

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Grzegorz Siemczuk
Nr albumu: 233936

Badanie kanału
 $A/H \rightarrow \tau + \tau \rightarrow \tau_{\text{dżet}} + \mu + X$
w detektorze CMS

Praca magisterska
na kierunku Fizyka
specjalność Fizyka Cząstek Elementarnych i Oddziaływań Fundamentalnych

Praca wykonana pod kierunkiem
dra Marcina Koneckiego
Instytut Fizyki Doświadczalnej UW

Warszawa, czerwiec 2011

Oświadczenie kierującego pracą

Oświadczam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i stwierdzam, że spełnia ona warunki do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data

Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora pracy

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, że niniejsza wersja pracy jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data

Podpis autora pracy

Streszczenie

Praca skupia się na metodach wyznaczania masy inwariantnej bozonu Higgsa, na podstawie informacji o produktach rozpadu w kanale $A/H \rightarrow \tau + \tau \rightarrow \tau_{jet} + \mu + X$. Badaniu efektywności rekonstrukcji masy bozonu Higgsa poddano metody compMt, compP4CDFmethod, compCollinearApprox, compImprovedCollinearApprox. Metody te wykorzystano na danych symulowanych (GenParticle) jak i zrekonstruowanych (PFReco), w środowisku CMS przy LHC.

Słowa kluczowe

LHC, CMS, Higgs, GenParticle, PFReco, CMSSW

Dziedzina pracy (kod wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

Tytuł pracy w języku angielskim

Study of $A/H \rightarrow \tau + \tau \rightarrow \tau_{jet} + \mu + X$ channel in the CMS detector.

SPIS TREŚCI

1. Akcelerator LHC – LARGE HADRON COLLIDER	5
1.1. XX wiek – wiek przełomów	5
1.2. Budowa LHC	6
1.3. Parametry LHC.....	7
1.4. Dlaczego LEP potrzebował następcy.....	8
1.5. Eksperymenty przy LHC	10
2. CMS – Compact Muon Solenoid	19
2.1. Warstwy detekcyjne CMS	19
3. Bozon Higgsa w Modelu Standardowym, a bozony Higgsa w Minimalnym Supersymetrycznym Modelu Standardowym.....	23
3.1. Model Standardowy	23
3.2. Minimalny Supersymetryczny Model Standardowy (MSSM)	26
4. Kanał $A/H \rightarrow \tau\tau$	29
5. Analiza danych $A/H \rightarrow \tau\tau$ w gałęzi GenParticle	33
5.1. Historia przykładowego zdarzenia.....	33
5.2. Spektrum masy wygenerowanych cząstek	35
5.3. Symulowany rozkład masy niezmienniczej A/H	36
5.4. Rozkład masy inwariantnej A/H wyliczonej z par $\tau\tau$	37
5.5. Rozkład masy inwariantnej A/H wyliczonej z długożyciowych produktów rozpadu.	38
6. Metody rekonstrukcji masy inwariantnej.....	41
6.1. compMt.....	41
6.2. compP4CDFmethod	42
6.3. compCollinearApprox.....	42
6.4. compImprovedCollinearApprox	43
7. Wykorzystanie metod rekonstrukcji masy inwariantnej dla danych GenParticle	46
7.1. compMt dla GenParticle	46
7.2. compP4CDFmethod dla GenParticle	47
7.3. compCollinearApprox dla GenParticle.....	49
7.4. compImprovedCollinearApprox dla GenParticle	52
8. Wykorzystanie metod rekonstrukcji masy inwariantnej dla danych PReco	55
8.1. compMt dla PReco.....	56
8.2. compP4CDFmethod dla PReco.....	57
8.3. compCollinearApprox dla PReco.....	59
8.4. compImprovedCollinearApprox dla PReco	61
9. Podsumowanie efektywności metod rekonstrukcji masy bozonu Higgsa.....	63
10. Podsumowanie pracy	63
11. Podziękowania	64
12. Dodatek – Najważniejsze fragmenty kodu odpowiedzialne za poszczególne metody analizy danych.....	65
12.1. compMt.....	65
12.2. compP4CDFmethod	65
12.3. compCollinearApprox.....	65
12.4. compImprovedCollinearApprox	66
13. Bibliografia	68

1. Akcelerator LHC – LARGE HADRON COLLIDER

1.1. XX wiek – wiek przełomów

XX wiek miał ogromny wpływ na kształt dzisiejszej nauki. Już na samym początku tego wieku - dzięki swojej dociekliwości, ciekawości świata, pomysłowości i zdolności dedukcji - ludzkość zaczęła zagłębiać się coraz bardziej w zrozumienie zasad funkcjonowania Wszechświata. Człowiek od dawna starał się zrozumieć jego działanie w skali całego kosmosu, gdzie pierwszoplanową rolę odgrywa oddziaływanie grawitacyjne, a obserwowane procesy trwają miliardy lat. Stosunkowo niedawno, bo dopiero w XX wieku, człowiek zyskał możliwość badania najbardziej elementarnych cząstek otaczającej go materii i dotarcia do świata, w którym dominują pozostałe trzy oddziaływania, zupełnie inne niż najbardziej powszechna grawitacja. Aby tego dokonać konieczne było odkrycie sposobu na obserwację obiektów o rozmiarach znacznie mniejszych niż długość fali światła.

W roku 1897 Joseph J. Thomson opublikował wyniki doświadczenia potwierdzającego istnienie elektronu [1]. W 1911 Ernest Rutherford opublikował wyniki eksperymentu, uważanego za jeden z „dziesięciu najpiękniejszych eksperymentów z fizyki” [2], w którym odkryto jądro atomowe. Zwykle jedno z tych dwóch wydarzeń uważa się za początek fizyki jądrowej. Zapoczątkowały one rozwój metod badawczych, które w późniejszych latach pozwoliły na przykład na badanie promieniowania kosmicznego i odkrywanie nowych cząstek, nie występujących w jądrach atomowych. Tak pod koniec lat trzydziestych XX w. odkryto mion. Obserwacja jeszcze rzadszych procesów i cząstek wymagała zastosowania coraz to nowszych i bardziej wymyślnych metod i urządzeń detekcyjnych.

Jednymi z najważniejszych narzędzi współczesnej fizyki cząstek elementarnych są akceleratory, służące do przyspieszania cząstek. Prace nad pierwszym akceleratorem rozpoczęto w 1928 roku. Zadania tego podjęli się John D. Cockcroft i Ernest T. S. Walton. Przy pomocy ich akceleratora w 1932 roku po raz pierwszy udało się rozbić jądra atomowe (wykorzystano wtedy lit) za pomocą przyspieszonych cząstek – protonów [3]. Za swój pionierski wkład w naukę obaj konstruktorzy zostali nagrodzeni nagrodą Nobla w 1951 roku [4]. Dziewięć lat po zakończeniu drugiej wojny światowej w 1954 powołano do życia Europejską Radę Badań Jądrowych – CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire). Celem było nie tylko zrzeszenie europejskich naukowców, ale i dzielenie kosztów związanych z infrastrukturą badawczą. Lokalizacja CERN znalazła się na granicy francusko-szwajcarskiej. Początkowo od 1957 do dyspozycji fizyków był tylko Synchrociklotron (SC). W 1959 roku do użytku oddano Synchrotron Protonowy (PS), później dochodziły kolejne: Super Synchrotron Protonowy (SPS) w 1976, a w 1989 roku LEP, który znajdował się w podziemnym okręgu o obwodzie prawie 27 kilometrów i działał do 2000 roku. W trakcie jego działania dokonano wielu odkryć. Badając rozpad bozonu Z^0 udowodniono np. istnienie trzech i tylko trzech generacji lekkich neutrin

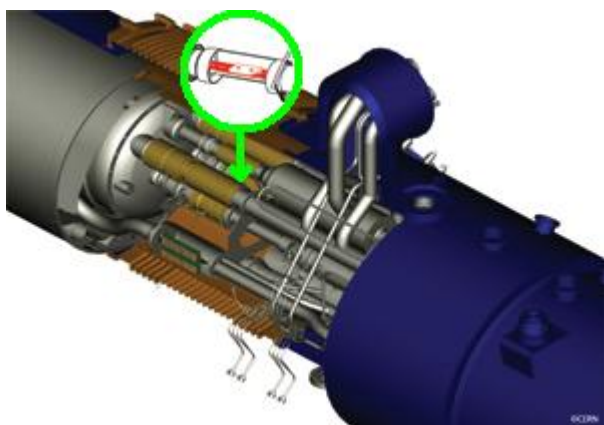
(przewidywania dotyczące szerokości rozkładu masy Z^0 wyglądają inaczej w zależności od zakładanej liczby generacji).

1.2. Budowa LHC

Pierwsze plany dotyczące budowy kolejnego akceleratora w CERN, który miałby pozwalać na uzyskiwanie jeszcze wyższych energii zderzeń, pojawiły się niemal w momencie otwarcia LEP. W końcowej fazie swojego działania mógł on uzyskiwać energię 209 GeV w układzie środka masy, jego następcę – LHC (ang. Large Hadron Collider) projektowano z myślą o energiach 14 TeV, czyli prawie 70 razy większych [5].

Po 11 latach pracy, 2 listopada 2000, LEP został zamknięty aby zwolnić miejsce w podziemnym tunelu na granicy szwajcarsko-francuskiej. Wtedy, w tym samym tunelu, mogła rozpocząć się budowa LHC.

Wydawało się, że LHC rozpocznie pracę w drugiej połowie 2008 roku. Oficjalne otwarcie, któremu towarzyszyły transmisje telewizyjne i liczne wydarzenia towarzyszące, miało miejsce 10 września 2008 roku. Niestety wkrótce po otwarciu, 19 września, w wyniku poważnej awarii, używanie LHC stało się niemożliwe przez ponad rok. Przyczyną awarii było wadliwe połączenie między dwoma magnesami. Kiedy doszło do zwarcia, nastąpiło uszkodzenie instalacji chłodzenia helem. Wydostający się hel spowodował gwałtowną zmianę ciśnienia skutkującą mechanicznymi uszkodzeniami [6].



Rys.1.1. Wadliwe połączenie elektryczne, które doprowadziło do awarii 19 IX 2008.

Awarii w stopniu ciężkim uległo 37 magnesów, w stopniu lekkim 16. Magnesy te znajdowały się w sektorach 3 i 4 akceleratora (całość liczy osiem sektorów) [7].

Ponowne uruchomienie miało miejsce 23 listopada 2009. Z początku nie używano „pełnej mocy” LHC. W dniu 23 listopada przypadająca na każdą wiązkę energia wynosiła 450 GeV [8]. Od 30 marca 2010 używano wiązek o energii po 3,5 TeV na każdą z dwóch przeciwbieżnych wiązek. Trwało to do 4 listopada 2010. Dalsze zwiększenie energii wiązek zaplanowano na późniejszy czas. Powodem jest m. in.

chęć udoskonalenia systemów monitorujących pracę akceleratora tak aby sytuacja z września 2008 się nie powtórzyła.

Od 8 listopada 2010 w LHC dokonywano zderzeń wiązek jonów ołowiu przy energii 2,76 TeV na nukleon w układzie środka masy. Celem takich zderzeń jest badanie plazmy kwarkowo - gluonowej, takiej jak obecnej w pierwszych chwilach istnienia Wszechświata. Celem jest również poszerzenie wiedzy o oddziaływaniach silnych [9].

W chwili pisania tej pracy nie było oficjalnych stanowisk dotyczących ram czasowych, w których zostanie osiągnięta energia 10 TeV i 14 TeV. Prawdopodobnie w drugiej połowie 2012 energia zostanie podniesiona do 8 TeV. Potem na lata 2013-2014 zaplanowana jest około 1,5 roczna przerwa w trakcie, której prowadzone będą prace dostosowujące eksperyment do energii 14 TeV [10].

1.3. Parametry LHC

LHC jest obecnie najbardziej zaawansowanym narzędziem HEP (ang. High Energy Physics). Koszt jego budowy wyniósł 4,6 mld CHF [11]. Porównanie podstawowych parametrów akceleratorów podobnych do LHC, czyli LEP i Tevatronu będącego największym tego typu akceleratorem amerykańskim, znajduje się w tabeli Tab.1.1.

Tab.1.1. Porównanie LHC, LEP i Tevatronu [12], [13].

	LHC (2008/2009)	LEP(1989)	TEVATRON(1983)
Energia	14 TeV	209 GeV	1,96 TeV
Świetłość	Do $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (2010 X: $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	$2,2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	2010 IV: $4,04 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Zderzane cząstki	proton - antyproton jon ołowiu - jon ołowiu	elektron - pozyton	proton - antyproton

Najważniejszymi parametrami określającymi możliwości akceleratora są energia dostępna w układzie środka masy ($\sqrt{s}$) i świetność (L). Energia określana jest wzorem (1.1.) w którym E_i to energia przeciwbieżnych wiązek, a $\vec{p}_i$ to ich pęd. W związku z tym, że pędy wiązek mają przeciwne zwroty, ich wektorowa suma wynosi zero. Energia dostępna w układzie środka masy jest więc sumą energii przeciwbieżnych wiązek.

$$\sqrt{s} = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2} \quad (1.1.)$$

Świetność (L) jest parametrem związanym z geometrią wiązki, współczynnikiem proporcjonalności między liczbą zderzeń na jednostkę czasu (R) a przekrojem czynnym (σ), występującymi w zależności $R = \sigma L$. Świetność można obliczyć ze wzoru (1.2.)

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A} \quad (1.2.)$$

gdzie

f – częstość obiegu cząstek

n – liczba paczek (ang. bunch) w wiązce

N_i – liczba cząstek w paczce i -tej

A – przekrój wiązki

Inne parametry opisujące LHC znajdują się w tabeli Tab.1.2.

Tab.1.2. Parametry LHC [14], [15].

L.p.	Parametr	Wielkość
1	Nominalna energia <i>protonów</i>	7 TeV
2	Nominalna energia <i>jonów</i>	2,76 TeV/u
3	Zaprojektowana świetlność <i>dla pp</i>	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
4	Zaprojektowana świetlność <i>dla jonów</i>	$10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
5	Liczba paczek w wiązce <i>protonowej</i>	2808
6	Liczba paczek w wiązce <i>jonowej</i>	592
7	Liczba cząstek w paczce <i>protonów</i>	$1,1 \times 10^{11}$
8	Liczba cząstek w paczce <i>jonów</i>	7×10^7
9	Liczba okrążeń na sekundę	11245
10	Liczba zderzeń na sekundę	600 milionów
11	Min. odległość między paczkami <i>dla pp</i>	$\sim 7 \text{ m} / 25 \text{ ns}$
12	Min. odległość między paczkami <i>dla jonów</i>	$\sim 28 \text{ m} / 100 \text{ ns}$
13	Liczba magnesów	9300
14	Liczba głównych dipoli	1232
15	Liczba głównych kwadrupoli	858
16	Max. pole magnetyczne dipola	8,33 T
17	Temperatura pracy dipola	1,9 K ($-271,3^{\circ}\text{C}$)
18	Obwód	26659 m

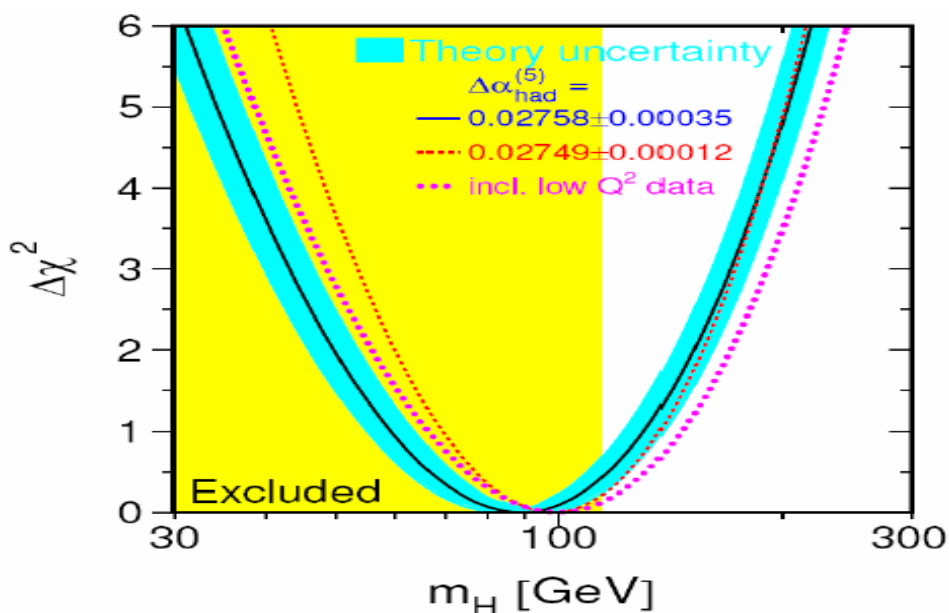
1.4. Dlaczego LEP potrzebował następcy

W porównaniu z LEP, w LHC zarówno świetlność jak i dostępna energia uległy znacznemu zwiększeniu. O ile świetlność wpływa przede wszystkim na poprawienie statystyki danych, to zwiększenie energii znacznie poszerza obszar badań.

Przykładem może być poszukiwanie wciąż nieodkrytego bozonu Higgsa, nazywanego boską cząstką ze względu na unikalną zdolność do nadawania cząstkom masy. Istnieje kilka teorii, zakładających istnienie bozonu Higgsa, ale do tej pory nie ma doświadczalnego dowodu potwierdzającego jego istnienie.

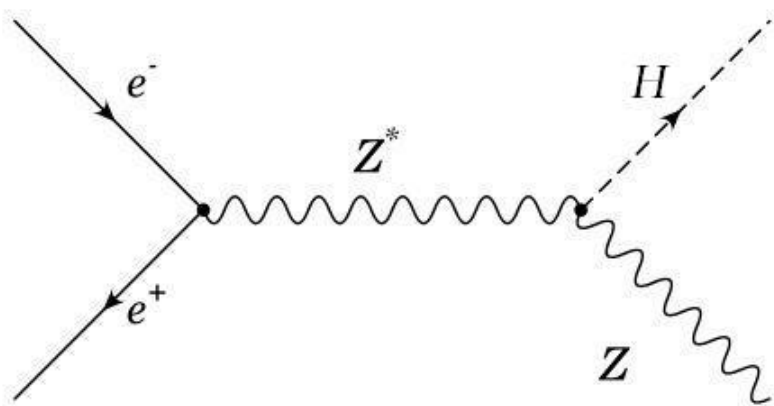
Bozonu Higgsa poszukiwano już w LEPie, który dysponował energią 209 GeV. Eksperymenty jakie udało się przeprowadzić przy tej energii pozwoliły jedynie wykluczyć istnienie bozonu Higgsa o masie mniejszej niż $114,5 \text{ GeV}/c^2$. W szczególności limit ten jest większy niż najbardziej prawdopodobna wartość masy, jaka wynikałaby z dopasowania do wyników precyzyjnych testów Modelu Standardowego. Istnienie bozonu Higgsa o masie $89 \text{ GeV}/c^2$ minimalizowałaby różnicę między przewidywaniami teoretycznymi i doświadczalnymi pomiarami

wielkości zależnych od masy bozonu Higgsa (zależnych od poprawek radiacyjnych w procesach wyższych rzędów z wirtualną wymianą m. in. bozonu Higgsa) [16]. Przedstawia to Rys.1.2.



Rys.1.2. Obszar wykluczony przez LEP jako obszar, w którym znajduje się masa bozonu Higgsa, zestawiony z różnicą między pomiarami wartości wielkości zależnych od masy bozonu Higgsa, a ich teoretycznym przewidywaniem przy założonej masie bozonu.

W LEP szukano bozonu Higgsa w kanale $e^+e^- \rightarrow HZ^0 \rightarrow b\bar{b}X$. To właśnie obecność Z^0 sprawiała, że ograniczenie na masę bozonu jest znacznie niższe niż energia dostępna w LEP. Diagram tej reakcji pokazany jest na Rys.1.3.

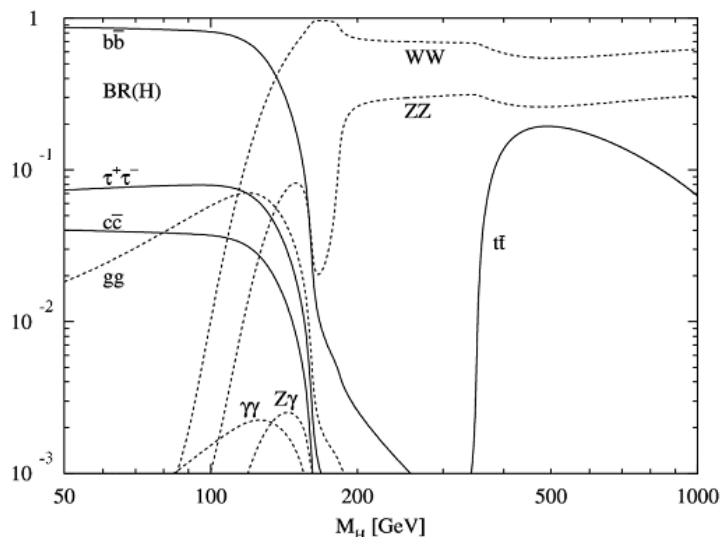


Rys.1.3. Diagram Feynmana reakcji, w której poszukiwano bozonu Higgsa w LEP.

W LHC można poszukiwać bozonu Higgsa w szerokim zakresie mas, wykraczającym poza zakres dostępny dla LEP. W zależności od wartości masy Higgsa przewidywania teoretyczne wskazują na różne kanały rozpadu. Uwzględniając wszelkie procesy tła, dla $M_H < 130 \text{ GeV}/c^2$ największe szanse wykrycia bozonu Higgsa rokują kanały $H \rightarrow \gamma\gamma$ i $H \rightarrow \tau\tau$. Zakres masy powyżej ok. $182 \text{ GeV}/c^2$, czyli

masy dwóch bozonów Z^0 , pokrywa tak zwany „złoty kanał”, w którym powstają cztery leptony (miony lub elektrony) w procesie $pp \rightarrow H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$. Dla mas pośrednich możliwy jest rozpad analogiczny do „złotego kanału”, w którym następuje rozpad za pośrednictwem wirtualnego Z^* , czyli bozonu Z^0 poza powłoką masy [17].

Najbardziej prawdopodobne kanały rozpadu bozonu Higgsa w zależności od jego masy przedstawiono na Rys.1.4. [18].



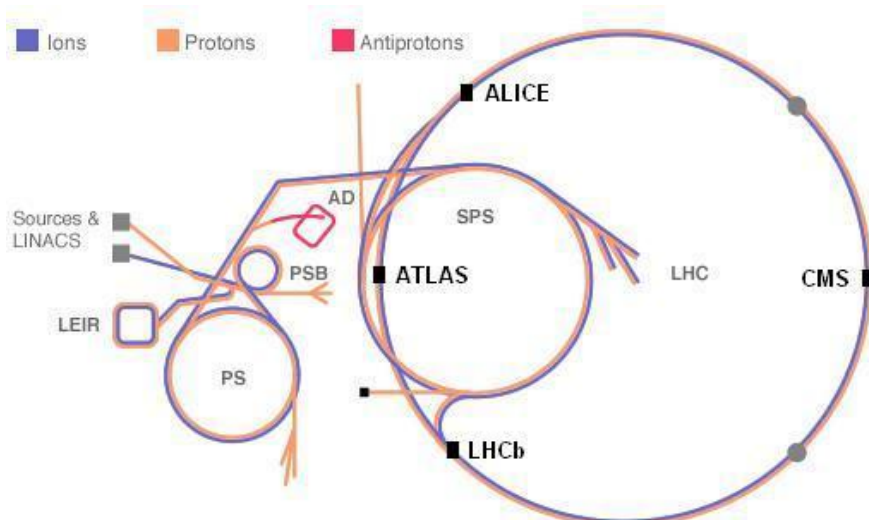
Rys.1.4. Stosunek rozgałęzień kanałów rozpadu bozonu H dla założonej masy bozonu.

Powyższe kanały dotyczą poszukiwania standardowego Higgsa. Poszukiwane będą jednak również supersymetryczne cząstki Higgsa i tu najbardziej obiecującym kanałem jest $H \rightarrow \tau + \tau \rightarrow \tau_{jet} + \mu + X$. Praca skupia się na poszukiwaniach bozonu właśnie w tym kanale.

1.5. Eksperymenty przy LHC

W LHC, dzięki dużej świetlności, w ciągu sekundy może zachodzić do 600 milionów zderzeń wysokoenergetycznych cząstek, co przekłada się na 15 mln GB danych rocznie. Najpierw dane te są zapisywane na taśmach magnetycznych w CERNie. Po wstępnym przetworzeniu są dystrybuowane do jedenastu centrów komputerowych na Świecie - między innymi do Kanady, Francji, Niemiec, Włoch, Stanów Zjednoczonych. Centra te stanowią tak zwany „Tier-1”, udostępniają one dane do szczegółowej analizy stu sześćdziesięciu centrom stanowiącym „Tier-2” [19].

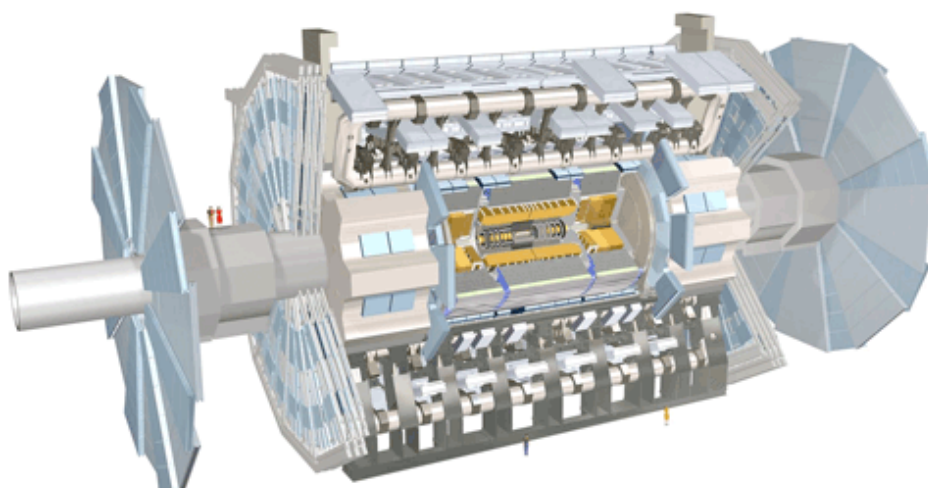
Dane o zderzeniach pochodzą z eksperymentów skoncentrowanych wokół czterech głównych detektorów – ATLAS, CMS, ALICE, LHCb. Ich rozlokowanie przedstawiono na Rys.1.5. [20]. Trzy mniejsze detektory TOTEM, LHCf i MoEDAL znajdują się odpowiednio przy detektorach CMS, ATLAS i LHCb.



Rys.1.5. Schemat kompleksu CERN, akceleratory i główne detektory.

Różnice między detektorami są znaczne. Wynikają ze zróżnicowania zadań postawionych przed skupionymi wokół nich eksperymentami.

ATLAS - A Toroidal LHC ApparatuS - to zespół detektorów ogólnego przeznaczenia. Celem eksperymentu jest poszukiwanie bozonu Higgsa, dodatkowych wymiarów, cząstek które mogłyby tworzyć ciemną materię w tym cząstek supersymetrycznych [21].



Wymiary:

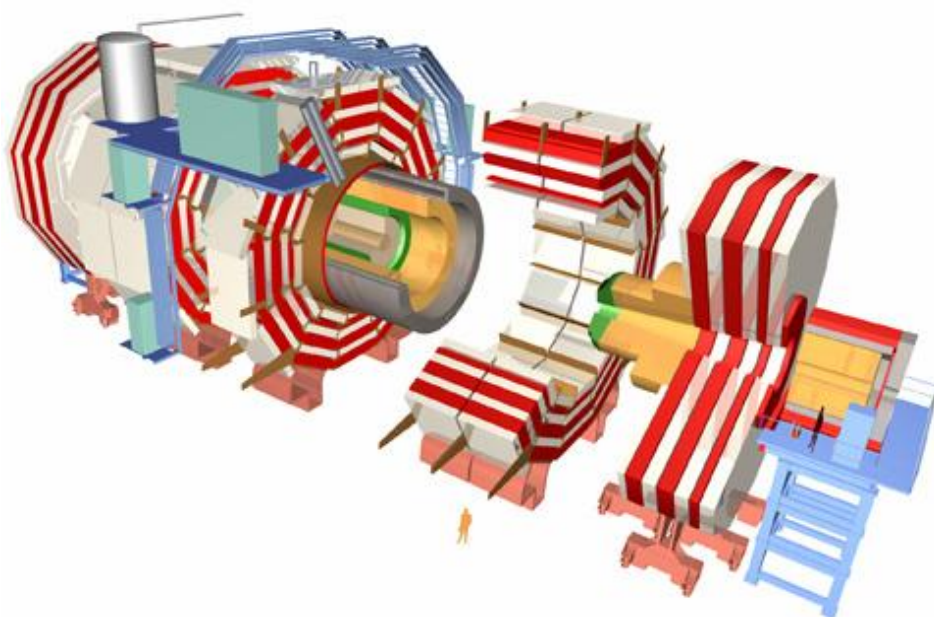
długość: 46 m
wysokość: 25 m
szerokość: 25 m

Masa:

7 000 ton

Rys.1.6. Model detektora ATLAS.

CMS - Compact Muon Solenoid - to drugi po ATLASie detektor ogólnego przeznaczenia, różniący się od niego konstrukcyjnie, przede wszystkim budową magnesów. Główne obszary eksperymentalne to poszukiwanie bozonu Higgsa, dodatkowych wymiarów i ciemnej materii. Zainteresowania badawcze są więc takie, jak w przypadku ATLAS [22].



Wymiary:

długość: 21 m

wysokość: 15 m

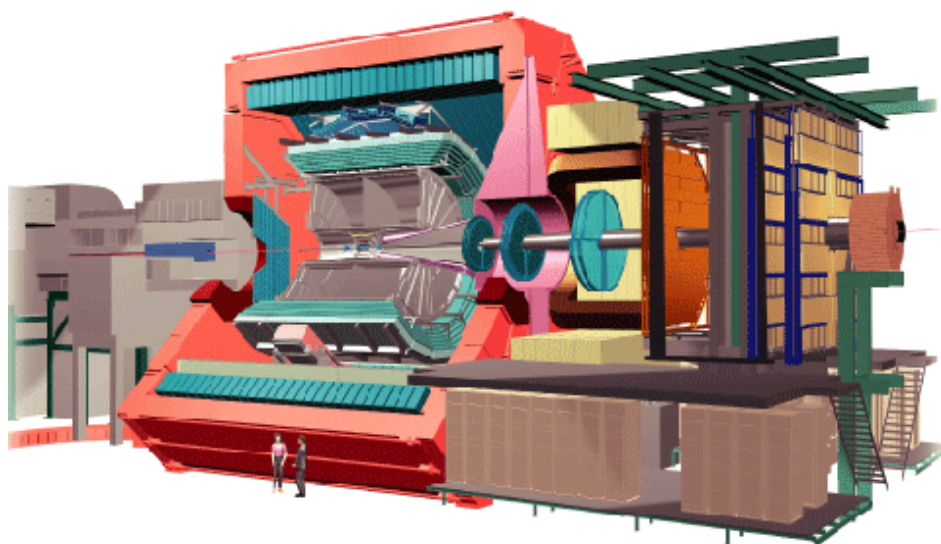
szerokość: 15 m

Masa:

12 500 ton

Rys.1.7. Model detektora CMS.

