

Studier av algoritmer for tau-identifikasjon

Mastergrad i partikkelfysikk

av

Ørjan Svandal



Institutt for fysikk og teknologi
Universitetet i Bergen
Norge

Juni 2010

Abstract

The ATLAS working group has defined some safe variables that is well understood at the ATLAS early data taking. With these safe variables they have developed some safe cuts by using TMVA, that removes approximately 70%(Loose), 50%(Medium), and 30%(Tight) of the signal. In this thesis I have made a likelihoodfunction based on the safe variables, figure 4.19, if we make cuts on this likelihood we manage to keep the same amount of signal while we reject more background than the safe cuts do. As shown in table 4.2 a cut on this likelihoodfunction will reject 5 times more background than the loose cut, and 2 times more background than the medium cut. This means that it can be a good idea to use those likelihoodcuts instead of using the safe cuts.

Takke til

Eg vil takka vegleiaren min Bjarne Stugu for alt han har gjort. Så vil eg også takka Thomas Burgess og Peter Rosendahl for all hjelp dei har gitt meg.

Ørjan Svandal

Innhold

| | | |
|----------|---|----------|
| 1 | Standardmodellen for partikkelfysikk | 1 |
| 1.1 | Vekselvirkning og kraftberande partikklar | 2 |
| 1.1.1 | Sterk vekselvirkning | 2 |
| 1.1.2 | Svak vekselvirkning | 3 |
| 1.1.3 | Elektromagnetisk vekselvirkning | 3 |
| 1.1.4 | Gravitasjon | 3 |
| 1.1.5 | Higgs | 4 |
| 1.1.6 | Utviding av standardmodellen | 4 |
| 1.2 | Tau-leptonet | 5 |
| 2 | Large Hadron Collider (LHC) | 7 |
| 2.1 | ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) | 8 |
| 2.1.1 | Indre detektor | 9 |
| 2.1.2 | Kalorimeter | 10 |
| 2.1.3 | Magnetsystemet | 11 |
| 2.1.4 | Myon spektrometeret | 11 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.1.5 | Datainnsamling | 11 |
| 2.2 | Detektorgeometri | 13 |
| 3 | Analyseverktøya | 15 |
| 3.0.1 | Hendingsgeneratorar | 15 |
| 3.0.2 | Detektorsimulasjon | 16 |
| 3.1 | Generatorinformasjon | 17 |
| 3.1.1 | ΔR | 17 |
| 3.2 | Trygge variablar | 20 |
| 4 | Analyse av simulerte data | 23 |
| 4.1 | Effektivitetar | 23 |
| 4.1.1 | Effektivitetane til dei <i>trygge</i> variablane | 24 |
| 4.1.2 | Kutt variablar | 24 |
| 4.2 | Likelihood | 35 |
| 4.2.1 | Forbedring av likelihoodfunksjon | 38 |
| 4.2.2 | Sammenlikning mellom trygge kutt og likelihood kutt | 41 |
| 4.3 | Studie av antal spor | 44 |
| 4.4 | Reelle data | 46 |
| 5 | Konklusjon og vidare arbeid | 51 |

Tabeller

| | | |
|-----|---|----|
| 3.1 | <i>Trygge</i> variablar | 20 |
| 4.1 | Effektiviteten til dei <i>trygge</i> variablane | 24 |
| 4.2 | Effektiviteten til likelihoodfunksjonen | 42 |

Figurer

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Standardmodellen | 1 |
| 2.1 | Overblikk over LHC | 7 |
| 2.2 | ATLAS | 8 |
| 2.3 | Indre detektor | 9 |
| 2.4 | Avsett energi | 11 |
| 2.5 | Koordiansystemet til partikkelstråla | 13 |
| 3.1 | Monte Carlo Full Chain | 17 |
| 3.2 | ΔR | 18 |
| 3.3 | Forbedra ΔR | 19 |
| 4.1 | Isolation fraction med J4 bakgrunn | 26 |
| 4.2 | Isolation fraction tau bakgrunn | 26 |
| 4.3 | EMRadius med J4 bakgrunn | 27 |
| 4.4 | EMRadius med tau bakgrunn | 27 |
| 4.5 | EtEM Over Et med J4 bakgrunn | 28 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.6 | EtEM Over Et med tau bakgrunn | 28 |
| 4.7 | Et(Had) over Pt med J4 bakgrunn | 29 |
| 4.8 | Et(Had) over Pt med tau bakgrunn | 29 |
| 4.9 | Et over Pt leading track med J4 bakgrunn | 30 |
| 4.10 | Et over Pt leading track med tau bakgrunn | 30 |
| 4.11 | Pt over Et med J4 bakgrunn | 31 |
| 4.12 | Pt over Et med tau bakgrunn | 31 |
| 4.13 | RWidth2Trk3P med J4 bakgrunn | 32 |
| 4.14 | RWidth2Trk3P med tau bakgrunn | 32 |
| 4.15 | stripWidth2 med J4 bakgrunn | 33 |
| 4.16 | stripWidth2 med tau bakgrunn | 33 |
| 4.17 | EtEMOverPt med tau bakgrunn | 34 |
| 4.18 | EtEMOverPt med tau bakgrunn | 34 |
| 4.19 | Likelihood J4 bakgrunn | 35 |
| 4.20 | Likelihood tau bakgrunn | 35 |
| 4.21 | Nest høgaste likelihood J4 bakgrunn | 37 |
| 4.22 | Nest høgaste likelihood med tau bakgrunn | 37 |
| 4.23 | Standard likelihoodfunksjon med J4 bakgrunn | 38 |
| 4.24 | Standard likelihoodfunksjon | 38 |
| 4.25 | Korrelasjonsmatrise | 39 |
| 4.26 | Likelihoodfunksjonane | 40 |
| 4.27 | Kutt effektivitetar | 41 |

| | |
|--|----|
| 4.28 Høgaste mot nest høgaste likelihood med dijet bakgrunn | 43 |
| 4.29 Høgaste mot nest høgaste likelihood med $Z \rightarrow \tau\tau$ bakgrunn | 43 |
| 4.30 Antal spor | 44 |
| 4.31 Antal spor etter kutt | 45 |
| 4.32 EMRadius reelle data | 46 |
| 4.33 EtEMOverEt reelle data | 47 |
| 4.34 EtEMoverPt reelle data | 47 |
| 4.35 EtoverPtLeadTrack reelle data | 48 |
| 4.36 isoFrac reelle data | 48 |
| 4.37 PtoverEt reelle data | 49 |
| 4.38 RWidth2Trk3P reelle data | 49 |
| 4.39 stripWidth2 reelle data | 50 |
| 4.40 EtHadoverPt reelle data | 50 |

Forord

Mange signaturer for ny fysikk i ATLAS vil henfalle til eit eller fleire tau-lepton. Derfor har ATLAS utvikla verktøy for identifikasjon av tau-lepton som henfall eit eller fleire pion. Verktøya er kompliserte og inneheld stor grad av fleksibilitet. Bruken av desse verktøya må optimaliserast med hensyn på henfallskanal.

Denne oppgaven går ut på å studera dei verktøya som er tilgjengelige, samt å optimalisere bruken av dei for å finne Z boson når dei henfell til to tau-partiklar. Det er nødvendig å forstå identifikasjonen av tau-leptona i denne kanalen før man kan gå vidare i søk etter nye partiklar.

Skal ta utgangspunkt i dei variablane som er definert som *trygge* av ATLAS gruppa for å finna ein god måte å skilja dei tau leptona som kjem frå Z henfall frå alt som ikkje er tau-lepton frå Z henfall. Ein *trygg* variabel må vera godt forstått i dei tidlige stadiene når ATLAS byrjar datainnsamling. Det er 9 variablar som går under denne definisjonen, desse variablane er vist i tabell 3.1. Det er allerede utvikla *trygge* kutt for å seperera signal og bakgrunn i analyseverktøya, det er naturleg å samanlikna effektiviteten til dei *trygge* kutta mot effektiviteten til kutt på likelihoodfunksjonen me har utvikla, noko som er gjort i tabell 4.2.

Kapittel 1 er ein kort introduksjon av standardmodellen.

Kapittel 2 går kort gjennom LHC med vekt på ATLAS detektoren.

I kapittel 3 introduserer eg kortfatta dei analyseverktøya som ligg til grunn for simulering av kollisjonar i partikkelfysikk, sist i kapitlet blir dei *trygge* variablane eg har brukt definert.

I kapittel 4 seier eg noko om kva eg har gjort i oppgåva, og byrjar med plott av alle dei *trygge* variablane som ligg til grunn for likelihoodfunksjonen. Så viser eg likelihoodfunksjonen som er basert på dei trygge variablane og samanliknar kutt på den med dei *trygge* kutta.

Oppgåva avsluttes med ein diskusjon rundt oppgåva og kva arbeid som kan bli gjort vidare i kapittel 5.

Kapittel 1

Standardmodellen for partikkelfysikk



(a) Oversikt over alle standardmodell partikklar [1] (b) Dei 4 fundamentale kreftene i naturen [2]

Figur 1.1: Partikklane og kreftene i standardmodellen

Til nå ser standardmodellen ut slik den er vist i figur 1.1(a) [3], 3 generasjonar av kvarkar og lepton. Alt i universet er bygd opp av desse fundamentale partikklane¹, og holdt saman av dei 3 grunnleggande kreftene². Den første generasjonen er den lettaste og mest stabile, medan dei to andre generasjonane er tyngre og ustabile. I hovudsak er alle stabile partikklar bygd opp av den første generasjonen av fundamentale partikklar, medan dei ustabile partikklane er bygd opp av dei andre generasjonane. Dei ustabile partikklane vil henfalla til ein meir stabil tilstand, ein lågare generasjon partikklar. Ein generasjon av

¹ Alt i det synlege universet. Mørk materie og mørk energi er det til nå ikkje nok informasjon om til å kunna seia noko konkret om.

² Gravitasjonskrafta er for svak til å kunna bli tatt med i standardmodellen, å implementera den krever mykje høgare energiar enn oppnådd til nå

partikklar består av 2 kvarkar og 2 lepton, samt antipartikkane. Dei to kvarkane er ein *opp* type kvark med ladning $2/3$ og ein *ned* type kvark med ladning $-1/3$. Desse kvarkane blir sett saman til ein partikkel med heiltalig ladning. Dei to leptona består av ein ladd partikkel (elektronet for første familien), og ein nøytral partikkel som er nøytrinoet. Nøytrinoet har i seinare tid fått påvist ein masse, men den er liten. Nøytrinoet reagerer omtrent ikkje med anna materie så det er vanskelig å oppdaga dei, i partikkeleksperiment som LHC er det umogleg å detektera dei på ein god måte med dagens utstyr.

1.1 Vekselvirkning og kraftberande partikklar

Det er 4 fundamentale krefter i naturen [4], svak, sterk, elektromagnetisk og gravitasjon. Desse har ulike styrke, og utstrekning. Den svake og elektromagnetske krafta har blitt kombinert til ei kraft, den elektrosvake krafta.

1.1.1 Sterk vekselvirkning

Den sterke vekselvirkninga er den *sterkaste* krafta, dei binder kvarkane saman til nukleonar, den sørger også for å binda saman nukleonar til atomer. Inne i nukleonene er denne krafta så sterk at den dominerer over alle andre krefter, på *overflata* til nukleonet avtar den eksponensielt, for til slutt å bli forsvinnande liten rett utanfor nukleonet. Denne krafta er ikkje merkbar ved 10 femtometer (10^{-15}) eller større utstrekning, den er knapt merkbar utanfor nukleonet. Dei partikkane som kan henfalla ved sterk vekselvirkning har typisk veldig kort levetid, levetida varierer, men er rundt 10^{-18} sekund.

Kvarkar kjem alltid i par, om du prøver å separera ein kvark frå ein anna danner du berre nye kvark-antikvark par. Om to elektrisk ladde partikklar separeres vil det elektriske feltet mellom dei minka heilt til dei to partikkane er fri frå kvarandre. Dette gjeld ikkje for kvarkar, når avstanden mellom to kvarkar aukar vil gluon feltet laga små *tuber* med farge-ladning som drar kvarkane mot kvarandre, akkurat som ein gummistrikk. Om avstanden mellom kvarkane blir stor nok vil det vera så mykje energi i gluonfeltet mellom dei at det er energimeisig gunstig å laga eit nytt kvar-antikvar par frå vakuomet. Dette er grunnen til at detektoren ikkje ser 2 kvarkar, men den ser ein skur av partikklar. Gluonet er den kraftberande partikkelen for sterk vekselvirkning, den har ingen elektrisk ladning, ingen masse, og spinn 1.

1.1.2 Svak vekselvirkning

Svak vekselvirkning sørger for prosessar som beta henfall. Den er omtrent 10 000 ganger svakare enn den sterke kjernekrafta.

Z og W^\pm bosona er dei kraftberande partikklane til den svake vekselvirkninga. Dei har spinn 1, Z bosonet er nøytralt og har ein masse på 92 GeV. W har elektrisk ladning og masse på 81 GeV. På grunn av den høge massen og den korte levetida (omtrent 10^{-25} sekund) vart ikkje desse partikklane påvist før i 1983, 15 år etter teorien som samenslår svak og elektromagnetisk interaksjon.

1.1.3 Elektromagnetisk vekselvirkning

Elektromagnetisme er krafta som virker mellom elektrisk ladde partikklar. Den ingen endelig utstrekning, men krafta minkar som $1/r^2$, der r er avstanden mellom partikkane. Den har omtrent 1/137 av styrken til den sterke vekselvirkninga. Sidan dette er ei sterk kraft med uendelig utstrekning er dette ei kraft me *merkar* i dagleglivet. Denne krafta beskriv friksjon, lyn, regnboge, og alle menneskelagde elektriske apparat slik som tv, data, osv. Grunnen til at den ikkje er klart dominerande for makroskopiske objekt er at motsatte ladningar opphev kvarandre.

Den kraftberande partikkelen for elektromagnetisk vekselvirkning er fotonet, det har ingen masse, ingen elektrisk ladning, og spinn 1.

1.1.4 Gravitasjon

Gravitasjonskrafta er dominerande for makroskopiske objekt som planetar, krafta minkar som $1/r^2$ og har derfor uendelig utstrekning. Det er ikkje påvist at den gir eit bidrag til elementære prosessar endå, den er så mykje svakare enn dei andre at den ikkje gir eit bidrag før energien er langt høgare enn det me kan produsera i dag. Derfor er den ikkje hittil tatt med i standadmodellen, men det finst teoriar om korleis den skal forenast med dei andre kreftene. GUT (Grand Unification Theory) hevdar at på eit høgt nok energinivå vil alle dei 4 kreftene kunne bli slått saman til ei kraft. Det er ikkje mogleg i overskuelig framtid å kunne teste denne teorien.

Gravitonet er foreslått som ein kraftberande partikkel for gravitasjonskrafta, men denne er ikkje påvist.

1.1.5 Higgs

Standardmodellen har ein mekanisme som gir masse til partikklane, den blir kalla Higgsmekanismen, den forutseier at det finst ein ny partikkel me ikkje har oppdaga endå, Higgs partikkelen. LHC skal teoretisk vera i stand til å finna Higgs-bosonet om det eksisterer.

1.1.6 Utviding av standardmodellen

Det er fleire teorianar som kan bli tatt med i gjeldande teorianar dersom det skulle visa seg at dei stemmer med observasjonar [5].

SUSY

SUPERSYMMETRI er ein populær teori som forener alle partikklar med sine respektive superpartnerar. For kvar type boson finst det eit korrensponderande fermion med same kvantenummer, og omvendt. Sidan superpartnerane til standardmodell partikklar ikkje har blitt funne må dette bety at superpartnerane er tyngre enn standardmodell partikklar. Dersom SUSY eksisterer nær TeV energi skalaen kan det blant anna føra til forening av svak, sterk og elektromagnetisk vekselvirkning, den kan også gi ei løysning på mørk materie, og ein naturleg mekanisme for elektrosvak symmetribrudd.

Svarte hol og ekstra dimensjonar

Det er mogleg svarte hol kan bli skapt i høg energi kollisjonar som skaper høg nok tettleik, men det er ikkje blitt oppdaga endå. Det er ei teoretisk grensa på kor lite eit svart hol kan vera, denne grensa ligg rundt planck massen ($10^{19} \text{ GeV}/c^2 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ kg}$). Det er forventa at LHC kjem opp i 10^4 GeV , langt frå den energien som er nødvendig for å skapa eit svart hol. Det er derimot teorianar for å *flytta* planck skalaen ned til eit område der LHC kan oppdaga partikklar (10^3 GeV). Svarte hol gir frå seg stråling, den gir frå seg meir stråling dess mindre den er. Eit svart hol som blir danna i høg energi kollisjon vil ha ein så liten masse at den vil henfalla med ein gong. Den sender då ut stråling som blir fanga opp i detektoren, eit svart hol vil gi frå seg ein markant signatur [6].

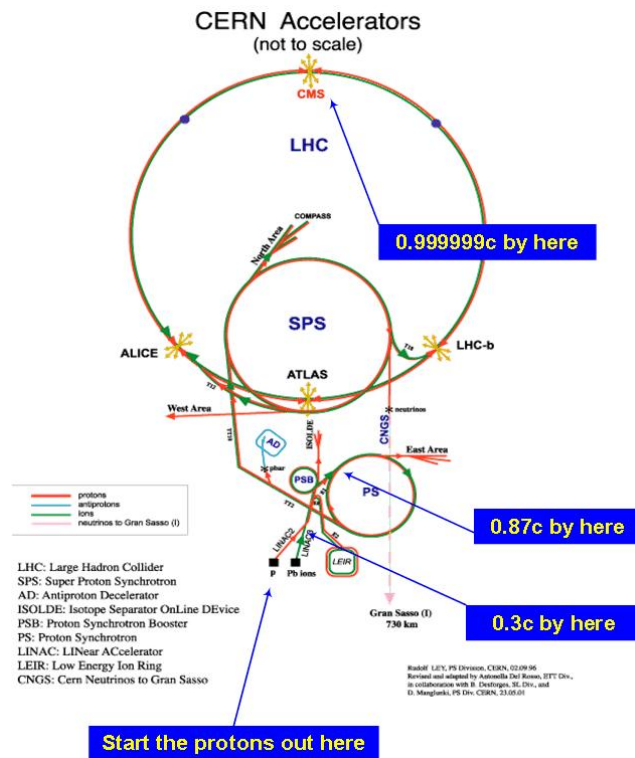
1.2 Tau-leptonet

Tau leptonet, med ein masse på $1776,84 \pm 0.17$ MeV, er det einaste leptonet som er tungt nok til å henfalla både leptonisk (35%) og hadronisk (65%) [7]. Rekonstruering og identifikasjon av tau er viktig siden partikkelen kan vera viktig i mange nye fysiske prosessar, blant anna i Higgs henfall dersom Higgs har masse under ca 120 GeV.

