (33) iz prethodnog dodatka, kalibrisane energije i impulsi džetova dobijaju oblik

$$E'_1 = k_A \, E_1, \quad E'_2 = k_A \, E_2, \quad p'_1 = k_A \, p_1, \quad p'_2 = k_A \, p_2 \,. \tag{38}$$

Pošto je za parove džetova iz zone A translirana masa data izrazom (35), onda iz (35) i (37) sledi da je kalibraciona konstanta

$$k_A = \frac{m_{jj} + 30}{m_{jj}}. \tag{39}$$

Analogno se za zonu B dobija

$$E'_1 = k_B \, E_1, \quad E'_2 = k_B \, E_2, \quad p'_1 = k_B \, p_1, \quad p'_2 = k_B \, p_2 \,, \tag{40}$$

gde je kalibraciona konstanta

$$k_B = \frac{m_{jj} - 30}{m_{jj}} \,. \tag{41}$$

Reference

[1] B. C. Allanach et *al.*, in *Proc. of the APS/DPF/DBP Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. N. Graf, Eur. Phys. J. C **25** 113 (2002) [eConf **C010630** (2001) P125] [hep-ph/020233].

[2] ATLAS detector and Physics Performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-14 and CERN-LHCC-99-15 Vol. 2 819 (1999).

[3] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu and X. Tata , *ISAJET 7.48: a Montecarlo event generator for pp,* $\bar{p}p$ *and* e^+e^- *collisions*, hep-ph/0001086. The last version of the program and its documentation are available from http://paige.home.cern.ch/paige

[4] Informacije se mogu naći na www.hep.phy.cam.ac.uk/ richardn/HERWIG/ISAWIG/

[5] G. Marchesini et *al.*, Comp. Phys. Comm. **67** 465 (1992).

[6] G. Corcella et *al.*, JHEP **0101** 010 (2001), [hep-ph/9912396]

[7] E. Richter-Was, D. Froidevaux and L. Poggioli, *ATLFAST 2.0: a fast simulation package for ATLAS*, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-98-131 (1998).

[8] R. Bonciani et *al.*: Nucl.Phys. B **529** 424 (1998).

[9] H. Bachacou, I. Hinckiffe and F. Paige, LBNL-43560, BNL-HET-99/15, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2000-010 (2000).

[10] B. K. Gjelsten, E. Lytken, D.J. Miller, P. Osland and G. Polesello, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2004-007 (2004).

[11] B. C. Allanach, C. G. Lester, M. A. Parker and B. R. Weber, JHEP **0009** 004 (2000), [hep-ph/0007009].

[12] I. Borjanović, J. Krstić and D. Popović, *SPS 5 SUSY Studies at ATLAS*, Four Seas Conference, Istanbul, 5-10 Septembar, 2004., http://lemoigne.home.cern.ch/lemoigne/psfweb/Istanbul.htm

[13] I. Borjanović and J. Krstić, *Stop at SPS Point 5*, SUSY WG Meeting, Geneva CERN, 28 Juni 2004., http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a042411

[14] I. Borjanović and J. Krstić, *SPS Point 5 Studies*, SUSY WG Meeting, Geneva CERN, 25 Februar 2004., http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a04804

[15] I. Borjanović and J. Krstić, *Stop at SPS5*, SUSY WG Meeting, Geneva CERN, 25 Februar 2004., http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a04804

[16] I. Borjanović, J. Krstić and D. Popović, *SUSY Studies with Snowmass Point 5 mSUGRA Parameters*, ATL-COM-PHYS-2004-049 ; Geneva: CERN, 12 Sep 2004, Physics at LHC, 13-17 Juli 2004., http://wwwhephy.oeaw.ac.at/phlhc04/

[17] J. Hisano, K. Kawagoe and M. M. Nojiri, Phys. Rev. D **68**, 035007 (2003), [hep-ph/0304214].