ALICE - A Large Ion Collider Experiment - detektor składający się z 18 pod-detektorów, będących w stanie zaobserwować w ciągu sekundy do 8000 przypadków zderzeń jonów ołowiu i produkcji plazmy kwarkowo-gluonowej. Jej obserwacja pozwala na obserwację tego co działo się w czasie $< 10^{-5}$ s po Wielkim Wybuchu, zrozumienie przyczyny występowania kwarków tylko w związanych strukturach i genezy „dodatkowej” masy w tych strukturach znacznie przekraczającej sumę mas kwarków je tworzących [23].



Wymiary:

długość: 26 m

wysokość: 16 m

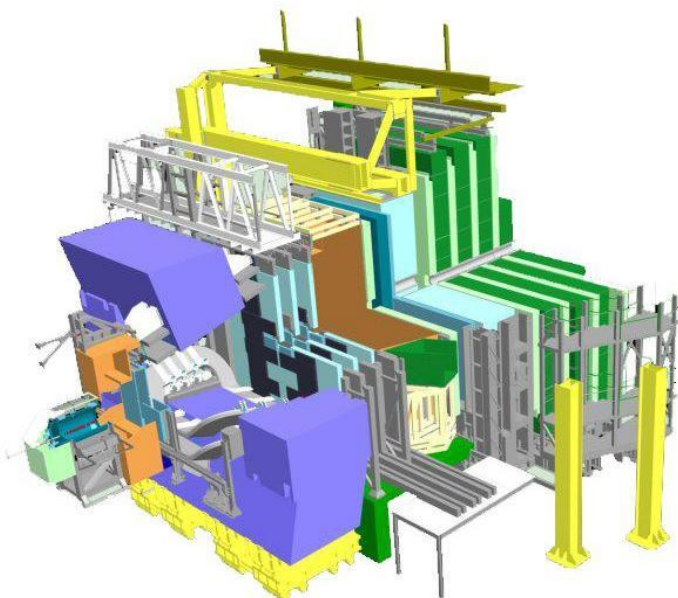
szerokość: 16 m

Masa:

10 000 ton

Rys.1.8. Model detektora ALICE.

LHCb - Large Hadron Collider beauty - detektor nastawiony na rejestrowanie produktów rozpadu cząstek zawierających kwarki b i anti-b, których obserwacja pozwoli na zbadanie łamania symetrii odpowiedzialnego za to, że Wszechświat składa się w większości z materii (a nie podobnej ilości materii i antymaterii). Celem eksperymentu jest wyjaśnienie mechanizmu sprawiającego, że we Wszechświecie obserwujemy nadmiar materii nad antymaterią. Główne pomiary przeprowadzane są na cząstkach produkowanych pod małymi kątami, stąd geometria detektora jest



nietypowa jak na duży detektor LHC. Nie ma poddetektora, który otaczałby cały punkt zderzenia, zamiast tego jest szereg poddetektorów, ustawionych warstwami prostopadłymi do osi wiązki [24].

Wymiary:

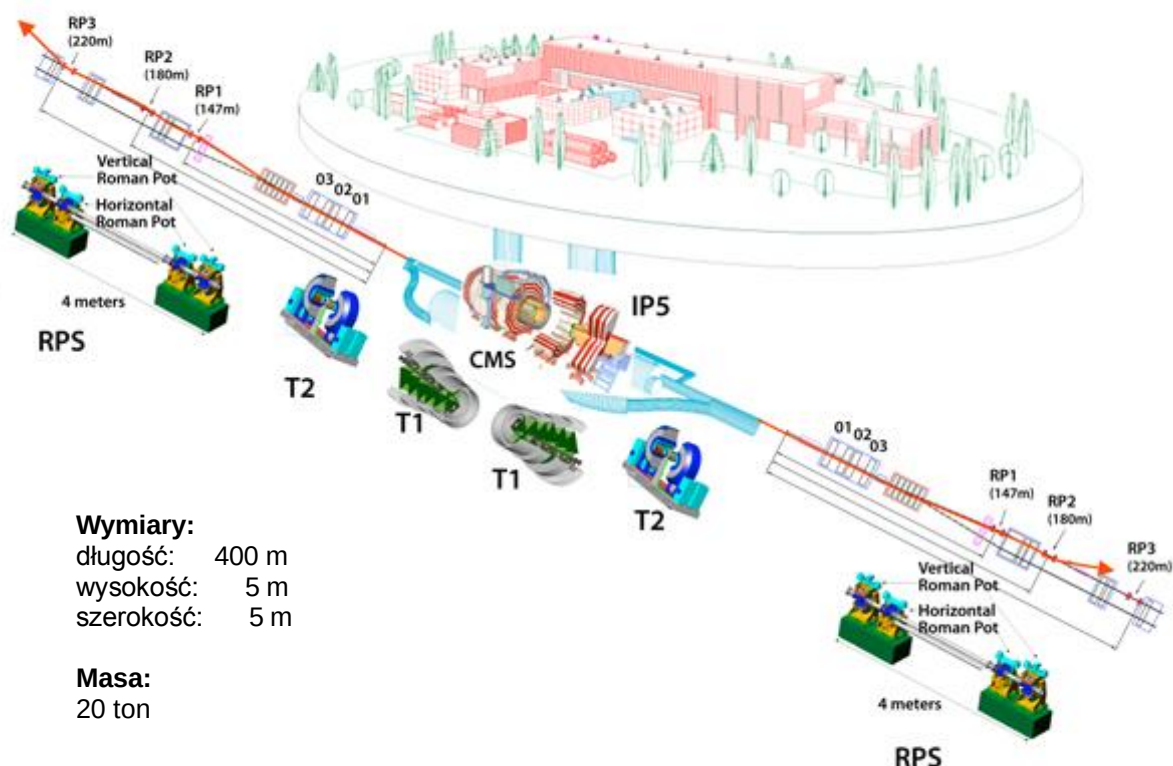
długość: 21 m
wysokość: 10 m
szerokość: 13 m

Masa:

5 600 ton

Rys.1.9. Model detektora LHCb.

TOTEM - TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement - znajduje się przy detektorze CMS. Zadaniem jest badanie całkowitych przekrojów czynnych, rozpraszania elastycznego i dysocjacji dyfrakcyjnej poprzez analizę cząstek rozproszonych pod małymi kątami. Aby tego dokonać detektor musi mieć zdolność rejestracji cząstek poruszających się bardzo blisko wiązki LHC. W tym celu, po obu stronach CMS, w komorach próżniowych nazywanych „rzymskimi garnkami” (ang. Roman Pots – RPS [25]), mających bezpośrednie połączenie z komorą wiązki LHC, umieszcza się detektory, mogące rejestrować rozproszone protony [26]. W skład eksperymentu TOTEM wchodzi jeszcze dwa detektory - Teleskopy T1 i T2, znajdujące się w obrębie przestrzeni eksperymentu CMS. Są to detektory cząstek naładowanych, używane od pomiaru cząstek powstałych w oddziaływaniach nieelastycznych [27].

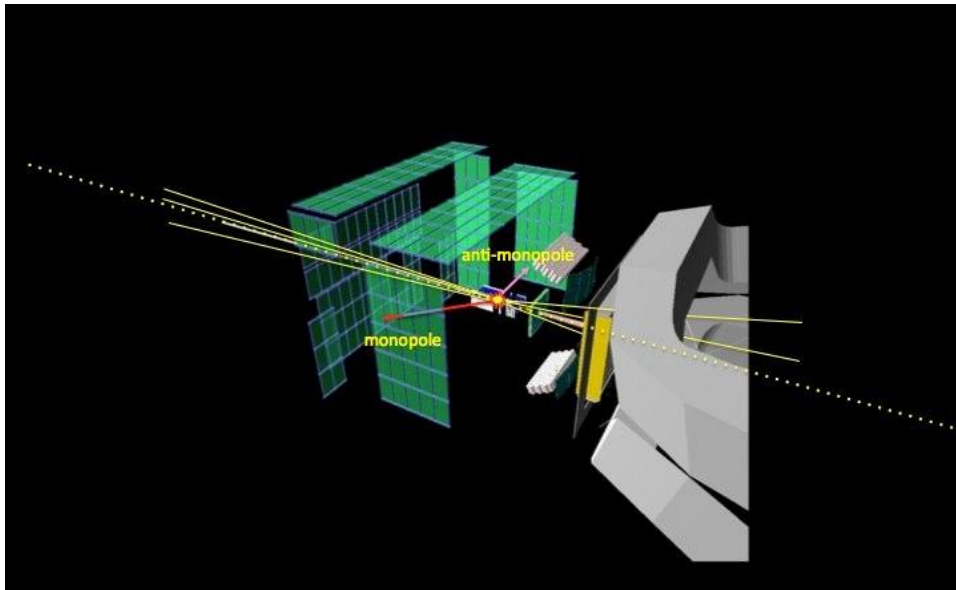


Rys.1.10. Schemat detektora TOTEM.

Efektom działania eksperymentu TOTEM [28] będzie znalezienie odpowiedzi np. na pytanie o to jak zmienia się rozmiar protonu w zależności od jego energii. Ponadto dzięki wykonywanym pomiarom możliwe będzie dokładne monitorowanie światłości.

LHCf - Large Hadron Collider forward - to mały detektor przy eksperymencie ATLAS. Jego zadaniem jest analiza neutralnych cząstek rozproszonych pod małymi kątami. Eksperyment ma posłużyć do testowania modeli używanych w fizyce wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego. Na detektor składają się dwa kalorymetry (30 cm x 80 cm x 10 cm; 40 kg [29]) umieszczone po obu stronach detektora ATLAS, w odległości 140 m od punktu interakcji [30].

MoEDAL - Monopole and Exotics Detector at the LHC - eksperyment ten został zaprojektowany jako uzupełnienie do innych eksperymentów przy LHC, w obszarze fizyki egzotycznej. Jego projekt został zatwierdzony w grudniu 2009, a prace powinny zakończyć się w trakcie długiej przerwy technicznej w LHC, której rozpoczęcie planowane jest na 2013. Badania nastawione będą na poszukiwanie m. in. monopolu magnetycznych i dyonów czyli hipotetycznych cząstek w czterowymiarowych teoriach, mających zarówno ładunki elektryczne jak i magnetyczne. Eksperyment będzie badać istnienie Masywnych Cząstek Stabilnych (Stable Massive Particles – SMPs), wychodzących poza Model Standardowy, którymi mogą być np. nowe stany posiadające zachowującą się nową liczbę kwantową, pozostałości po czarnych dziurach, długożyciowe podwójnie naładowane bozony Higgsa [31].



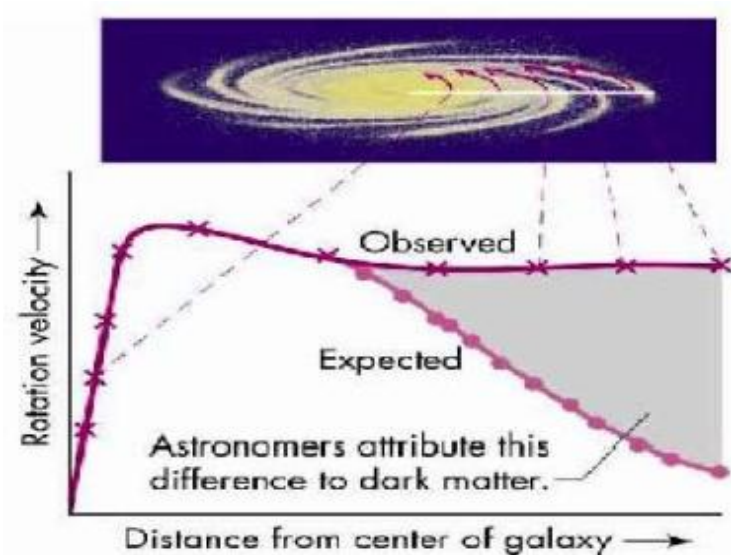
Rys.1.11. Model elementów eksperymentu MoEDAL (płytki) i część detektora LHCb.

Celem eksperymentów przy LHC jest znaczne poszerzenie wiedzy o fundamentach mechanizmów zachodzących we Wszechświecie. W przypadku detektora CMS tak jak wspomniano chodzi głównie o znalezienie bozonu Higgsa, poszukiwanie dodatkowych wymiarów i ciemnej materii.

Ciemna materia to materia występująca we Wszechświecie, która nie emituje ani nie odbija promieniowania elektromagnetycznego. Hipoteza jej istnienia została wysnuta w związku z obserwacjami astrofizycznymi, poczynionymi w 1933 roku przez Fritza Zwicky. Obserwując Gromadę Coma (inna nazwa Abel 1656) stwierdził, że zachowanie znajdujących się w niej galaktyk nie może zostać wytłumaczone siłą grawitacyjną pochodzącą tylko od obserwowalnych obiektów. Stwierdził, że prędkość poruszających się obiektów jest inna niż wynikająca z twierdzenie o wiriale, które w przypadku obiektów poruszających się w potencjale grawitacyjnym mówi o następującej zależności między energią kinetyczną i potencjalną

$$2 \langle E_k \rangle = - \langle E_p \rangle \quad (1.3.)$$

Wytłumaczeniem mogłaby być obecność dodatkowej masy - ciemnej materii, która tłumaczyłaby nadmierną w stosunku do wynikającej z oddziaływania grawitacyjnego, prędkość obiektów odległych.



Rys.1.12. Schemat krzywej rotacji dla galaktyki spiralnej.

Za koronny dowód istnienia ciemnej materii uważa się obserwacje poczynione w Gromadzie Pocisk (ang. Bullet Cluster). Gromada ta powstała ze zderzenia dwóch mniejszych galaktyk. Zawarte w gromadach ciemna materia i gaz międzygwiazdny oddziałują inaczej. W momencie zderzenia ruch ciemnej materii nie został spowolniony w takim stopniu jak w przypadku gazu. Różne prędkości ciemnej materii i gazu międzygwiazdnego sprawiły ich rozdzielenie, którego skutki widać w występowaniu obszarów, w których wielkość efektu soczewkowania grawitacyjnego może być wytłumaczona obecnością gazu międzygwiazdnego, jak i obszarów gdzie do wytłumaczenia obserwowalnych efektów konieczna jest obecność ciemnej materii (Rys.1.13.).



Rys.1.13. Gromada Pocisk (1E 0657-558).

Bezpośredniej detekcji cząstek ciemnej materii podjęto się już wcześniej kilka eksperymentów np. CDMS, ArDM, DAMA. Spośród, nich tylko w DAMA (DARk MATter) stwierdzono obserwację poszukiwanej ciemnej materii. Wszystkie inne eksperymenty podważyły tę obserwację.

Biorąc pod uwagę modele kosmologiczne, nukleosyntezy i promieniowanie tła, z dopasowania do obserwacji możemy wywnioskować, że zwykła materia stanowi tylko 4% Wszechświata, 23% to ciemna materia, a resztę stanowi ciemna energia, czyli hipotetyczna forma energii, której oddziaływanie ma charakter odpychający i zwiększa szybkość rozszerzania się Wszechświata.

Ciemna materia tylko w niewielkim stopniu składa się z materii barionowej, czyli czarnych dziur, brązowych karłów itp. Spośród niebarionowej ciemnej materii wyróżniamy gorącą ciemną materię (cząstki poruszające się z prędkościami relatywistycznymi np. neutrina) i zimną ciemną materię, którą stanowią najprawdopodobniej wolne, masywne, neutralne cząstki, słabo oddziałujące z materią, czyli WIMP-y (Weakly Interacting Massive Particles). Najpoważniejszym kandydatem na WIMP-a jest neutralino, będące najlżejszą cząstką supersymetryczną LSP (Lightest Supersymmetric Particle). Jej produkcja i detekcja będzie jednym z celów eksperymentów przy LHC [32], [33].

Dodatkowe wymiary wiążą się z teorią strun i jej aktualnie obowiązującym wariantem uwzględniającym supersymetrię, czyli teorią superstrun. M-teoria, czyli rozszerzenie teorii uogólniającej pięć wariantów teorii superstrun o supergrawitację przewiduje m. in. istnienie wielowymiarowej czasoprzestrzeni. Dodatkowe wymiary, poza powszechnie występującymi trzema wymiarami przestrzennymi i jednym czasowym, nie są obserwowalne w normalnych warunkach gdyż są zwinięte do rozmiarów rzędu długości Plancka ($l_p = 1,6 \times 10^{-35}$ m)

$$l_p = \sqrt{\frac{hG}{2\pi c^3}} \quad (1.4.)$$

gdzie h – stała Plancka
 G – stała grawitacji
 c – prędkość światła

Jak dowodzą autorzy pracy „Extra Spacetime Dimensions and Unification” [34] istnienie dodatkowych wymiarów powoduje znaczne zmniejszenie energii przy której następuje unifikacja oddziaływań. Jeśli siła grawitacyjna gwałtownie wzrasta przy energiach około 1 TeV, to w wyniku zderzeń w LHC mogą zostać wyprodukowane w dużej ilości grawitony. Część z nich natychmiast zniknie w dodatkowych wymiarach, zabierając ze sobą energię. Eksperymenty będą poszukiwać zdarzeń pasujących do wzorców takich procesów [35].

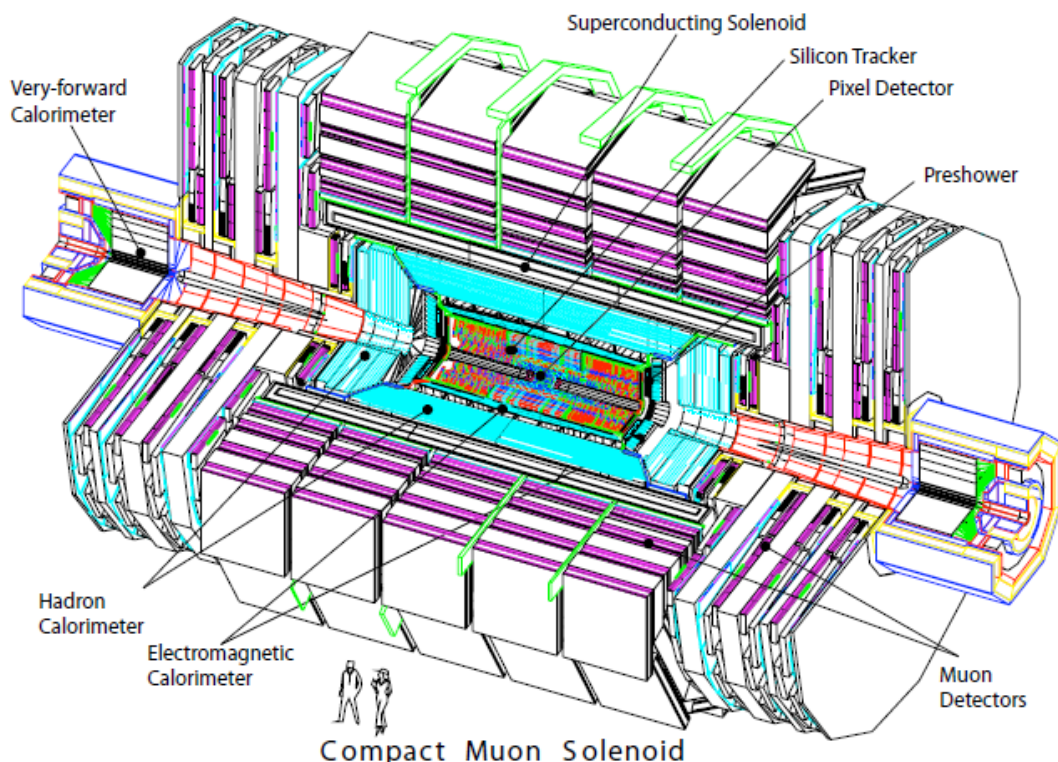
Istnienie dodatkowych wymiarów może również skutkować istnieniem cięższych wersji standardowych cząstek, które byłyby niejako stanami „wzbudzonymi” w wyższych wymiarach [36].

Jeszcze inną obserwacją związaną z istnieniem dodatkowych wymiarów może być produkcja kwantowych czarnych dziur. Ich charakterystyka zależałaby od ich masy ale także od rozmiaru i liczby dodatkowych wymiarów.

2. CMS – Compact Muon Solenoid

CMS jest eksperymentem wyjątkowym z punktu widzenia tej pracy. Wkład do tego projektu ma również Warszawska Grupa CMS, w ramach której powstała ta praca.

Praca dotyczy analizy danych zebranych w CMS, dlatego istotne jest zrozumienie jego działania. Schemat detektora przedstawiono na Rys.2.1.



Rys.2.1. Detektor CMS.

Nazwa detektora odzwierciedla jego cechy konstrukcyjne. CMS jest najcięższym detektorem przy LHC, jednak nie jest największym. Wymiary CMS są dość małe w stosunku do masy detektora. Miony są ważne dla działania detektora, a zwłaszcza trygera mionowego. Solenoid sprawia, że tory naładowanych cząstek są odchylane w polu magnetycznym, co pozwala na określenie ich pędów.

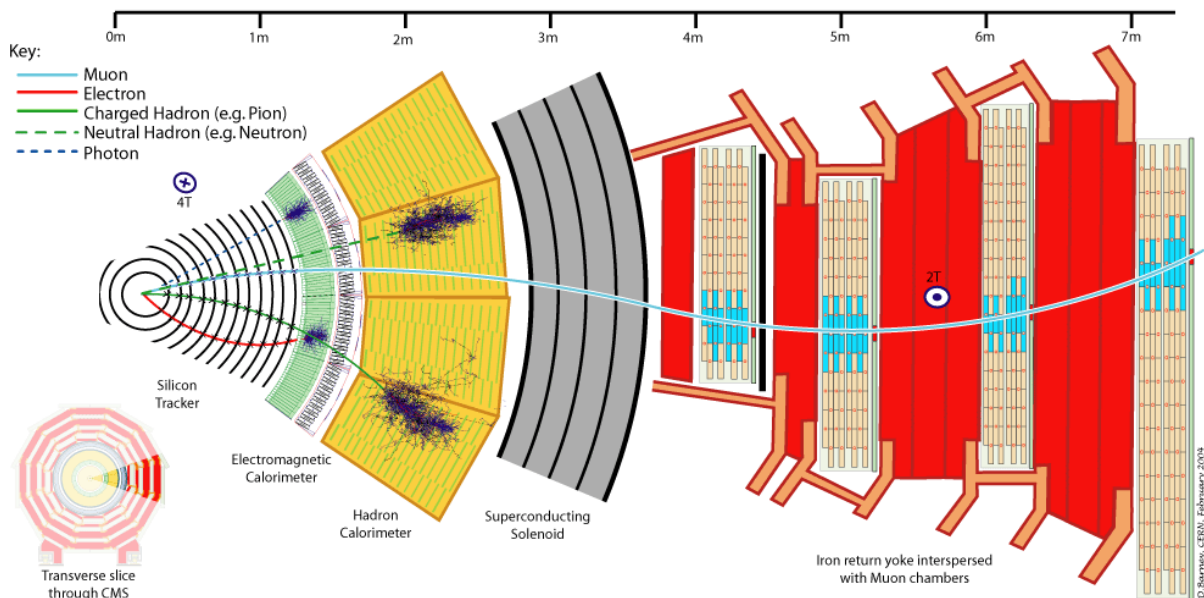
Detektor znajduje się w Cessy we Francji, około 100 metrów pod ziemią. Kolaboracja w czerwcu 2008 liczyła 3600 ludzi z czego 3000 to fizycy i inżynierowie ze 183 instytucji naukowych reprezentujących 38 krajów [37].

2.1. Warstwy detekcyjne CMS [38]

CMS bada przecięcia (kolizje) przeciwbieżnych wiązek (ang. beam) proton - proton. W momencie przecięcia wiązka jest skupiona w obszarze o promieniu $17\ \mu\text{m}$. Każda wiązka może zawierać 2808 paczek (ang. bunch), a w każdej paczce może być $1,1 \times 10^{11}$ protonów. Odstępy czasowe między kolejnymi przecięciami trwają 25 ns.

Średnio w każdym z takich przecięć, przy maksymalnej możliwej świetności wynoszącej $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, może dochodzić do 20 zderzeń proton – proton, które nazywamy zdarzeniami (ang. event). W tych zdarzeniach dochodzi do produkcji cząstek, których identyfikacja i pomiar parametrów wymaga użycia kilku warstw poddetektorów.

Kolejne warstwy układów detekcyjnych przedstawiono na Rys.2.2.



Rys.2.2. Warstwy detektora CMS, w przekroju poprzecznym.

Detektor śladowy - Tracker

Centralną część detektora CMS tworzy krzemowy detektor śladowy. Kiedy nastąpi zdarzenie, detektor identyfikuje ślady powstałych cząstek i na ich podstawie, ekstrapolując je, stara się ustalić miejsce, w którym zderzyły się protony. Miejsce to nazywamy wierzchołkiem (ang. vertex).

Detektor śladowy składa się z 13 warstw w części centralnej – beczce (ang. barrel) i 14 warstw na obrzeżach detektora, czyli w denkach (ang. endcap). Trzy pierwsze warstwy znajdujące się w promieniu do 11 centymetrów od wiązki, składają się z 66 milionów pikseli o wymiarach $100 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$. Do 55 centymetrów od wiązki znajdują się kolejne cztery warstwy. Tym razem składają się one już nie z pikseli ale z krzemowych pasów (ang. strip) o wymiarach $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$. Ostatnie sześć warstw składa się z jeszcze większych pasów $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$, kończą się 110 centymetrów od wiązki. W sumie jest 9,6 milionów pasów obu typów.

Detektor śladowy w CMS jest największym detektorem krzemowym Świata, powierzchnia krzemu w tym detektorze to około 200 m^2 .

Kalorymetr elektromagnetyczny - ECAL

Zadaniem kalorymetrów jest mierzenie deponowanej przez cząstki energii. Ten typ kalorymetrów zoptymalizowany jest do pomiaru energii elektronów i fotonów, powstających w kaskadach elektromagnetycznych. Zbudowany jest z krystalicznego PbWO_4 . Materiał ten wybrano dlatego, że charakteryzuje się dużą przezroczystością optyczną, ale i gęstością, która przekłada się na zdolność do absorpcji energii.

Użyte kryształy mają wymiary 22 mm x 22 mm x 230 mm. W beczce znajduje się ich 61200 uformowanych w 36 modułów, a w każdym z dwóch denek po 7324.

Wewnętrzna powierzchnia denek pokryta jest przez „Preshower”, będący poddetektorem składającym się z dwóch warstw ołowiu umieszczonych naprzemiennie między dwoma warstwami krzemu. Zadaniem „Preshowera” jest pomoc w rozróżnieniu czy sygnał pochodzi od jednego wysoko energetycznego fotonu, czy od np. dwóch mniej energetycznych, ale następujących szybko po sobie [39].

Kalorymetr hadronowy - HCAL

Podstawowym zadaniem tego typu kalorymetru jest mierzenie energii hadronów i kaskad hadronowych. Dodatkowo jest on „hermetyczny” tzn. wszelkie brakujące (na mocy zasad zachowania) pędy i energie mogą być wynoszone wyłącznie przez nieoddziałujące, nienaładowane cząstki takie jak np. neutrina. Wpływa więc na możliwość niebezpośredniego pomiaru parametrów takich cząstek.

Kalorymetr zbudowany jest z warstw mosiądzu i stali między, którymi są warstwy scyntylatorów, z których sygnał odczytywany jest przez fotodiody.

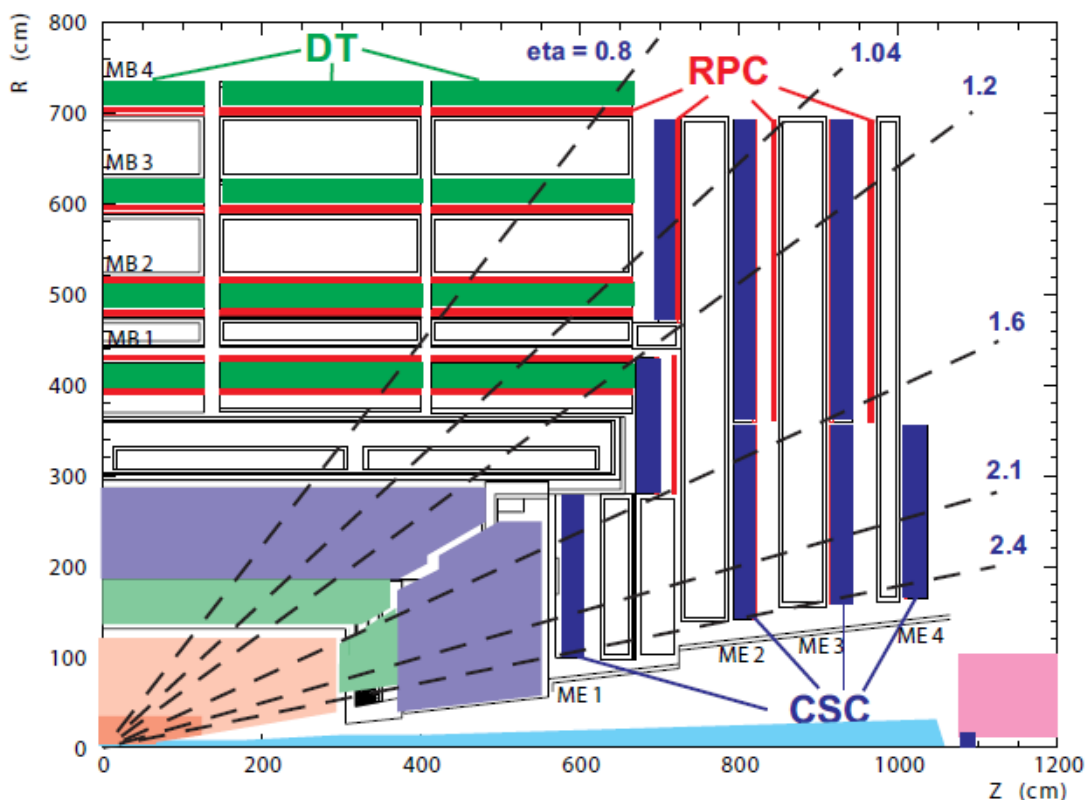
HCAL składa się z czterech części, oznaczanych jako HB (Hadron Barrel), HO (Hadron Outer), HE (Hadron Endcap), HF (Hadron Forward). Części te różnią się przede wszystkim zakresem pokrywanej pseudopospieszności, czyli wielkości fizycznej zdefiniowanej w następujący sposób $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, gdzie θ to kąt między torem cząstki a osią wiązki. Przykładowo HF pokrywa jej najwyższe wartości w granicach $3,0 < |\eta| < 5,0$. Części te mają też nieco inną konstrukcję i inną liczbę wież (ang. tower), czyli elementów składowych pokrywających mniejsze zakresy.