Ei av utfordringane ved å identifisera hadronisk tau henfall er å skilla tau lepton frå bakgrunn og dei tau leptona som kjem frå den prosessen me vil sjå nærmare på. Å skilja hadroniske tau henfall frå hadroniske jets som blir produsert i ein prosess med høgt virkningstversnitt er vanskelig, men det er noko forskjell på dei. Tau har lågare multiplisitet og ein smalare skur i forhold til bakgrunnen som består av QCD-jets. Tau er for kortliva til å bli oppdaga i detektoren, det er henfallsprodukta som blir oppdaga i detektoren. Forholdet mellom 1-prong og 3-prong henfall for desse tau leptona er omtrent 77% og 23%, der ein prong er antal ladde spor i τ henfall. Det ledande pionet ber vanligvis så mykje av den synlige energien at denne partikkelen reproduserer tau retninga godt nok.

Kapittel 2

Large Hadron Collider (LHC)



Figur 2.1: Oversikt over LHC [8].

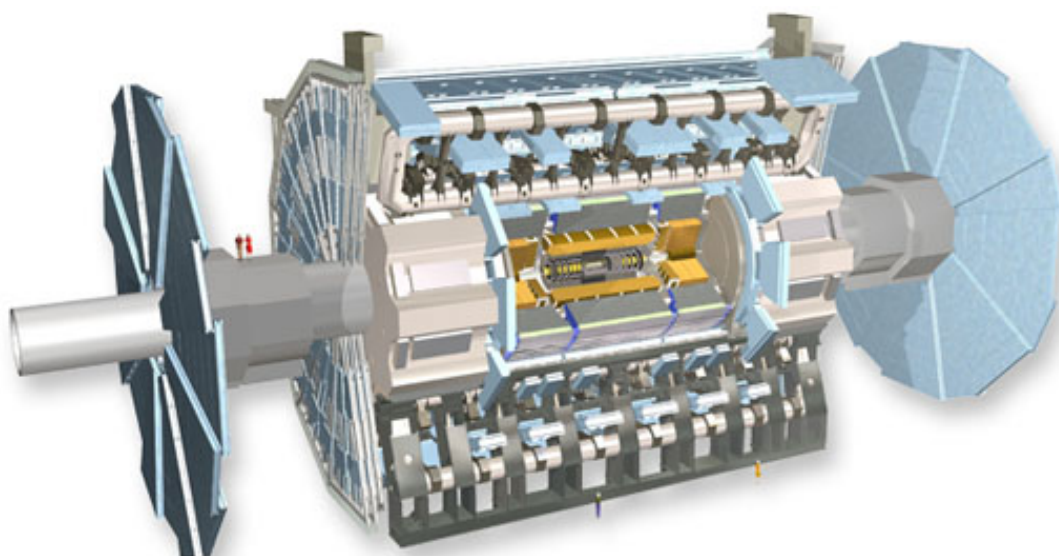
LHC ligg i ein sirkelforma tunell 27 kilometer i omkrets, den er bygd omkring 50 til 175 meter under bakken. Den ligg på grensa mellom Sveits og Frankrike, og er eit internasjonalt samarbeidsprosjekt. LHC skal etter planen kollidera proton med massesenter energi på 14 TeV, dette kan føra til at forskerane finn svar på spørsmål dei har tidligare lurt på, blant

anna Higgs mekanismen, supersymmetri(SUSY) og ekstra dimensjonar. LHC har 4 kollisjonspunkt, detektorane ATLAS, CMS, LHC-b, og Alice ligg rundt dei 4 kollisjonspunkta.

2.1 ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)

ATLAS og CMS er dei 2 store detektorane ved LHC. ATLAS er 44 meter lang, 25 meter i diameter og veg rundt 7000 tonn [9]. Det er ein generell detektor, den er bygd for å rekonstruera alle prosessar av interesse. Det gjer at den ikkje er optimert mot ein bestemt prosess, men siden ingen veit kva dei vil finna er det nødvendig å bygga den slik. ATLAS består av 4 underdetektorar [10].

- Indre detektor
- Kalorimeter
- Magnetsystem
- Myon detektor



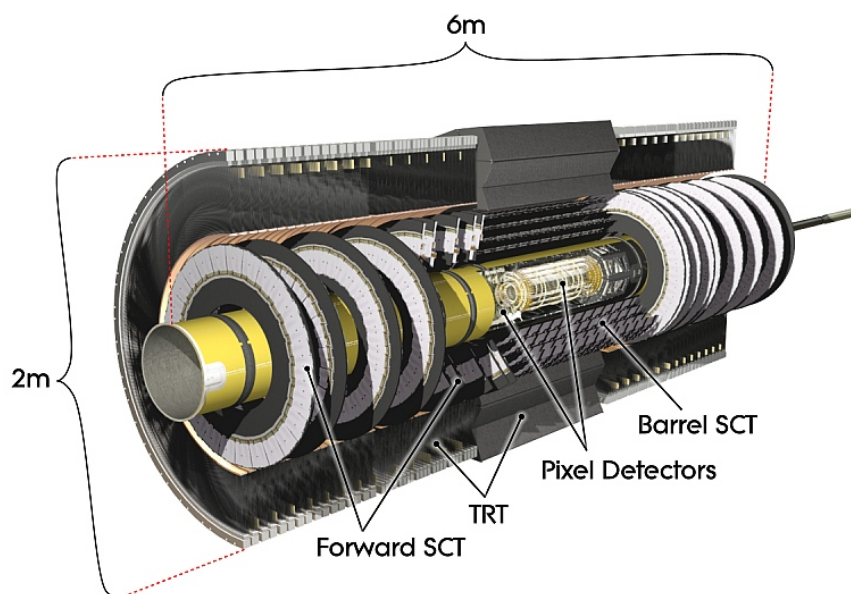
Figur 2.2: Overblikk over ATLAS detektoren, dei to små figurane nederst er to menneske for å gi inntrykk av størrelsen [11].

2.1.1 Indre detektor

Den indre detektoren har som formål å oppdaga spora til partikklane så nær kollisjonspunktet som mogleg, dette for å ha moglehet til å oppdaga dei partikklane som har så kort levetid at dei berre flyr nokre hundretals mikrometer før dei henfall. Denne avstanden er kortare enn avstanden mellom kollisjonspunktet og detektoren, for å oppdage desse partikklane ser me på spora til henfallsprodukta til den partikkelen som henfalle. Dersom rekonstruksjonen er god nok er det mogleg å skilja dei spora som kjem frå kollisjonspunktet og dei som kjem frå nokre hundretals mikrometer frå kollisjonspunktet.

Pixel detektor

ATLAS har pixel detektor som det innerste laget, desse detektorar gir høg presisjon ved måling av posisjon. Den består av 80 millionar pixel som dekker eit område på 1.7 m^2 . Detektoren må tåla 300 kGy av ioniserande stråling og meir enn $5 \cdot 10^{14}$ nøytroner per cm^2 på dei 10 åra detektoren er planlagt å vera i drift. Detektoren kan bli bytta og instalert uavhengig av dei andre komponentane i den indre detektoren.



Figur 2.3: Indre detektoren til ATLAS [12]

Semiconductor tracker (SCT)

Denne delen skal bidra for å få bedre presisjon i målingane av impuls, posisjon, og *impact parameter* (definert som den ortogonale distansen mellom farten til eit punkt og senteret av feltet $U(r)$ laga av eit objekt som punktet er på veg mot). SCT består av silikon mikrostrip detektorar. Det er 8 lag med mikrostrip detektorar, kvar silikon detektor er $6.34 \cdot 6.34 \text{ cm}^2$ med 780 *readout strips* med avstand på $80 \mu\text{m}$.

Transition radiation tracker (TRT)

TRT består av strådetektorar med xeon gass inni samnt wolfram anodetråd i midten. Xeon gassen mogleggjer elektron identifikasjon ved å måla *transition radiation* foton skapt i ein *radiator* mellom strå detektorane. TRT måler også drift tid.

2.1.2 Kalorimeter

Kalorimeteret er bygd opp lagvis, det er eit lag med metallplater (Absorsjondelen) etterfulgt av eit lag som skal lesa ut energien som blir avsatt der. Når partikkelen går gjennom metallplatene skaper dette ein skur av partikkelar, noko som gjer at me kan lesa ut energien til partikkelen. ATLAS har både eit elektromagnetisk kalorimeter og eit hadronisk.

Elektromagnetisk kalorimeter

Det elektromagnetiske kalorimeteret skal måle energien til dei elektromagnetiske skurane som elektroner og foton lager. Flytande argon blir brukt i den delen som les ut energien.

Hadronisk kalorimeter

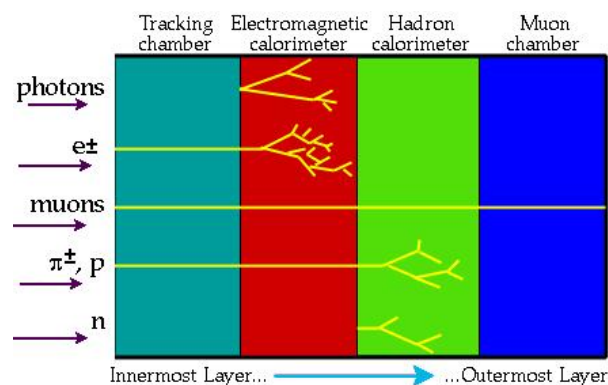
Det hadroniske kalorimeteret skal detektera dei partikkellane som trenger gjennom det elektromagnetiske kalorimeteret, dei som har hadronisk interaksjon. *Scintillation* plastikk blir brukt for å lesa ut energi, i foroverretning blir flytande argon brukt istadenfor plastikk. Når skuren av partikkelar treff plastikken blir det sendt ut lys frå plastikken, dette lyset blir målte for å finna avsatt energi i kalorimeteret.

2.1.3 Magnetsystemet

Eit magnetisk felt er nødvendig for partikkel identifikasjon, ladde partikklar bøyer seg i eit magnetfelt, kor mykje dei bøyer seg kjem an på ladning, impuls og styrken på magnetfeltet. ATLAS har 3 magnetfelt, ein sentral solenoide på 2 T, barrel toroide som består av 8 flate superledande coils, og end cap toroide. End-cap toroidane er plassert inni barrel toroiden, ein i kvar ende av solonoiden, desse magnetane opererer på 20 500 ampere som vil gi eit maksimalt magnetfelt på 4 T. Den sentrale solonoiden opererer på 7 500 ampere som vil gi eit maksimalt magnetfelt på 2.6 T.

2.1.4 Myon spektrometeret

Myon vert ikkje absorbert i kalorimeteret, det blir heller ikkje høgenergetiske pion. Desse partikklane er nødvendige å observera for å få målingar som er så presise at me kan få ny fysikk ut av det. Myon spektrometeret si oppgåve er derfor å identifisera og måla desse partikklane.



Figur 2.4: Skjematisk oversikt over kor dei forskjellige partikklane avsett energi i detektoren. [13]

2.1.5 Datainnsamling

ATLAS er ikkje bygd for å samla inn all informasjon som blir skapt i kollisjonspunktet, det er for mykje informasjon som kjem herifrå. Det er behov for eit system som filtrerer ut dei hendingane som kan inneholda nyttig informasjon.

Trigger systemet

Trigget systemet velg ut opptil 100 kollisjonar som ser interessante ut per sekund frå 1 milliard andre kollisjonar [5].

Level 1 trigger

Level 1 trigger systemet tar imot all data frå LHC, $40 \cdot 10^6$ buntar passerer kvart sekund, og kvar bunt inneheld meir enn 20 kollisjonar. Denne triggeren må iløpet av $2.5 \mu\text{s}$ redusera frekvensen av interesante hendingar til omtrent 75 kHz. For å klare å skille ut dei interessante hendingane har triggeren tilgang til kalorimeter og myon informasjon, ved hjelp av grenser på elektromagnetisk energi, tau, jet, manglande transvers energi, totalt transvers energi observert i jets, og skalar sum transvers energi i kalorimeteret siler den ut dei *dårlige* hendingane. Myon triggeren bruker nokre grenser på muon transvers impuls.

Level 2 trigger

Level 2 trigger systemet er software basert, seleksjonsalgoritmane kjører på omtrent 500 firkjerners prosessorar. L2 algoritmane lager eit region-of-interest (RoI) rundt ein liten del av kvar akseptert level 1 hending, denne RoI er basert på kva type event det er (for eksempel mindre RoI for elektronhending enn for jet hending). Triggeren pakker ut hendinga i denne regionen den ser på og analyserer detektor dataen, sidan den berre pakkar ut ein liten del av hendinga er det mogleg å sjå på mange fleire hendingar over ei gitt tid, noko som gjer det mogleg å filtrera ut fleire hendingar frå dei 75 kHz som kjem inn. Triggeren reduserer datamengden frå 75 kHz til 2 kHz.

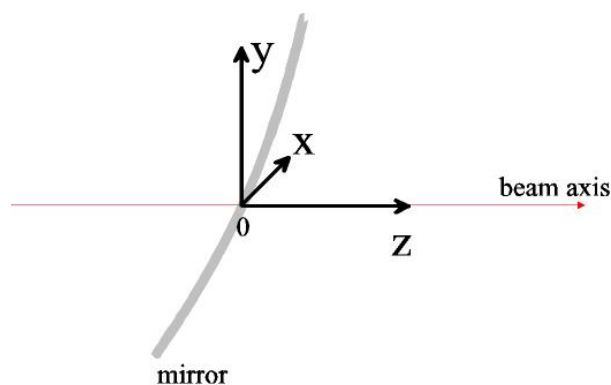
Event filter

Event filteret foretar ein siste seleksjon av hendingane med hjelp av 1800 dual firkjerners prosessorar slik at datamengda blir redusert frå 2 kHz til 200 Hz, noko som tilsvarer omtrent 300 MB/s. Her blir det foretatt ein meir grundig analyse av hendingane som kjem inn frå level 2 triggeren, i motsetning til level 2 triggeren som bruker spesifikke tidsoptimaliserte algoritmer bruker event filteret dei same algoritmane som blir brukt til offline rekonstruksjonen.

Lagring av data

Å lagre all informasjon som kjem frå ATLAS krev mykje plass. 100 kollisjonar per sekund krev omlag 100 megabyte diskplass per sekund etter å ha komprimert/pakka informasjonen. Dette tilsvarer omkring 1000 terrabyte kvart år.

2.2 Detektorgeometri



Figur 2.5: Koordinatsystemet i detektoren [14]

Ein liten innføring i detektorgeometri er viktig for å forstå deler av oppgåva [15]. Koordinatsystemet i ein detektor er valgt slik at z-aksen er parallell med partikkelstråla, xy planet ligg då ortogonalt på stråla med y-aksen opp og x-aksen i retning mot LHC sentrum.

Eta (η)

θ er vinkelen mellom z-aksen og den aktuelle partikkelen, og η er pseudorapiditet som blir definert slik

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.1)$$

η blir brukt i analysen, fordi partikkeltettleika er omtrent uniform i η , den er veldig følsom for små vinklar der partikkeltettleiken er høgast. Små vinklar er ikkje så interessant fordi her er det mykje bakgrunn som gjer det vanskelig å skilja ut dei gode hendingane.

Phi (ϕ)

ϕ er vinkelen med x-aksen i det x-y planet.

Kapittel 3

Analyseverktøya

Det er Monte Carlo simulasjonar [16] som vert brukt i partikkelfysikken til å simulera ein partikkelkollisjon. Monte Carlo simulasjonar bruker eit tilfeldig tal for å modellerer ein prosess. Kan ta eit enkelt eksempel av ei Monte Carlo simulasjon for å illustrera korleis det fungerer. Bruk Monte Carlo for å laga ein simulasjon for å finna verdien til π . Ta utgangspunkt i eit kvadrat med det eine hjørna i origo, og med lengde 1, arealet er då 1. Lag så ein kvart sirkel inni kvadratet med radius 1, arealet til denne vil då vera $\frac{\pi}{4}$. Kan då bruke Monte Carlo simulasjon for å finne π ved å finna det relative arealet til sirkelen og kvadratet, for så å multiplisera arealet til sirkelen med 4. Monte Carlo finn då π ved å generera n antal tilfeldige posisjonar (X,Y) innanfor kvadratet, og deretter bestemma kva for nokre av dei som er inni sirkelen, og kva for nokre som ikkje er det. Etter å ha generert eit visst antal hendingar vil forholdet mellom antal posisjonar inni sirkelen og antal posisjonar generert gå mot det faktiske forholdet mellom arealet til sirkelen i forhold til arealet til kvadratet. Kan då finna π som

$$\pi = 4 * \frac{\text{Posisjonar inni sirkel}}{\text{Posisjonar generert}} \quad (3.1)$$

Fordelen ved å bruka Monte Carlo simulasjonar er at den kan løysa fysiske problem som ikkje kan løysast analytisk. Eit av problema med Monte Carlo derimot er at dersom du vil forbedra nøyaktigheten til løysninga med ein faktor på 10 må programmet kjøyra omtrent 100 gonger lenger.

3.0.1 Hendingsgeneratorar

Hendingsgeneratorar er bibliotek som lager simulerte høg energi partikkelkollisjonar. Ein høg energi kollisjon inneheld vanligvis mange modifikasjonar som foton og gluon bremsestråling,

eller loop diagram korreksjonar, desse er vanligvis så komplekse at dei ikkje kan bli løyst på ein enkel måte. På grunn av omfanget av alle komplekse hendingar er det ikkje mogleg å gjera kalkulasjonar ferdige i rimelig tid. Derfor blir Monte Carlo metodar brukt for å simulera desse kollisjonane.