Magnes nadprzewodzący

W CMS używa się solenoidu o średnicy 5,9 m i długości 13 m. Używany jest do odginania torów naładowanych cząstek, co pozwala na pośredni pomiar parametrów tych cząstek. Magnes, schładzany do $-268,5^\circ\text{C}$, jest w stanie wytworzyć do 4 T za pomocą zwojów niobowo - tytanowych, przez które przepływa wtedy prąd o natężeniu 19500 A [40].

Komory mionowe i jarzmo zwrotne

Do komór mionowych, spośród wykrywalnych cząstek, będących produktami oddziaływań proton - proton, dochodzą praktycznie tylko miony. Pomiar ich torów i pędów mierzony jest za pomocą trzech rodzajów komór. W detektorze jest 250 komór dryfowych (DT - od ang. Drift Tubes), 540 komór stripowych (CSC - od ang. Cathode Strip Chambers) i 610 komór RPC (od ang. Resistive Plate Chambers) [41]. DT używane są do pomiarów w centralnym regionie - w beczce, a CSC w denkach. Komory RPC znajdują się w obu tych miejscach. Komory RPC ułożone naprzemiennie z komorami DT (w beczce) i CSC (w denkach) tworzą po cztery stacje mionowe tak jak na Rys.2.3.



Rys.2.3. Rozmieszczenie komór mionowych względem miejsca przecięcia wiązek.

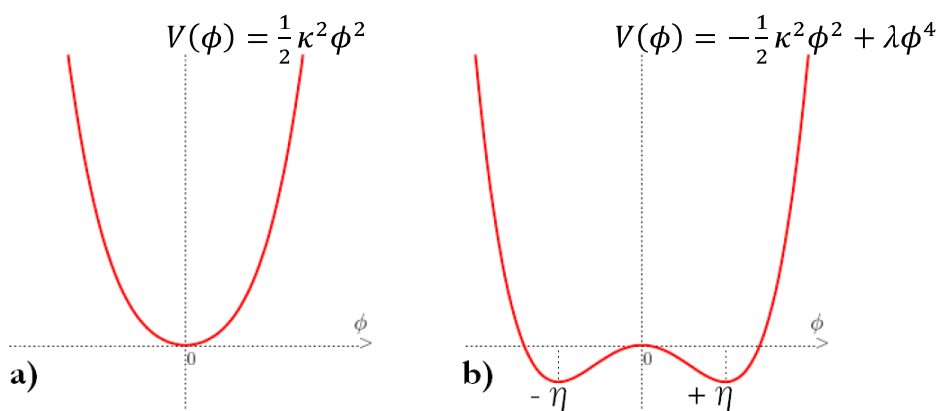
Stacje mionowe rozdzielone są przez jarzmo zwrotne (tak jak na Rys.2.2.). Projektowane pole magnetyczne w obszarze wewnątrz solenoidu to 4 T. Obecnie utrzymywane jest pole 3,8 T. Pole na zewnątrz cewki, w jarzmie, wynosi około 1,8 T (co ma związek z właściwościami magnetycznymi żelaza, z którego zrobione jest jarzmo). Zwroty pól magnetycznych w solenoidzie i w jarzmie (w przecięciu poprzecznym) są do siebie przeciwne dlatego odginają tory cząstek w przeciwne strony. Im mniejszy pęd poprzeczny p_t , tym bardziej zagięty tor. Minimalna wartość p_t jaką musi mieć mion, aby dotrzeć do zewnętrznych stacji mionowych w obszarze beczki to około 5 GeV/c.

3. Bozon Higgsa w Modelu Standardowym, a bozony Higgsa w Minimalnym Supersymetrycznym Modelu Standardowym

3.1. Model Standardowy [42], [43]¹, [44]

Teorię, którą wykorzystujemy w opisie procesów zachodzących w oddziaływaniach między cząstkami elementarnymi jest Model Standardowy. Jest to kwantowa teoria pola oparta na symetrii cechowania $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, w której nośnikami oddziaływań są bozony pośredniczące - gluony dla oddziaływań silnych; W^+ , W^- i Z^0 dla oddziaływań słabych; fotony dla oddziaływań elektromagnetycznych. Symetria ta jest złamana dla nadania cząstkom masy. Fotony podlegające symetrii $U(1)$ są konsekwencją łamania symetrii $SU(2) \times U(1)$, której podlegają oddziaływania elektroślabe. Jedynym mechanizmem Modelu Standardowego, który nie został doświadczalnie potwierdzony jest właśnie ten mechanizm łamania symetrii oddziaływań elektroślabe i będące jego konsekwencją - nadawanie masy bozonom W^+ , W^- , Z^0 , które według teorii powinny być bezmasowe. Wytlumaczeniem tego zjawiska może być Spontaniczne Łamanie Symetrii, realizowane przez mechanizm zaproponowany w 1964 przez Petera W. Higgsa określany dziś - mechanizmem Higgsa.

Mechanizm Higgsa wprowadza skalarne pole Higgsa o potencjale danym wzorem $V(\phi) = -\kappa^2\phi^2/2 + \lambda\phi^4$. Pole to posiada niezerową wartość oczekiwaną próżni, określaną skrótem VEV (ang. Vacuum Expectation Value). Oznacza to, że potencjał tego pola nie przyjmuje wartości minimalnej dla $\phi = 0$ (jak na Rys.3.1.a.), ale dla $\pm\eta = \kappa/2\sqrt{\lambda}$. Jak widać w przypadku pola na Rys.3.1.a. jest ono symetryczne względem minimum dla $\phi = 0$. W przypadku pola Higgsa na Rys.3.1.b. pole nie jest symetryczne względem żadnego z minimów, ani dla $\phi = -\eta$, ani dla $\phi = +\eta$. W ten sposób obrazuje się Spontaniczne Łamanie Symetrii.



Rys.3.1. Potencjał z minimum dla $\Phi = 0$ a) i potencjał Higgsa, z minimum dla $\pm\eta$ b)

¹ Wzory pochodzą z [44]

Fakt ten może wpływać na nadawanie masy cząstkom, o czym świadczy poniższy przykład. Bezmasowe pole skalarne $\Psi(x)$, którego lagranżjan dany jest równaniem (3.1.)

$$L(\Psi) = -\frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}\Psi_{,\mu}\Psi_{,\nu} \quad (3.1.)$$

$$\text{gdzie} \quad \eta^{\mu\nu} = \text{diag}\{1, -1, -1, -1\} \\ \mu, \nu = 0, 1, 2, 3$$

może oddziaływać z polem skalarnym $\phi(x)$, posiadającym człon masowy (3.2.)

$$L(\phi) = -\frac{1}{2}[\eta^{\mu\nu}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu} - \kappa^2\phi^2] \quad (3.2.)$$

$$\kappa^2 = \frac{m_\phi^2 c^2}{\hbar^2} \quad (3.3)$$

Okazuje się, że oddziaływanie między dwoma takimi polami opisuje następujący lagranżjan, w którym g jest stałą oddziaływania obu pól

$$\begin{aligned} L_{TOT} &= L(\phi) + L(\Psi) + L(\phi, \Psi) = \\ &= -\frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu} + \frac{1}{2}\kappa^2\phi^2 - \frac{1}{2}\eta^{\mu\nu}\Psi_{,\mu}\Psi_{,\nu} + g^2\phi^2\Psi^2 + g\Psi\phi\eta^{\mu\nu}\phi_{,\nu} \end{aligned} \quad (3.4.)$$

Kiedy wyrażenie (3.4) wstawimy do równań Lagrange'a,

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \frac{\partial L_{TOT}}{\partial \Psi_{,\mu}} - \frac{\partial L_{TOT}}{\partial \Psi} = 0 \quad (3.5.)$$

uzyskamy następujące równanie pola:

$$(\square - 2g^2\phi^2)\Psi = g\phi\eta^{\mu\nu}\phi_{,\nu} \quad (3.6.)$$

W przypadku pola Higgsa, ϕ dąży do wartości $\phi = \pm\eta$. Ponadto w stanie próżni $\phi_{,\nu} = 0$ a zatem równanie (3.6.) przybiera postać równania (3.7.).

$$(\square - 2g^2\eta^2)\Psi = 0 \quad (3.7.)$$

Jest to w istocie równanie Kleina-Gordona (3.8.), dlatego porównując odpowiednie człony (3.9.) jesteśmy w stanie wyliczyć masę kwantu pola Ψ (3.10.), które z natury nie powinno mieć masowych nośników.

$$(\square - m_\Psi^2 c^2 / \hbar^2)\Psi = 0 \quad (3.8.)$$

$$\frac{2g^2 m_\phi^2 c^2}{4\lambda \hbar^2} = \frac{m_\psi^2 c^2}{\hbar^2} \quad (3.9.)$$

$$m_\psi = \frac{gm_\phi}{\sqrt{2\lambda}} \quad (3.10.)$$

Powyższe rozważania pokazują jak pole nieposiadające masowych nośników może w wyniku oddziaływania zyskać ich „umasowienie”. Zależność (3.10) wiąże masę kwantu pola ψ z masą kwantu pola ϕ . Odkrycie nośnika pola Higgsa, czyli bozonu Higgsa, będzie znaczącym potwierdzeniem słuszności koncepcji mechanizmu nadawania masy.

Z przeprowadzonych do dziś doświadczeń (LEP) wynika, że bozon Higgsa musi mieć masę większą niż 114,5 GeV/c² (Rys.1.1.). Są jeszcze inne teorie wyjaśniające zjawisko łamania symetrii oddziaływań elektroslabych, ale są one zdecydowanie mniej popularne, głównie ze względu na węższy zakres stosowalności i trudności w opisie innych procesów.

Model Standardowy rozszerzony o Mechanizm Higgsa przewiduje istnienie co najmniej jednej masywnej cząstki stowarzyszonej z polem Higgsa. Jej spin powinien wynosić 0 - inaczej niż dla fermionów, mających spin połówkowy; inaczej niż dla innych bozonów z których foton, $W^\pm$, Z^0 i gluony mają spin $s = 1$, a nie wykryty do tej pory grawiton powinien mieć spin $s = 2$.

Gdyby istniało więcej rodzajów pól Higgsa, teoria wymagałaby istnienia większej liczby cząstek Higgsa.

Model Standardowy nawet po rozszerzeniu o Mechanizm Higgsa nie jest kompletną teorią: nie wyjaśnia dlaczego cząstki obdarzone są masą o takiej a nie innej wartości; nie podaje kandydatów na cząstki ciemnej materii; nie wyjaśnia też problemu hierarchii, czyli nie wyjaśnia dlaczego wielkość masy Plancka jest o szesnaście rzędów wielkości większa od masy bozonów $W^\pm$, Z^0 . Tak duża wielkość masy Plancka oznacza, że dopiero przy energii rzędu 10¹⁵ TeV mogłaby nastąpić unifikacja wszystkich czterech oddziaływań, przejawiająca się m. in. w zrównaniu siły oddziaływań. Jest to znacznie więcej niż energia, w której następuje zrównanie siły oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Tak znacząca różnica skal nie jest typowa w kontekście dotychczasowych odkryć.

3.2. Minimalny Supersymetryczny Model Standardowy (MSSM) [45], [46], [47]

Model Standardowy jest teorią sprawdzającą się w opisie procesów zachodzących przy energiach $\sim \text{TeV}$. Aby poprawnie opisywać zjawiska w wyższych energiach konieczne jest jego uzupełnienie. Jedną z teorii poszerzających zakres jego stosowności jest Teoria Supersymetrii (SUSY - od ang. SuperSYmmetry).

Supersymetria zakłada, że każda cząstka elementarna ma swojego supersymetrycznego odpowiednika. Cząstki ze swoimi partnerami przedstawiono w Tab.3.1. Jak widać spiny cząstki i jej partnera różnią się zawsze o $\frac{1}{2}$.

Tab.3.1. Supersymetryczni partnerzy cząstek [48].

Cząstka	Oznaczenie	Spin	Partner	Oznaczenie	Spin
Lepton	l	$1/2$	slepton	$\tilde{l}$	0
Kwark	q	$1/2$	skwark	$\tilde{q}$	0
Foton	γ	1	Fotino	$\tilde{\gamma}$	$\frac{1}{2}$
Gluon	g	1	Gluino	$\tilde{g}$	$\frac{1}{2}$
bozon W	$W^\pm$	1	Wino	$\tilde{W}^\pm$	$\frac{1}{2}$
bozon Z	Z^0	1	Zino	$\tilde{Z}^0$	$\frac{1}{2}$
bozon Higgsa	$H^0 H^\pm$ $A h$	0	Higgsino	$\tilde{H}_1^0 \tilde{H}_2^0$ $\tilde{H}^\pm$	$\frac{1}{2}$

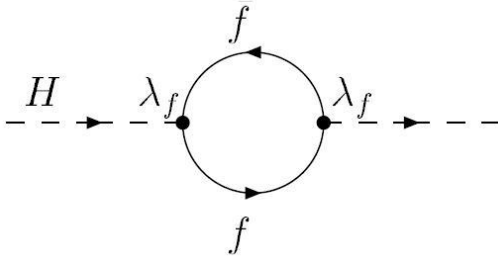
W teorii SUSY fermionom odpowiadają bozony, a bozonom fermiony. Przykładowo elektron, który jest leptonem (fermionem) powinien mieć swojego partnera - selektron, będącego sleptonem, czyli bozonem. Partner ten powinien mieć takie same własności (w szczególności masę), ale inny spin. Do tej pory nie odkryto cząstek o takich właściwościach, więc supersymetria jest łamana lub jednak nie ma miejsca.

W kontekście bozonu Higgsa, w Modelu Standardowym pojawia się problem związany z jego fizyczną masą, zwiększaną o poprawki radiacyjne. Wartość tych poprawek zależy od kwadratu parametru Λ (ang. cut-off scale), opisującego maksymalną energię przy której teoria jest poprawna.

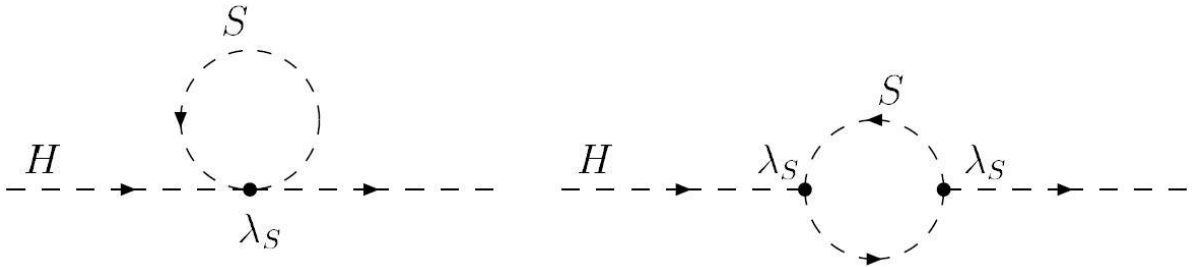
$$M_{H_{Fiz}}^2 = M_{H_0}^2 + \text{const} * \Lambda^2 \quad (3.11.)$$

Właściwie, Model Standardowy mógłby obowiązywać w skali Plancka. Teoretyczne przewidywania dopuszczają taką sytuację pod warunkiem, że masa Higgsa znajduje się w regionie $130\text{-}180 \text{ GeV}/c^2$. Jednak w przypadku dużego parametru Λ , masa fizyczna bozonu mogłaby być znacząco większa.

W teorii SUSY występują jednak dwa rodzaje poprawek do masy bozonu Higgsa, związane z pętlami, w których następuje wymiana cząstek skalarnych lub fermionów. Pętle te przedstawiają Rys.3.2. i Rys.3.3. Poprawki do masy jakie wnoszą te pętle przedstawione są równaniami (3.12.) i (3.13.)



Rys.3.2. Diagram Feynmana przedstawiający pętlę, w której następuje wymiana fermionów.



Rys.3.3. Diagram Feynmana przedstawiający pętlę, w której następuje wymiana cząstek skalarnych, będących efektem Supersymetrii.

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda_f^2 N_f}{16\pi^2} \left[-2\Lambda^2 + 12m_f^2 \log \left(\frac{\Lambda}{m_f} \right) - 4m_f^2 \right] + O \left(\frac{1}{\Lambda^2} \right) \quad (3.12.)$$

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda_S^2 N_S}{16\pi^2} \left[-\Lambda^2 + 2m_S^2 \log \left(\frac{\Lambda}{m_S} \right) \right] - \frac{\lambda_S^2 N_S}{16\pi^2} v^2 \left[-1 + 2 \ln \left(\frac{\Lambda}{m_S} \right) \right] + O \left(\frac{1}{\Lambda^2} \right) \quad (3.13.)$$

gdzie

N_f, N_S - liczba pól fermionowych/skalarnych

λ_f, λ_S - sprzężenia Yukawy; $\lambda_i = \sqrt{2}m_i/v$

v - VEV = 246 GeV

m_f, m_S - masa wymienianego fermionu/skalara

Λ - granica energetyczna stosowalności teorii

Kiedy sprzężenia są do siebie w relacji $\lambda_f^2 = -\lambda_S$ a na każde pole skalare przypadają dwa pola fermionowe $N_S = 2N_f$ to poprawki (3.12.) i (3.13.) po zsumowaniu dadzą (3.14.)

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda_f^2 N_f}{4\pi^2} \left[(m_f^2 - m_S^2) \log \left(\frac{\Lambda}{m_S} \right) + 3m_f^2 \log \left(\frac{m_S}{m_f} \right) \right] + O \left(\frac{1}{\Lambda^2} \right) \quad (3.14.)$$

W wyrażeniu (3.14.) nie ma już zależności Λ^2 . Zależność od Λ występuje jedynie w logarytmie i nawet dla $\Lambda \rightarrow M_{Planck}$ wkład wyrażenia (3.14.) do masy bozonu jest raczej mały. Jednocześnie gdyby (tak jak przewiduje nie łamana SUSY) masy fermionów i ich supersymetrycznych skalarnych odpowiedników były jednakowe, to poprawki całkowicie by się wyzerowały.

Jeśli jednak Supersymetria jest łamana to masy skalarów są znacznie większe. Aby poprawki radiacyjne pozostały wartościami rzędu masy Higgsa, nowe cząstki nie powinny być cięższe niż $\sim 1\text{TeV}$ [49].

Minimalnie rozszerzony Model Standardowy, tak aby uzyskana teoria była modelem supersymetrycznym, nazywamy Minimalnym Supersymetrycznym Modelem Standardowym (MSSM - od ang. Minimal Supersymmetric Standard Model). Owo „minimalne rozszerzenie” polega na wprowadzeniu najmniejszej możliwej liczby dodatkowych pól, które pozwolą na uzyskanie supersymetrycznego lagranżjanu.

W odróżnieniu od Modelu Standardowego w którym mechanizm Higgsa realizowany jest przez jeden dublet nadający masy górnym i dolnym kwarkom, leptonom i bozonom pośredniczącym (3.15.),

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (3.15.)$$

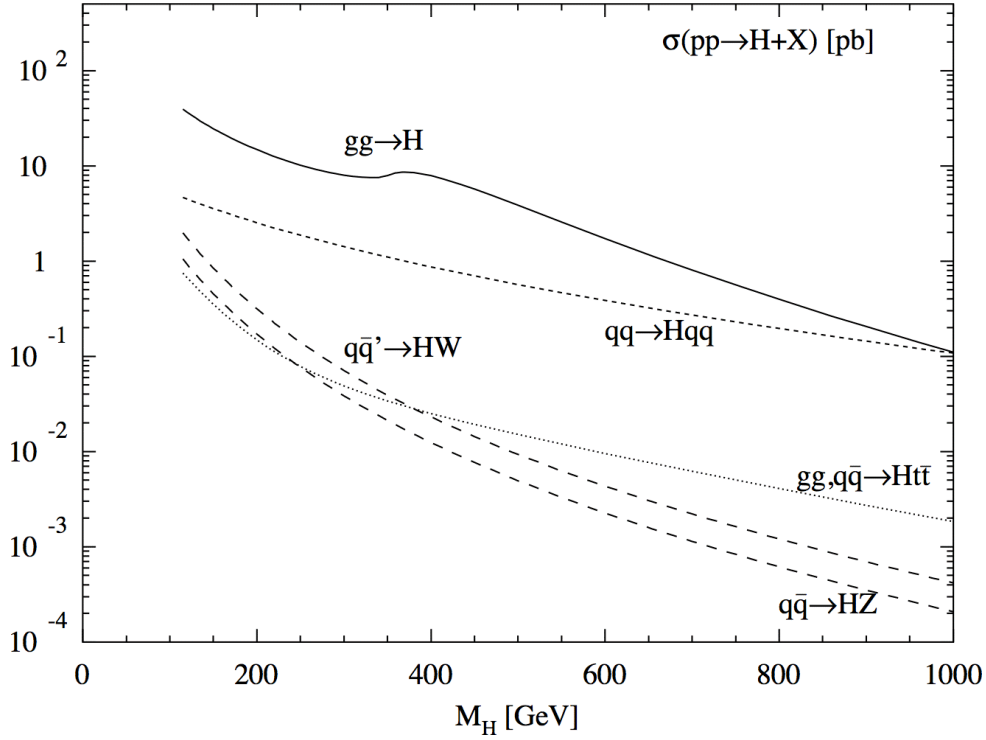
w MSSM mamy dwa dublety skalarne H_1 i H_2 , o hiperładunku $Y_1 = -1$ i $Y_2 = +1$ i VEV v_1 i v_2 takich, że $v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246 \text{ GeV})^2$. Stosunek v_2 do v_1 definiuje nam w następujący sposób kąt β

$$\tan\beta \equiv \frac{v_2}{v_1} \quad 0 < \beta < \frac{\pi}{2} \quad (3.16.)$$

Taka konstrukcja ma osiem stopni swobody. Trzy z nich korespondują z bozonami Goldstona - G^+ , G^- , G^0 , a pięć z fizycznymi cząstkami Higgsa - dwoma naładowanymi H^+ , H^- ; dwoma z $CP = +1$ (ang. CP-even) - H^0 , h^0 ; jednym z $CP = -1$ (ang. CP-odd) A . Wszystkie są cząstkami skalarnymi, oprócz A będącego pseudoskalarną cząstką. Pod względem przewidywanej masy H^0 to ciężki Higgs, a h^0 to lekki Higgs, którego masa powinna być niższa niż $140 \text{ GeV}/c^2$.

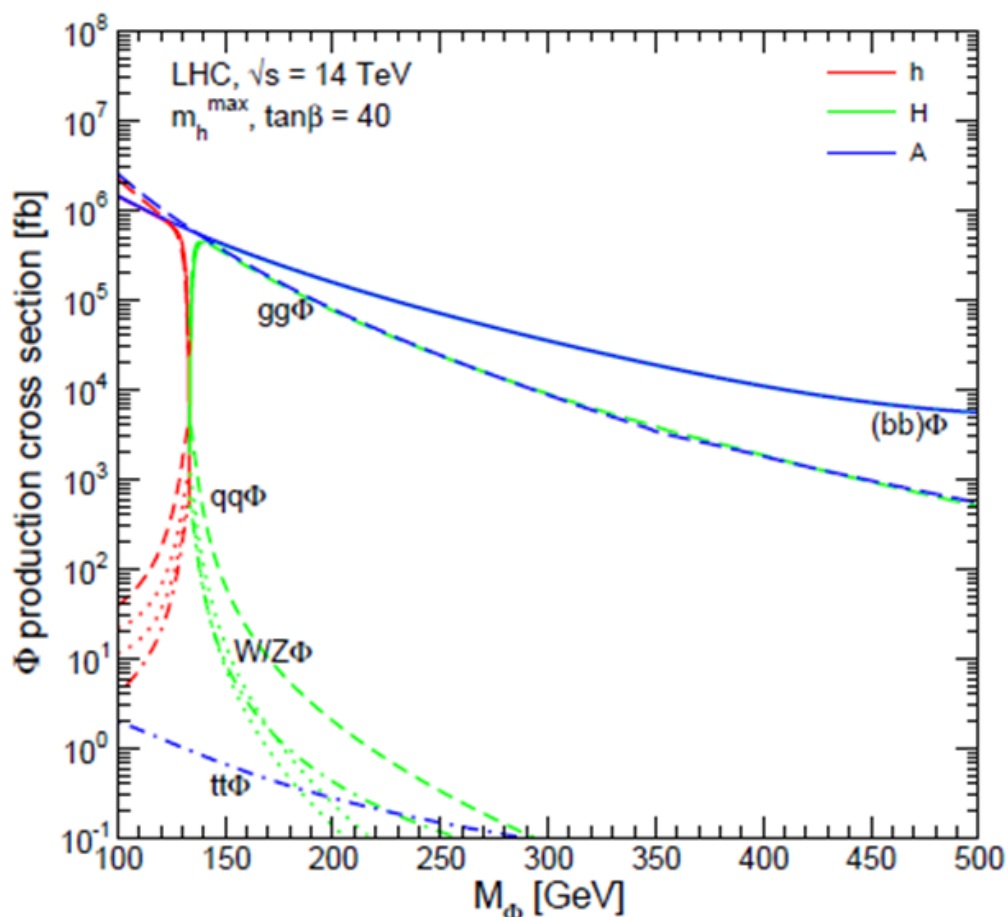
4. Kanał $A/H \rightarrow \tau\tau$

W przypadku Modelu Standardowego mamy do czynienia z jednym bozonem Higgsa. Przekroje czynne na produkcję takiego bozonu w poszczególnych procesach przedstawiono na Rys.4.1.



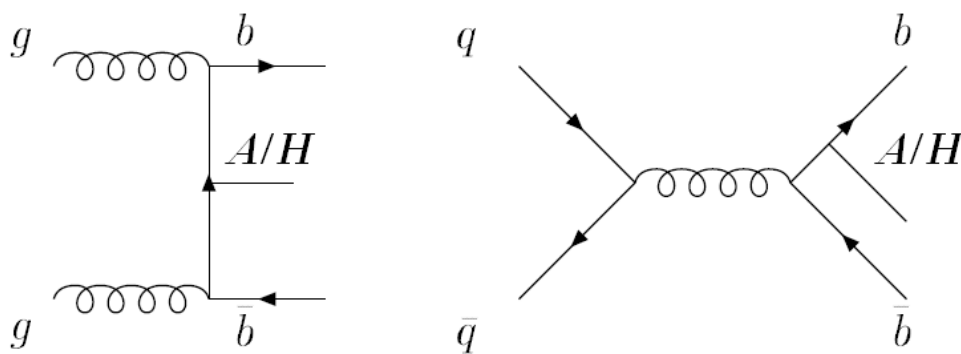
Rys.4.1. Przekroje czynne na produkcję bozonu Higgsa, w zależności od masy bozonu, w Modelu Standardowym.

W przypadku MSSM mamy trzy rodzaje neutralnych bozonów Higgsa. Przekrój na ich produkcję dla $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ i $t g \beta = 40$ przedstawiony jest na Rys.4.2. [50].



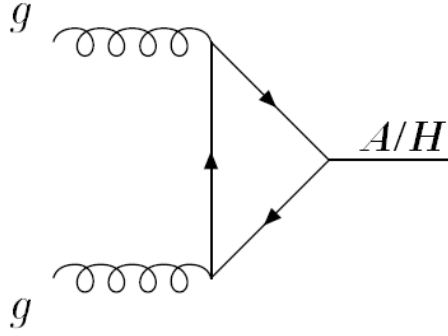
Rys.4.2. Przekroje czynne na produkcję bozonu Higgsa, w zależności od masy bozonu, w MSSM.

Główny wkład w produkcję, będących przedmiotem pracy bozonów A, H mają więc procesy przedstawione na Rys.4.3.



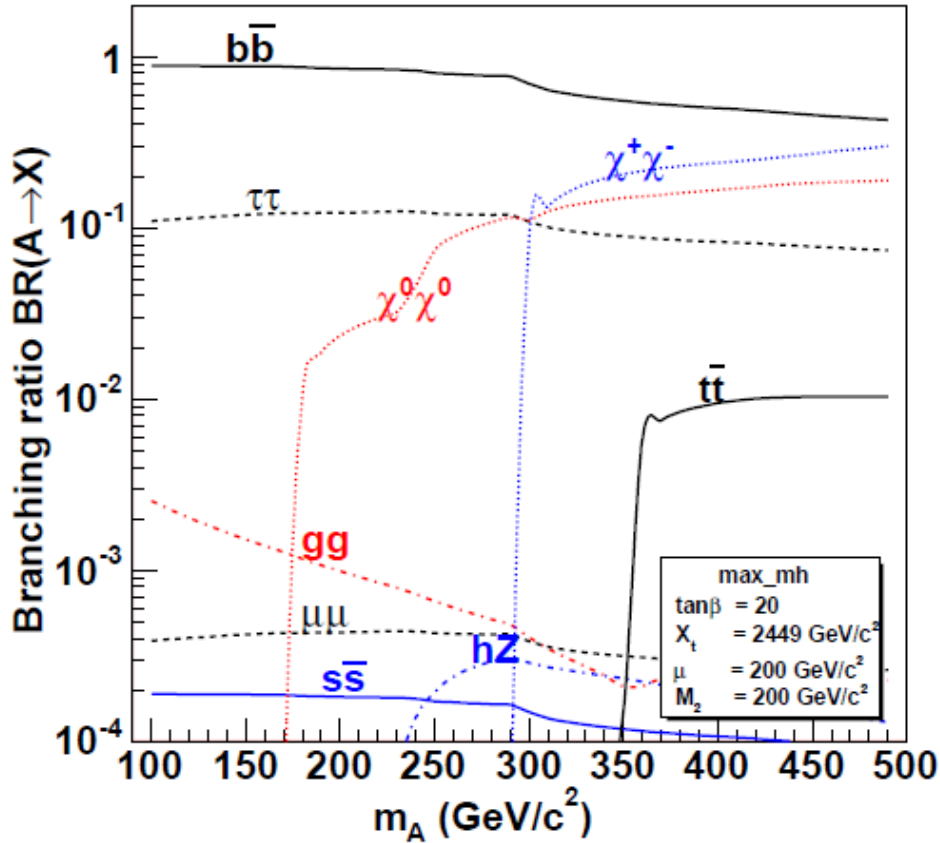
Rys.4.3. Diagramy Feynmana przedstawiające procesy produkcji bozonu A/H .

Dla masy produkowanego bozonu $M_A = 200 \text{ GeV}/c^2$ i $t g \beta = 40$, pierwszy z nich $gg \rightarrow b \bar{b} H/A$ ma około 10^4 większy wkład od drugiego $qq \rightarrow b \bar{b} H/A$. Jednocześnie wkład od przedstawionego na Rys.4.4. procesu $gg \rightarrow H/A$ dla dużych wartości $t g \beta$ jest kilkakrotnie mniejszy niż wkład $gg \rightarrow b \bar{b} H/A$.



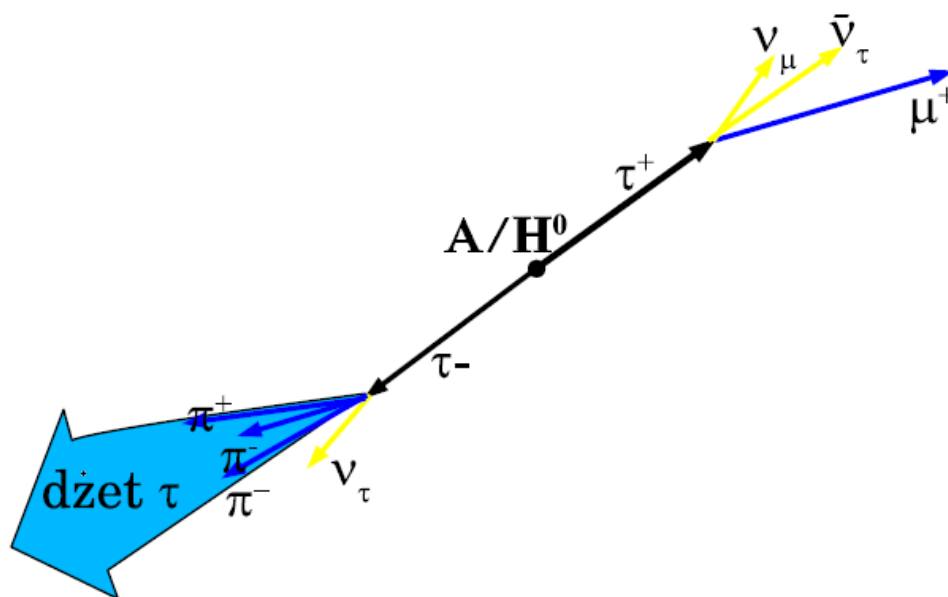
Rys.4.4. Diagram Feynmana przedstawiający proces produkcji bozonu A/H .

Rozpatrywany w tej pracy kanał rozpadu $A/H \rightarrow \tau\tau$ nie jest najczęstszym sposobem rozpadu A/H . Przewidywania teoretyczne w zakresie masy bozonu A od $100 \text{ GeV}/c^2$ do $500 \text{ GeV}/c^2$ przedstawione na Rys.4.5. pokazują, że rozpad w tym kanale zachodzi dla około 10% przypadków przy niskich masach, a przy wyższych dla około 8%. Kanał ten jest jednak łatwiejszy do detekcji niż $A/H \rightarrow b\bar{b}$



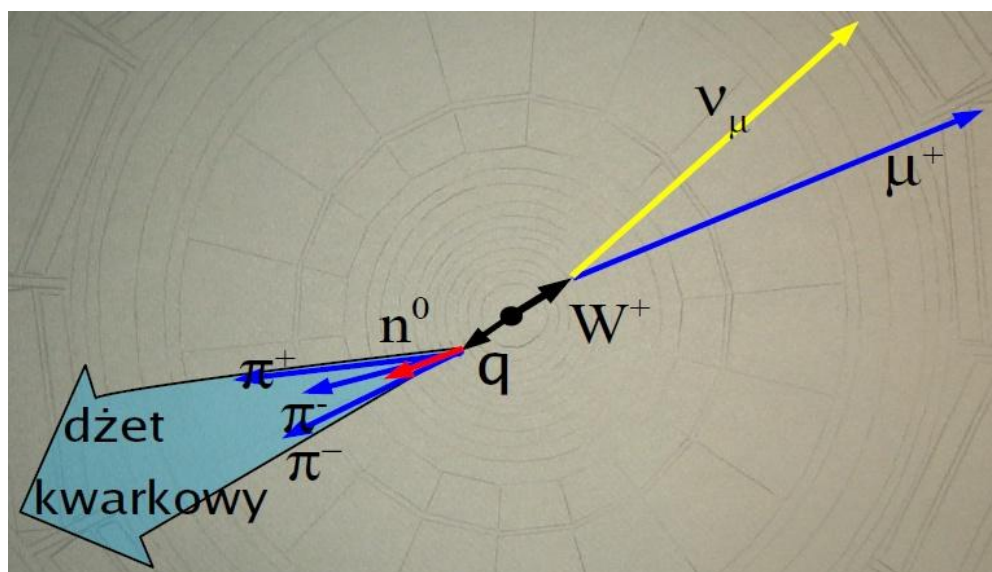
Rys.4.5. Stosunek rozgałęzień w funkcji przewidywanej masy A .

Powstała w rozpadzie A/H para $\tau^-\tau^+$ podlega dalszemu rozpadowi $\tau\tau \rightarrow \mu + \tau_{jet} + X$ w 22% przypadków. Oznacza to, że rozpad wyprodukowanego bozonu w następujący sposób: $A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \tau_{jet} + X$, może mieć miejsce w 2% przypadków. Rozpad taki schematycznie pokazany jest na Rys.4.6.



Rys.4.6. Rozpad A/H i powstałych z niego taonów.

Podobne produkty rozpadu mogą powstać w innych procesach, takich jak np. przedstawiony na Rys.4.7 [51]. Odpowiednie cięcia pozwalają jednak zredukować liczbę takich przypadków.



Rys.4.7. Jeden z wielu procesów tła utrudniających identyfikację A/H .

5. Analiza danych $A/H \rightarrow \tau\tau$ w gałęzi GenParticle

W ramach badań prowadzonych w trakcie pisania tej pracy zajmowano się analizą danych gromadzonych na serwerach CERN'u. Należy wyraźnie zaznaczyć, że nie były to dane doświadczalne ale wygenerowane w symulacjach. Generowano rozpady bozonu A o masie $M_A = 200 \text{ GeV}/c^2$ i $\tan\beta = 40$. Do ich analizy wykorzystywano środowisko CMSSW. Ostatnią używaną wersją była wersja CMSSW_3_5_6. Zajmowano się analizą danych zawartych w zbiorze danych (ang. dataset) z 14 kwietnia 2010 zawierającym 111100 przypadków interesujących zdarzeń (ang. event), zawierających poszukiwany proces rozpadu [52].

Zbiór danych zawierał 26 plików o łącznej wielkości 49.3 GB. W analizie ograniczono się do uzyskania statystyk ok. 10 tysięcy przypadków, dla rekonstrukcji. W każdym z tych plików znajdowało się kilka gałęzi danych. Między innymi gałąź GenParticle, w której znajdowały się pełne dane z symulacji Monte Carlo. Ich analiza dawała możliwość sprawdzenia efektywności i jakości metod rekonstrukcji masy inwariantnej. Było to możliwe dzięki temu, że pliki zawierały całą historię badanego procesu. W realnym eksperymencie dane sprowadzają się wyłącznie do informacji o produktach rozpadu szukanej cząstki.

5.1. Historia przykładowego zdarzenia

Po pierwsze pliki zawierały dane o produktach rozpadów jakie zaszłyby w detektorze. Na podstawie tych danych można było rekonstruować masę poszukiwanego bozonu, stosując jedną z metod rekonstrukcji masy inwariantnej. Po drugie pliki zawierały całą historię badanego procesu. Z tego powodu możliwe było porównanie efektywności metod na różnych etapach rekonstrukcji. Można powiedzieć, że w danych zawarte było też rozwiązanie, którego szukano.

Przy pomocy skryptu filtrującego i wypisującego zapisane w plikach dane, możliwe było utworzenie tabeli z podstawowymi danymi o procesach zachodzących w przypadkach zapisanych w pliku. Przykład takiej historii (w wersji skróconej) znajduje się w tabeli Tab.5.1. Obrazuje ona proces (5.1)

$$pp \rightarrow A \rightarrow \tau^+ + \tau^- \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu + \nu_\tau + \pi^- + \pi^- + \pi^+ \quad (5.1.)$$

Proces ten realizowany jest częściowo przez pośrednie obiekty fizyczne - a_1^- i gluony a częściowo przez obiekty istniejące tylko w symulacji np. wierne kopie taonów, będące obiektami pośrednim między A a fizycznymi taonami ulegającymi rozpadowi.

Tab.5.1. Skrócona historia zdarzenia z GenParticle.

idx	ID	Name	Stat	Mo1	Mo2	Da1	Da2	nMo	nDa	Px	Py	Pz	M
0	2212	p+	3	-1	-1	2	51	0	3	0.000	0.000	5000.00	0.938
1	2212	p+	3	-1	-1	3	74	0	3	0.000	0.000	-5000.0	0.938
2	21	g	3	0	0	4	59	1	14	-1.073	-0.971	956.796	-0.000
3	-2	ubar	3	1	1	5	73	1	17	1.926	-0.334	-651.67	-0.000
4	21	g	3	2	2	6	6	1	1	-3.111	-4.121	96.252	-0.000
5	21	g	3	3	3	6	6	1	1	13.265	8.810	-98.534	-0.000
6	36	A0	3	4	5	7	9	2	3	10.153	4.690	-2.282	195.87
7	15	tau-	3	6	6	10	10	1	1	80.654	12.219	60.425	1.777
8	-15	tau+	3	6	6	11	11	1	1	-70.50	-7.529	-62.708	1.777
9	36	A0	2	6	6	-1	-1	1	0	10.153	4.690	-2.282	195.87
10	15	tau-	2	7	7	472	473	1	2	80.654	12.219	60.425	1.777
11	-15	tau+	2	8	8	469	471	1	3	-70.50	-7.529	-62.708	1.777
12	2212	p+	1	1	1	-1	-1	1	0	-0.953	-0.321	-1477.6	0.938
13	-2	ubar	2	3	3	75	75	1	1	-11.19	2.535	-74.237	0.330
14	21	g	2	3	3	75	75	1	1	-4.417	0.260	-37.046	0.000
...													
128	323	K*+	2	75	75	272	273	1	2	0.095	2.002	33.781	0.897
129	-213	rho-	2	75	75	274	275	1	2	0.257	0.486	42.642	0.829
130	111	pi0	2	75	75	276	277	1	2	0.015	0.352	7.012	0.135
131	211	pi+	1	75	75	-1	-1	1	0	0.146	-0.053	40.549	0.140
132	-211	pi-	1	75	75	-1	-1	1	0	-0.266	0.143	2.858	0.140
...													
464	-11	e+	1	429	429	-1	-1	1	0	-0.007	0.002	4.210	0.001
465	22	gamma	1	430	430	-1	-1	1	0	0.075	0.081	146.809	0.000
466	22	gamma	1	430	430	-1	-1	1	0	0.024	-0.050	44.812	-0.000
467	22	gamma	1	431	431	-1	-1	1	0	-0.005	0.081	39.357	0.000
468	22	gamma	1	431	431	-1	-1	1	0	-0.028	-0.026	81.260	0.000
469	-16	nu_taubar	1	11	11	-1	-1	1	0	-54.82	-5.922	-48.614	0.014
470	-13	mu+	1	11	11	-1	-1	1	0	-13.63	-1.125	-12.159	0.106
471	14	nu_mu	1	11	11	-1	-1	1	0	-2.036	-0.483	-1.934	-0.001
472	16	nu_tau	1	10	10	-1	-1	1	0	16.766	2.958	12.666	0.008
473	-20213	a_1-	2	10	10	474	476	1	3	63.888	9.261	47.759	1.293
474	-211	pi-	1	473	473	-1	-1	1	0	37.530	5.323	28.639	0.139
475	-211	pi-	1	473	473	-1	-1	1	0	10.382	1.387	7.361	0.140
476	211	pi+	1	473	473	-1	-1	1	0	15.976	2.552	11.760	0.140

Pierwsza kolumna *idx* podaje numer cząstki w zdarzeniu. Każda cząstka ma swój unikalny numer, który pozwala na odwołanie się do niej.

Druga i trzecia kolumna identyfikują fizycznie cząstki. Każdej znanej cząstce przypisano numer *pdgID*, którego używa się w analizie danych z eksperymentów cząstek elementarnych.

Status może mówić o tym, że cząstka się nie rozpadła (Stat = 1), że cząstka się rozpadła (Stat = 2) lub że trudno to jednoznacznie określić (Stat = 3).

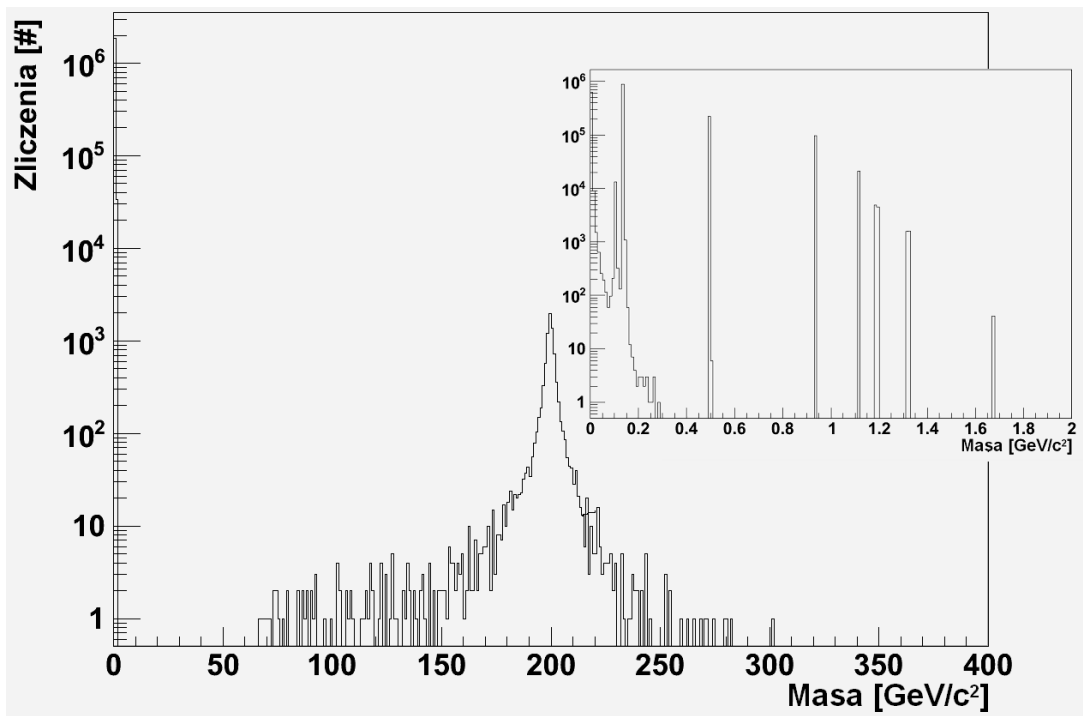
W kolejnych kolumnach nMo i nDa przedstawiona jest liczba matek i córek. Matką rozpatrywanej cząstki nazywamy inną cząstkę, która w wyniku rozpadu lub reakcji (wraz z inną cząstką matką) przyczyniła się do powstania rozpatrywanej cząstki. Córkami nazywamy cząstki dla których rozpatrywana cząstka jest matką zgodnie z powyższą definicją.

Kolumny $Mo1$, $Mo2$, $Da1$, $Da2$ pokazują numer idx matek bądź córek rozpatrywanej cząstki. W szczególności jeśli w obu kolumnach Mo lub obu Da jest ten sam idx , oznacza to, że rozpatrywana cząstka miała tylko jedną matkę lub córkę. W przypadku gdy cząstka ma dwie lub więcej matek lub córek, to w kolumnie z numerem 1 podany jest idx pierwszej, a w kolumnie z numerem 2 ostatniej z cząstek zakwalifikowanych jako matka bądź córka. W szczególności jeśli zamiast zawsze dodatniego idx znajduje się -1, to cząstka nie rozpadła się na inne lub z żadnych innych cząstek nie powstała.

W pozostałych kolumnach zawarte są dane o składowych pędu i masie. W oryginale występują jeszcze inne kolumny mówiące np. o pędzie poprzecznym cząstki.

5.2. Spektrum masy wygenerowanych cząstek

Skrócona historia w Tab.5.1. została przedstawiona poglądowo aby pokazać, że program analizujący dane i rekonstruujący masę niezmienniczą, może dotrzeć do dowolnego parametru opisującego daną cząstkę. Może np. dotrzeć do parametru opisującego masę cząstki. Spektrum masy wszystkich występujących w zdarzeniach cząstek przedstawia Rys.5.1.

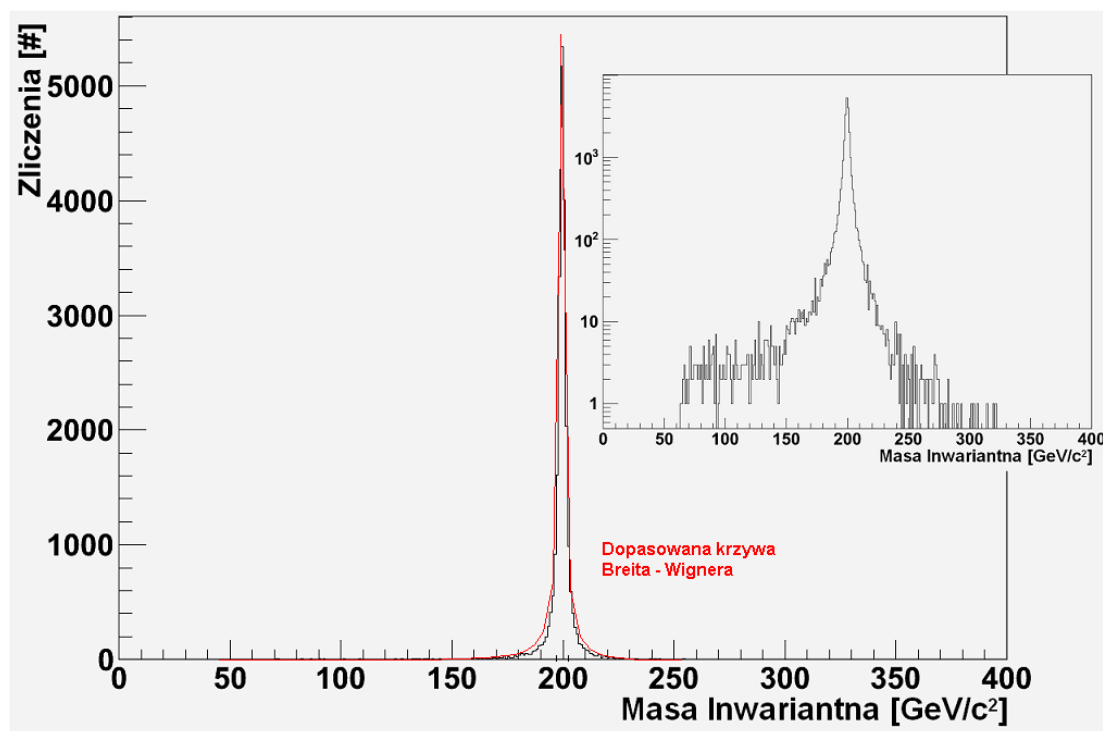


Rys.5.1. Spektrum masy wszystkich wygenerowanych cząstek (GenParticle).

Jak widać przytłaczająca większość występujących cząstek to cząstki bardzo lekkie lub bezmasowe - fotony, neutrino, elektrony, miony i piony.

5.3. Symulowany rozkład masy niezmienniczej A/H

Pierwszym etapem prac zmierzających do oceny efektywności algorytmów wyliczających masę niezmienniczą było uzyskanie dokładnego rozkładu masy rozpadającego się bozonu Higgsa. Było to możliwe dzięki temu, że w gałęzi GenParticle znajdowała się cała historia rozpadu. W szczególności możliwe było wyselekcjonowanie poszukiwanych bozonów jeszcze przed rozpadem i sprawdzenie jaka jest ich masa. Odbywało się to poprzez wywołanie odpowiedniej metody (dostępnej dla obiektów typu GenParticle) na obiekcie odpowiadającym bozonowi. Z informacji o masie utworzono histogram masy inwariantnej, który został przedstawiony na Rys.5.2.

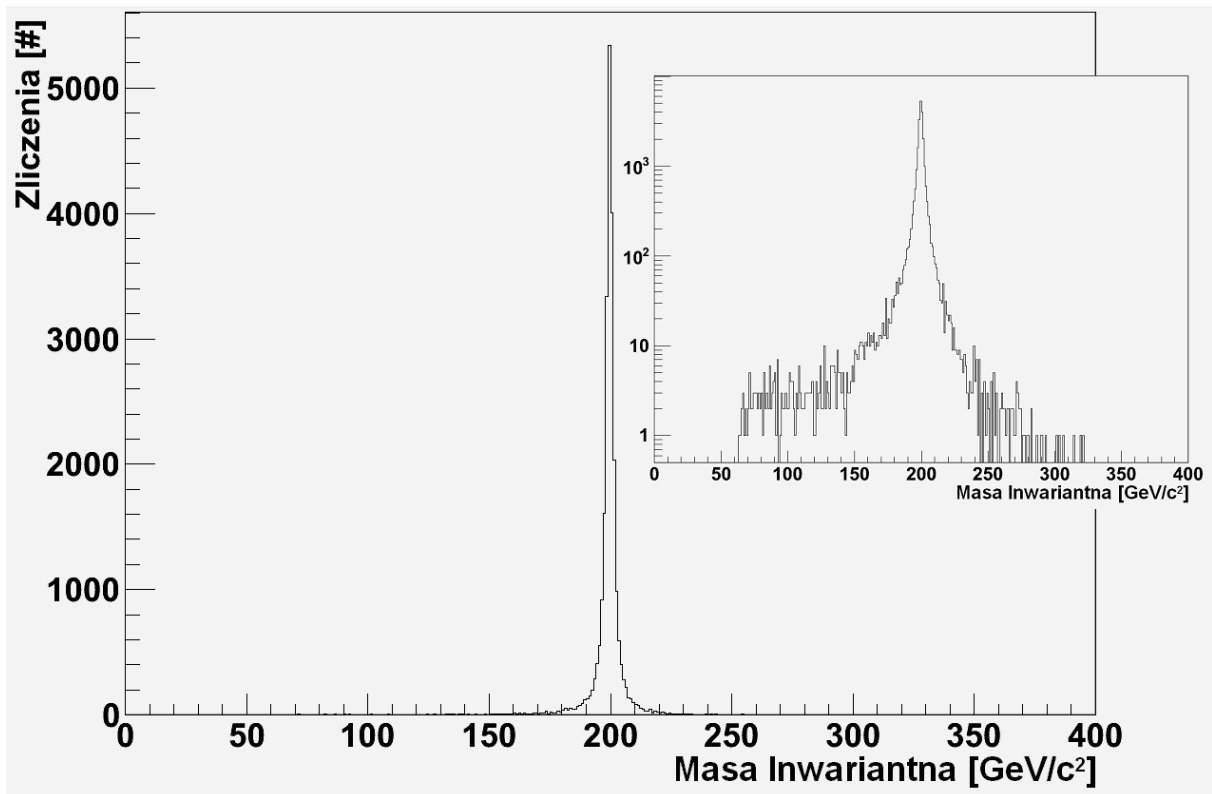


Rys.5.2. Rozkład masy wygenerowanych bozonów Higgsa (GenParticle).

Gdyby uzyskano taki rozkład masy, dzięki metodom rekonstrukcji, to wynik można by było uznać za idealny. Uzyskanie lepszego, czyli z węższym pikiem wokół masy bozonu byłoby niemożliwe. Pewna szerokość wynika z tego, że symulacja Monte Carlo miała za zadanie wytworzenie bozonu Higgsa o masie $M = 200 \text{ GeV}/c^2$ (średnia masa policzona z danych widocznych w oknie histogramu wynosi dokładnie $198,4 \text{ GeV}/c^2$). Dla $M_A = 200 \text{ GeV}/c^2$ teoretyczna szerokość powinna wynosić około $1 \text{ GeV}/c^2$ (i tak też jest na Rys.5.2.) dla $700 \text{ GeV}/c^2$ szerokość wynosiłaby około $10 \text{ GeV}/c^2$. Ponadto mogły się zdarzać bozony występujące poza powłoką masy, ale było ich o rzędy wielkości mniej. Widać to dobrze na „podhistogramie” z Rys.5.2. na którym te same dane przedstawione są w skali logarytmicznej na osi rzędnych.

5.4. Rozkład masy inwariantnej A/H wyliczonej z par $\tau\tau$

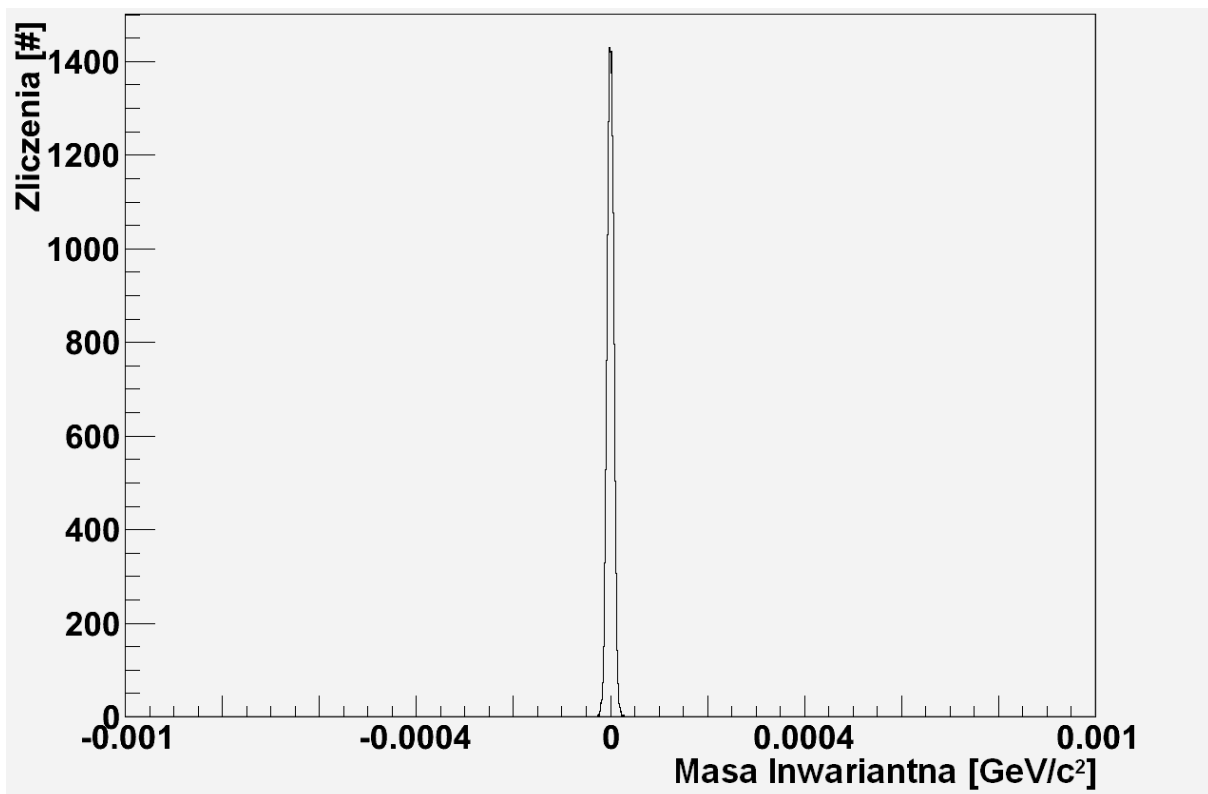
Tymczasem na Rys.5.3. przedstawiony został histogram masy niezmienniczej wyliczonej na podstawie równania $m = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2}$ z czteropędów cząstek, na które bezpośrednio rozpada się bozon Higgsa, w analizowanym kanale. Chodzi oczywiście o parę $\tau^- \tau^+$, czyli taon - antytaon.



Rys.5.3. Histogram masy inwariantnej zrekonstruowanej z τ^- i τ^+ .

Do tej analizy brano te pary taon - antytaon, o których wiadano, że pochodzą z rozpadu bozonu Higgsa (a nie z jakiś innych procesów). Ponadto cząstki te musiały mieć status Stat = 2 (Tab.5.1.), czyli musiały być fizycznymi obiektami, których rozpad był potwierdzony. W analizie rzeczywistych danych sprawdzenie co jest matką danej cząstki jest oczywiście niemożliwe. W rzeczywistości konieczna jest odpowiednia selekcja cząstek. Sytuacja jak w prowadzonej analizie, kiedy znane są informacje o całym procesie i możliwe jest ustalenie jaka cząstka jest produktem poszukiwanego rozpadu - może być porównana do idealnie skutecznej selekcji i rekonstrukcji produktów rozpadu, na rzeczywistych danych. Oznacza to, że przedstawiane w tym i kolejnych rozdziałach badania obrazują skuteczność samych metod rekonstrukcji masy poszukiwanego bozonu, a nie skuteczność rekonstrukcji wraz selekcją analizowanych danych.

Różnica między histogramami z Rys.5.3. i Rys.5.2. czyli między rekonstrukcją a rzeczywistym rozkładem masy przedstawiona jest na kolejnym rysunku.



Rys.5.4. Różnica między masą zrekonstruowaną z τ^+ i τ^- a masą symulowaną.

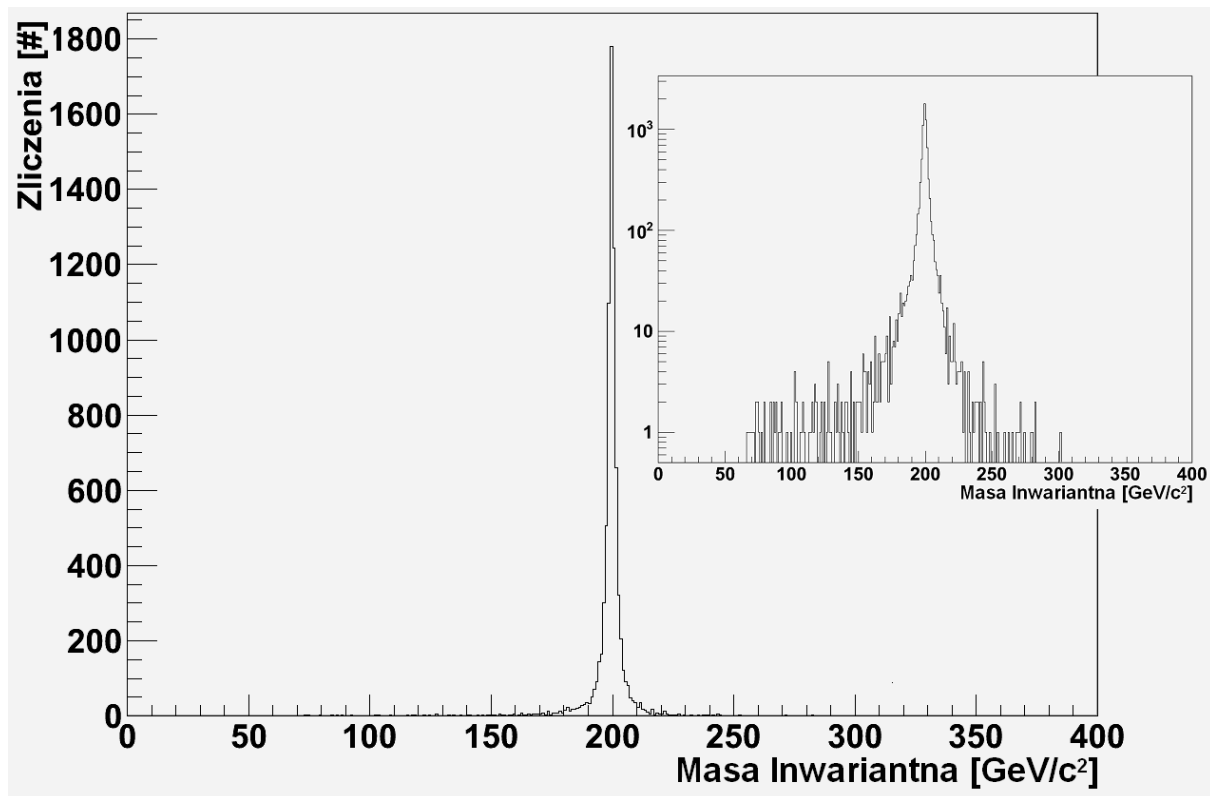
Jak widać różnica wartości tych mas jest minimalna. Wynosi jedynie $0,077 \text{ keV}/c^2$, czyli jest mniejsza o dziewięć rzędów wielkości. Jest to wartość znikomo mała i wynika wyłącznie z precyzji zapisu danych i wykonywanych obliczeń. Nie ma fizycznych zjawisk, które tłumaczyłyby tę różnicę.