HERWIG

HERWIG er ein generell hendingsgenerator for høg energi prossessar, med vekt på detalj simulering av QCD parton skurar. Programmet håndterer full simulasjon av harde lepton-lepton, lepton-hadron, og hadron-hadron scattering, samt mjuke hadron-hadron kollisjonar [17]:

PYTHIA

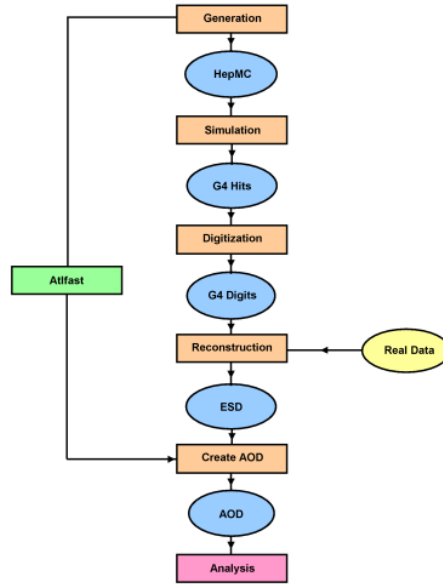
PYTHIA programmet kan bli brukt til å generera høg energi fysikk hendingar, altså kva partikklar som kjem ut av ein vekselvirkning mellom to inkommande partikklar. Målet er å gi ei nøyaktig representasjon av eit hendelseforløp for ei rekke interaksjonar med vekt på der sterk vekselvirkning spelar ei rolle, direkte eller indirekte. Fysikken er ikkje forstått godt nok til å gi ei nøyaktig beskrivelse, istadenfor vil programmet måtte vera basert på ein kominasjon av analytiske resultat og nokre QCD modellar [18].

3.0.2 Detektorsimulasjon

Hendingsgeneratorane ser på det som skjer i ein prossess, men det trengst også eit program som simulerer korleis detektoren oppfører seg. Ein skjematisk oversikt over korleis heile simulasjonen skjer er vist i figur 3.1, kor dei blå boblene er utdata og rektangela er kva prossessar som skjer i dei forskjellige stega.

Geant4

GEometry ANd Tracking [20] er ei plattform for simuleringar av partikklar som går gjennom materie ved å bruka Monte Carlo metodar. Geant4 håndterer geometri, spor av partikklane og detektor respons slik at forskerane kan byrja å sjå på dei viktige delene av simuleringa med ein gong.



Figur 3.1: Skjematisk oversikt over simulasjon [19]

3.1 Generatorinformasjon

MC simulasjonane finn me *true* variablar, eller generatorinformasjon. Desse variablane inneheld informasjon om kva som faktisk hender i motsetning til rekonstruerte variablar som inneheld informasjon om kva detektoren oppfatter. Ved hjelp av generatorinformasjonen er det mogleg å sjå på kvar enkelt partikkel for seg sjølv, og lesa ut all informasjon om den. Denne informasjonen gjer det mogleg å studera dei simulerte hendingane i detalj, samt å ha ein sikker måte å testa resultat på.

3.1.1 ΔR

Ein måte å samanlikna informasjon frå den rekonstruerte delen med generatorinformasjonen er ved hjelp av ΔR .

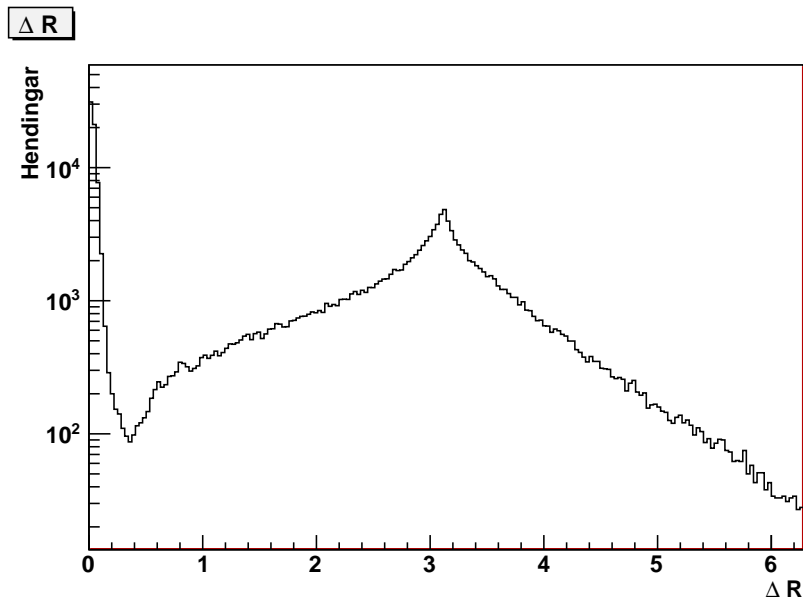
$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.2)$$

$$\Delta\eta = \eta_{\text{Rec}} - \eta_{\text{True}} \quad (3.3)$$

$$\Delta\phi = \phi_{\text{Rec}} - \phi_{\text{True}} \quad (3.4)$$

Som me ser i formel (3.2), finn me ΔR ved å finna vinklane η og ϕ i generatorinformasjonen

for tau-leptona, og samanlikna det med η og ϕ for dei rekonstruerte τ -kandidatane. For å finna ut om ein τ kandidat er ein *ekte* τ bruker me ΔR . Tek vinklane η og ϕ til alle τ -kandidatane i henfallet, desse vinklane trekk me frå vinklane me fann frå generatorinformasjonen som i formlane (3.3) og formel (3.4). Dei τ -kandidatane som har liten nok ΔR er sannsynligvis ein *ekte* τ . Kan då sette eit krav til at dersom ΔR er mindre enn noko (for eksempel 0.1) har me rekonstruert ein *ekte* τ . Fleire kutt kan brukast for å få bedre tau kandidatar, i oppgåva er det brukt ΔR kutt mindre enn 0.1 for godt rekonstruerte τ , medadan ΔR meir enn 0.3 er brukt for dårlig rekonstruerte τ . ΔR mellom 0.1 og 0.3 blir forkasta siden denne regionen består av ei blanding av signal og bakgrunn.



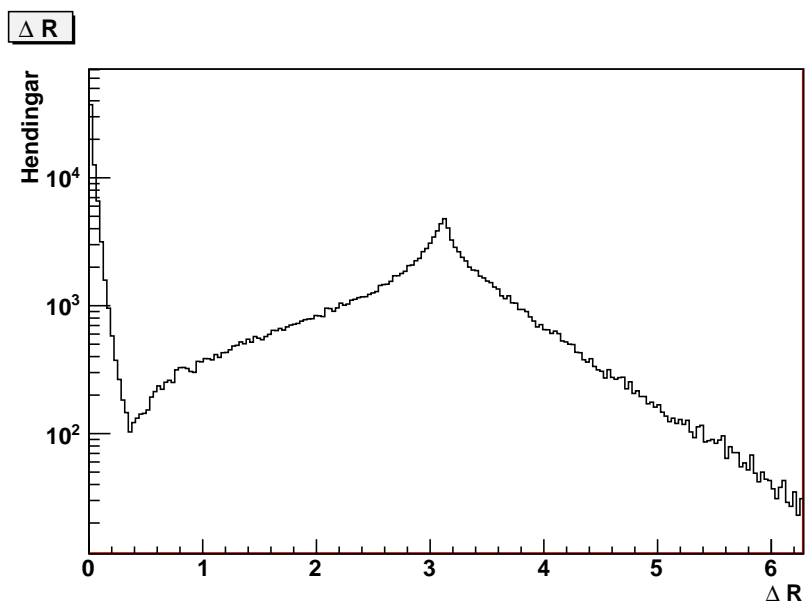
Figur 3.2: ΔR uten å bruka den forbedra metoden gir veldig likt svar som figur 3.3

Forbedra ΔR

τ er for kortliva til å bli registrert i detektoren. Det er henfallsprodukta som blir sett, π^\pm er ein stor del av dette. Ved hjelp av denne kunnskapen er det mogleg å forbedra ΔR plottet. Istadenfor å ta η og ϕ mellom tau i generatorinformasjonen og tau kandidatane i rekonstruksjonen kan pionet bli brukt. Sidan det er pionet som blir sett i rekonstruksjonen og ikkje τ partikkelen burde det bli ein liten forbedring ved å bruka η og ϕ til dottera til tau(pionet). Dersom det er 1 pion er dette beint fram å gjera, men dersom det er fleire pion i henfallsproduktet er det verre. Bruke då det høgaste energetiske pionet som ein god tilnærming. Figur 3.2 viser fordelinga når η og ϕ blir rekna ut frå tau, medan figur 3.3 viser fordelinga når den høgaste energetiske pionet blir brukt. Ideen var at figur 3.3 skulle føra til ein bedre måte å velga ut dei ekte τ -leptona frå τ kandidatane enn det figur 3.2

gjorde, men det viste seg å ikkje vera noko markant forskjell på dei.

Kravet for at det skal vera ein tau er at ΔR skal vera mindre enn 0.1. Kravet for at det skal vera bakgrunn er at ΔR skal vera større enn 0.3, samt at den ikkje skal passa med nokon av dei andre tau-leptona i henfallet. I eit henfall er det som oftast meir enn 1 tau, i dette tilfellet 2 tau i dei aller fleste tilfella. Dersom 1 tau kandidat i rekonstruksjonen ikkje passerer kuttet $\Delta R > 0.3$ for det eine tau-leptonet skal det heller ikkje passera $\Delta R > 0.3$ for det andre tau-leptonet i hendinga.



Figur 3.3: Forbedra ΔR , er veldig liten forskjell i forhold til figur 3.2

3.2 Trygge variablar

Det er fleire variablar som er erklært *trygge* av Atlas gruppa [21]. Ein *trygg* variabel som kun bruker kalorimeterinformasjon er ikkje mykje korrelert med dei andre, den må også vera godt forstått i dei tidlige stadiene når Atlas byrjar datainnsamlinga. Dei *trygge* variablane som bruker både kalorimeter og trackinginformasjon kan vera høgt korrelerte som vist seinare i figur 4.25. Det er 9 variablar som går under betegnelsen *trygg* [22]. 4 av dei bruker kalorimeterinformasjon, og 5 bruker både kalorimeter og tracking.

Tabell 3.1: Trygge variablar

| Kun kalorimeter | Kalorimeter + Tracking |
|---|---|
| EM Radius | $\frac{E_T}{P_T(\text{Leadingtrack})}$ |
| Isolation fraction | $\frac{E_T(EM)}{\sum P_T(\text{Tracks})}$ |
| Width in strip layer | $\frac{E_T(\text{Had})}{\sum P_T(\text{Tracks})}$ |
| $\frac{E_T(EM)}{E_T(EM)+E_T(\text{Had})}$ | $\frac{\sum P_T(\text{tracks})}{E_T(EM)+E_T(\text{Had})}$ |
| | Width of track momenta |

For å forstå desse variablane litt bedre kan det vera lurt å sjå definisjonen av dei:

- **Elektromagnetiske Radius, R_{EM}**

$$R_{EM} = \frac{\sum_{i=1}^n E_{T,i} \sqrt{(\eta_i - \eta_{cluster})^2 + (\phi_i - \phi_{cluster})^2}}{\sum_{i=1}^n E_{T,i}} \quad (3.5)$$

Der i går over alle cellene i det EM kalorimeteret som er forbundet med tau kandidaten innanfor $\Delta R < 0.4$. η_i , ϕ_i og E_T er posisjonen og transvers energy i cella i .

- **Transverse energi bredde i η strip laget**

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n E_{T,i}^{strip} (\eta_i - \eta_{cluster})^2}{\sum_{i=1}^n E_{T,i}^{strip}}} \quad (3.6)$$

Der summen går over strip cellene i ei kjegla med $\Delta R < 0.4$ assosiert med τ kandidaten rundt kalorimeteret sitt massesenter og $E_{T,i}^{strip}$ er den korresponderande stip transverse energien.

- **Isolasjon i kalorimeteret, Isofrac**

$$\Delta E_T^{12} = \frac{\sum_i E_{T,i}}{\sum_j E_{T,i}} \quad (3.7)$$

Der indeksen i og j går over dei elektromagnetiske kalorimeter cellene assosiert til τ kandidaten i ei kjegla rundt kalorimeter seed med $0.1 < \Delta R < 0.2$ og $\Delta R < 0.4$ rundt τ kandidaten. $E_{T,i}$ og $E_{T,j}$ er transverse energi i cella.

- **Andel av EM energi og total energi**

Ein god andel av energien til τ leptona blir avsett i det elektromagnetiske kalorimeteret medan det er ein større spredning for QCD jets

$$\frac{E_T^{EM}}{E_T^{total}} = \frac{\sum_i E_{T,i}^{EM}}{\sum_i E_{T,i}^{EM} + \sum_j E_{T,j}^{Had}} \quad (3.8)$$

Der summen i går over alle cellene i ei kjegla med $\Delta R < 0.4$ assosiert til τ kandidaten. $E_{T,j}^{EM}$ er energien i det elektromagnetiske kalorimeteret og $E_{T,j}^{Had}$ er energien i det hadroniska kalorimeteret.

- **E_T over p_{T1} av det ledande sporet**

Det er forventa at det ledande sporet har mesteparten av τ energien, derfor vil denne andelen vera liten og nær 1.

$$\frac{E_T^{total}}{p_{T1}} = \frac{\sum_i E_{T,j}^{EM} + \sum_i E_{T,i}^{Had}}{p_{T1}} \quad (3.9)$$

Der summen i tellar går over kalorimeter cellene assosiert med τ kandidaten i ei kjegla $\Delta R < 0.4$ og $E_{T,j}^{EM}$ og $E_{T,i}^{Had}$ er transverse energien av cellene assosiert med τ kandidaten i det EM og hadroniske kalorimeteret. p_{T1} er transverse moment av det ledande sporet.

- **Andel av EM energi og sum p_T av spora**

Mesteparten av τ energien blir avsett i det elektromagnetiske kalorimeteret.

$$\frac{E_T^{total}}{p_T^{total}} = \frac{\sum_i E_{T,i}^{calib} EM + E_{T,I}^{calib} Had}{\sum_{j=1}^n p_{T,j}^{track}} \quad (3.10)$$

Der summen i tellar går over all EM kalorimeter cellene assosiert til τ kandidaten i ei kjegla $\Delta R < 0.4$ og $E_{T,i}^{EM}$ er energien i cella i , og summen i nemnar går over det transversa momentet p_T^{track} av dei tre høgaste p_T spora assosiert med τ kandidaten

- **Andel av hadronisk energi og sum p_T av spora**

Kun ein liten del av τ energien blir avsett i det hadroniske kalorimeteret.

$$\frac{E_T^{Had}}{p_T^{total}} = \frac{\sum_i E_{T,i} Had}{\sum_{j=1}^3 p_{T,j}^{track}} \quad (3.11)$$

Der summen i tellar går over alle hadronsike kalorimeter cellene assosiert med τ kandidaten i ei kjegla $\Delta R < 0.4$ og $E_{T,i}^{Had}$ er energien i cella i , og summen i nemnar går over det transversa momentet p_T^{track} av dei tre høgaste p_T spora assosiert med τ kandidaten.

- **Andel av sum p_T av spora og total energi**

Ein stor andel av energien for QCD jets blir avsett i kalorimeter, medan ein stor del av energien for τ lepton ligg i spora.

$$\frac{p_T^{total}}{E_T^{total}} = \frac{\sum_{k=1}^n p_{T,k}^{track}}{\sum_i E_{T,i}^{EM} + \sum_j E_{T,i}^{Had}} \quad (3.12)$$

Der summen i tellar går over det transverse momentet p_T^{track} av dei tre ledande spora som tilhøyrrer τ kandidaten, og summane i nemnar gå over alle cellene som høyrer til τ kandidaten i ei kjegla $\Delta R < 0.4$, $E_{T,j}^{EM}$ er celle energien i det elektromagnetiske kalorimeteret.

- **Bredden til momenta til spora**

Variansen av spora i η , ϕ -planet, vekta med deira transverse moment, W_{tracks}^τ , for fleire spor kandiatar

$$W_{tracks}^\tau = \frac{\sum (\Delta R^{track})^2 * p_T^{track}}{\sum p_T^{track}} - \frac{(\sum \Delta R^{track} * p_T^{track})^2}{(\sum p_T^{track})^2} \quad (3.13)$$

Der ΔR^{track} er distansen mellom spora og τ kandidaten i $\eta - \phi$ planet, og summen er utført over alle spora som tilhøyrrer τ kandidaten.

Kapittel 4

Analyse av simulerte data

Har sett på $Z \rightarrow \tau\tau$ hendingar og samanlikna det med bakgrunnshendingar for å finna ein bedre måte å kutta ut bakgrunn på enn dei *trygge* kutta som blir brukt. I første omgang såg me berre på bakgrunn definert ved dei tau kandidatane i $Z \rightarrow \tau\tau$ henfalla som hadde $\Delta R > 0.3$. Dette var mogleg fordi τ kandidatane her er alle hadronskurar som er lagt inn i *tau kontainer*. Desse tilfredsstillir svært lause krav slik at bakgrunnen er høg. Då me byrja å få ein god forståelse for kva som skjedde der byrja me å samanlikna signalet med J4 dijet bakgrunn. J4 dijet er QCD di-jet hendingar som har p_T mellom 140-280 GeV

4.1 Effektivitetar

Ved hjelp av ΔR er det mogleg å sjå nærmare på kva som er gode variablar for å finna tau kandidatar i data. ΔR er berre mogleg å finna i simulerte data siden den treng generatorinformasjon. Ved å plotta fleire ulike variablar for ΔR mindre enn ein verdi (0.1 i desse tilfella) og samanlikna det med den same variabelen for bakgrunn er det mogleg å sjå kva variablar det kan kuttast på for å få vekk mest mogleg av bakgrunnen, men samtidig beholda mest mogleg tau. Forskjellen mellom desse to histogramma kan også bli kalla separasjonen mellom dei. Bakgrunnen er i dei fleste tilfelle mange gonger større enn signalet, derfor er det nødvendig å finna gode måtar å kutta ut mest mogleg av bakgrunnen, men samtidig ha igjen mest mogleg av signalet. Dette gjer at bakgrunnen ikkje overskygger signalet så mykje at det ikkje er mogleg å sei kva del som kjem av signalet og kva del som kjem av bakgrunnen.

4.1.1 Effektivitetane til dei *trygge* variablane

Tabell 4.1 viser kor god separasjon mellom bakgrunn og signal kvar enkelt *trygg* variabel har. Tabellen kan gi ein oversikt over kor mykje kvar enkelt variabel bidrar til likelihoodfunksjonen 4.19. I tillegg er den standard likelihoodfunksjonen tatt med for å kunna samanlikna den med likelihoodfunksjonen me har laga. Merk at i denne tabellen er andel bakgrunn igjen tatt rett ut frå effektivitetsplottet til kvar variabel, medan me fann andel bakgrunn igjen i tabell 4.2 ved å kjøyra gjennom alle henfalla og tella opp kor mykje bakgrunn som er igjen etter dei forskjellige kutta er lagt inn. Å henta tala rett frå effektivitetsplottet kan gi eit unøyaktig svar, spesielt om det er veldig lite bakgrunn igjen.

Tabell 4.1: Oversikt over kor mykje bakgrunn som er igjen, i prosent, når me beheld omtrent 70%, 50% og 30% av signalet. Tala er henta frå effektivitetsplottet til alle dei 9 trygge variablane med J4 dijet bakgrunn. Figurane 4.1, 4.3, 4.5, 4.7, 4.9, 4.11, 4.13, 4.15 og 4.17 er brukt. I tillegg er den standard likelihoodfunksjonen, figur 4.23, tatt med for sammenlikning sjølv om den ikkje er basert på *trygge* variablar

| <i>Trygg</i> variabel | 70% signal beholdt | 50% signal beholdt | 30% signal beholdt |
|--------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| EMRadius | 14.1% | 5.5% | 1.7% |
| EtEM over Et | 87.1% | 57.0% | 22.5% |
| Et(Had) over Pt | 50.9% | 31.7% | 20.4% |
| Et over Pt leading track | 27.7% | 22.4% | 20.4% |
| IsoFrac | 25.5% | 9.2% | 1.9% |
| Pt over Et | 39.6% | 15.8% | 4.7% |
| RWidth2Trk3P | 29.3% | 16.0% | 8.5% |
| stripWidth2 | 23.8% | 11.3% | 6.6% |
| EtEM over Pt | 46.9% | 30.4% | 18.7% |
| Likelihood | 1.4% | 0.5% | 0.2% |

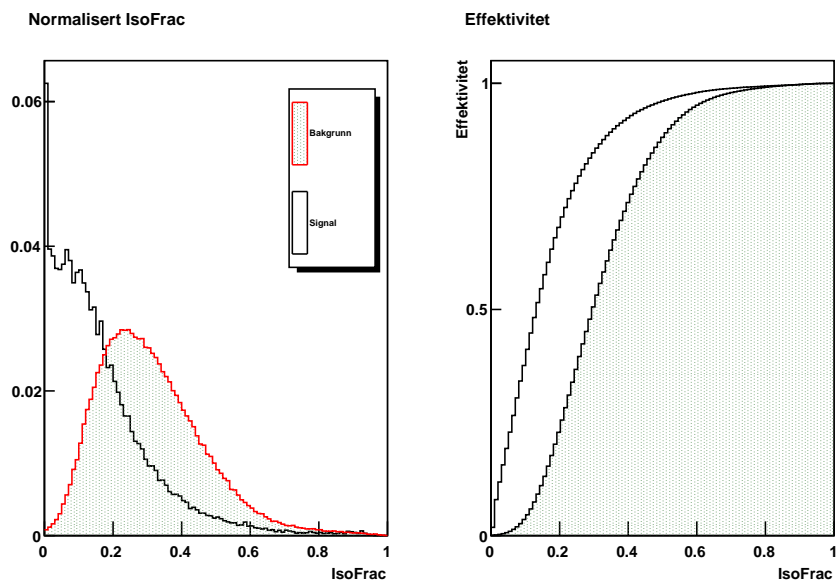
4.1.2 Kutt variablar

For å skilja τ lepton frå τ kandidatar som kjem frå hadroniske skurar på ein god måte har tau gruppa kombinert ulike kutt på trygge variablar. To kutt baserte metodar for identifikasjon av hadroniske henfallande τ lepton har blitt studert, og funne passande for analyse i dei tidlige stadiene av datainnsamling ved LHC(10 - 200 pb⁻¹). Desse metodane er dei første kutt baserte optimaliseringane som bruker informasjon frå τ kandidaten både frå spor og kalorimeter. Ein av metodane bruker berre kalorimeter informasjonen, denne kan då bli brukt i tilfelle tracking detektoren ikkje er godt forstått. Den andre metoden utvider antall variable til å også omfatte tracking variablar. 3 nivå på begge kutt metodane er til nå definert:

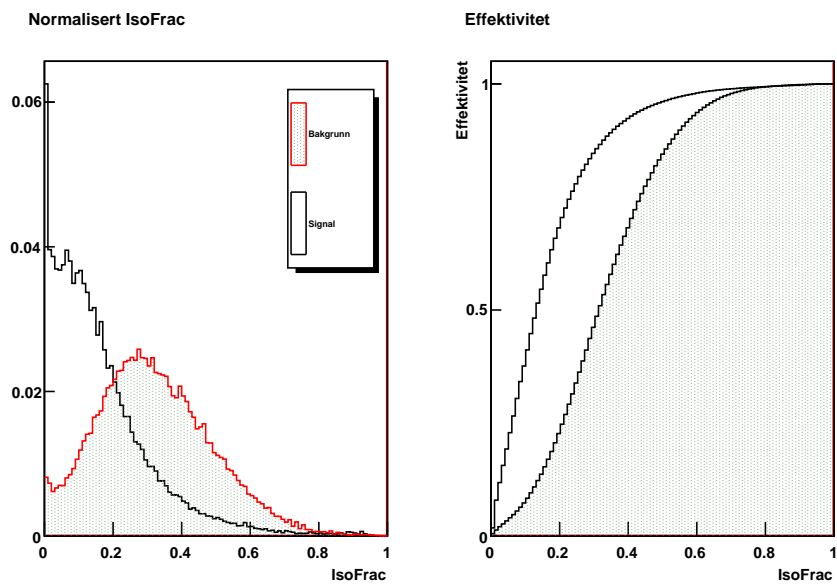
- CutSafeLoose
- CutSafeMedium
- CutSafeTight
- CutSafeCaloLoose
- CutSafeCaloMedium
- CutSafeCaloTight

Dei lause kutta skal beholda omtrent 70 prosent av signalet, medium skal beholda omtrent 50 prosent av signalet, medan det stramme kuttet skal behold omtrent 30 prosent. Optimaliseringa av desse kutta er gjort i fleire steg for fem p_T området (10-25 GeV, 25-45 GeV, 45-70 GeV, 70-100 GeV), samnt er 1-prong og 3-prong hendingar sett på kvar for seg. I den første fasen er TMVA (Toolkit for Multivariable Analysis) [23] brukt, alle variablar som er klassifisert som trygge variablar er brukt som input for ei rektangulært kutt optimalisering. Dette returnerer ein boolsk respons (signal eller bakgrunn) og kutter ut så mykje bakgrunn som mogleg ved ein gitt signal effektivitet.

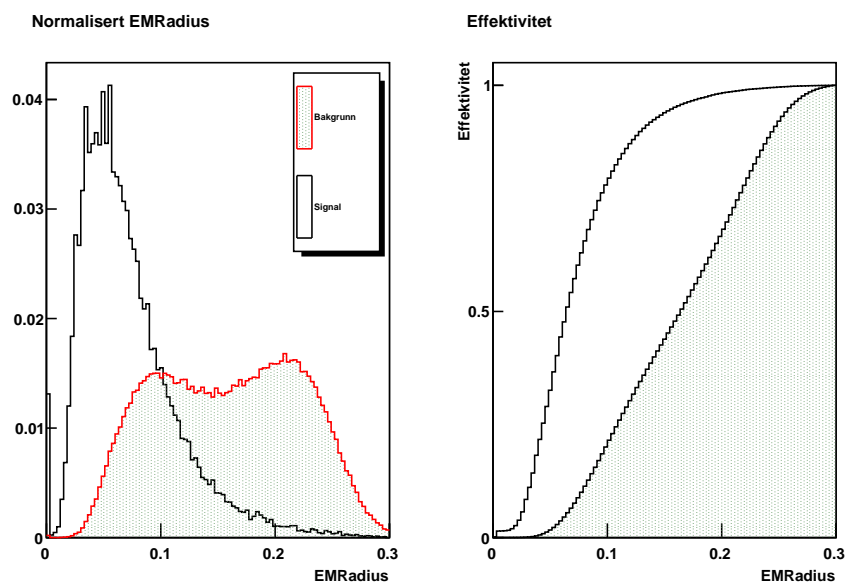
I den andre fasen vert TMVA output brukt, dei endelige kutta som TMVA foreslo vart sett på og justert for hånd om dei ikkje såg ut til å vera passande. Desse justeringane vart kun gjort om TMVA kutta heilt klart var plassert på ein ueffektiv plass (For eksempel om kuttet var plassert på den neglisjerbare halen til både signalet og bakgrunnen), kuttet vart også gjort smalare uten å få mindre signal effektivitet [22, 24]. Seinare i kapitlet skal effektiviteten til desse kutta bli samanlikna med effektiviteten til det nye likelihoodkuttet.



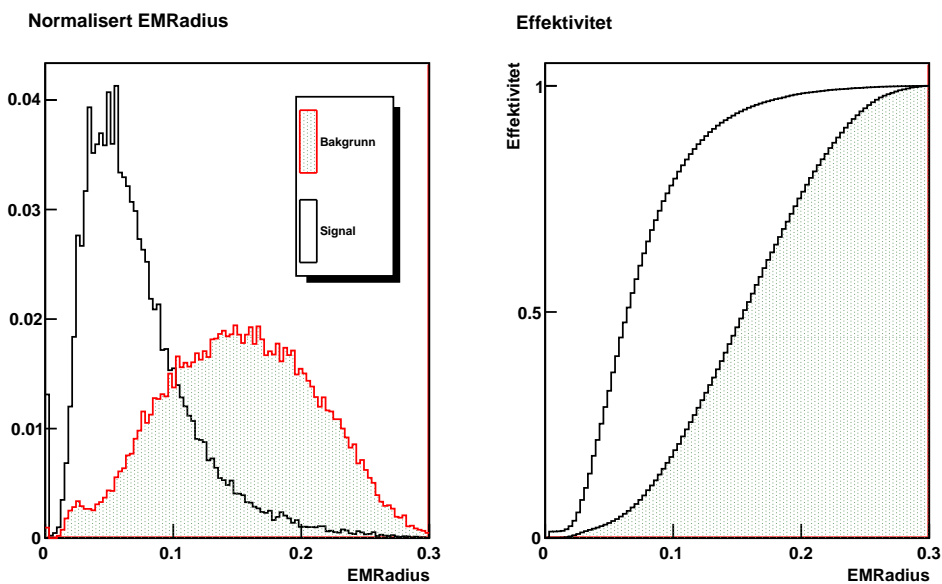
Figur 4.1: Isolation fraction formel (3.7), J4 dijet bakgrunn



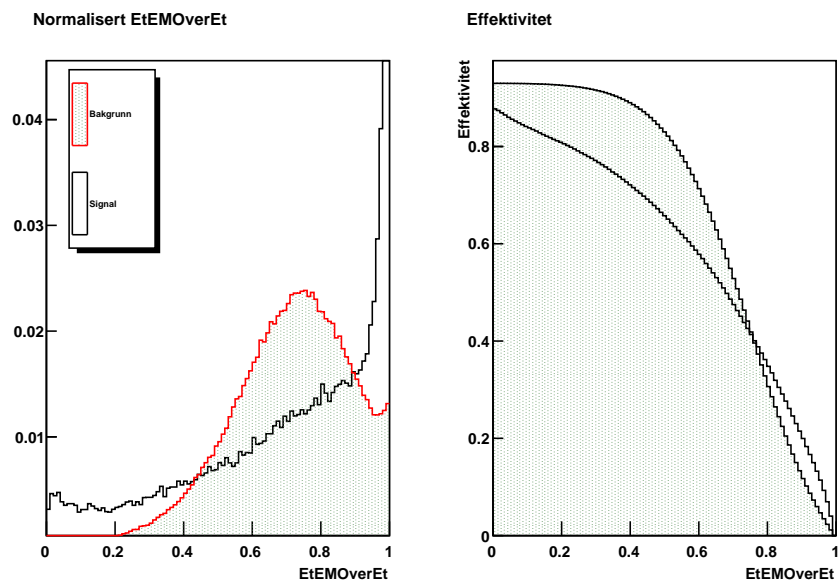
Figur 4.2: Isolation fraction formel (3.7), bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.



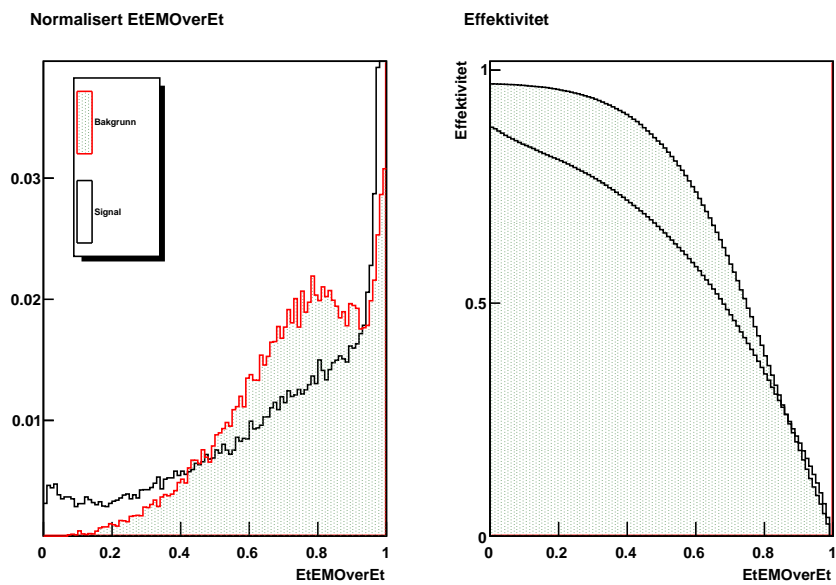
Figur 4.3: EMRadius, formel (3.5), J4 dijet bakgrunn



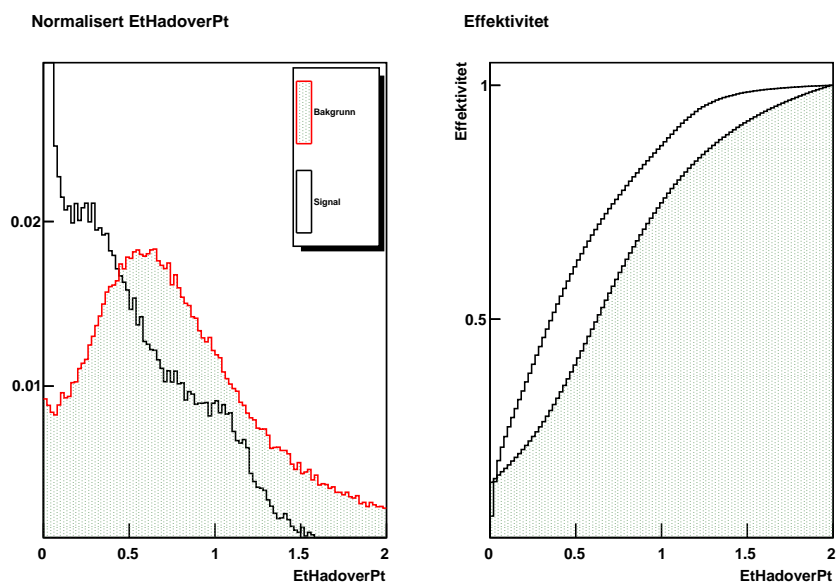
Figur 4.4: EMRadius, formel (3.5), bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.



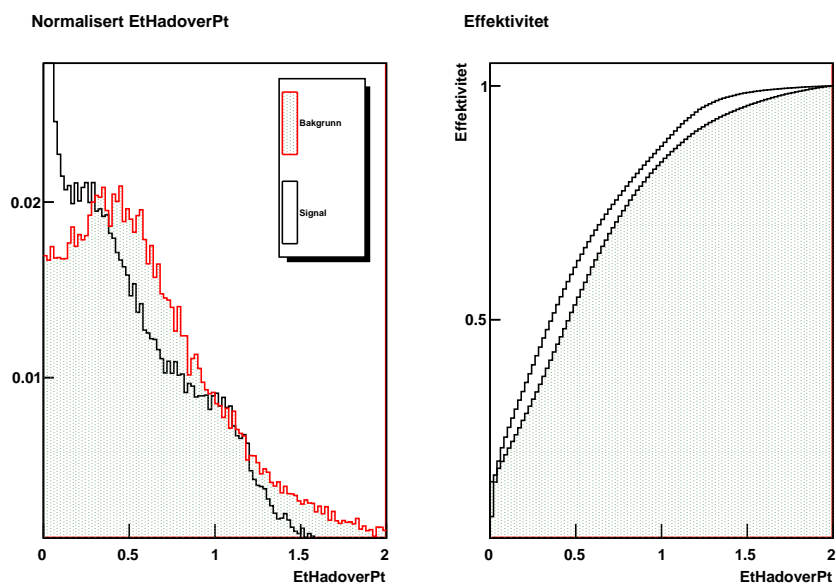
Figur 4.5: EtEM Over Et, formel (3.8), J4 dijet bakgrunn



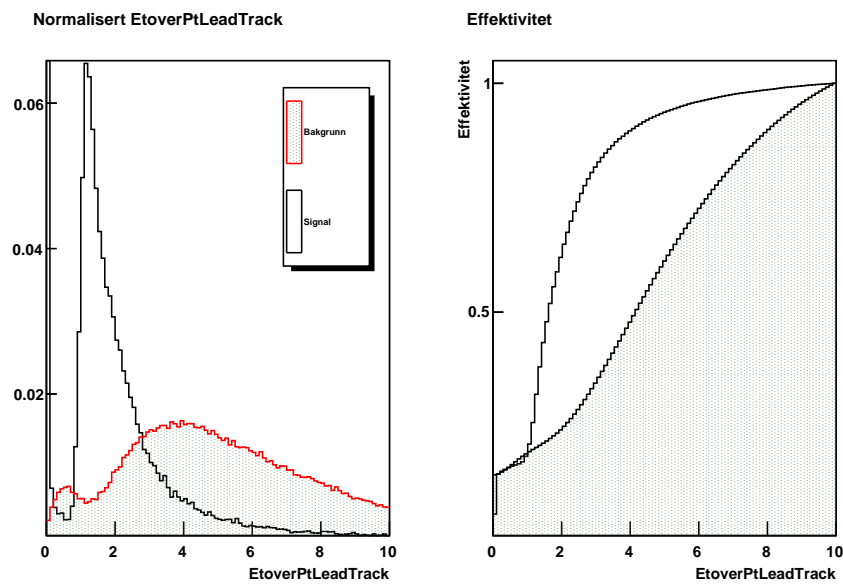
Figur 4.6: EtEM Over Et, formel (3.8), bakgrunn i $Z \rightarrow \tau\tau$ hendingane.