5.5. Rozkład masy inwariantnej A/H wyliczonej z długożyciowych produktów rozpadu.

W rzeczywistości wyznaczenie masy inwariantnej na podstawie czteropędów pary taon – antytaon byłoby bardzo trudne. Wynika to z bardzo prostej przyczyny. Cząstki te rozpadają się bardzo szybko. Ich czas życia to $2,9 \times 10^{-13}$ sekundy i nie są one obserwowalne bezpośrednio w detektorze. Możliwe jest zaobserwowanie jedynie produktów rozpadów tej pary. Gdyby dodać do siebie czteropędy wszystkich końcowych tzn. stabilnych lub wystarczająco długożyciowych produktów rozpadu, to otrzymana suma byłaby czteropędem poszukiwanego bozonu. Wtedy na podstawie ogólnego równania łączącego rzuty czteropędu z masą $m = \sqrt{E^2 - (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)}$ możliwe jest jej policzenie dla poszukiwanego bozonu. Z takich wyliczeń dla każdego zdarzenia powstał wykres na Rys.5.5, jak widać i on idealnie zgadza się z symulowanym rozkładem masy bozonu (Rys.5.2.)

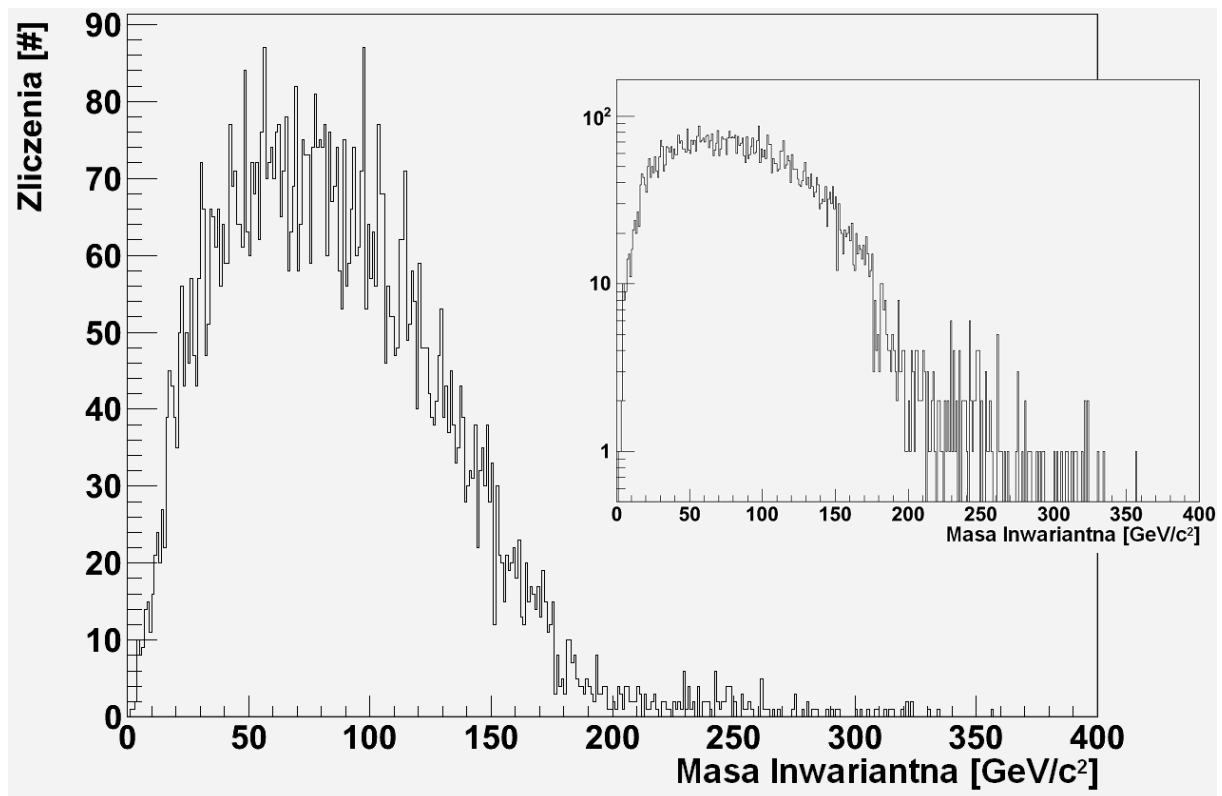
Jedyna znacząca różnica jest w zebranej statystyce. Na Rys.5.2.-5.4. było przedstawionych ok. 24 tys. przypadków, na Rys.5.5.-5.12. jest ich po 8620. Wynika

to z tego, że rekonstruowano tylko przypadki, w których jednym z produktów był mion lub antymion.



Rys.5.5. Masa inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana ze wszystkich stabilnych produktów rozpadu (GenParticle).

Oprócz problemu selekcji cząstek, będących rzeczywiście produktami rozpadu poszukiwanego bozonu, znaczące jest to, że nie wszystkie produkty rozpadu Higgsa da się zaobserwować. Mowa o neutrinach, dla których bezpośredni pomiar energii i pędów w detektorze CMS jest niemożliwy. Pomiar energii nie jest możliwy ze względu na bardzo słabe oddziaływanie neutrin z materią, a co za tym idzie również bardzo słabe przekazywanie energii w kalorymetrze, które jest praktycznie niewykrywalne. Ponadto neutrina są nienaladowane, więc niemożliwe jest odchylenie ich torów w polu magnetycznym i wnioskowanie o wartości pędów na podstawie zaobserwowanego zakrzywienia. Pozostaje pytanie o to jak duży wpływ na rekonstrukcję masy Higgsa miałyby zaniedbanie udziału neutrin w zdarzeniach - czy „zabierają” dużo pędu i energii, czy nie? Okazuje się, że zaniedbanie udziału tych cząstek bardzo zmieni wynik. Po pierwsze drastycznie spadnie średnia masa inwariantna, a po drugie szerokość rozkładu masy będzie zdecydowanie większa. Widać to dobrze na Rys.5.6., gdzie średnia masa inwariantna poszukiwanego bozonu to tylko $85,8 \text{ GeV}/c^2$, czyli ponad dwukrotnie mniej od generowanej wartości wynoszącej $200 \text{ GeV}/c^2$. Szerokość histogramu jest również zdecydowanie większa od tej z Rys.5.2.



Rys.5.6. Masa inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana ze wszystkich stabilnych produktów rozpadu, bez neutrino (GenParticle).

Konkluzja wynikająca z Rys.5.6. jest bardzo prosta - nie można zaniedbać wpływu neutrino na ostateczny kształt histogramu masy poszukiwanego Higgsa. Bez neutrino, wskazuje on na ponad dwukrotnie mniejszą masę. Warto jednak zwrócić uwagę na to, że poza nielicznymi przypadkami bozonów spoza powłoki masy, zrekonstruowana masa nie przekracza wartości ok. $200 \text{ GeV}/c^2$. Wynika to w prosty sposób z zasady zachowania energii - suma energii produktów rozpadu nie może być wyższa niż energia obiektu, który się rozpadł, zwłaszcza jeśli nie wszystkie produkty rozpadu zostały uwzględnione. Zbliżanie się do granicy $200 \text{ GeV}/c^2$ jest możliwe w dwóch przypadkach. W pierwszym, kiedy można zidentyfikować wszystkie produkty rozpadu, co w rozpatrywanym kanale jest niemożliwe, gdyż pojawiają się neutrino lub w drugim, kiedy niezidentyfikowane cząstki wynoszą z układu mało energii, co choć dość rzadkie to statystycznie jest możliwe.

6. Metody rekonstrukcji masy inwariantnej

Wszystkie metody rekonstrukcji, użyte w ramach tej pracy, wykorzystują informacje o zarejestrowanych cząstkach i starają się odtworzyć gałęzie rozpadu poszukiwanego bozonu. Metody zawsze starają się odtworzyć dwie takie gałęzie, po jednej dla produktów rozpadu τ^- i τ^+ . Gałęziom tym odpowiadają dwa czteropędy, będące sumą czteropędów cząstek na które rozpadły się τ^- i τ^+ . Ponadto metody wykorzystują informacje o MEt, czyli o brakującej energii poprzecznej (ang. missing transverse energy). Metody uwzględniają brakującą energię przez wykorzystanie dwóch wielkości $metPx$ i $metPy$. Wielkości te to brakujące pędy wzdłuż osi x i y detektora CMS. Ich istnienie wynika z tego, że w procesach rozpadu bozonu Higgsa powstają neutrino, które „wynoszą” energię i pęd. Neutrino nie można wykryć i scharakteryzować w detektorze CMS, więc nie są uwzględniane w czteropędach obu gałęzi. Aby nie zaniedbać ich wpływu można przyjąć, że jeśli w płaszczyźnie xy łamana jest zasada zachowania pędu, czyli „brakuje” pędu, to brakująca wartość została wyniesiona przez neutrino. Ta brakująca wartość wyrażana jest przez $metPx$ i $metPy$ i wraz z czteropędami zarejestrowanych cząstek jest podstawą do próby rekonstrukcji masy bozonu Higgsa. Wyznaczanie masy inwariantnej odbywa się z wykorzystaniem ogólnego wzoru (6.1.) łączącego masę bozonu Higgsa z jego zrekonstruowanym czteropędem.

$$m_{Hinv} = \sqrt{E^2 - (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2)} \quad (6.1.)$$

6.1. compMt

Metoda compMt to bardzo prosta metoda polegająca na uzupełnieniu sumy dwóch czteropędów o wartości związane z MEt. Gdyby poszukiwany bozon rozpadał się tylko na cząstki, które można wykryć i scharakteryzować to czteropędy niosłyby pełną informację i ich suma byłaby czteropędem charakteryzującym bozon Higgsa. Ponieważ nie wszystkie cząstki są wykrywane przez detektor, musi nastąpić korekta tej sumy, wykorzystująca MEt.

compMt opiera się o trzy wielkości. Są to energia E i składowe pędu P_x, P_y bozonu. Metoda przyjmuje, że P_x bozonu Higgsa to suma składowych p_{xi} czteropędów dwóch gałęzi i $metPx$. Podobnie dla P_y - suma składowych p_{yi} i $metPy$. Energia bozonu to suma energii obu gałęzi, skorygowana o pierwiastek z sumy kwadratów $metPx$ i $metPy$. Informacje te są zebrane w poniższych wzorach na wielkości charakteryzujące zrekonstruowany bozon.

$$P_x = p_{x1} + p_{x2} + metPx \quad (6.2.)$$

$$P_y = p_{y1} + p_{y2} + metPy \quad (6.3.)$$

$$E = E_1 + E_2 + \sqrt{metPx^2 + metPy^2} \quad (6.4.)$$

Metoda nie wykorzystuje wartości P_z , masę inwariantną oblicza na podstawie wzoru (6.5.), będącego uproszczeniem wzoru (6.1.)

$$m_{Hinv} = \sqrt{E^2 - (P_x^2 + P_y^2)} \quad (6.5.)$$

6.2. compP4CDFmethod

Jest to równie prosta metoda jak wcześniej opisana compMt, jedyna różnica polega na tym, że nie zaniedbuje ona informacji o P_z . Wielkość ta jest sumą składowych p_{zi} obu czteropędów. Nie jest ona korygowana, o wielkość analogiczną do $metPx$ i $metPy$, czyli o $metPz$ z bardzo prostego powodu – energia poprzeczna nie ma składowej w kierunku z (wzdłuż detektora).

$$P_x = p_{x1} + p_{x2} + metPx \quad (6.6.)$$

$$P_y = p_{y1} + p_{y2} + metPy \quad (6.7.)$$

$$P_z = p_{z1} + p_{z2} \quad (6.8.)$$

$$E = E_1 + E_2 + \sqrt{metPx^2 + metPy^2} \quad (6.9.)$$

$$m_{Hinv} = \sqrt{E^2 - (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2)} \quad (6.10.)$$

6.3. compCollinearApprox

Metoda ta stara się wyznaczyć całkowity czteropęd rozpadającego się bozonu jako sumę czteropędów dwóch gałęzi / kaskad (ang. leg) pochodzących od rozpadającego się taonu (L_1^μ) i antytaonu i (L_2^μ).

$$p^\mu = L_1^\mu + L_2^\mu \quad (6.11.)$$

Czteropędy każdej gałęzi składają się z sumy czteropędów cząstek zarejestrowanych przez detektor - l_1^μ i l_2^μ ; jak i niezarejestrowanych, pochodzących z neutrin. W przypadku tych drugich wprowadzamy wielkości αl_1^μ i βl_2^μ . Wielkości te należy interpretować jako rzut MEt na kierunki ustalone przez l_1^μ i l_2^μ . Prawdziwe jest równanie (6.12.)

$$\begin{pmatrix} metPx \\ metPy \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} l_{1x} \\ l_{1y} \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} l_{2x} \\ l_{2y} \end{pmatrix} \quad (6.12.)$$

w którym współczynniki α i β zgodnie z metodą wyznaczników w układach równań dane są wzorami (6.13.) i (6.14.)

$$\alpha = \frac{metPx \cdot l_{2y} - metPy \cdot l_{2x}}{l_{1x}l_{2y} - l_{1y}l_{2x}} \quad (6.13.)$$

$$\beta = \frac{metPy \cdot l_{1x} - metPx \cdot l_{1y}}{l_{1x}l_{2y} - l_{1y}l_{2x}} \quad (6.14.)$$

Zatem L_1^μ z (6.11.) jest równe

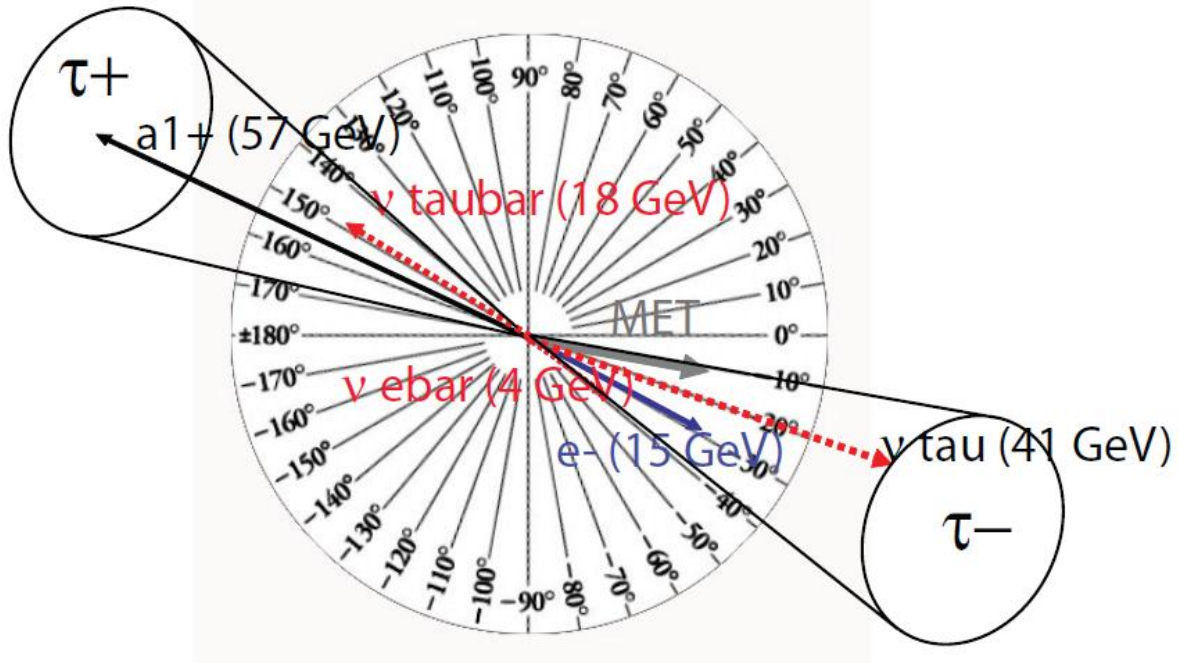
$$\begin{aligned} L_1^\mu &= l_1^\mu + \alpha l_2^\mu = (1 + \alpha)l_1^\mu = \\ &= \left[\frac{l_{2y}(l_{1x} + metPx) - l_{2x}(l_{1y} + metPy)}{l_{1x}l_{2y} - l_{2x}l_{1y}} \right] \begin{pmatrix} l_{1x} \\ l_{1y} \end{pmatrix} = leg1/x1 \end{aligned} \quad (6.15.)$$

Analogicznie obliczona wartość dla L_2^μ daje

$$\begin{aligned} L_2^\mu &= l_2^\mu + \alpha l_1^\mu = (1 + \beta)l_2^\mu = \\ &= \left[\frac{l_{1x}(l_{2y} + metPy) - l_{1y}(l_{2x} + metPx)}{l_{1x}l_{2y} - l_{2x}l_{1y}} \right] \begin{pmatrix} l_{2x} \\ l_{2y} \end{pmatrix} = leg2/x2 \end{aligned} \quad (6.16.)$$

6.4. compImprovedCollinearApprox [53], [54]

Metoda compCollinearApprox nie jest pozbawiona wad. Są klasy topologii rozpadu dla których metoda compCollinearApprox może działać nieprawidłowo.



Rys.6.1. Topologia BTB (back-to-back).

Pierwsza klasa to topologie BTB (ang. back-to-back). Są to sytuacje, w których gałęzie pochodzące od τ^+ i τ^- są do siebie przeciwnie skierowane (Rys.6.1.). W takich przypadkach pomiar jedynie MET nie wystarcza do jednoznacznego

przypisania neutrinom wartości unoszonych energii, wszak wektorową sumę o określonej wartości możemy uzyskać poprzez dodanie dowolnie długich, przeciwnie skierowanych składników, jeśli tylko zachowana jest odpowiednia różnica między nimi.

Przypadek BTB można poprawić dzięki dopasowaniu do poszukiwanych pędów i energii ich przeciętnych wartości ze spektrum dla leptonowych produktów rozpadu τ , danych wzorem (6.17.)

$$\tau \rightarrow l \bar{\nu}_l \nu_\tau \quad (6.17.)$$

Różniczkowa dystrybucja energii leptonów z takiego rozpadu dana jest wzorem (6.18.) [55]

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dy} = \frac{1}{3} (1 - y)(5 + 5y - 4y^2) \quad (6.18.)$$

gdzie y – część energii taonu zabierana przez lepton ($y = E_l/E_\tau$)
 $\Gamma = E_\tau$ – energia taonu

Średnia wartość y wynosi $\langle y \rangle = 7/20$. Neutrino mają więc energię

$$E_{\nu_l} = 13/7 E_l \quad (6.19.)$$

Jeśli wektor MEt ma kierunek bliski gałęzi leptonowej lub hadronowej to energia neutrino „hadronowego” będzie dana wzorem (6.20.)

$$E_{\nu_l} - E_{\nu_h} = \pm MEt \quad (6.20.)$$

gdzie + dla kierunku bliskiego gałęzi leptonowej
 - dla kierunku bliskiego gałęzi hadronowej

Wyrazić można to również za pomocą parametrów x_i ($i = \tau_l, \tau_h$) analogicznych do występujących w (6.15.) i (6.16.)

$$x_{\tau_l} = \frac{7}{20} \quad (6.21.)$$

$$x_{\tau_h} = E_{\tau_h} / (E_l + E_{\nu_h}) \quad (6.22.)$$

W przypadku kiedy MEt jest bliski gałęzi leptonowej to (6.19.) jest słuszne tylko dla $E_{\nu_l} > MEt$. W przeciwnym razie przyjmujemy, że

$$E_{\nu_l} = MEt \quad (6.23.)$$

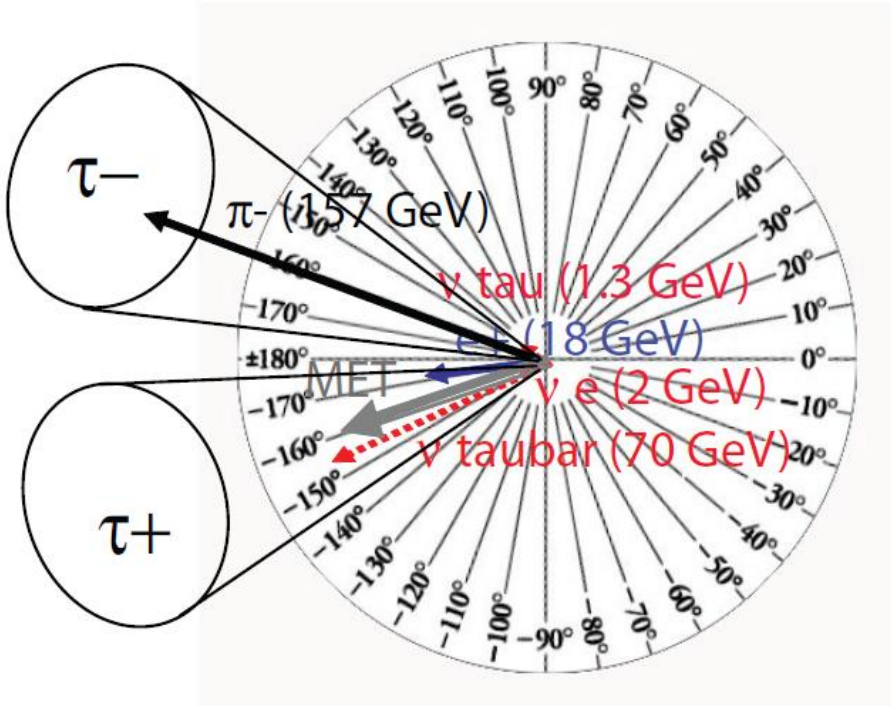
$$E_{\nu_h} = 0 \quad (6.24.)$$

lub równoważnie

$$x_{\tau_l} = \frac{7}{20} \quad (6.21.)$$

$$x_{\tau_h} = E_{\tau_h} / (E_l + E_{\nu_h}) \quad (6.22.)$$

Algorytm pomocniczy usprawniający metodę compCollinearApprox w przypadkach BTB zostaje uruchomiony w momencie kiedy jedna i tylko jedna spośród wielkości x_1 i x_2 znajdzie się poza zakresem (0; 1) a kierunek odpowiadającej gałęzi jest kolinearny z MET, tzn. cosinus kąta między kierunkami MET i gałęzi jest większy niż 0,94.



Rys.6.2. Topologia nBTB (not back-to-back).

Druga klasa to topologie nBTB (ang. not back-to-back). Są to sytuacje mające miejsce kiedy gałęzie są blisko siebie a neutrino z pierwszej gałęzi ma znacznie większą energię niż neutrino z drugiej gałęzi (Rys.6.2.). Może to doprowadzić do fałszywego dopasowania ujemnej energii, do neutrino o niższej energii.

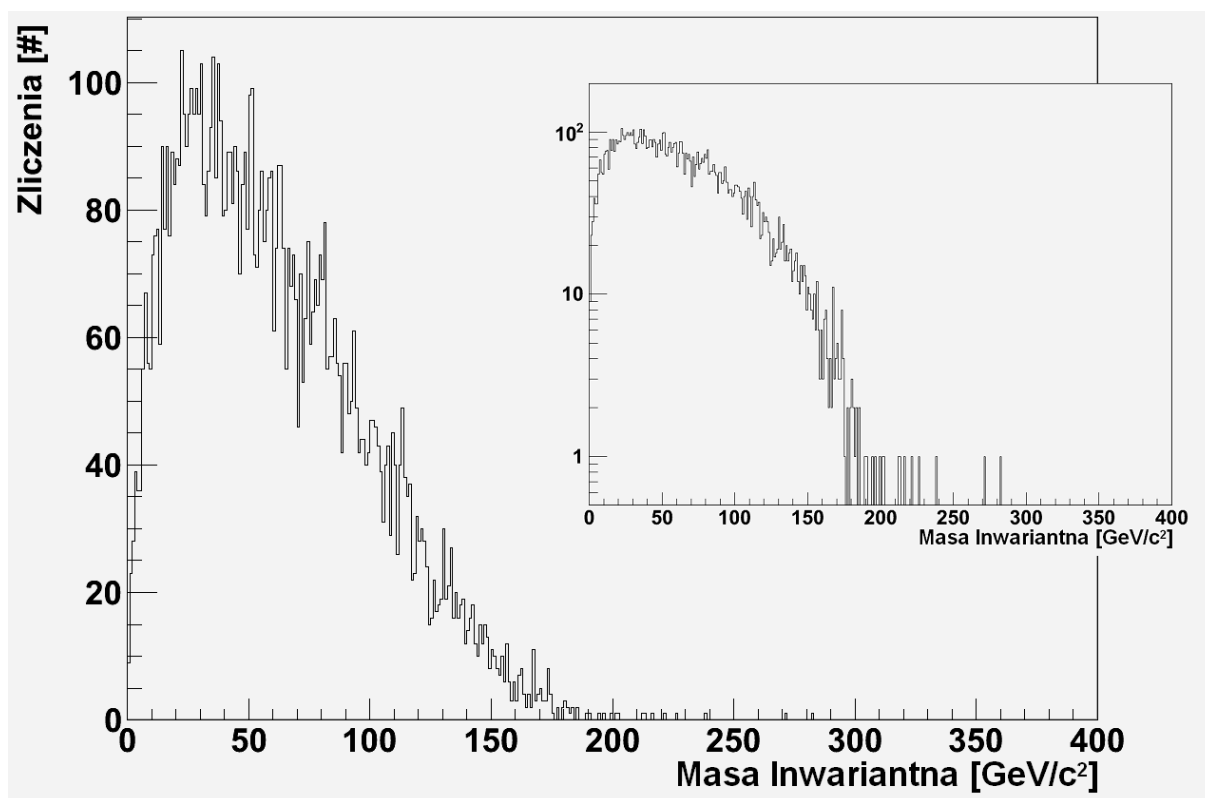
Przypadek nBTB można poprawić założeniem, że cały MET unoszą neutrino z jednej gałęzi. Przy dużej różnicy wkładów popełniany błąd nie jest wielki. Uznajemy więc, że dla gałęzi z nisko energetycznym ν , pęd taonu jest równy pędowi gałęzi zaś dla gałęzi z wysoko energetycznym ν prawdziwe jest równanie (6.23.)

$$\vec{p}_{\tau}^i = \vec{p}_{leg}(1 + MEt/p_{leg}) \quad (6.23.)$$

7. Wykorzystanie metod rekonstrukcji masy inwariantnej dla danych GenParticle

7.1. compMt dla GenParticle

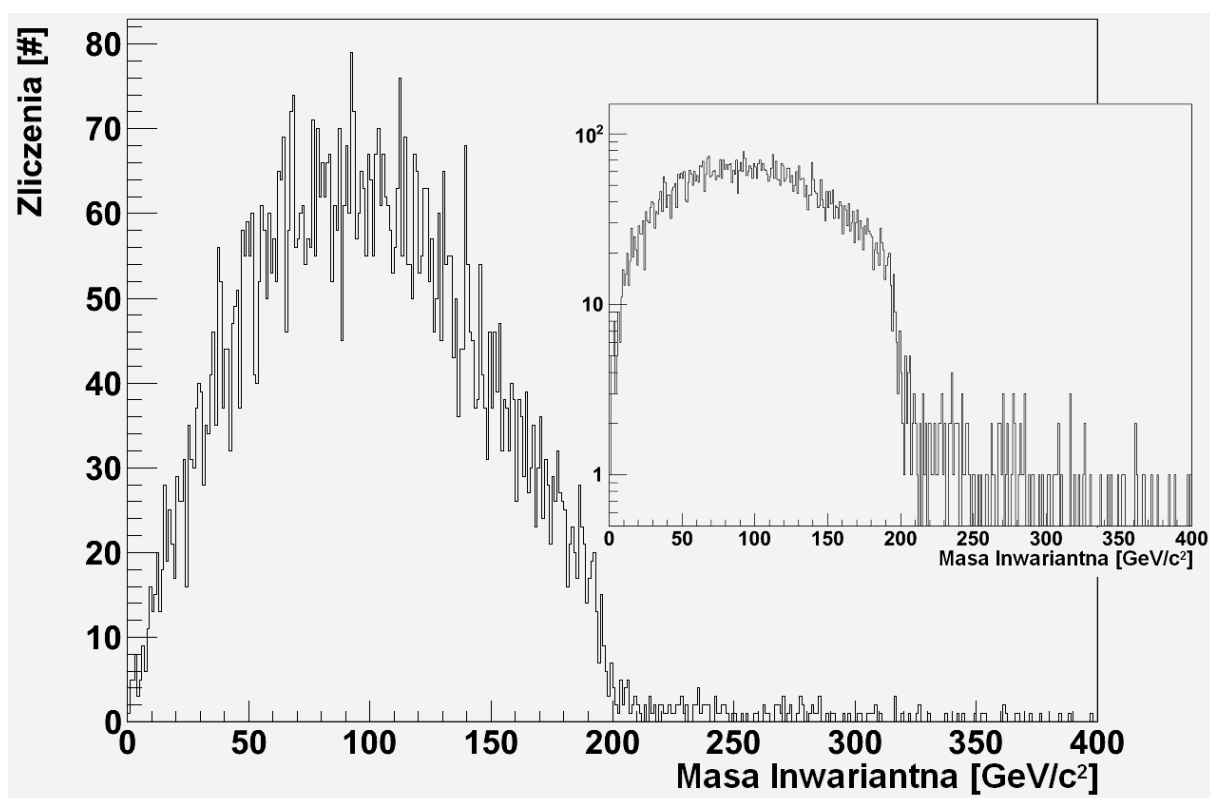
Rysunki Rys.7.1. i Rys.7.2. obrazują działanie metody compMt na przypadkach z gałęzi danych GenParticle. Opis metody znajduje się w Rozdz.6.2. Histogram przedstawiony na Rys.7.1. przedstawia działanie tej metody w przypadku gdy nie korzysta się z danych związanych z wystąpieniem neutrin w rozpadzie. Tak wyglądałoby działanie metody gdyby nie posługiwano się przybliżonym w rozdz.6. pojęciem MEt . Wartość masy Higgsa jaka wynikałaby z tego histogramu to jedynie $61,24 \text{ GeV}/c^2$. Wartość ta jest średnią z danych widocznych w oknie histogramu, obliczoną przez pakiet *ROOT* (w którym wykonywano histogramy). Dane spoza okna nie były brane pod uwagę, ma to znaczenie zwłaszcza przy kolejnych histogramach, dla których wyznaczano średnią masę tą samą metodą. Wynik $61,24 \text{ GeV}/c^2$ jest znacznie gorszy niż gdyby zrekonstruować czteropęd bozonu tylko z widzialnych produktów rozpadu tak jak w przypadku kiedy otrzymano Rys.5.6. Gorszy rezultat wynika z tego, że metoda ta pomija wpływ P_z w obliczeniach masy inwariantnej.