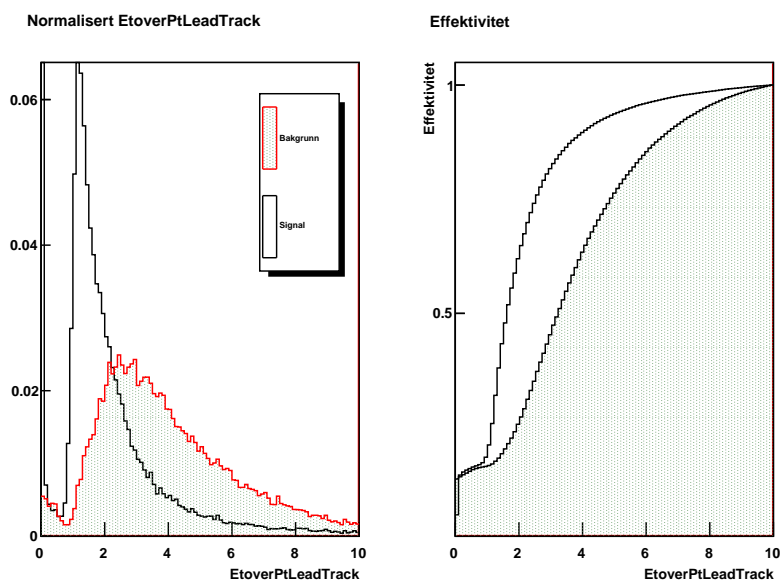
Figur 4.7: $E_t(\text{Had})$ over P_t , formel (3.11), J4 dijet bakgrunn



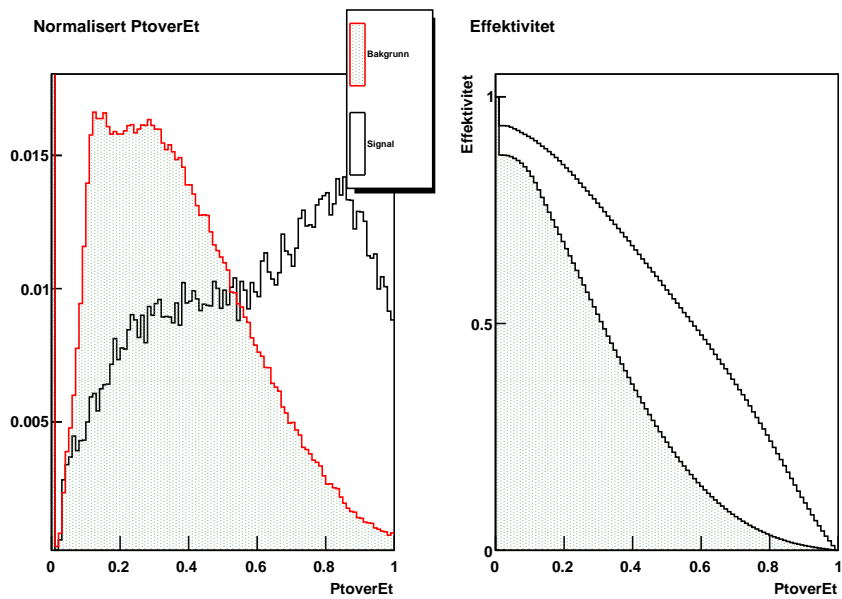
Figur 4.8: $E_t(\text{Had})$ over P_t , formel (3.11), bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.



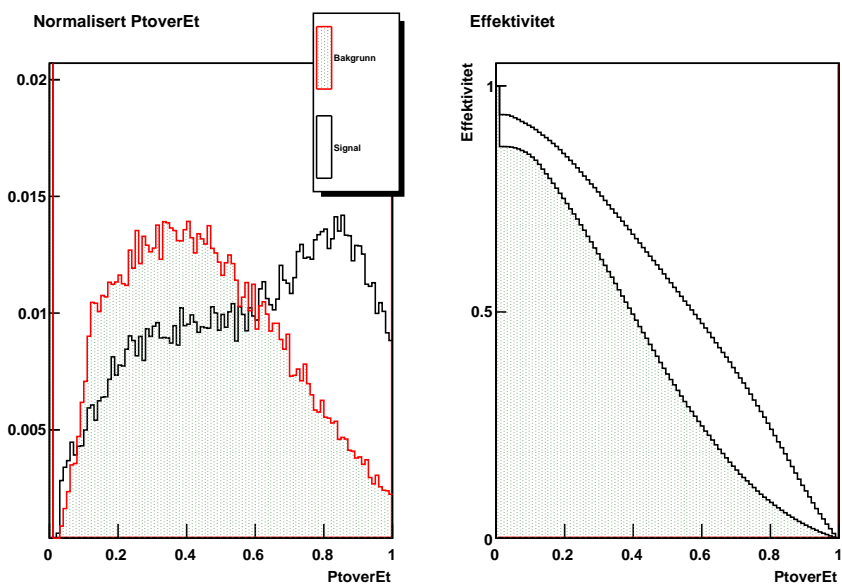
Figur 4.9: Et over Pt leading track, formel (3.9), med J4 dijet bakgrunn



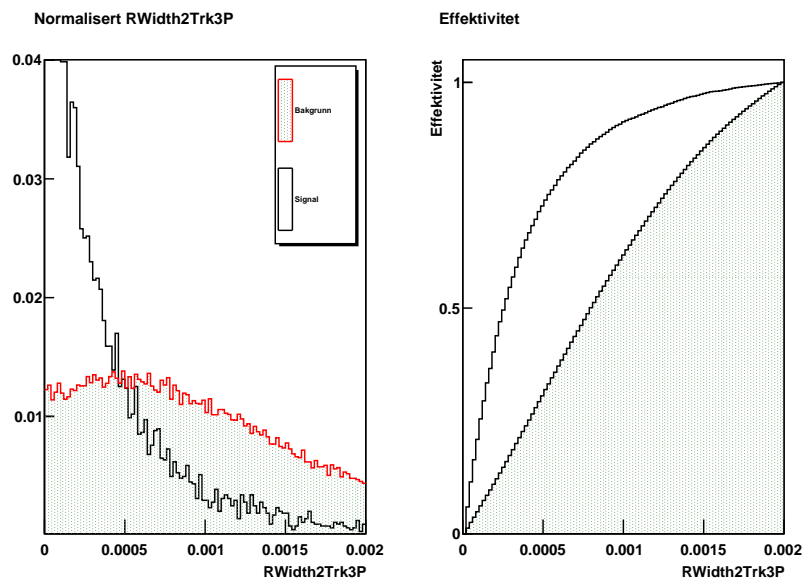
Figur 4.10: Et over Pt leading track, formel (3.9), bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.



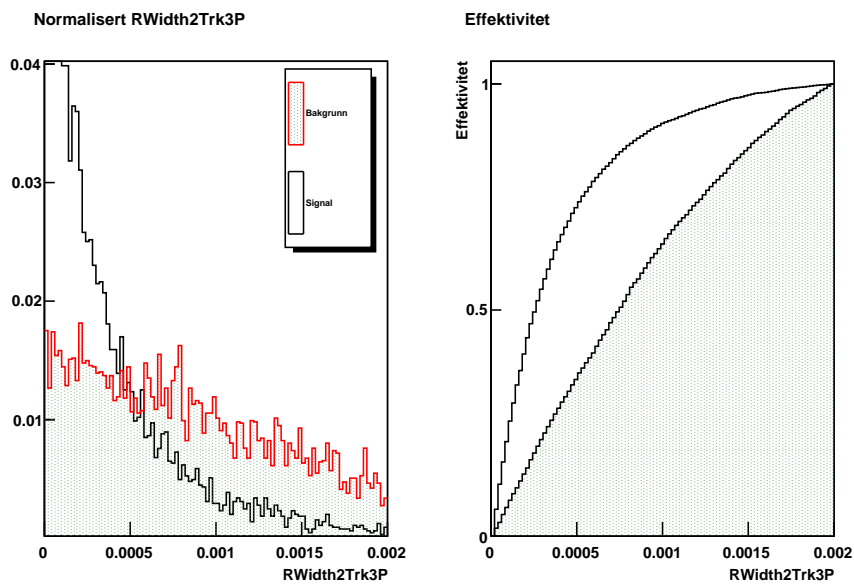
Figur 4.11: Pt over Et, formel (3.12), J4 dijet bakgrunn



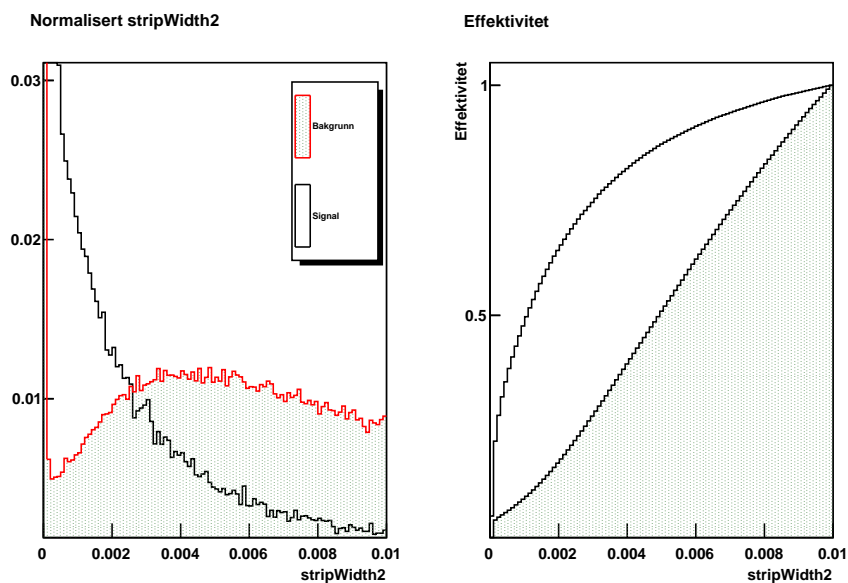
Figur 4.12: Pt over Et, formel (3.12), bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.



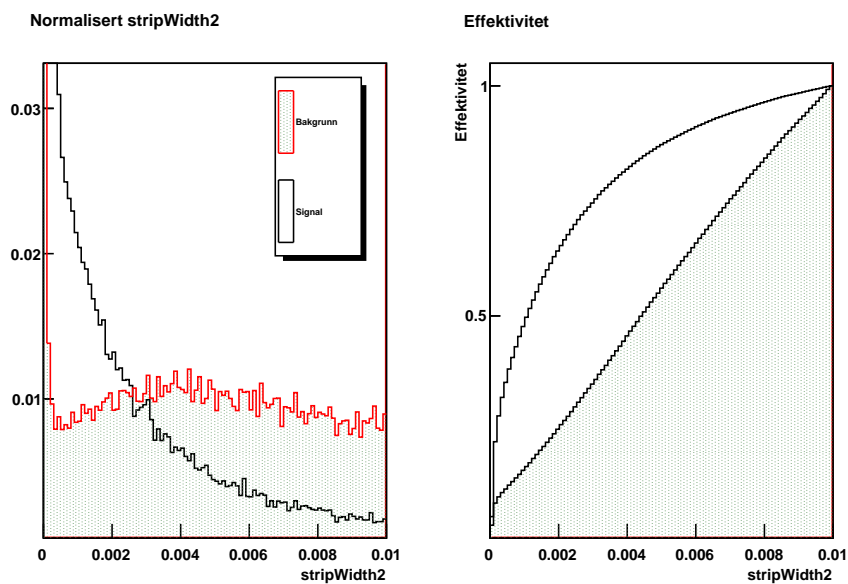
Figur 4.13: RWidth2Trk3P, formel (3.13), med J4 dijet bakgrunn



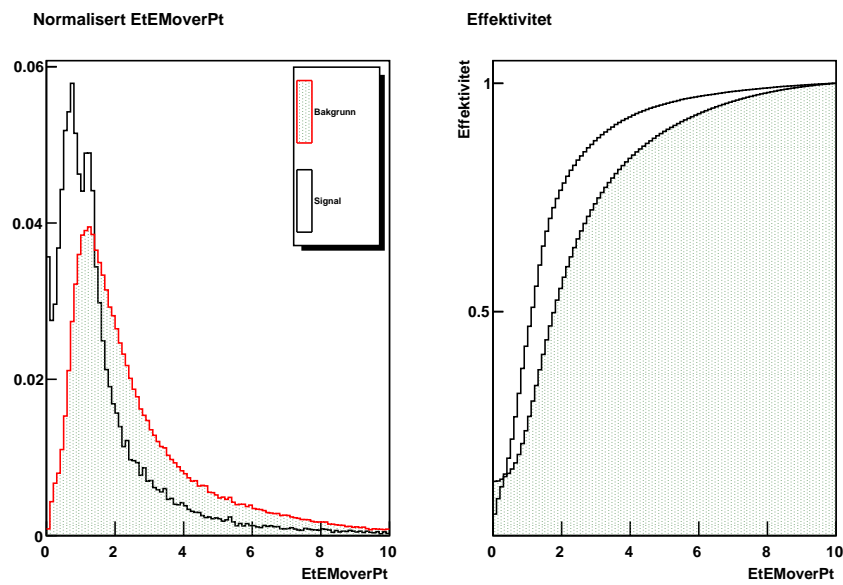
Figur 4.14: RWidth2Trk3P, formel (3.13), med bakgrunn i $Z \rightarrow \tau\tau$ hendingane.



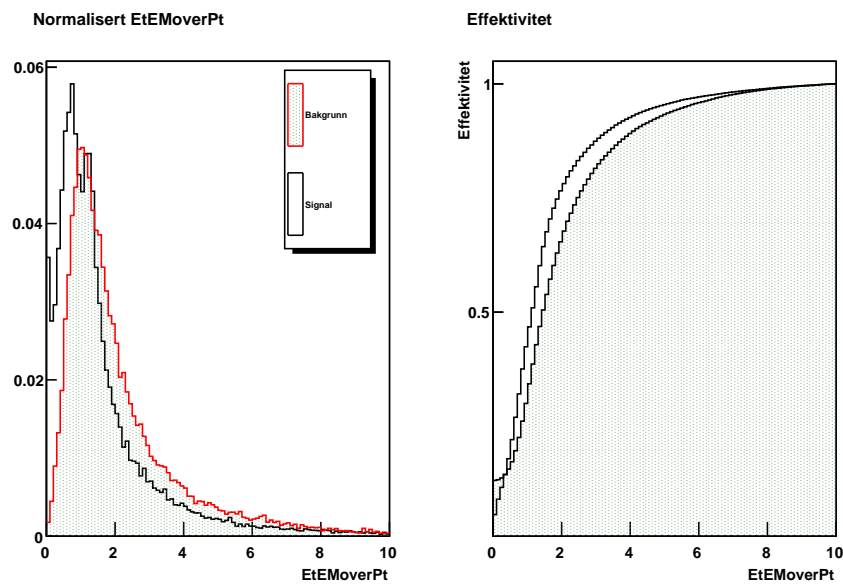
Figur 4.15: StripWidth2, formel (3.6), med J4 dijet bakgrunn



Figur 4.16: StripWidth2, formel (3.6), med bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.

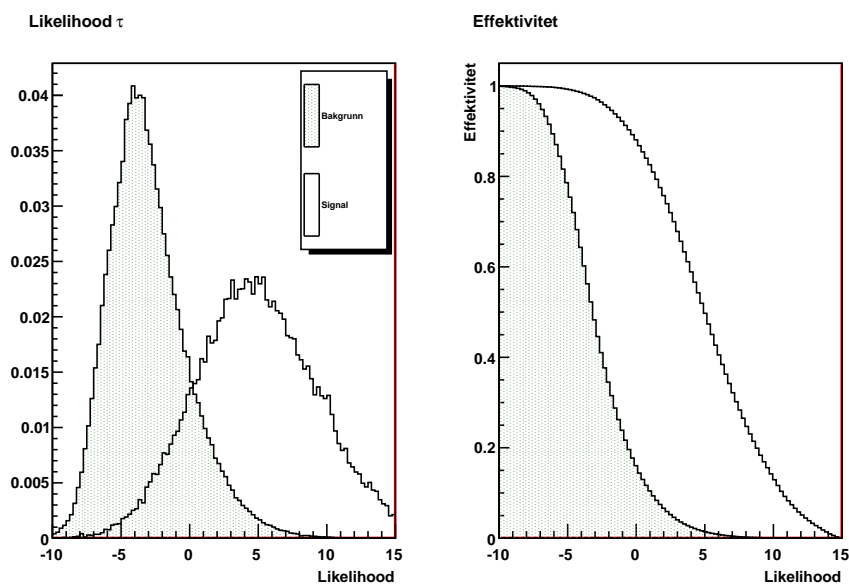


Figur 4.17: EtEMOverPt formel (3.10), med bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.