Rys.7.1. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compMt, bez neutrin (GenParticle).

Kiedy metoda compMt posługuje się MEt to wynik staje się bardziej zbliżony do rzeczywistej wartości masy. Na Rys.7.2., gdzie wykorzystano MEt rozkład wskazuje na $101,1 \text{ GeV}/c^2$ jako masę bozonu Higgsa. Wciąż jest to około dwukrotnie mniej niż

spodziewana wartość, jednakże jest to pewien krok naprzód w stosunku do obliczania masy z sumy czteropędów widzialnych produktów rozpadu. Metoda compMt wskazuje wartość o około $15 \text{ GeV}/c^2$ bliższą spodziewanej. Kiedy nie stosuje się MEt, rozkład masy wyznaczony metodą compMt łagodnie kończy się w okolicach $190 \text{ GeV}/c^2$ (pomijając pojedyncze przypadki). Kiedy stosuje się MEt rozkład gwałtownie kończy się w okolicach $200 \pm 5 \text{ GeV}/c^2$. Metoda compMt nie pozwala na utworzenie poprawnego histogramu rozkładu masy dla badanego kanału rozpadu. Jedynie kiedy wykorzystuje informacje o MEt, może sugerować miejsce, w którym istotnie znajduje się wielkość odpowiadająca rzeczywistej masie poszukiwanego bozonu, gdyż w jej pobliżu gwałtownie spada ilość rekonstrukcji.



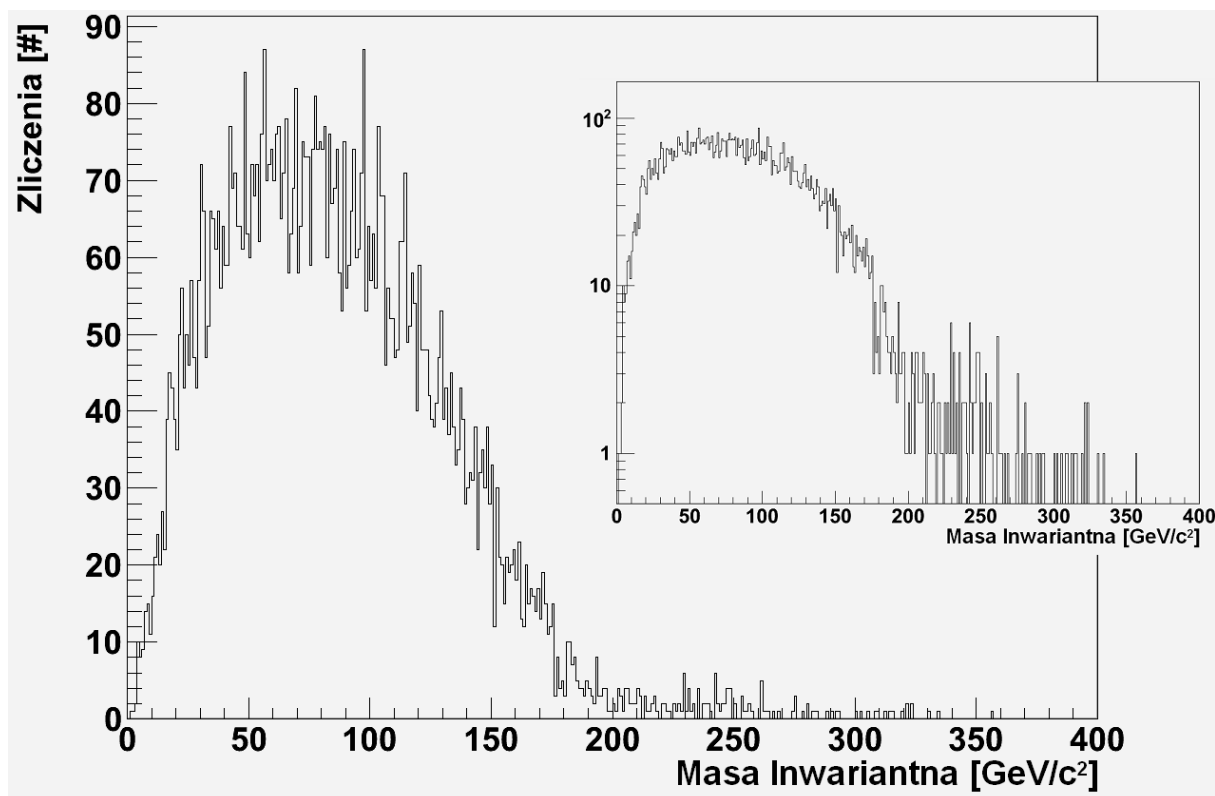
Rys.7.2. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compMt, dla MEt z *neutrino* (GenParticle).

7.2. compP4CDFmethod dla GenParticle

Tak jak napisano w Rozdz.6.2. główną (i właściwie jedyną) różnicą między metodami compMt i compP4CDFmethod jest to, że ta druga nie zaniedbuje wpływu P_z na obliczenia masy inwariantnej. Porównując wzory (6.5.) i (6.10.) można łatwo i szybko dojść do wniosku, że metoda compP4CDFmethod będzie podawać wyniki wyższe lub co najmniej równe tym podanym przez compMt.

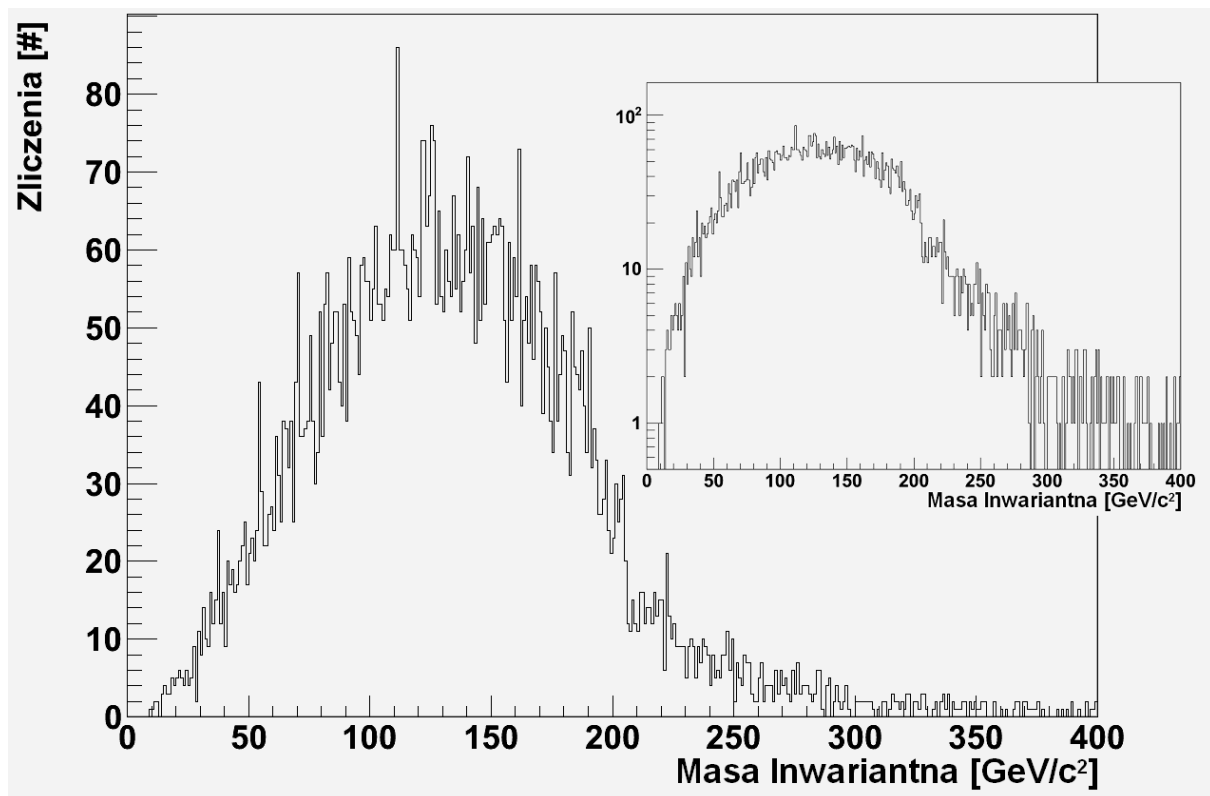
Rys.7.3. pokazuje rezultaty otrzymane metodą compP4CDFmethod bez użycia MEt. Jak wynika z opisu w Rozdz.6.2., kiedy za MEt przyjmiemy zero to metoda daje identyczną sytuację do tej kiedy dodajemy do siebie czteropędy wszystkich

obserwowalnych cząstek, chcąc uzyskać czteropęd bozonu. W związku z tym rezultaty powinny być identyczne. Tu również metoda wskazuje na $85,8 \text{ GeV}/c^2$.



Rys.7.3. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compP4CDFmethod, bez neutrino (GenParticle).

Rys.7.4. przedstawia wyniki uzyskane analizowaną metodą, kiedy dostępne są informacje o MET. Średnia masa Higgsa w tym wypadku to $135,3 \text{ GeV}/c^2$. Wciąż jest to znacząco mniej niż wartość prawdziwa. Warto jednak zwrócić uwagę na to, że maksimum histogramu dość znacznie przesunęło się w stronę prawdziwej wartości. Ważne jest także to, że wiele wyników znajduje się powyżej $200 \text{ GeV}/c^2$. Oznacza to, że metoda przekłamuje i rekonstruuje masy, których faktycznie nie powinno się uwzględniać. Warto też zwrócić uwagę na to, że wokół maksimum, od strony wartości większych, histogram jest zdecydowanie bardziej stromy niż od strony wartości mniejszych. Trudno jest dopatrzyć się prawidłowości, które stanowiłyby choćby poszlakę dla poszukiwania Higgsa o masie $200 \text{ GeV}/c^2$ przy użyciu metody compP4CDFmethod.

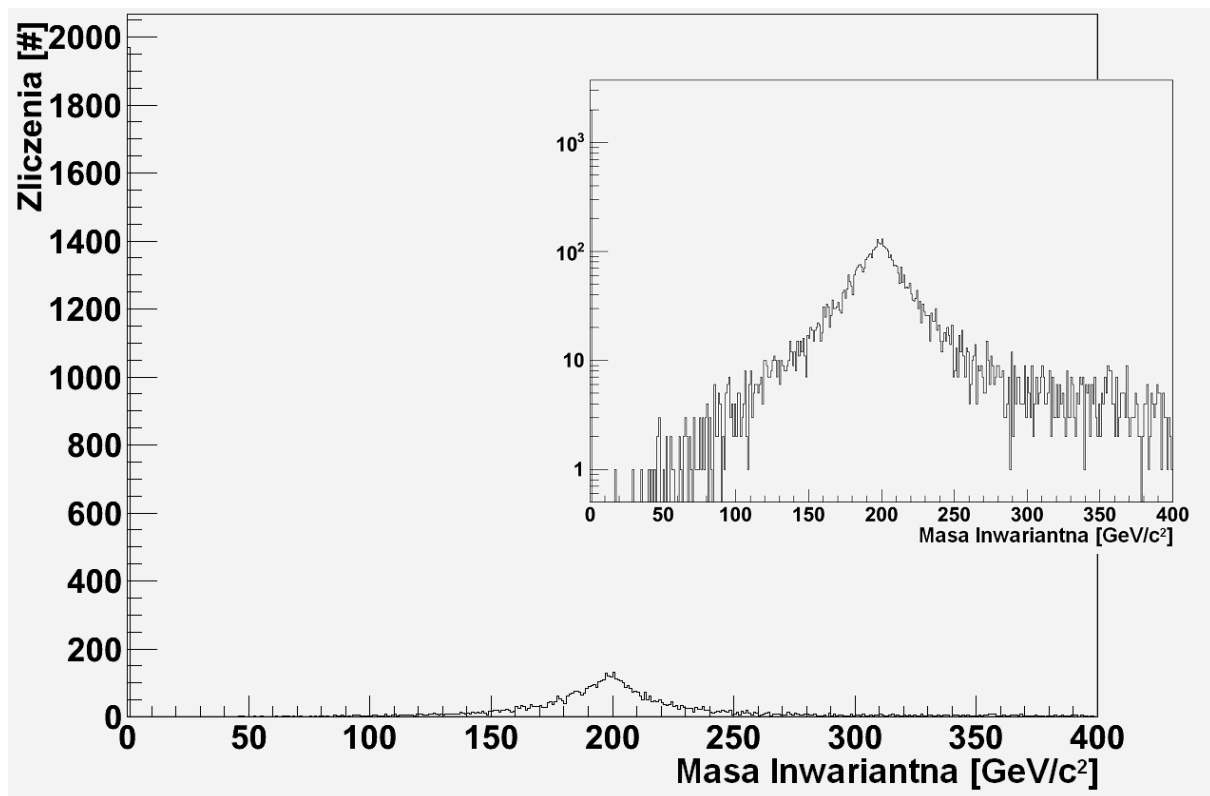


Rys.7.4. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *compP4CDFmethod*, dla MET z *neutrino* (*GenParticle*).

7.3. *compCollinearApprox* dla *GenParticle*

Metoda *compCollinearApprox* działa poprawnie tylko wtedy kiedy wektor MET znajduje się wewnątrz kąta wypukłego utworzonego przez wektory czteropędów τ i $\bar{\tau}$. Jeśli znajdzie się na zewnątrz kąta wypukłego (wewnątrz kąta wklęsłego) lub nie ma informacji o tym gdzie się znajduje - metoda podaje, że wartość masy inwariantnej wynosi zero.

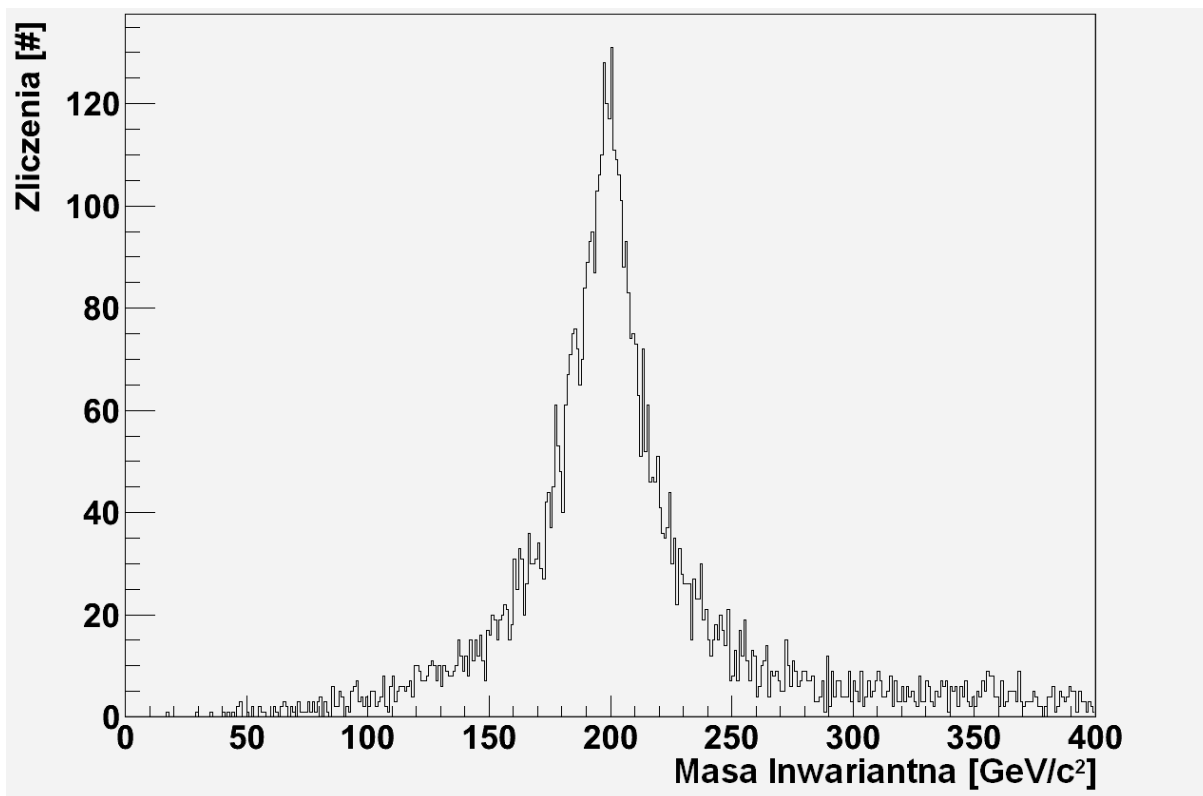
Jeśli kierunek wektora MET jest odpowiedni - metoda zaczyna działać. Histogram uzyskany z uwzględnieniem znanego MET znajduje się na Rys.7.5. Widać wyraźne zgrupowanie zliczeń w okolicy 200 GeV/c². Niemniej zdarza się, że metoda wypełnia histogram wartościami równymi zero. Zer na Rys.7.5. jest 1969 spośród 8620 przypadków, czyli 22,84%. Skuteczność tej metody należy więc ocenić na 77,16% dla danych *GenParticle*.



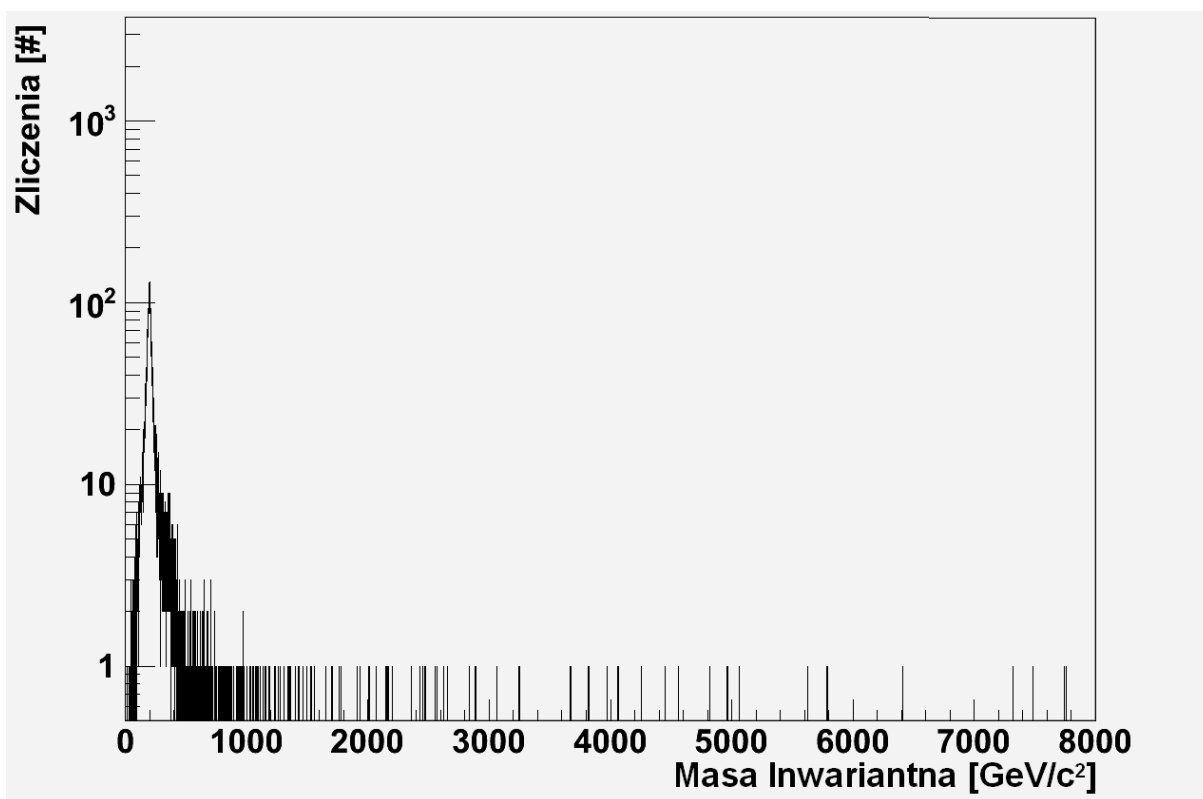
Rys.7.5. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *compCollinearApprox*, dla MET z neutrino (GenParticle).

Odrzucając zera z Rys.7.5. uzyskamy Rys.7.6. W dalszej części tej pracy takie odrzucanie zer, spośród wartości uzyskanych dzięki wykorzystaniu rozpatrywanych metod, określane jest mianem „selekcji”.

Spośród dotychczas zaprezentowanych rysunków, Rys.7.6. jest zdecydowanie najlepiej oddającym rzeczywisty charakter rozkładu masy. Wartość masy bozonu Higgsa jaka z niego wynika to $206,8 \text{ GeV}/c^2$, przy ilości przypadków 6651.



Rys.7.6. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *compCollinearApprox* z selekcją, dla MET z neutrino (GenParticle).



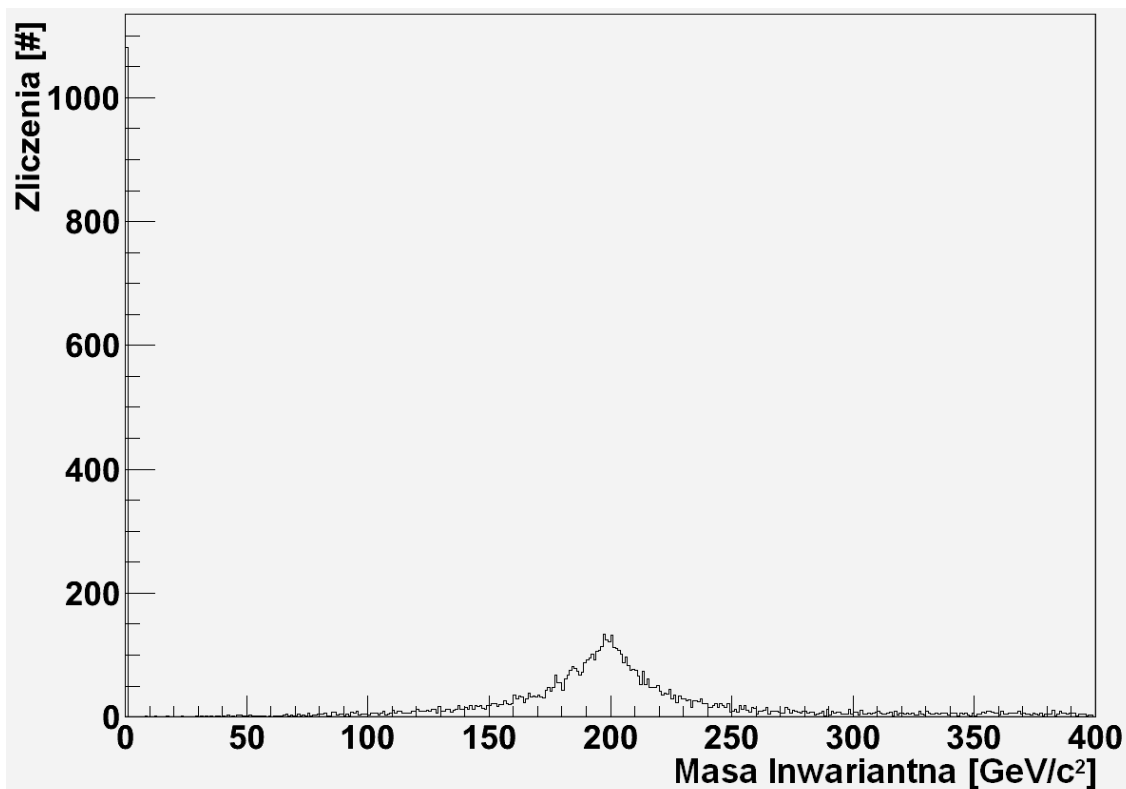
Rys.7.7. Masa inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *compCollinearApprox*, dla MET z neutrino w zakresie 0:8500 GeV/c^2 (Gen Particle).

Należy jednak zdać sobie sprawę z tego, że metoda `compCollinearApprox`, podobnie jak `compP4CDFmethod` rekonstruuje czasem masy znacznie zawyżone, bez wyraźnej granicy. Spektrum zrekonstruowanych mas w zakresie $[0:8500 \text{ GeV}/c^2]$ wyraźnie pokazuje, że zdarzają się rekonstrukcje masy wielokrotnie większe od rzeczywiście zasymulowanych wartości i nawet w zakresie $[0:400 \text{ GeV}/c^2]$ z Rys.7.6. wnoszą wkład, zwiększając średnią wartość masy bozonu. Nie przesuwają jednak maksimum, które znajduje się dla masy równej $201 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$. To ta wartość jest najbardziej zbliżoną do wartości prawdziwej. Szerokość piku jest jednak znacznie większa od spodziewanej.

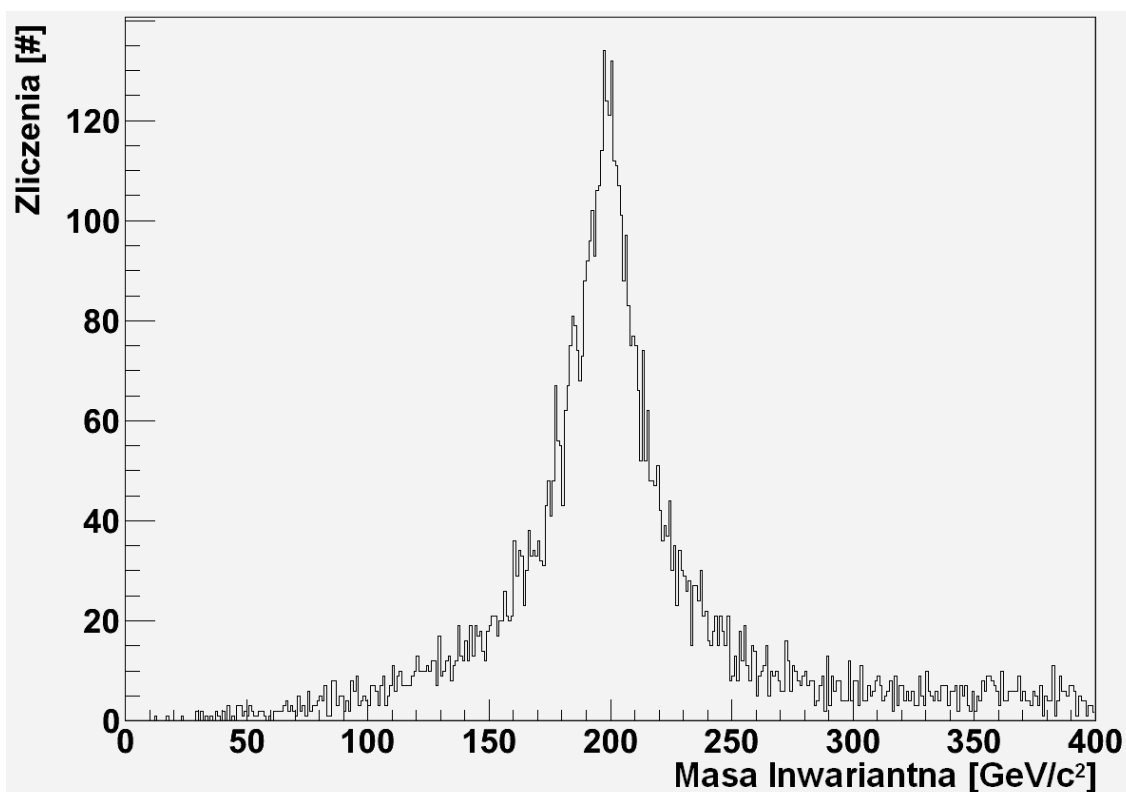
7.4. `compImprovedCollinearApprox` dla `GenParticle`

Metoda `compImprovedCollinearApprox` bazuje na metodzie `compCollinearApprox`. Opis szczegółów tej metody znajduje się w Rozdz.6.4. Tak jak poprzednia metoda, `compImprovedCollinearApprox` nie działa poprawnie jeśli wektor MEt znajduje się poza kątem wypukłym, utworzonym przez wektory czteropędów τ^- i τ^+ . W takim wypadku zwracaną przez metodę wartością jest zero. Identycznie jak w przypadku `compCollinearApprox`.

Podobnie jak `compCollinearApprox`, `compImprovedCollinearApprox` operując na danych o MEt tworzy histogram z maksimum około $200 \text{ GeV}/c^2$. Tak jak poprzednia metoda czasami wypełnia histogram zerami. Dla poprzedniej metody zera stanowiły 1969 spośród 8620 przypadków, czyli 22,84%. W przypadku metody `compImprovedCollinearApprox` zera stanowią 1082 spośród 8620 przypadków, czyli 12,55% przypadków. Nieefektywność spadła więc blisko dwukrotnie. Skuteczność metody dla danych `GenParticle` to 87,45%.



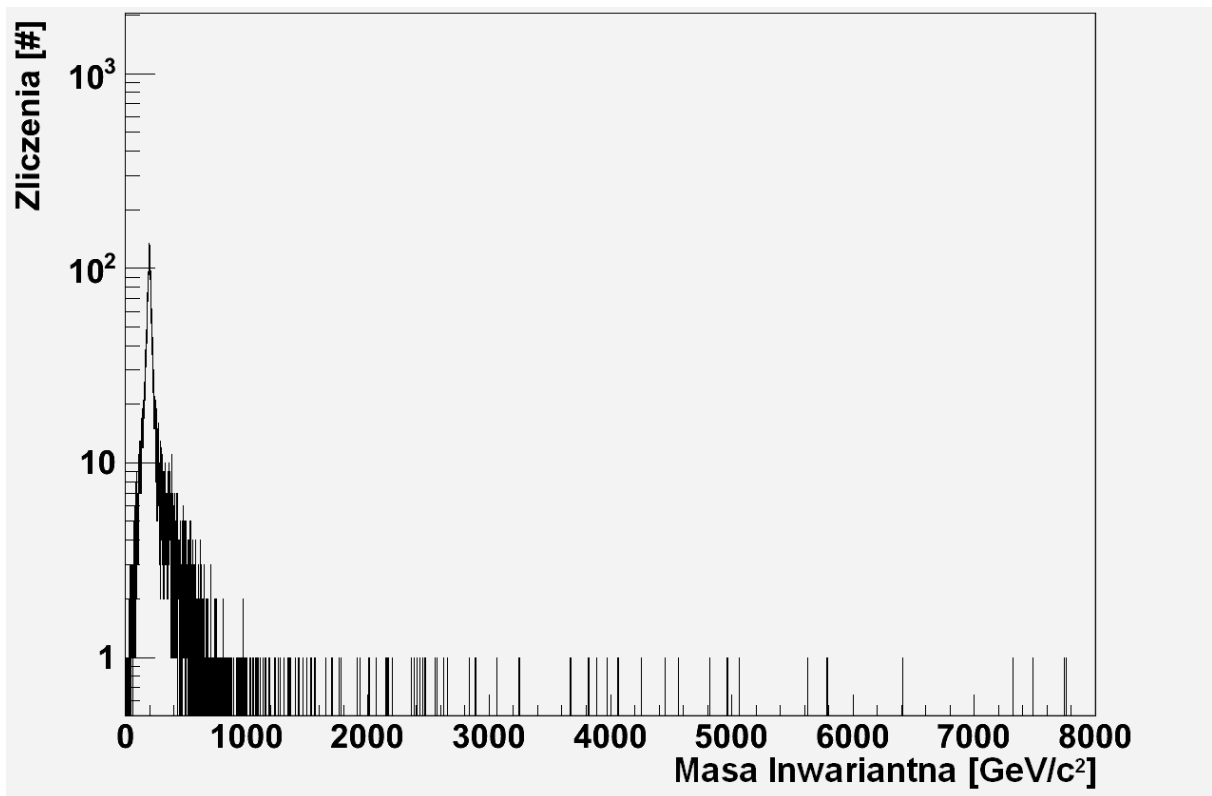
Rys.7.8. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *comImprovedCollinearApprox*, dla MET z neutrino (GenParticle).