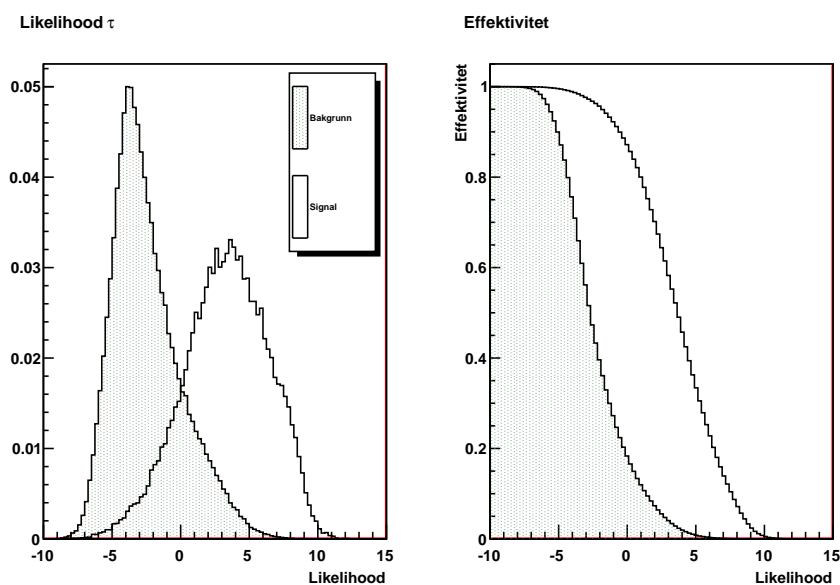


Figur 4.18: EtEMOverPt, formel (3.10), med bakgrunn i $Z^- \rightarrow \tau\tau$ hendingane.

4.2 Likelihood



Figur 4.19: Likelihood funksjon for alle 9 safe variablane med J4 dijet bakgrunn



Figur 4.20: Likelihood funksjon for alle 9 safe variablane med bakgrunn i $Z \rightarrow \tau\tau$ hendingane.

Å laga ein likelihoodfunksjon blir gjort på følgande måte. For kvar hending, og kvar variabel, finn sannsynet for at det er eit signal(τ) og del dette på sannsynet for at det er

bakgrunn. Ta så logaritmen av denne sannsynligheten og legg sammen med logaritmen av sannsynet til neste variabel.

$$\sum_{i=1}^n \log P_i(s) - \log P_i(b) = \quad (4.1)$$

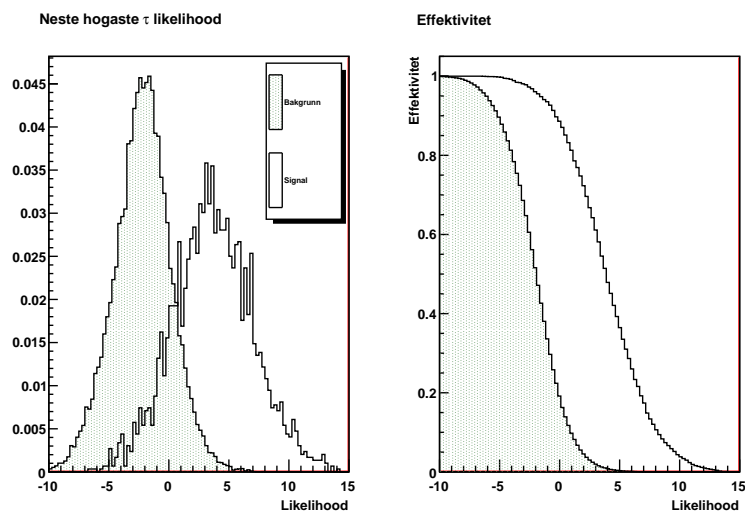
$$(\log P_1(s) + \log P_2(s) + \dots + \log P_n(s)) - (\log P_1(b) + \log P_2(b) + \dots + \log P_n(b))$$

Der $P_1(s)$ er sannsynet for signal for variabel nummer 1, medan $P_n(b)$ er sannsynet for bakgrunn for variabel nummer n.

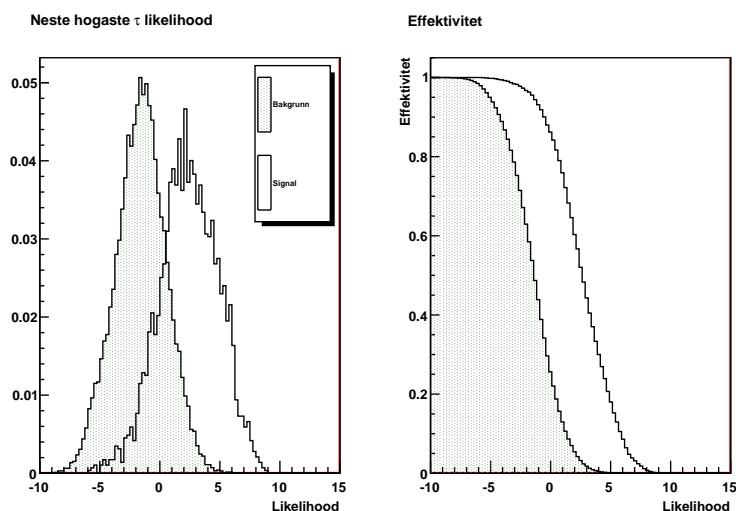
Om sannsynet er lik 0 vil me få problemer, likelihooden til den variabelen som har 0 sannsyn vil då bli minus uendelig, om sannsynet er 0 har me derfor sett likelihooden til denne variabelen til å bli -100. Som sett i dei fleste figurane av dei trygge variablane skal det vera verdier utanfor ein del av histogramma, desse verdiane er kutta vekk. Med å kutta vekk verdiane meiner eg at dei ikkje blir tatt med i histogrammet, noko som fører til at når likelihoodfunksjonen blir laga vil ein verdi utanfor histogrammet føra til 0 sannsyn for at det er signal, og 0 sannsyn for bakgrunn. Me kan då merka oss at om det er 0 sannsyn for både signal og bakgrunn vil likelihooden for den variabelen bli 0 ($100 - (-100) = 0$). Det kan henda me har eit forbedringspotensiale om me ser på grenser utanfor histogramma til dei *trygge* variablane slik at me unngår likelihood lik 0 når både signal og bakgrunn har 0 sannsyn. Har funne effektivitetane i tabell 4.2 ved å tella opp antal hendingar som har større likelihood enn ein viss verdi. Derfor vil dei hendingane som har 0 sannsyn for enten signal eller bakgrunn bli tatt med fordi likelihooden for desse vil enten vera rundt 100(signal), eller -100(bakgrunn). Men dei vil ikkje bli tatt med i histogrammet for likelihoodfunksjonen på grunn av grensene (Går frå -10 til 15)

Kva område histogramma går over, og kva verdier som er kutta vekk er bestemt litt tilfeldig, har kutta figuren for dei fleste trygge variablane der signalet og bakgrunnen byrjar å bli veldig liten, har spesielt kutta når det nesten ikkje er noko igjen av signalet. Hadde heile området vore med ville spesielt effektiviteten til bakgrunnen sett litt annerledes ut. Kan ta figur 4.15 som eksempel, ser her at bakgrunnen fortsatt er ganske betydelig når området blir kutta på 0.01, men det er nesten ikkje noko igjen av signalet. Om eit større område hadde blitt tatt med ville effektiviteten til bakgrunnen ikkje gått så fort mot 1 nær 0.01. Dette kunne ført til større separasjon mellom signal og bakgrunn enn den du ser i effektivitetsplottet. Det er mogleg det ville ha vore bedre å tatt med eit litt større område i nokre av figurane, men det burde ikkje føra til ein dårligare separasjon mellom bakgrunn og signal for likelihoodfunksjonen.

Figur 4.19 er laga ved å teikna alle likelihoodane i kvar hending. I figur 4.21 er det gjort på ein anna måte for å prøva å forbedra separasjonen, den nest høgaste likelihooden er plotta for kvar hending. Figur 4.19 har ein lenger hale på bakgrunnen sin enn det figur 4.21 har. Noko som kan tyda på at denne framgangsmåten er bedre å bruka om me vil kutta ut veldig mykje av bakgrunnen. Motivasjonen til å bruka den nest høgaste og ikkje den høgaste likelihooden for kvar hending var å kutta ut ekstremverdiane til bakgrunnen slik at separasjonen mellom signal og bakgrunn blei større.

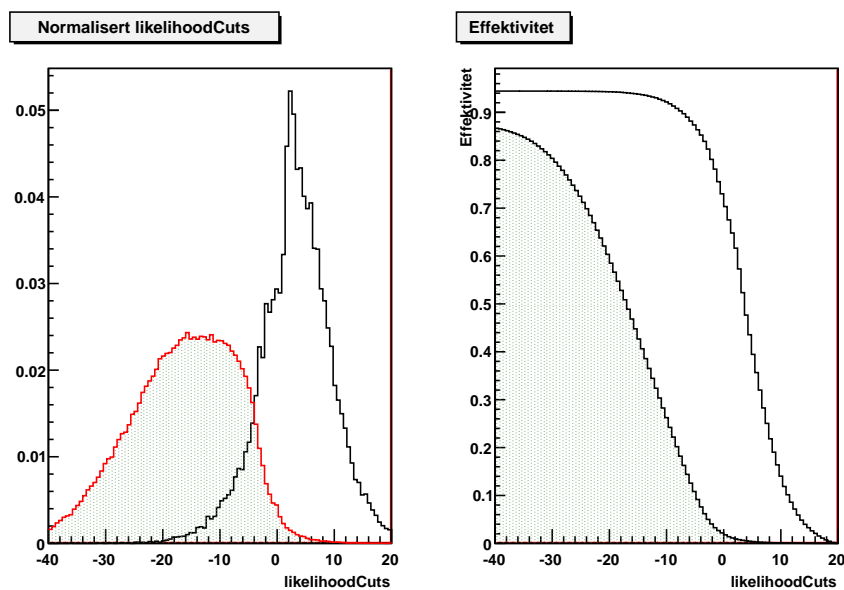


Figur 4.21: Nest høgaste likelihoed i kvar hending med J4 dijet bakgrunn



Figur 4.22: Nest høgaste likelihoed i kvar hending med bakgrunn i $Z \rightarrow \tau\tau$ hendingane.

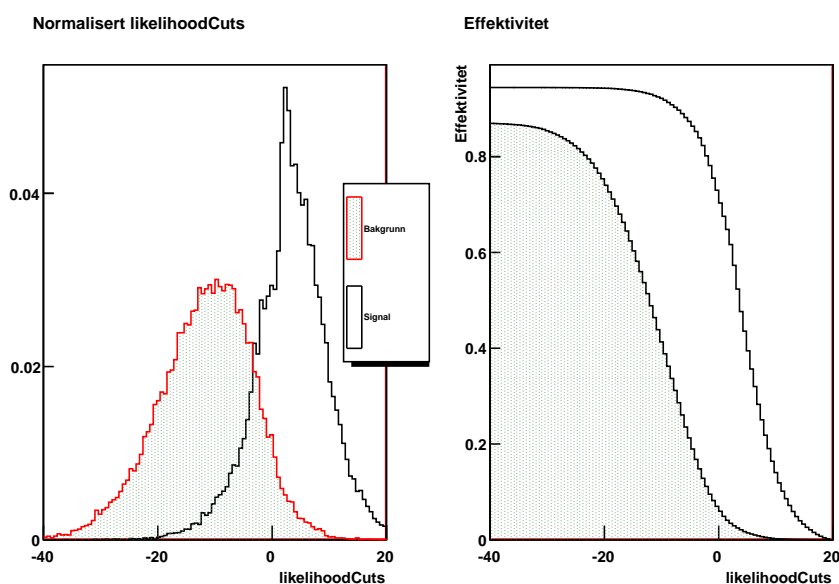
Det kunne virka som den nest høgaste likelihoeden i kvar hending ga bedre separasjon i forhold til likelihoeden til alle hendingane, men det ser ut som om dette ikkje er tilfelle. Den kan henda den er bedre for veldig harde kutt. Desse likelihoedfunksjonane kan nå bli samanlikna med den standard likelihoeden som finst, figur 4.23. Den standar likelihoeden, figur 4.23, gir bedre separasjon enn figur 4.19, men variablane som er brukt der er ikkje trygge.



Figur 4.23: Standard likelihoodfunksjon, denne gir bedre separasjon enn figur 4.21, men den tar med ikkje trygge variablar. J4 dijet bakgrunn

4.2.1 Forbedring av likelihoodfunksjon

Har ein god separasjon i figur 4.19, men bør vera mogleg å forbedra den ved å studera korleis kvar *trygg* variabel påverkar heilheten. Figur 4.26 syner likelihoodfunksjonen til



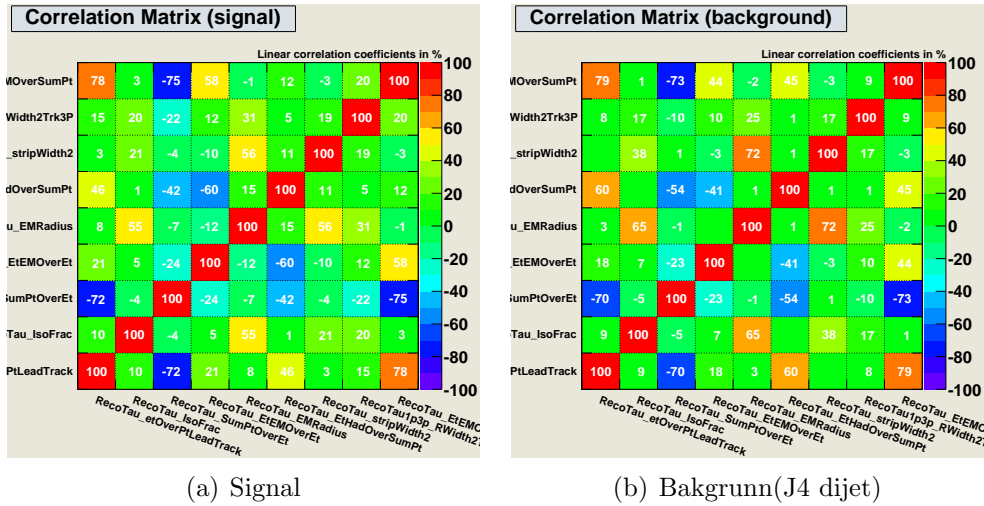
Figur 4.24: Standard likelihoodfunksjon, denne gir bedre separasjon enn figur 4.21, men den tar med ikkje trygge variablar. Bakgrunn i $Z \rightarrow \tau\tau$ hendingane

alle variablane kvar for seg for å finna ut om det er nokon av variablane som ikkje bidrar til bedre separasjon. Kan kombinera denne kunnskapen med figur 4.25 for å finna ut om ein eller fleire av dei *trygge* variablane kan utelukkast.

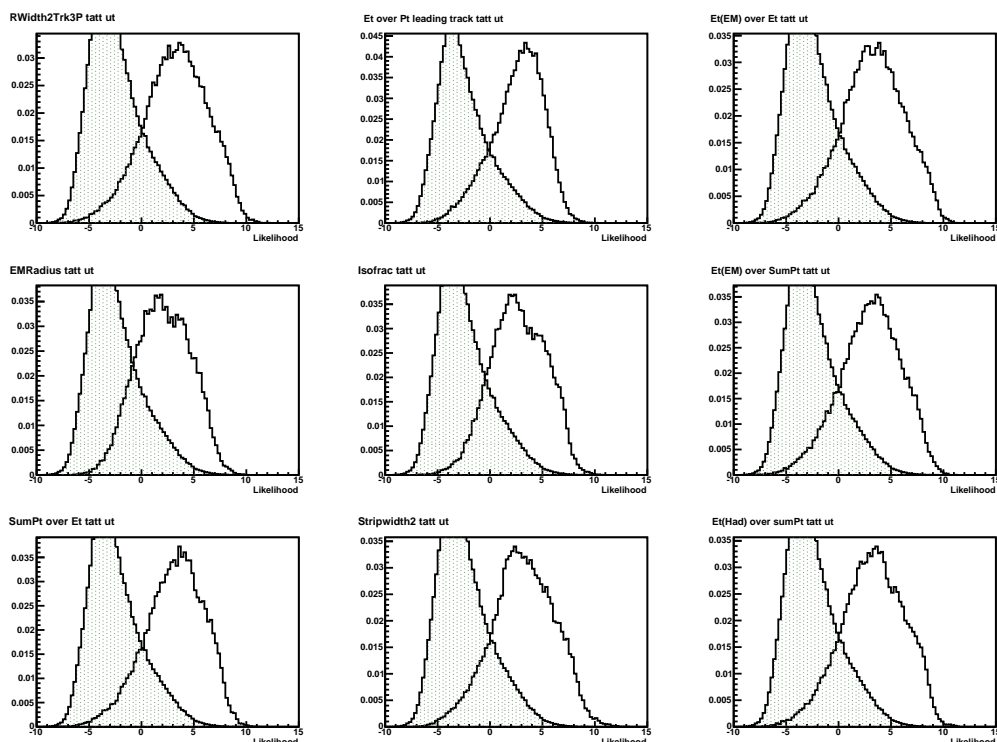
Korrelasjonsmatrise

Det kan vera gunstig å ikkje ha med alle safe variablane i likelihoodfunksjonen. For å undersøka kva variablar som er viktige å ta med kan man studare korrelasjonen mellom variablane, dersom det er stor korrelasjon mellom to variablar er det ikkje nødvendig å ta med begge, dette kan forbedra seleksjonen. Har laga ei korrelasjonsmatrisa i TMVA(Toolkit for multivariable ananysis)[23].

Medan dei *trygge* variablane som bruker kun kalorimeter informasjon er ukorrelerte, så kan dei som bruker både kalorimeter og tracking informasjon vera korrelerte. Eit ATLAS notis [25] viste at E_T/p_{T1} og p_T^{total}/E_T^{total} hadde lineære korrelasjonar på rundt 75% for signalet i eit p_T område frå 25 til 45 GeV. Kan sjå i figur 4.25 at me også har funne ein korrelasjon mellom E_T/p_{T1} og p_T^{total}/E_T^{total} på omtrent 75%.



Figur 4.25: Korrelasjonsmatrise. $E_t(EM)$ over P_t er høgt korrelert med dei 3 variablane E_t over P_t leadingtrack, $E_t(Had)$ over P_t og $E_t(EM)$ over P_t , det kan bety at om denne variabelen blir fjerna vil det ikkje ha noko betydning for separasjonen mellom bakgrunn og signal i likelihoodfunksjonen.