Rys.7.9. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *comImprovedCollinearApprox* z selekcją, dla MET z neutrino (GenParticle).

Gdyby tak jak w przypadku poprzedniej metody nie uwzględniać zer to z Rys.7.8. uzyskamy Rys.7.9. Średnia masa wynikająca z tego histogramu to $206,1 \text{ GeV}/c^2$. Minimalnie lepiej niż dla uzyskanego metodą `compCollinearApprox` - $206,8 \text{ GeV}/c^2$. Ulepszenie w stosunku do poprzedniej metody polega więc głównie na znacznym zredukowaniu przypadków „zerowych”.

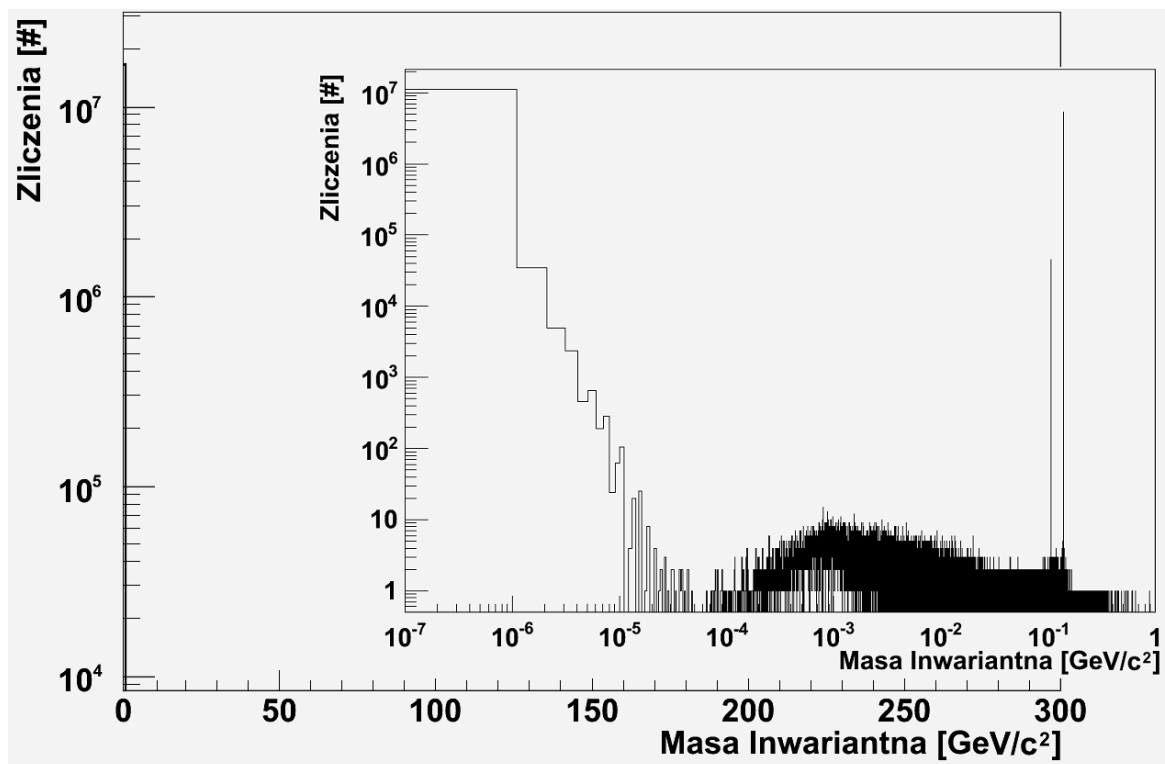
Niestety tak jak pokazuje rysunek Rys.7.10. `compImprovedCollinearApprox` również generuje masy znacznie przewyższającą rzeczywistą masę symulowanego bozonu. W tym samym zakresie $[0:8500 \text{ GeV}/c^2]$ liczba przypadków znacznie wykraczających poza symulowaną wartość masy, jest podobna.



Rys.7.10. Masa inwariantna bozonu Higgsa –zrekonstruowana metodą `compImprovedCollinearApprox`, dla MET z *neutrino* w zakresie $0:8500 \text{ GeV}/c^2$ (Gen Particle).

8. Wykorzystanie metod rekonstrukcji masy inwariantnej dla danych PFReco

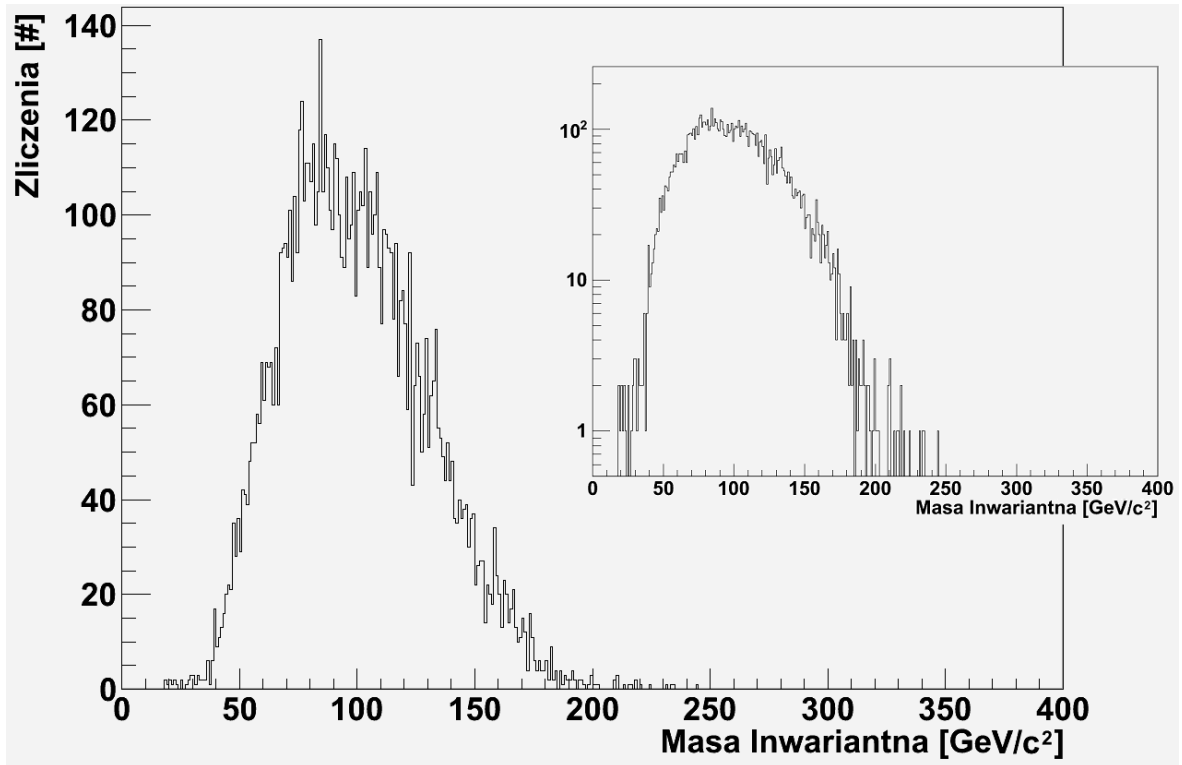
Dane z gałęzi GenParticle choć pozwalają na zrozumienie i sprawdzenie skuteczności metod rekonstrukcji masy poszukiwanego bozonu, to są dalsze od rzeczywistości doświadczalnej niż dane z gałęzi PFReco. Obiekty z tej gałęzi są symulacją zebranych danych, ich wstępnej selekcji i rekonstrukcji. Analizę podobną do analizy na obiektach GenParticle, wykonano więc na obiektach PFReco.



Rys.8.1. Spektrum masy dostępnych cząstek (PFReco).

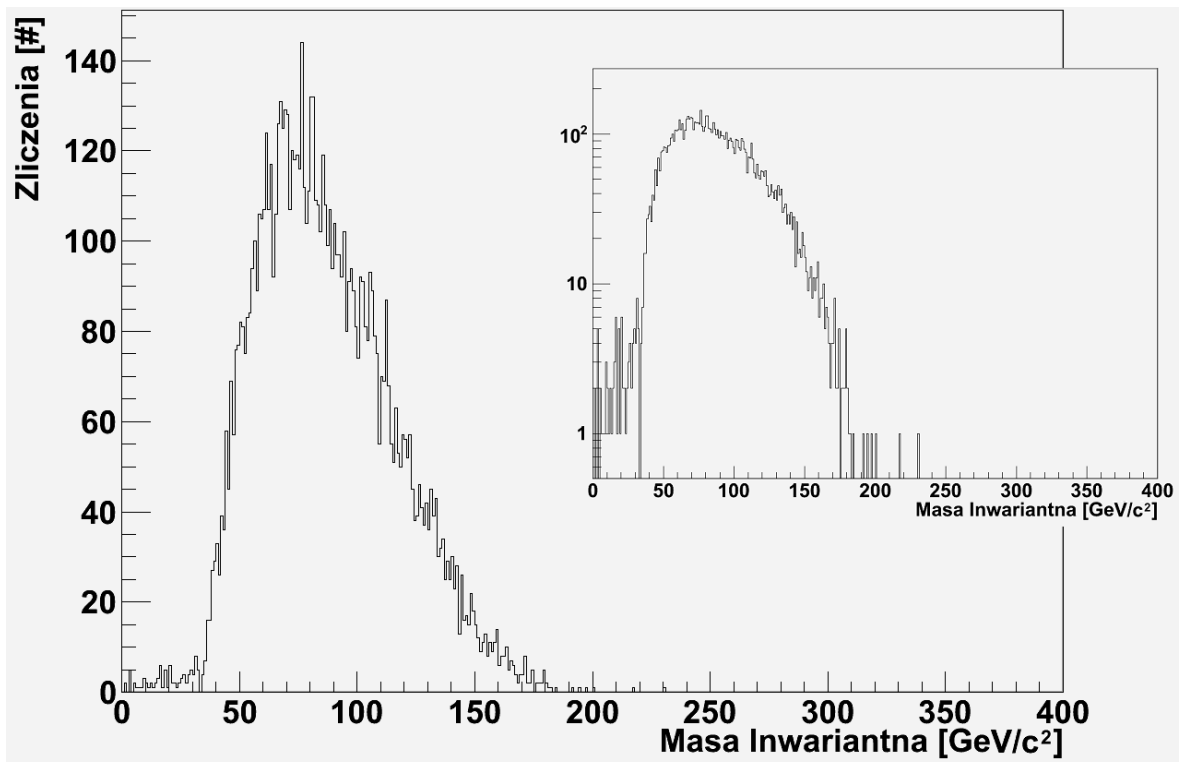
Rys.8.1. przedstawia spektrum masy dostępnych do analizy cząstek. W porównaniu z analogicznym spektrum dla GenParticle (Rys.5.1.) nie występują tu obiekty ciężkie. Tam brano pod uwagę zarówno same obiekty jak i pośrednie oraz końcowe produkty ich rozpadu. W spektrum PFReco zdecydowanie przeważają obiekty lekkie, a takimi są zwykle obiekty stabilne. Ponadto należy zwrócić uwagę na to, że wszystkich cząstek jest zdecydowanie więcej. Wynika to z prostego faktu, że nie analizowano tylko dwóch plików z rozpatrywanego zbioru danych, ale wszystkie dwadzieścia sześć. Było to konieczne gdyż chciano uzyskać podobną statystykę przypadków, a poprawnie wyselekcjonowanych i zrekonstruowanych obiektów PFReco było w każdym z plików mniej niż obiektów GenParticle.

Pierwszym krokiem analizy była próba rekonstrukcji czteropędu bozonu Higgsa z czteropędów produktów jego rozpadu, innych niż neutrina, a następnie wyznaczenie na jego podstawie masy inwariantnej. W wyniku tego powstał Rys.8.2. na którym średnia wartość masy Higgsa wynosiła $99,56 \text{ GeV}/c^2$. Jest to wartość bliższa prawdzie niż masa wynikająca z analogicznego histogramu dla GenParticle ($85,8 \text{ GeV}/c^2$). Rozkład masy jest przy tym węższy.



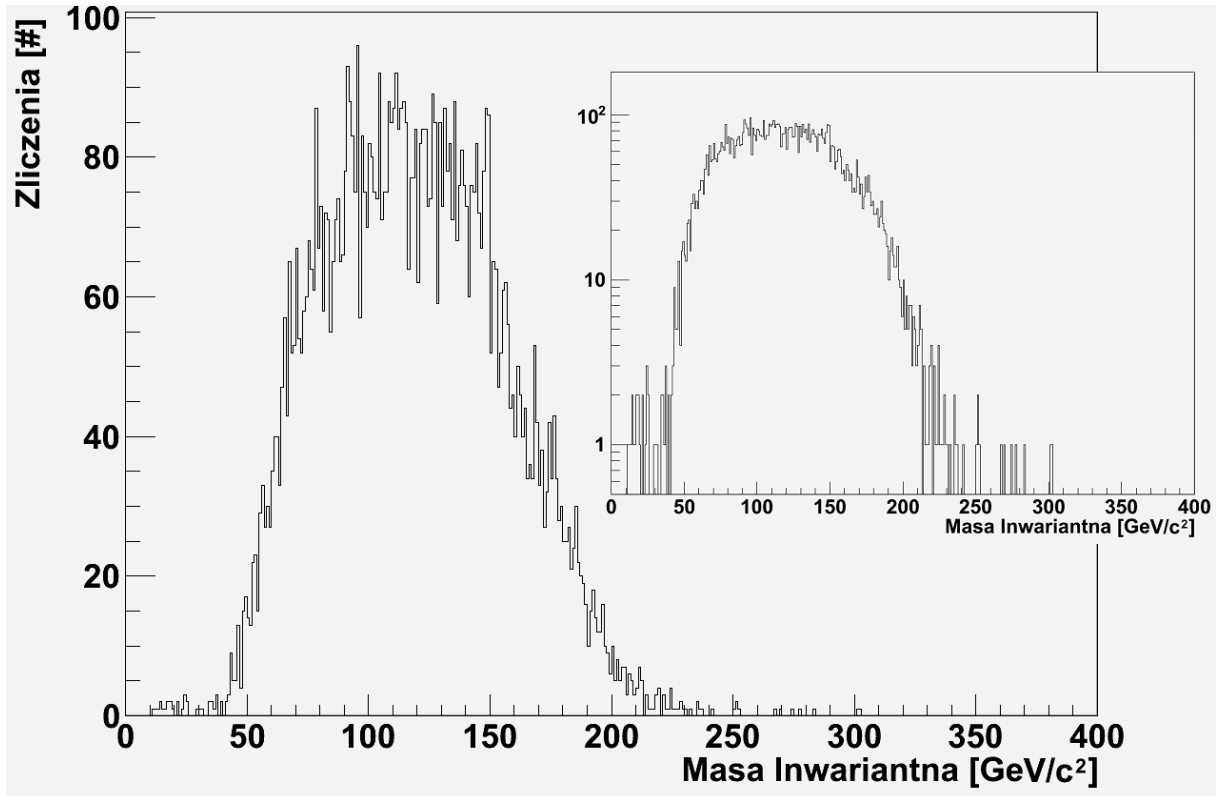
Rys.8.2. Masa inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana ze wszystkich stabilnych produktów rozpadu, bez neutrin (PFReco).

8.1. compMt dla PFReco



Rys.8.3. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compMt, bez neutrin (PFReco).

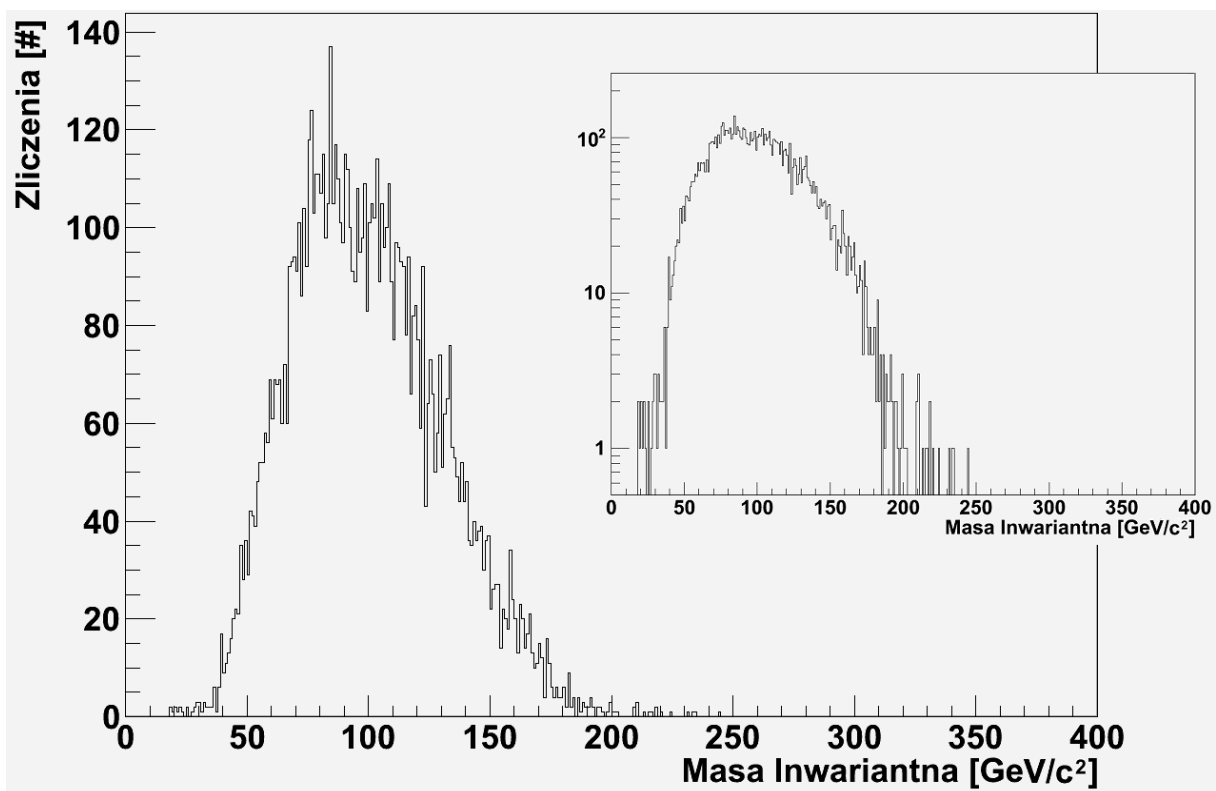
Wykorzystanie metody compMt dla danych PFReco dało rezultaty w postaci histogramów na Rys.8.3. (bez MET) i na Rys.8.4. (z MET). W przypadku Rys.8.3. średnia masa to tylko 86,74 GeV/c^2 , ponadto jeśli nie liczyć pojedynczych przypadków to rozkład masy kończy się przed 185 GeV/c^2 . Kiedy skorzystamy z MET to średnia wartość masy zwiększa się do 118,8 GeV/c^2 , a rozkład masy zaczyna wybiegać poza wartość 200 GeV/c^2 .



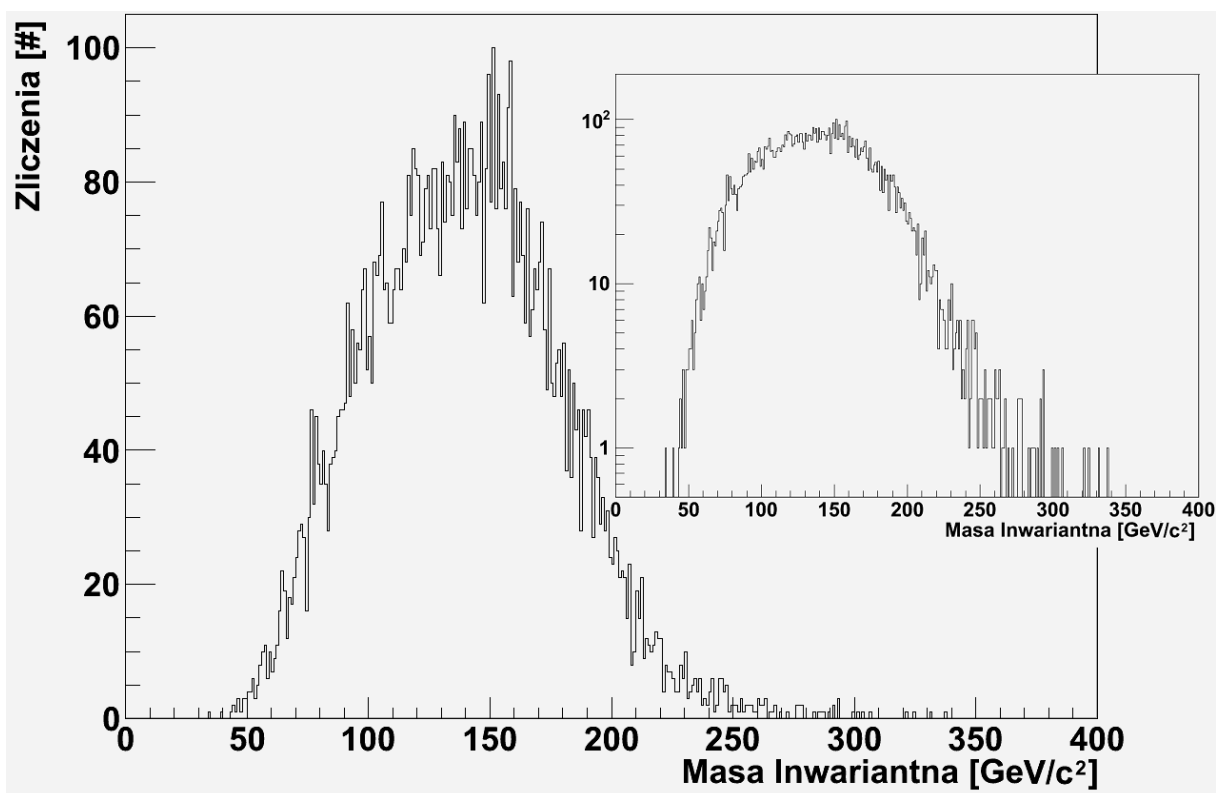
Rys.8.4. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compMt, dla MET z neutrino (PFReco).

8.2. compP4CDFmethod dla PFReco

Metoda compP4CDFmethod zastosowana do danych PFReco dała histogramy przedstawione na Rys.8.5. i Rys.8.6. Kiedy nie wykorzystuje się MET to średnia wartość masy bozonu wynosi 99,56 GeV/c^2 , wykorzystanie MET zwiększa tę wartość do 139,3 GeV/c^2 , jednakże równocześnie zwiększa się ilość przypadków, dla których masa została przeszacowana.



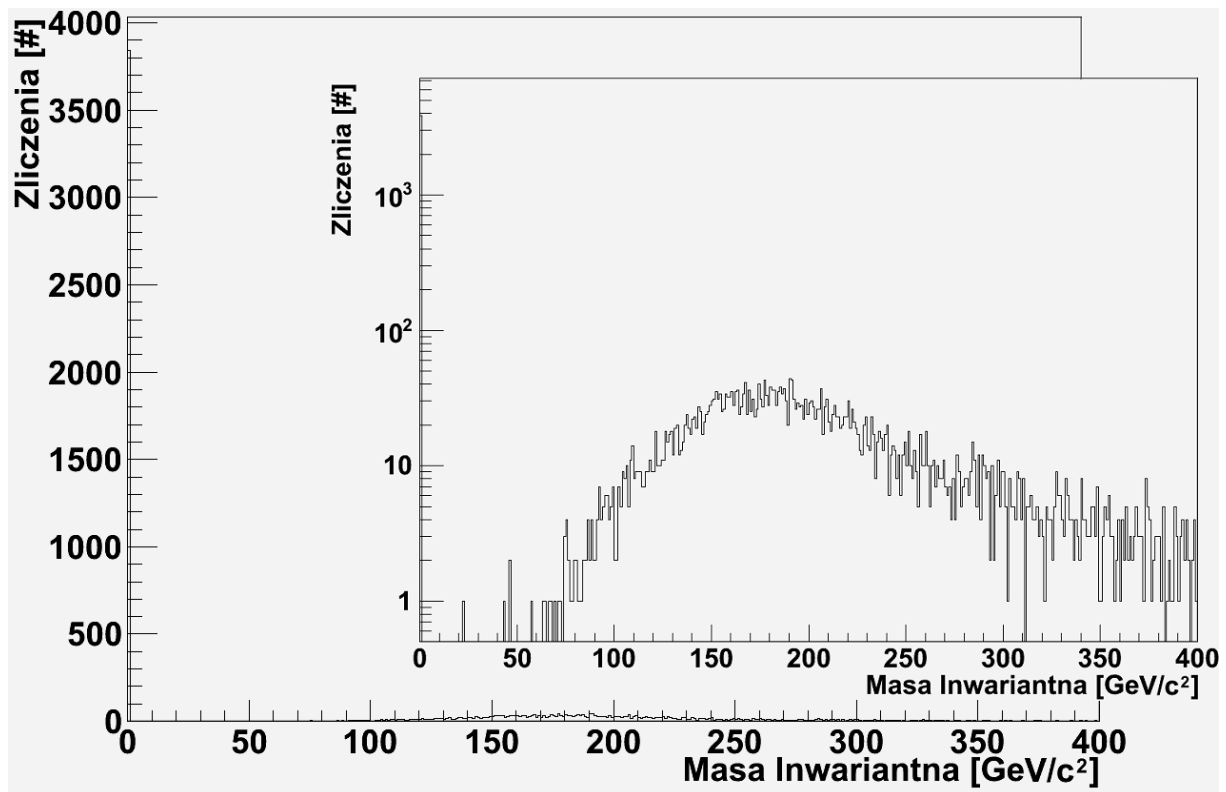
Rys.8.5. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compP4CDFmethod, bez neutrino (PFReco).



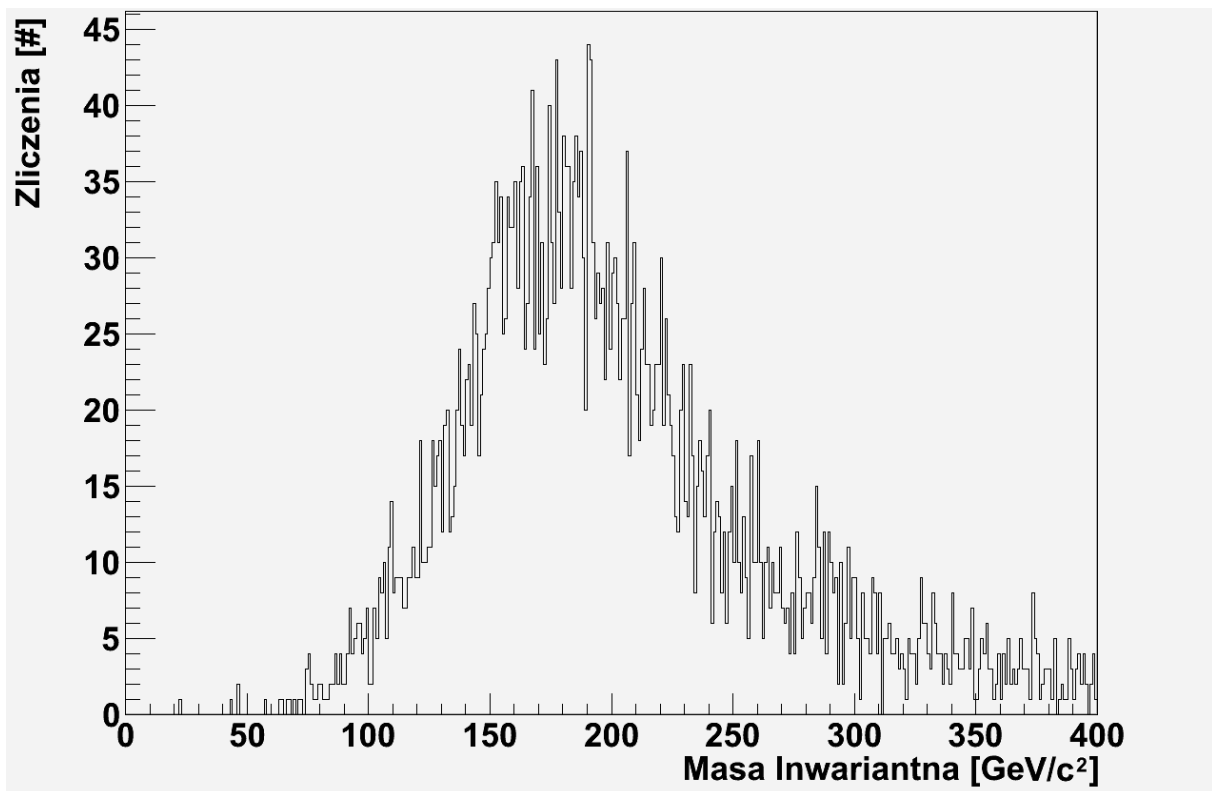
Rys.8.6. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compP4CDFmethod, dla MET z neutrino (PFReco).

8.3. compCollinearApprox dla PFRco

Rekonstrukcja metodą compCollinearApprox, przedstawiona została na Rys.8.7. Pierwszą rzeczą, na którą trzeba zwrócić uwagę jest to, że metoda za wynik podała zero aż w 3842 z 8627 przypadków, co stanowi 44,53% przypadków. Skuteczność metody wynosi więc tylko 55,47% i jest znacznym pogorszeniem w stosunku do rezultatu dla GenParticle. Wynika to m. in. z różnicy w sposobie pozyskiwania MET. W zależności od tego na jakich danych pracujemy, MET może być odczytany z listy parametrów charakteryzujących cząstki biorące udział w rozpadzie i być znany dokładnie (GenParticle), może też być wzięty z symulacji (PFRco). Drugą rzeczą, na którą należy zwrócić uwagę jest to, że metoda w wielu przypadkach przeszacowuje wartość poszukiwanej masy. Niestety robi to zdecydowanie również poza zakresem do $400 \text{ GeV}/c^2$, co dość dobrze widać nawet na Rys.8.8.