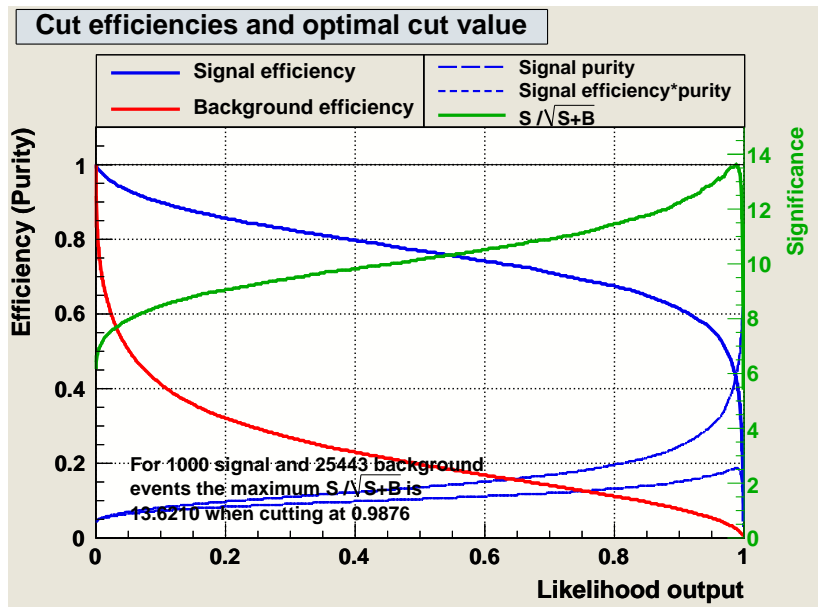


Figur 4.26: Likelihoodfunksjon der ein og ein *trygg* variabel er fjerna frå signalet. Det farga området er J4 dijet bakgrunn, varierer ikkje bakgrunnen fordi det skal komma tydeligare fram korleis signalet blir påverka av fjerning av ein variabel.

Studie av kvar enkelt *trygg* variabel

I figur 4.26 er 1 av dei 9 *trygge* variablane tatt vekk for å sjå korleis likelihoodfunksjonen oppfører seg, figur 4.26 viser korleis likelihoodfunksjonen forandrer seg basert på kva variabel som blir tatt ut. Det ser ut til at EMRadius gir god separasjon, dersom denne variabelen blir fjerna blir separasjonen tydelig dårlegare. Nokre av dei andre variablane derimot ser ikkje ut til å påverka signalet nemneverdig, så det kan vera mogleg å forbedra separasjonen ved å fjerna ein eller fleire av variablane frå likelihoodfunksjonen.

Vidare kan me sjå på korrelasjonen mellom variablane, om 2 variablar er høgt korrelerte kan det vera eit teikn på at det ikkje er nødvendig å ha med begge variablane for å få god separasjon mellom bakgrunn og signal i likelihoodfunksjonen. Det kan sjå ut som P_t over E_t er høgt korrelert med 3 andre *trygge* variablar, det kan tyda på at me kan fjerna denne. Har ikkje fjerna denne eller nokon andre variablar for å sjå om likelihoodfunksjonen blei bedre, men det er noko som bør testast ut om det blir arbeida vidare med kutt på likelihoodfunksjonen.



Figur 4.27: Effektiviteten til signal og bakgrunn, toppunktet til $\frac{signal}{\sqrt{signal+bakgrunn}}$ tolkest som den beste plassen å laga eit kutt. TMVA er brukt for å laga dette plottet.

4.2.2 Sammenlikning mellom trygge kutt og likelihood kutt

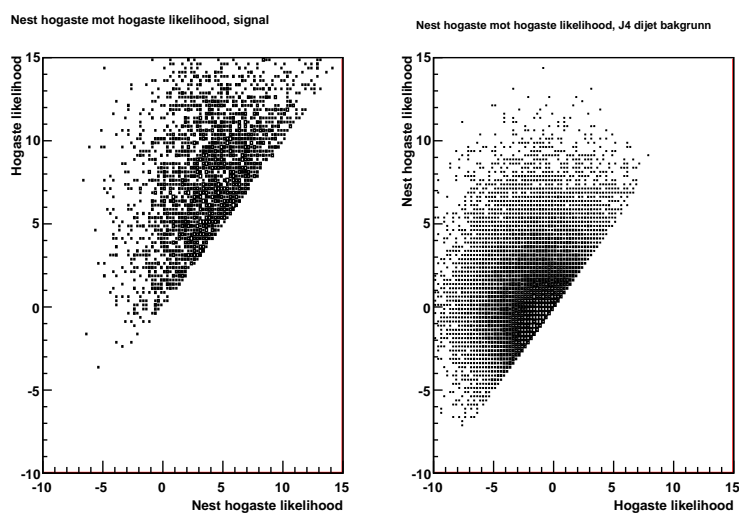
Som nemnt i avsnitt 4.1.2 er det laga fleire trygge kutt for å beholda mest mogleg signal, medan det skal fjernast mest mogleg bakgrunn. Tabell 4.2 viser effektiviteten til likelihood-funksjonen i forhold til effektiviteten til dei trygge kutta. Kan samanlikna desse kutta på likelihoodfunksjonen, figur 4.19, med det lause kuttet. Det lause kuttet beheld omtrent 60% av signalet, eit kutt på likelihood > 3.5 beheld 62% av signalet. Det lause kuttet beheld omtrent 15% av bakrunnen, medan likelihood > 3.5 beheld kun 3% av bakrunnen, noko som betyr at eit kutt på likelihoodfunksjonen fjerner omtrent 5 gonger meir av bakrunnen enn det lause kuttet gjer. Om me ser på og samanliknar kutt på den same likelihoodfunksjonen med det medium kuttet, fjerner likelihoodkuttet omtrent 2 gonger meir av bakrunnen enn det medium kuttet gjer. Ntuplane som blei brukt inneholdt ikkje informasjon om tight cut, så kunne ikkje samanlikna tight kutt med likelihood.

Er verdt å merka seg at denne samanlikninga berre er testa med J4 dijet bakgrunn. For å seia med sikkerhet at eit kutt på likelihoodfunksjonen er bedre enn dei *trygge* kutta må det bli gjort meir arbeid. Blant anna må dette testas ut for fleire typar bakgrunnar, og gjerne testa det ut på reelle data. Kan godt seperera og testa 1 og 3 prong henfall kvar for seg slik det er gjort for dei *trygge* kutta. Samnt kun sjå på calo seeded variablar, tabell 3.1, og samanlikna dei med dei calo seeded *trygge* kutta.

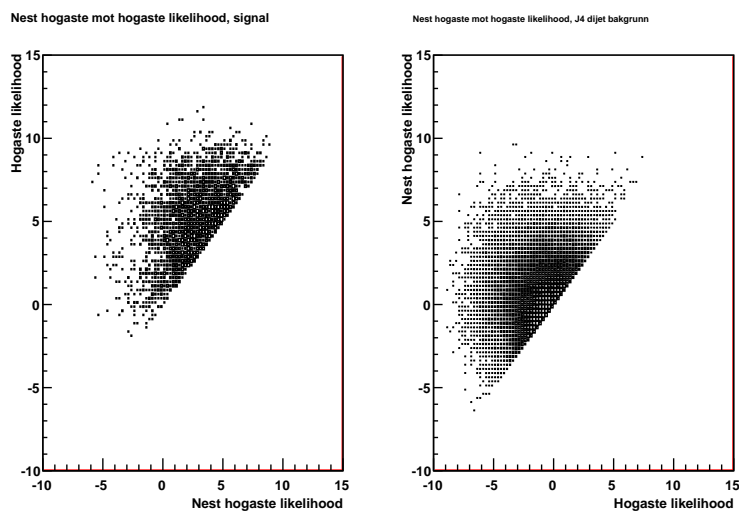
Tabell 4.2: Effektiviteten til likelihoodfunksjonen frå figur 4.19. Det er 263 592 tau kandidatar fordelt på 39 900 kollisjonar i J4 bakrunnshendinga, medan det er 51 623 ekte tau kandidatar fordelt på 60 428 kollisjonar i Z- \rightarrow $\tau\tau$ hendiga

| Kutt på likelihood | Andel signal som overlever | Andel bakgrunn som overlever |
|--------------------|----------------------------|------------------------------|
| -2.0 | 94.70% | 31.53% |
| -1.5 | 93.20% | 26.23% |
| -1.0 | 91.45% | 21.68% |
| -0.5 | 89.44% | 17.73% |
| 0.0 | 87.05% | 14.40% |
| 0.5 | 84.33% | 11.67% |
| 1.0 | 81.33% | 9.364% |
| 1.5 | 77.97% | 7.469% |
| 2.0 | 74.48% | 5.903% |
| 2.5 | 70.59% | 4.624% |
| 3.0 | 66.33% | 3.591% |
| 3.5 | 61.91% | 2.792% |
| 4.0 | 57.48% | 2.155% |
| 4.5 | 52.90% | 1.643% |
| 5.0 | 48.40% | 1.250% |
| 5.5 | 43.82% | 0.945% |
| 6.0 | 39.64% | 0.706% |
| 6.5 | 35.51% | 0.522% |
| 7.0 | 31.57% | 0.382% |
| 7.5 | 27.98% | 0.274% |

| Type kutt | Andel signal som overlever | Andel bakgrunn som overlever |
|-----------|----------------------------|------------------------------|
| Loose | 60.06% | 15.56% |
| Medium | 43.57% | 1.846% |



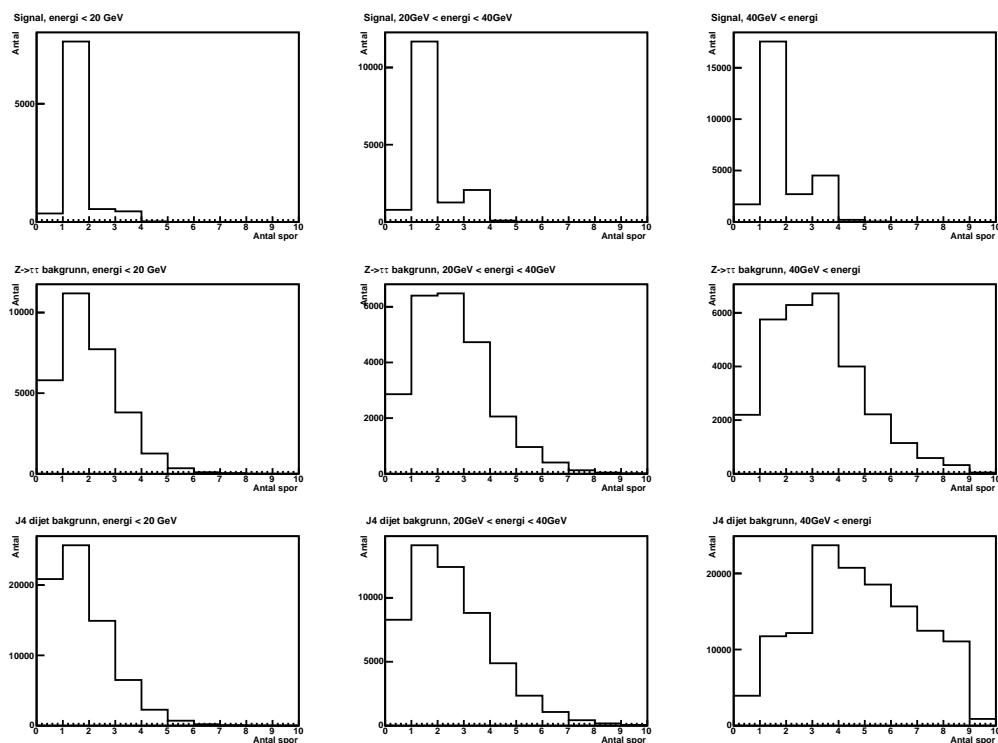
Figur 4.28: Den høgaste likelihoodfunksjonen i kvar hending mot den nest høgaste i kvar hending med dijet bakgrunn.



Figur 4.29: Den høgaste likelihoodfunksjonen i kvar hending mot den nest høgaste i kvar hending med dårlig rekonstruerte τ kandidatar som bakgrunn.

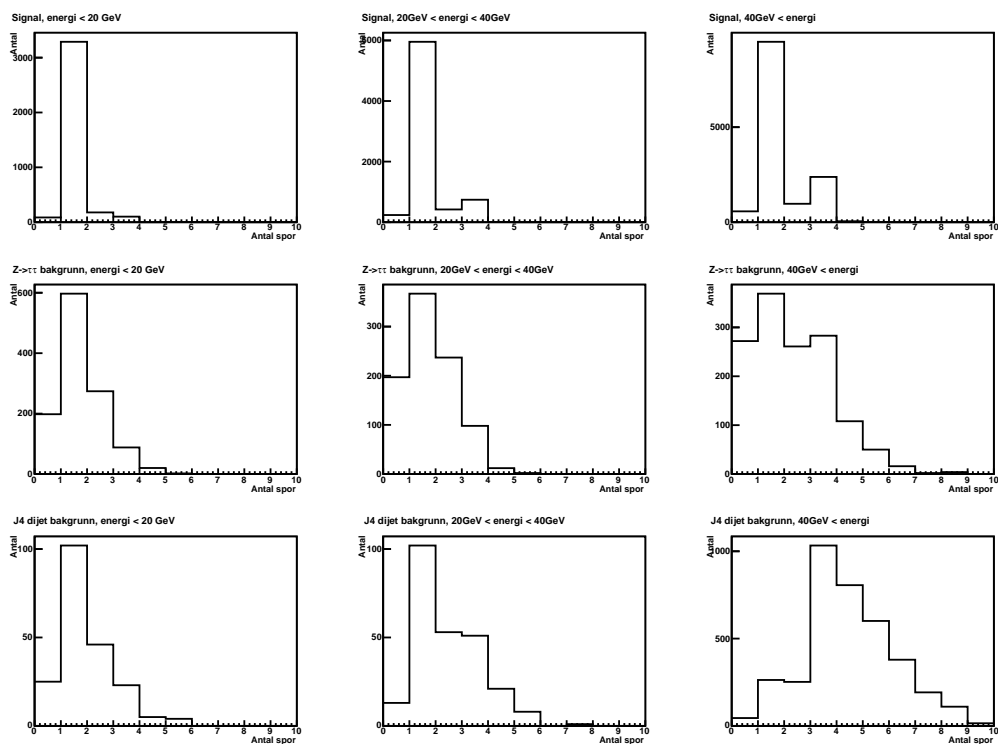
4.3 Studie av antal spor

τ skurar har eit lågt antal ladde spor, enten 1 eller 3. Dei *trygge* variablane set ikkje eksplisitte krav til antal spor, me kan derfor undersøka om eit slikt krav vil kunne eliminera meir bakgrunn.



Figur 4.30: Antal spor per hending for 3 energikutt, mindre enn 20 GeV, mellom 20 GeV til 40 GeV, og over 40 GeV. Ser at J4 bakgrunnen har eit mykje høgare antal spor per hending.

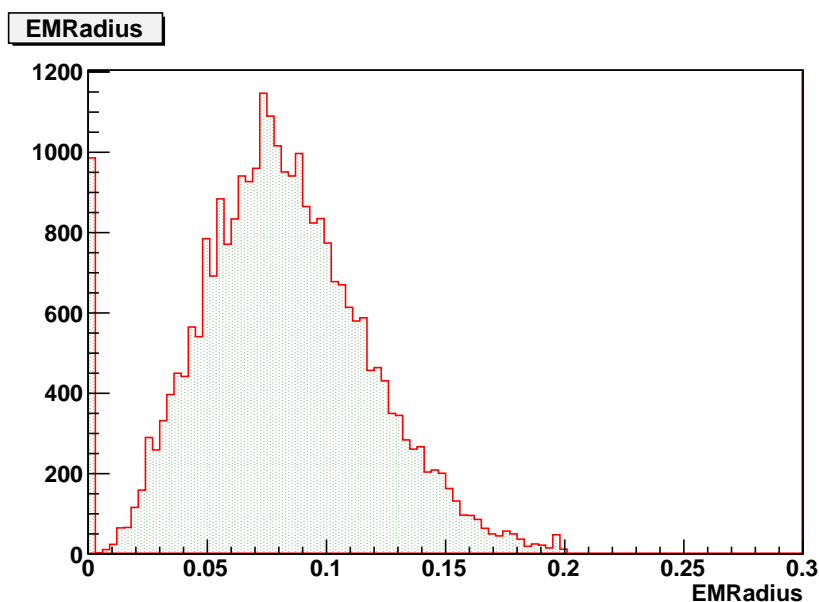
Kan samanlikna figur 4.30 med figur 4.31 for å sjå om det er noko å vinna på å kutta på antal spor. Signalet har få eller ingen henfall med 5 eller fleire spor, medan spesielt J4 bakgrunnen har mange hendingar med 5 eller fleire spor. Me ser at sjølv etter å ha krevd eit likelihoodkutt > 4 så vil eit krav om at antal spor skal vera mindre enn 5 redusera bakgrunnen betydelig, spesielt om energien i jeten er høg.



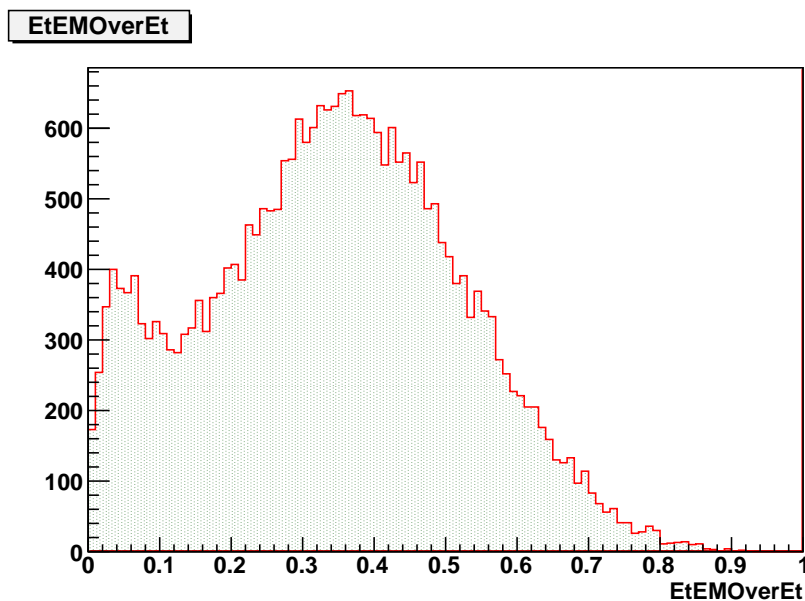
Figur 4.31: Antal spor per hending etter eit kutt på likelihood større enn 4. 3 energikutt, mindre enn 20 GeV, mellom 20 GeV til 40 GeV, og over 40 GeV.

4.4 Reelle data

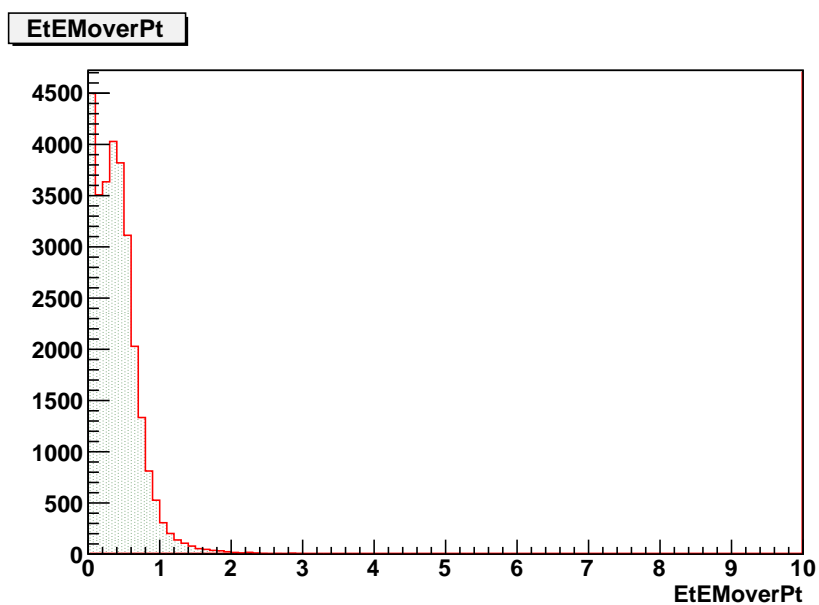
Fekk kjøyrt over reelle data svært seint i oppgåva, har plotta alle dei *trygge* variablane. Om me samenliknar desse figurane med alle figurane frå figur 4.1 til figur 4.18 ser me at dei reelle dataene likner mest på signal sjølv om dei reelle dataene skal vera nesten kun bakgrunn. Dette er gjort såpass seint i oppgåva at det ikkje er tid til å undersøka dette nærmare. Det er krevd eit kutt på Author variabelen, Author skal vera lik 3, dette vil seia at τ kandidaten både skal ha kalorimeter informasjon og tracking informasjon. Dei reelle dataene er *minimum bias trigger*, dei har sannsynligvis stort sett mykje lågare energi enn det som forventes for ekte τ . At dei ser så forskjellig ut frå bakgrunnen frå dei simulerte data heng også saman med at det berre er kjøyrd over J4 dijet bakgrunn, medan dei reelle dataene har mykje meir bakgrunn enn berre J4 dijet.



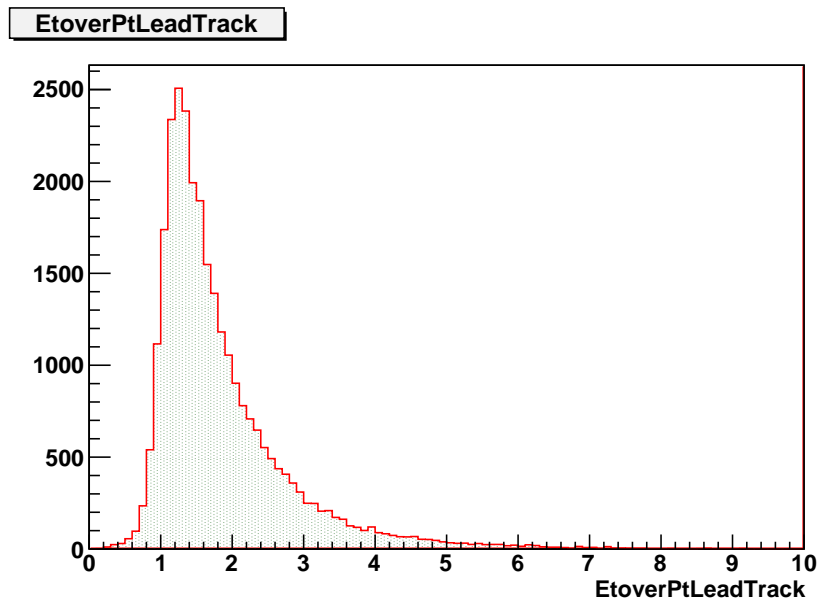
Figur 4.32: EMRadius for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



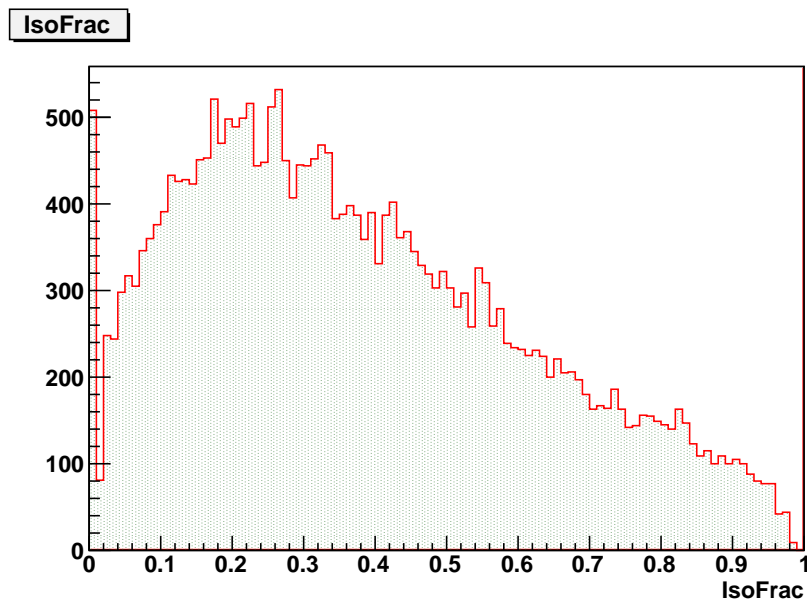
Figur 4.33: EtEMOverEt for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



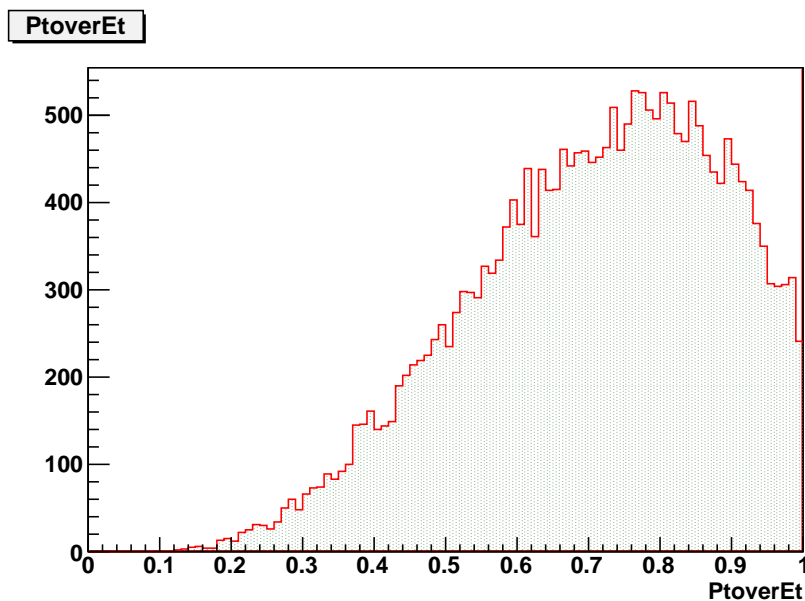
Figur 4.34: EtEMoverPt for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



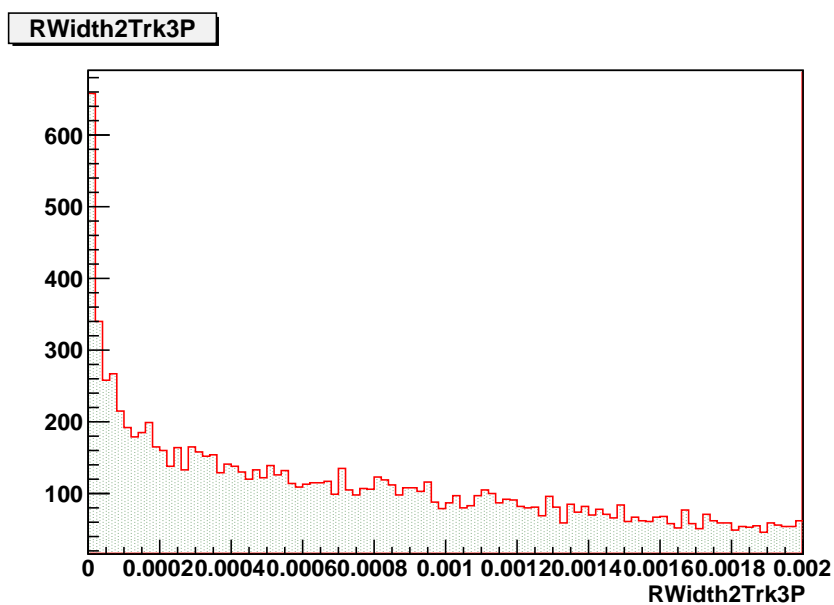
Figur 4.35: EtoverPtLeadTrack for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



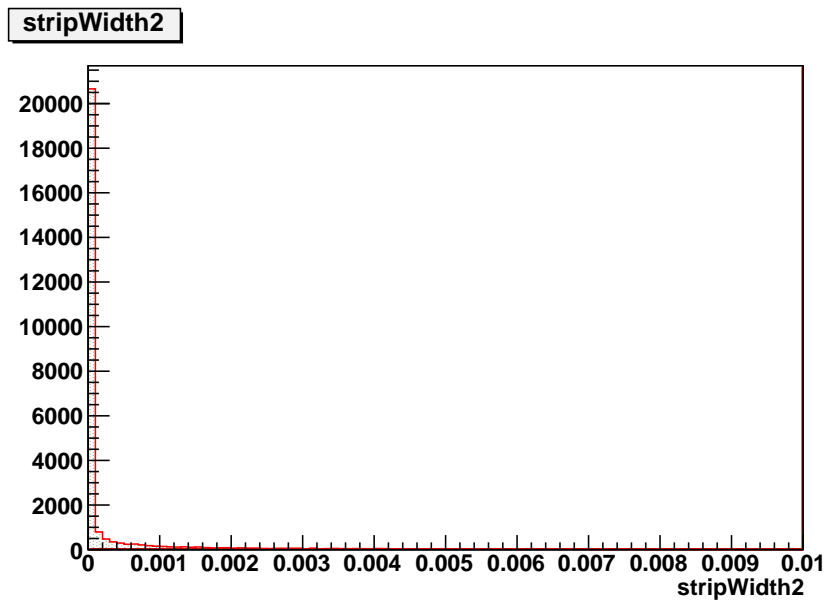
Figur 4.36: isoFrac for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



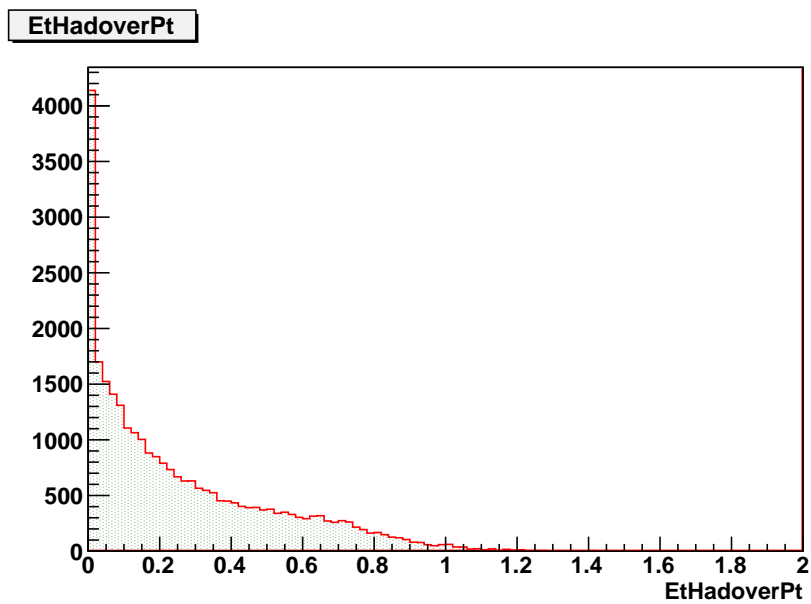
Figur 4.37: PtoverEt for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



Figur 4.38: RWidth2Trk3P for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



Figur 4.39: stripWidth2 for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)



Figur 4.40: EtHadoverPt for reelle data, har både kalorimeter og tracking informasjon (Author == 3)

Kapittel 5

Konklusjon og vidare arbeid

Ser frå tabell 4.2 at ved å benytta eit kutt på likelihoodfunksjonen er det mogleg å kutta ut meir av bakrunnen enn ved å bruka dei trygge kutta. Dette er berre testa ut på eit datasett med J4 dijet bakgrunn, J4 dijet er QCD di-jet hendingar som har p_T mellom 140-280 GeV. Har ikkje sett på 1 prong og 3 prong henfall for seg sjølv, dette skal ikkje vera mykje arbeid for å sjå på. Vidare bør dette prøvast ut på nye ntuplar med fleire typar bakgrunn, samnt andre kanalar med to τ lepton, slik som $H^- \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t} \rightarrow \tau\tau$, og $SUSY^- \rightarrow \tau\tau$. Fekk ikkje tid til å testa dette på reelle data, men det er heilt klart noko som bør gjerast seinare.

Dei *trygge* kuttet er delt inn i kategoriar for når det berre er calo-seeded, og når det er både calo og traking seeded, sjå tabell 3.1. Likelihoodkuttet kan også delast inn i desse kategoriane for å samanlikna det med alle dei *trygge*, så dette er noko som kan gjerast. Kan også dela opp i 1 prong og 3 prong hendingar for å samanlikna det med 1 og 3-prong henfall for dei *trygge* kutta

Vidare kan korrelasjonsmatrisene 4.25 samanliknast med figur 4.26 for å finna ut om likelihoodfunksjonen kan gi bedre separasjon på bakgrunn og signal ved å utelukka ein eller fleire av dei *trygge* variablane.

For å fjerna ytterligare bakgrunn uten å fjerna meir signal kan det vera ein ide å sjå på antal spor i eit henfall. Ser frå samanlikning av figur 4.30 og figur 4.31 at det omtrent ikkje er ekte τ lepton som har meir enn 5 spor, medan J4 bakgrunnen har ein del henfall med meir enn 5 spor, dette gjeld spesielt for bakgrunn med høgare energi enn 40 GeV.

Om det viser seg at kutt på likelihoodfunksjonen fortsatt er mykje bedre enn dei trygge kutta etter å ha testa dette på fleire typar bakgrunn og fleire kanalar, kan det vera ein grunn til å bruka likelihoodkutt istadenfor trygge kutt. Spesielt på dei trygge lause kutta er det eit klart forbedringspotensial å gå over til likelihoodkutt, likelihoodkuttet kutter ut omtrent 5 gonger meir bakgrunn enn det lause kuttet gjer som vist i tabell 4.2. Medium kuttet beheld omtrent 2 gonger meir bakgrunn enn likelihoodkuttet, tight kuttet var ikkje tilgjengelig i dei ntuplane eg holdt på med, så likelihoodkuttet bør samanliknast med eit tight kutt for å sjå om også det har forbedringspotensiale. Her kan det visa seg at den nest

høgaste likelihooden, figur 4.21, kan gi eit bedre svar enn likelihoodfunksjonen, figur 4.19, siden bakgrunnen på den nest høgaste likelihoodfunksjonen har ein mindre hale på bakgrunnen enn det likelihoodfunksjonen har.

Bibliografi

- [1] http://www2.warwick.ac.uk/fac/sci/physics/teach/module_home/px147/images/standardmodel.jpg.
- [2] <http://www.vedicknowledge.com/nader.html>.
- [3] C Amsler and et al. (*Particle Data Group*) *The review of particle physics*. Physics Letters B667 1, 2008.
- [4] Ernest M Henley and Alejandro Garcia. *Subatomic Physics third edition*. World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 2007.
- [5] The ATLAS Collaboration. *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger and Physics*. CERN, arXiv:0901.0512v4, 2008.
- [6] Greg Landsberg. Black holes at future colliders and beyond, 2006. arXiv:hep-ph/0607297v1.
- [7] The ATLAS Collaboration. Reconstruction and identification of hadronic τ decays with atlas, 2008. ATL-COM-PHYS-2008-068 [1].
- [8] <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/images/complex/Cern-complex.gif>.
- [9] Atlas home page. <http://www.atlas.ch/detector.html>.
- [10] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008.
- [11] http://www.atlas.ch/etours_exper/index.html.
- [12] <http://www.atlas.ch/inner-detector.html>.
- [13] http://www.atlas.ch/etours_exper/experiment-07.html.
- [14] http://lhcb.web.cern.ch/lhcb-rich/temp/pad-hpd/test_beam_coord.gif.

- [15] Klaus Wille. *The Physics of Particle Accelerators an introduction*. University of Oxford, 2005.
- [16] <http://physics.gac.edu/~huber/envision/instruct/montecar.htm>.
- [17] G Corcella, I G Knowles, G Marchesini, S Moretti, K Odagiri, P Richardson, M H Seymour, and B R Webber. Herwig 6.5, g. JHEP 0101 (2001) 010 [hep-ph/0011363]; hep-ph/0210213.
- [18] Torbjørn Sjøstrand, Leif Lønblad, Stephen Mrenna, and Peter Skands. *PYHIA 6.3 Physics and Manual*. *arXiv : hep - ph/0308153v1*.
- [19] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBookFullChain>.
- [20] <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [21] Philip Bechtle, Bjørn Gosdzik, and Stan Lai. Cut based reconstruction and identification of hadronic τ decays, 2009. ATL-COM-PHYS-2009-304.
- [22] ATLAS collaboration. Cut based identification of hadronic τ decays in early data, 2009.
- [23] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss. *TMVA 4 Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT User Guide*, 2009.
- [24] Philip Bechtle, Bjørn Gosdzik, and Stan Lai. Status report on tauid with safe variables. <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=3&resId=0&materialId=slides&confId=43438>, 2008.
- [25] Philip Bechtle, Bjørn Gosdzik, and Stan Lai. Cut based identification of hadronic τ decays, 2009. ATL-COM-PHYS-2009-304.