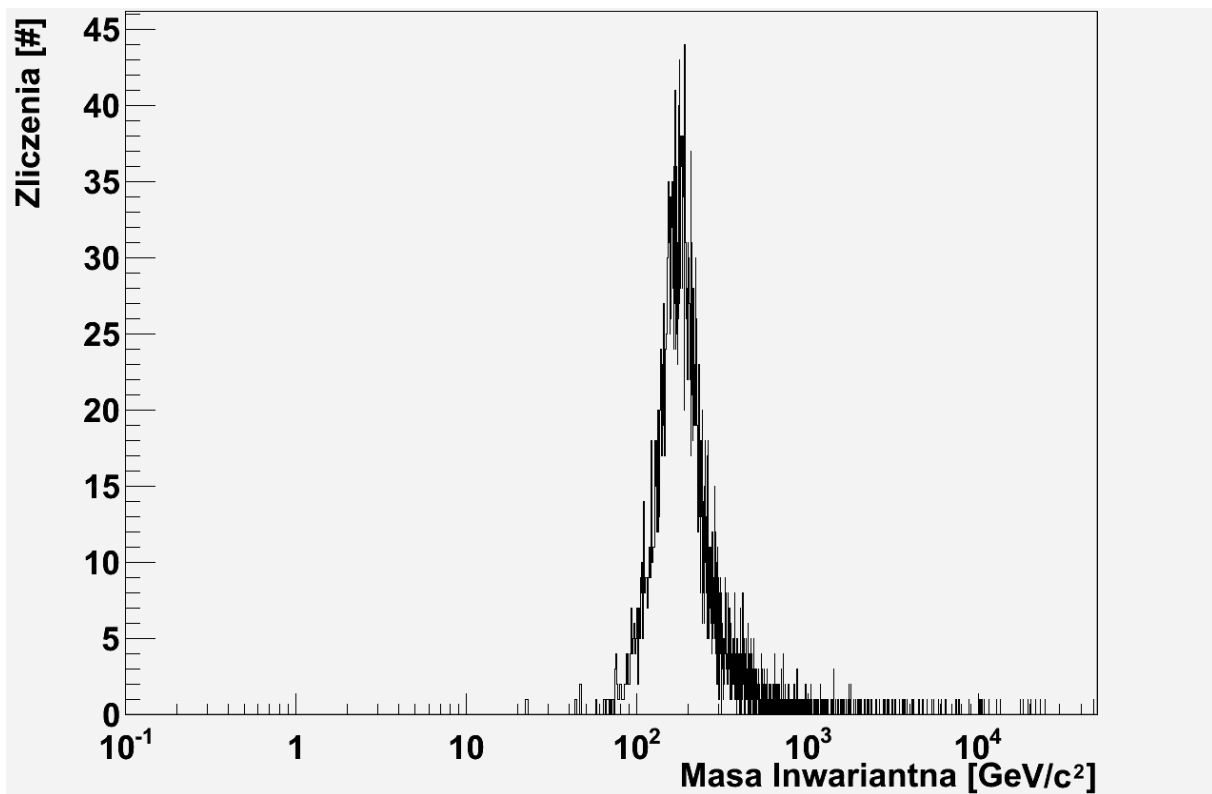


Rys.8.7. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą compCollinearApprox, dla MET z neutrin (PFRco).



Rys.8.8. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *compCollinearApprox* z selekcją, dla *MEt* z *neutrino* (*PFRco*).

Ustawiając bardzo duży zakres wartości masy, aż do $50000 \text{ GeV}/c^2$ (tak jak na Rys.8.9) widać, że zdarzają się pojedyncze rekonstrukcje nawet do kilkudziesięciu tysięcy GeV/c^2 , co jest wielkością absurdalną. Z tego też powodu również średnia wartość masy bozonu jest zawyżona i wynosi $232,9 \text{ GeV}/c^2$, choć maksimum rozkładów z Rys.8.8. i Rys.8.9. przypada na ok. $180 \text{ GeV}/c^2$, więc jest zaniżone i gorsze niż dla danych *GenParticle*.



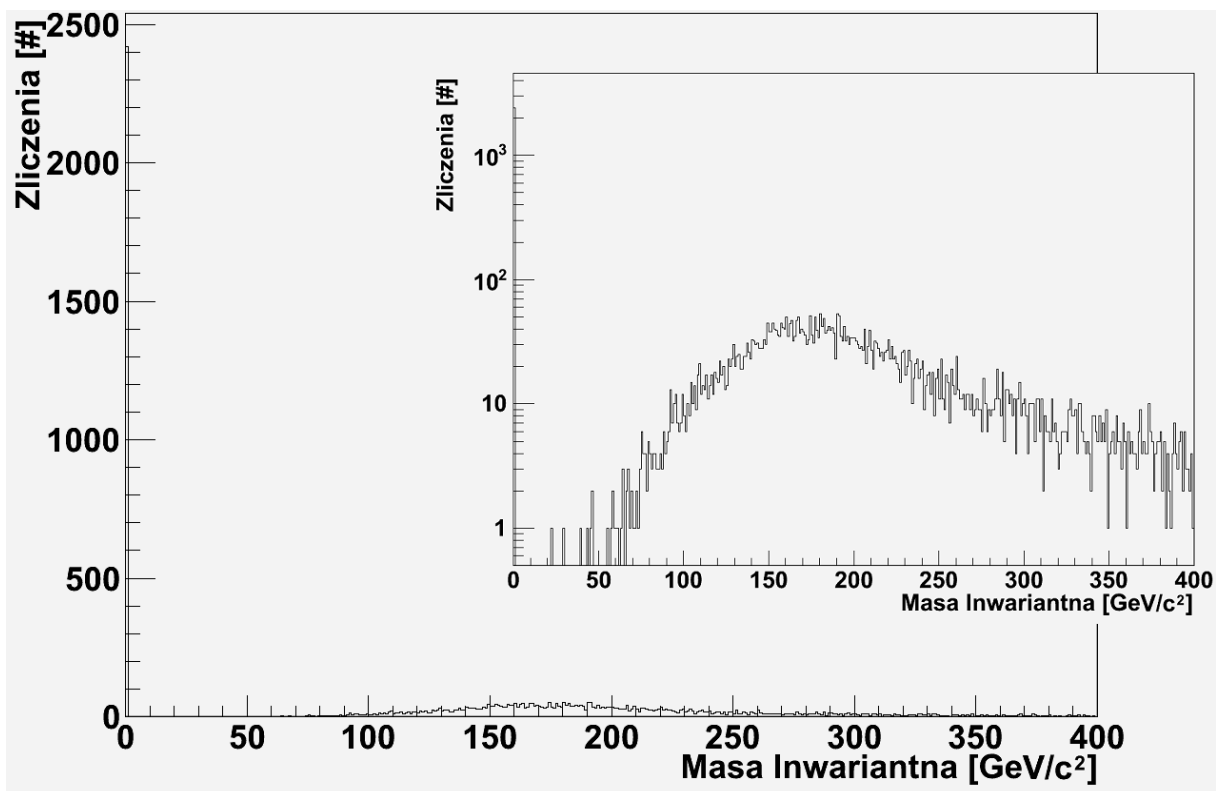
Rys.8.9. Masa inwariantna bozonu Higgsa –zrekonstruowana metodą *compCollinearApprox*, dla MEt z ν w zakresie 0:50000 GeV/c^2 (PFReco).

8.4. *compImprovedCollinearApprox* dla PFReco

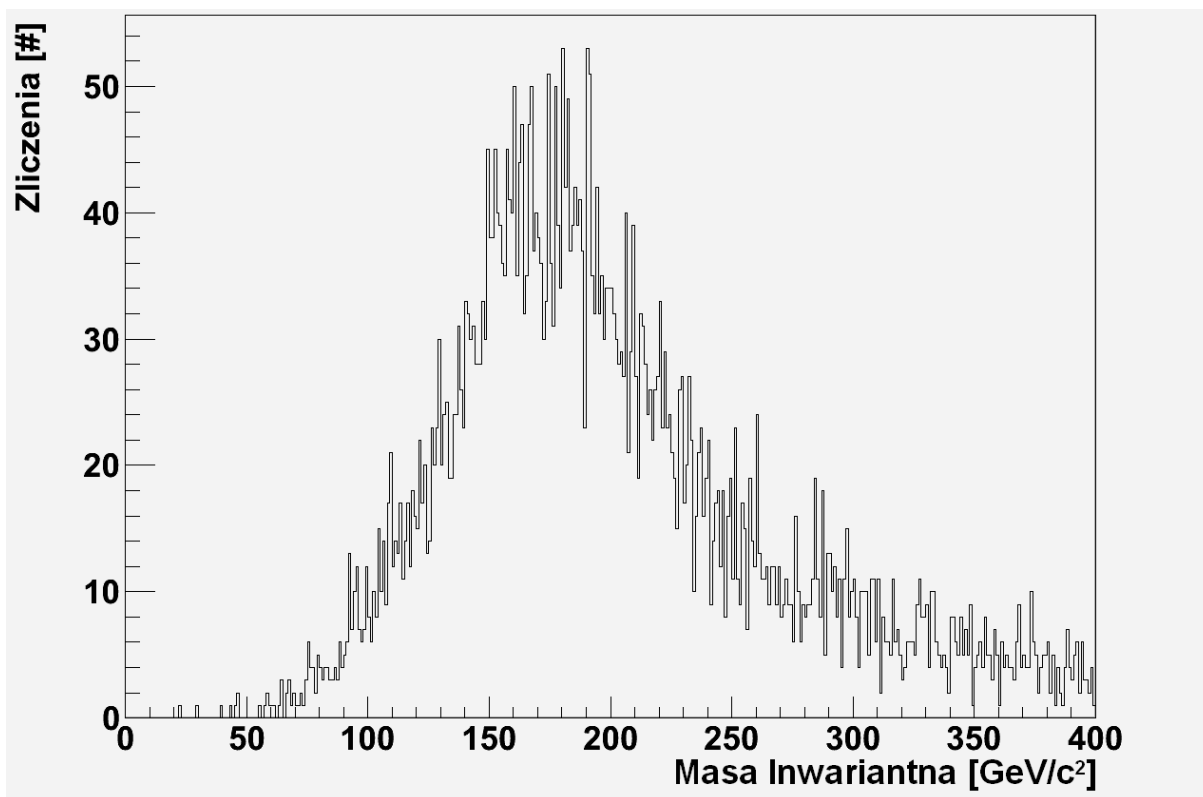
Wykorzystując metodę *compImprovedCollinearApprox* zaobserwujemy poprawę skuteczności rekonstrukcji. Liczba zer na histogramie (Rys.8.10.) spada w stosunku do tej z histogramu utworzonego dla tych samych danych przy użyciu metody *compCollinearApprox* (Rys.8.7.). Tu liczba zer to 2419 spośród 8627, czyli 28,04%. Skuteczność metody to 71,96%.

Widać, że zastosowanie dodatkowych algorytmów (względem *compCollinearApprox*) ma znaczący wpływ przy redukcji „wadliwych” przypadków. Pozostałe cechy charakterystyczne jak szerokość i maksimum rozkładu rekonstruowanej masy nie zmieniają się (zwiększa się jedynie wysokość histogramu). Nie dziwi to gdyż usprawnienia wprowadzone w *compImprovedCollinearApprox* nie dotyczyły tych parametrów.

Polepszenie rekonstrukcji pod kątem zmniejszenia ilości przypadków o drastycznie zawyżonej masie, zwężenia rozkładu masy i co najważniejsze przesunięcia maksimum rozkładu w kierunku generowanej masy wymagałoby utworzenia nowej metody opartej o inny sposób rekonstrukcji masy.



Rys.8.10. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *compImprovedCollinearApprox*, dla MET z neutrin (PFReco).



Rys.8.11. Masa Inwariantna bozonu Higgsa – zrekonstruowana metodą *compImprovedCollinearApprox* z selekcją, dla MET z neutrin (PFReco).

9. Podsumowanie efektywności metod rekonstrukcji masy bozonu Higgsa

Metody `compMt` i `compP4CDFmethod` nie nadają się do wyznaczania masy inwariantnej bozonu Higgsa. Kiedy używano ich do obiektów `GenParticle`, bez znajomości `MEt` to uzyskiwano wartość gorszą (`compMt`) lub taką samą (`compP4CDF`) jak gdyby obliczyć masę inwariantną tylko z widzialnych produktów rozpadu bozonu. Używanie `MEt` w obu przypadkach poprawia sytuację (zwiększa średnią wartość masy) ale wciąż wynik wciąż jest nie satysfakcjonujący – średnia wartość jest przynajmniej 1,5 raza zaniżona.

Wykorzystanie tych metod na obiektach `PFRco`, z wykorzystaniem `MEt`, dało podobne rezultaty. Średnia masa bozonu uzyskana metodą `compP4CDFmethod` była większa o kilka GeV/c^2 a metodą `compMt` była większa o kilkanaście GeV/c^2 od analogicznych wyników dla danych `GenParticle`.

Wykorzystanie metod `compCollinearApprox` i `compImprovedCollinearApprox` na obiektach `GenParticle` daje dobre rezultaty. Zarówno średnia masa jak i maksimum jej rozkładu są bardzo bliskie wartości oczekiwanej (w obu przypadkach różnica to kilka GeV/c^2). Różnica między tymi metodami polega głównie na tym, że `compImprovedCollinearApprox` ma prawie dwa razy mniejszą nieefektywność, wynoszącą 12,55% przypadków. Rozkład zrekonstruowanej masy jest jednak szerszy niż spodziewany.

Zastosowanie metody `compCollinear Approx` i `compImprovedCollinearApprox` na obiektach `RecoParticle` daje gorsze rezultaty niż w przypadku analizy `GenParticle`, pod każdym względem. Nieefektywność obu metod wzrasta około dwukrotnie. Średnia wartość masy wzrasta o około 30 GeV/c^2 , choć maksimum przesuwają się w kierunku wartości niższych od spodziewanych.

10. Podsumowanie pracy

We wstępnej części pracy przedstawiono akcelerator LHC i jego najważniejsze parametry sprawiające, że jest to najbardziej zaawansowane urządzenie tego typu na Świecie. Przedstawiono pokrótce eksperymenty przy LHC, ze szczególnym uwzględnieniem eksperymentu CMS.

Przedstawiono podstawowe różnice między Modelem Standardowym (SM) a Minimalnym Supersymetrycznym Modelem Standardowym (MSSM) i wynikające z nich konsekwencje dla sektora Higgsa. M. in. przedstawiono najbardziej prawdopodobne procesy produkcji i rozpadu bozonu Higgsa.

W najbardziej istotnej części dokonano porównania skuteczności metod rekonstrukcji masy inwariantnej, zastosowanych do zrekonstruowania masy poszukiwanego bozonu A/H . Porównanie wykazało, że najlepsze rezultaty (choć nie są one idealne) uzyskuje się wykorzystując metodę `compImprovedCollinearApprox`.

11. Podziękowania

Chciałbym podziękować wszystkim osobom, które okazały mi koleżeńską pomoc w trakcie pisania tej pracy. W szczególności podziękowania należą się:

Tomaszowi Früboesowi – za pomoc w obsłudze środowiska CMSSW i innych technicznych aspektów przeprowadzonych badań.

Arturowi Kalinowskiemu – za pomoc w zrozumieniu bardziej zaawansowanych aspektów metod rekonstrukcji masy inwariantnej oraz za cenne uwagi do ostatecznej wersji tej pracy.

Marcinowi Koneckiemu – za całościową pomoc i nadzorowanie zarówno badań jak i pisania tej pracy.

12. Dodatek – Najważniejsze fragmenty kodu odpowiedzialne za poszczególne metody analizy danych.

12.1. compMt

```
double MyAnalizA::compMt(const reco::Candidate::LorentzVector& leg1, const
reco::Candidate::LorentzVector& leg2, double metPx, double metPy)
{
    double px = leg1.px() + leg2.px() + metPx;
    double py = leg1.py() + leg2.py() + metPy;
    double et = leg1.Et() + leg2.Et() + TMath::Sqrt(metPx*metPx +
metPy*metPy);
    double mt2 = et*et - (px*px + py*py);
    if ( mt2 < 0 )
    {
        edm::LogWarning ("compMt") << " mt2 = " << mt2 << " must not be
negative !!";
        return 0.;
    }
    return TMath::Sqrt(mt2);
}
```

12.2. compP4CDFmethod

```
double MyAnalizA::compP4CDFmethod(const reco::Candidate::LorentzVector&
leg1, const reco::Candidate::LorentzVector& leg2, double metPx, double
metPy)
{
    double px = leg1.px() + leg2.px() + metPx;
    double py = leg1.py() + leg2.py() + metPy;
    double pz = leg1.pz() + leg2.pz();
    double e = leg1.energy() + leg2.energy() + TMath::Sqrt(metPx*metPx +
metPy*metPy);
    reco::Candidate::LorentzVector p4(px, py, pz, e);
    return p4.M();
}
```

12.3. compCollinearApprox

```
double MyAnalizA::compCollinearApprox(const reco::Candidate::LorentzVector&
leg1, const reco::Candidate::LorentzVector& leg2, double metPx, double
metPy)
{
    double x1_numerator = leg1.px()*leg2.py() - leg2.px()*leg1.py();
    double x1_denominator = leg2.py()*(leg1.px() + metPx) -
leg2.px()*(leg1.py() + metPy);
    double x1 = ( x1_denominator != 0. ) ? x1_numerator/x1_denominator : -
1.;

    double x2_numerator = x1_numerator;
    double x2_denominator = leg1.px()*(leg2.py() + metPy) -
leg1.py()*(leg2.px() + metPx);
    double x2 = ( x2_denominator != 0. ) ? x2_numerator/x2_denominator : -
1.;
    if ( (x1 > 0. && x1 < 1.) &&
        (x2 > 0. && x2 < 1.) ) {
        reco::Candidate::LorentzVector p4 = leg1/x1 + leg2/x2;
    }
}
```

```

h_colApproxEta->Fill(p4.eta());
return p4.M();
}
else {
return 0;
}
}

```

12.4. compImprovedCollinearApprox

```

double MyAnalyzA::compImprovedCollinearApprox(const
reco::Candidate::LorentzVector& leg1, const reco::Candidate::LorentzVector&
leg2, double metPx, double metPy)
{
    std::string scaleFuncImprovedCollinearApprox_ = "1";
    TF1* scaleFunc_ = new
TF1("scaleFunc_",scaleFuncImprovedCollinearApprox_.c_str(),10,300);

    double x1_numerator = leg1.px()*leg2.py() - leg2.px()*leg1.py();
    double x1_denominator = leg2.py()*(leg1.px() + metPx) -
leg2.px()*(leg1.py() + metPy);
    double x1 = ( x1_denominator != 0. ) ? x1_numerator/x1_denominator :
-1.;
    double x2_numerator = x1_numerator;
    double x2_denominator = leg1.px()*(leg2.py() + metPy) -
leg1.py()*(leg2.px() + metPx);
    double x2 = ( x2_denominator != 0. ) ? x2_numerator/x2_denominator :
-1.;

    /// define scalar products useful for later computations
    double sp1 = (leg1.px()*metPx + leg1.py()*metPy);
    double sp2 = (leg2.px()*metPx + leg2.py()*metPy);
    double module_leg1 = leg1.pt();
    double module_leg2 = leg2.pt();
    double module_Met = sqrt(metPx*metPx + metPy*metPy);
    double cos1 = sp1/(module_leg1*module_Met);
    double cos2 = sp2/(module_leg2*module_Met);
    double Enu1 = 0.;
    double Enu2 = 0.;
    /// define the angular windows to accept the events
    bool collinear_leg1 = (cos1 >= 0.940);
    bool collinear_leg2 = (cos2 >= 0.940);
    bool backToback = (cos( leg1.phi()-leg2.phi() ) < -0.90 );
    /// collinear approximation
    if ( (x1 > 0. && x1 < 1.) && (x2 > 0. && x2 < 1.) ) {
        reco::Candidate::LorentzVector p4 = leg1/x1 + leg2/x2;
        return p4.M();
    }
    /// rescue not-back-to-back events close to leg1
    else if ( (x1 > 0. && x1 < 1.) && !(x2 > 0. && x2 < 1.) &&
collinear_leg1 && !backToback){
        x1 = x1;
        x2 = 1.;
        reco::Candidate::LorentzVector p4Vis = leg1+leg2;
        reco::Candidate::LorentzVector p4 = leg1/x1 + leg2/x2;
        if(p4Vis.pt()>10.0)
        {
            return (p4.M()/scaleFunc_->Eval(p4Vis.pt()));
        }
    }
}

```

```

        else
        {
            return p4.M();
        }
    }
    /// rescue not-back-to-back events close to leg2
    else if ( !(x1 > 0. && x1 < 1.) && (x2 > 0. && x2 < 1.) &&
collinear_leg2 && !backToback ){
        x1 = 1.;
        x2 = x2;
        reco::Candidate::LorentzVector p4Vis = leg1+leg2;
        reco::Candidate::LorentzVector p4 = leg1/x1 + leg2/x2;
        if(p4Vis.pt()>10.0)
        {
            return (p4.M()/scaleFunc_->Eval(p4Vis.pt()));
        }
        else
        {
            return p4.M();
        }
    }
    /// rescue back-to-back events using the known mean tau-energy
fraction carried away
    /// by the neutrino in the tau -> l + nu_l + nu_tau decay;
    /// the first condition is a XOR between A=(x1 > 0. && x1 < 1.) and
B=(x2 > 0. && x2 < 1.)
    else if ( ( ( !(x1 > 0. && x1 < 1.) && (x2 > 0. && x2 < 1.) ) || ((x1 >
0. && x1 < 1.) && !(x2 > 0. && x2 < 1.) ) ) &&
        (collinear_leg1 || collinear_leg2) &&
        backToback ){

        if(collinear_leg1){
            Enu1= 13./7.*leg1.pt();
            Enu2 = Enu1-module_Met;
            x1 = (Enu2 > 0) ? 7./20. : x1;
            x2 = (Enu2 > 0) ? leg2.pt()/(leg2.pt()+Enu2) : 1;
            reco::Candidate::LorentzVector p4 = leg1/x1 + leg2/x2;
            return p4.M();

        }
        else {
            Enu1= 13./7.*leg1.pt();
            Enu2 = Enu1+module_Met;
            x1 = 7./20.;
            x2 = leg2.pt()/(leg2.pt()+Enu2);
            reco::Candidate::LorentzVector p4 = leg1/x1 + leg2/x2;

            return p4.M();

        }
    }
    /// if none of the previous conditions has been fulfilled,
/// don't reconstruct the diTau
    else {
        return 0;
    }
}

```

13. Bibliografia

- [1] THOMSON, J. J.: *Cathode rays*, Philosophical Magazine, 44, 293 1897
- [2] CREASE, R. P.: *The Prism and the Pendulum: The Ten Most Beautiful Experiments in Science*, Random House 2003
- [3] Nobelprize.org.: *John Cockcroft – Biography*, http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1951/cockcroft-bio.html 4 kwietnia 2010
- [4] TARNOWSKA, B.: *Nagrody Nobla. Leksykon PWN*, Warszawa 2001
- [5] CERN.: *History highlights*, <http://public.web.cern.ch/public/en/About/History-en.html> 9 kwietnia 2010
- [6] CERN Press Release.: *CERN releases analysis of LHC incident*, <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR14.08E.html> 20 kwietnia 2010
- [7] CERN Press Release.: *Final LHC magnet goes underground*, <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2009/PR06.09E.html> 20 kwietnia 2010
- [8] CERN Press Release.: *Two circulating beams bring first collisions in the LHC*, <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2009/PR17.09E.html> 20 kwietnia 2010
- [9] CERN Press Release.: *CERN completes transition to lead-ion running at the LHC*, <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2010/PR21.10E.html> 21 listopada 2010
- [10] Korespondencja wewnątrz grupy badawczej, 7 marca 2011
- [11] CERN Ask an Expert.: *The LHC in general*, <http://askanexpert.web.cern.ch/AskAnExpert/en/Accelerators/LHCgeneral-en.html#3> 7 maja 2010
- [12] CERN.: *Questions about LEP*, http://visits.web.cern.ch/visits/guidesmanual/lep_faq_eng.html#12 7 maja 2010
- [13] science 2.0.: *New Luminosity Record At The Tevatron*, http://www.science20.com/quantum_diaries_survivor/new_luminosity_record_tevatron 14 maja 2010
- [14] CERN Ask an Expert.: *The LHC Machine*, <http://askanexpert.web.cern.ch/AskAnExpert/en/Accelerators/LHCmachine-en.html#3> 9 grudnia 2010
- [15] CMS.: *CMS Physics Technical Design Report*, CERN/LHCC 2006-001 2 lutego 2006
- [16] KIEŁCZEWSKA, D.: *Elementy fizyki cząstek elementarnych: Bozon Higgsa oraz SUSY*, <http://neutrino.fuw.edu.pl/public/wyklad-Elementy-czastek/wyklad9-Higgs-SUSY-reduced.pdf> 15 maja 2010
- [17] MILA, G.: *Higgs searches at LHC*, <http://www.slac.stanford.edu/econf/C080625/pdf/0031.pdf> 17 stycznia 2011
- [18] ESCALIER, M.: *Comparisons between Diphox/ResBos/Pythia for gg bkg & signal at LHC/ATLAS*, LPNHE Paris, 13-14 października 2005
- [19] CERN.: *Worldwide LHC Computing Grid*, <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/Computing-en.html> 10 grudnia 2010
- [20] LHC@home.: *The LHC – A unique tool*, <http://lhathome.cern.ch/lhc/lhc.shtml> 10 grudnia 2010
- [21] CERN.: *ATLAS*, <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/ATLAS-en.html> 14 czerwca 2010
- [22] CERN.: *CMS*, <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/CMS-en.html> 14 czerwca 2010
- [23] ALICE.: *ALICE Physics*, <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter1/Chap1Physics-en.html> 11 czerwca 2010
- [24] LHCb.: *The LHCb Detector*, <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Detector/Detector-en.html> 11 czerwca 2010
- [25] TOTEM.: *Roman Pots*, <http://totem-experiment.web.cern.ch/totem-experiment/detectors/roman-pots/> 11 grudnia 2010

- [26] CERN.: *TOTEM*, <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/TOTEM-en.html> 20 lipca 2010
- [27] CERN COURIER.: *TOTEM goes the distance*, <http://cerncourier.com/cws/article/cern/35882> 19 września 2008
- [28] US LHC.: *TOTEM Images*, http://www.uslhic.us/Images/TOTEM_Images 11 grudnia 2010
- [29] CERN.: *LHCf*, <http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/LHCf-en.html> 11 grudnia 2010
- [30] LHCf.: *About LHCf*, http://www.stelab.nagoya-u.ac.jp/LHCf/LHCf/About_LHCf.html 11 grudnia 2010
- [31] MoEDAL.: *AIMS OF THE MoEDAL EXPERIMENT*, http://web.me.com/jamespinfo/d/MoEDAL_site/Welcome.html 11 grudnia 2010
- [32] BERTONE G., HOOPER D., SILK J.: *Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints*, hep-ph/0404175; 1 lutego 2008
- [33] MIJAKOWSKI, P.: *Poszukiwanie cząstek Ciemnej Materii w eksperymentach detekcji bezpośredniej*, Serminarium –Fizyka Wysokich Energii; Warszawa 1 czerwca 2007
- [34] DIENES K. R., DUDAS E., GHERGHETTA T.: *Extra Spacetime Dimensions and Unification* hep-ph/9803466 9 kwietnia 1998
- [35] LHC.: *CERN – Extra Dimensions*, <http://www.lhccern.com/2008/05/19/cern-extra-dimensions/> 19 maja 2008
- [36] CERN.: *How can we detect these extra dimensions?* <http://cms.web.cern.ch/cms/Physics/String/CMS.html> 17 grudnia 2010
- [37] CMS.: *CMS Collaboration*, <http://cms.web.cern.ch/cms/Collaboration/index.html> 20 czerwca 2008
- [38] CMS.: *CMS Physics Technical Design Report*, CERN/LHCC 2006-001 2 lutego 2006
- [39] CMS.: *Electromagnetic calorimeter (ECAL)*, <http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/ECAL/index.html> 20 grudnia 2010
- [40] CMS.: *CMS Magnet*, <http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/Magnet/index.html> 19 grudnia 2010
- [41] CMS.: *Muonsystem*, <http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/Muons/index.html> 19 grudnia 2010
- [42] PERKINS, D. H.: *Wstęp do fizyki wysokich energii*, PWN 2005
- [43] SIKORSKI, J.: „*Umasowienie*” pola bezrasowego – zarys idei Higgsa, KOSMOLOGIA – wybrane zagadnienia 21 stycznia 2007
- [44] AJDUK, Z.; POKORSKI, S.; TURZYŃSKI, K.: *Oddziaływania elementarne i LHC*, Delta nr 1 (2005)
- [45] HEINEMEYER, S.; HOLLIK, W.; WEIGLEIN, G.: *The Masses of the Neutral CP-even Higgs Bosons in the MSSM: Accurate Analysis at the Two-Loop Level*, hep-ph/9812472 22 grudnia 1998
- [46] FRISCH, W.: *The Higgs sector in the MSSM*, http://www.hephy.at/fileadmin/user_upload/Vortraege/thehiggssectorinthemssm_final.pdf 7 stycznia 2011
- [47] KALINOWSKI, A.: *Search for the heavy, neutral MSSM Higgs particles in the $H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + X$ channel in the CMS detector at LHC*, Institute of Experimental Physics Warsaw University 2006
- [48] ŻARNECKI, A. F.: *Supersymetria*, <http://hep.fuw.edu.pl/u/zarnecki/elementy04/wyklad11.pdf> 18 maja 2004
- [49] DJOUADI, A.: *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking – Tome II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model*, hep-ph/0503173v2 3 maja 2005
- [50] HAHN, T.; HEINEMEYER, S.; MALTONI, F.; WEIGLEIN, G.; WILLENBROCK, S.: *SM and MSSM Higgs Boson Production Cross Sections at the Tevatron and the LHC*, hep-ph/0607308 30 sierpnia 2006
- [51] KALINOWSKI, A.: *Obrona rozprawy doktorskiej*, <http://hep.fuw.edu.pl/u/akalinow/presentations/Obrona.pdf> 18 września 2006
- [52] CERN.: */Atautau_M200/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO* https://cmsweb.cern.ch/dbs_discovery/ 14 kwietnia 2010

- [53] BIANCHINI, L.; BLIJ, M.; KALINOWSKI, A.: *Updates on Collinear Improved Approximation for $m_{\tau\tau}$ reconstruction in $qqH, H \rightarrow \tau\tau$* , CERN $H \rightarrow 2\tau$ meeting 21 stycznia 2010
- [54] BIANCHINI, L.: *Improved Collinear Approximation for VBF $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow 3\nu + l + \tau_h$* , CMS AN - 2010/226 14 czerwca 2010
- [55] ZEPPENFELD, D.: *b-quark decay in the collinear approximation*, hep-ph/9911478 24 listopada 1999