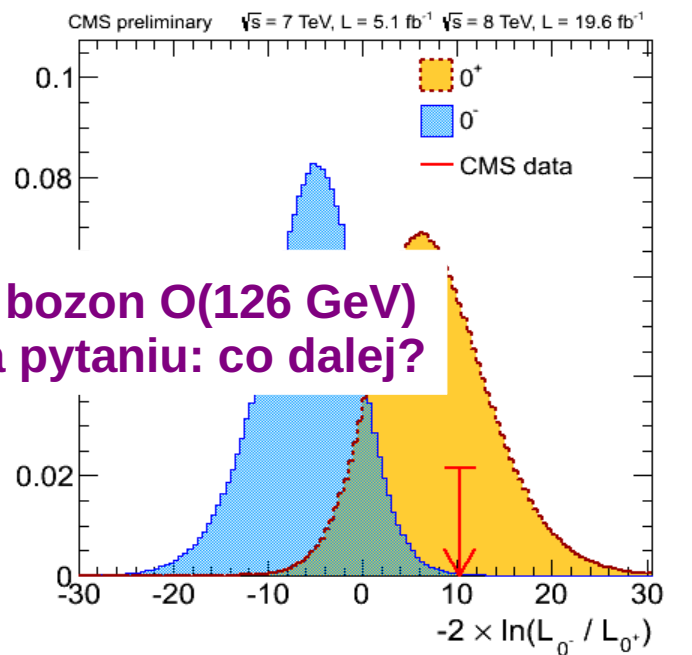
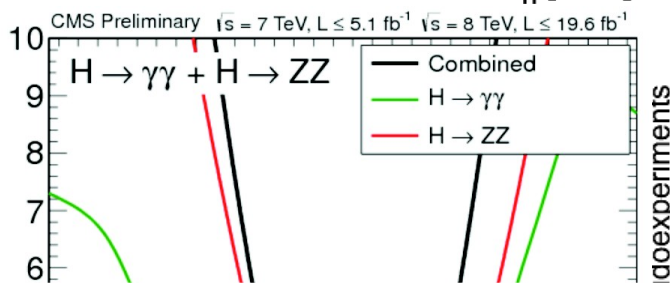
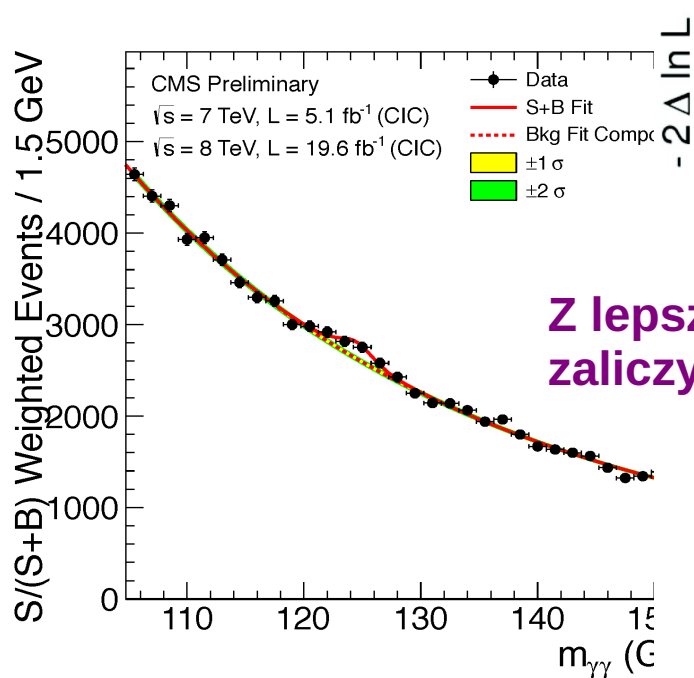
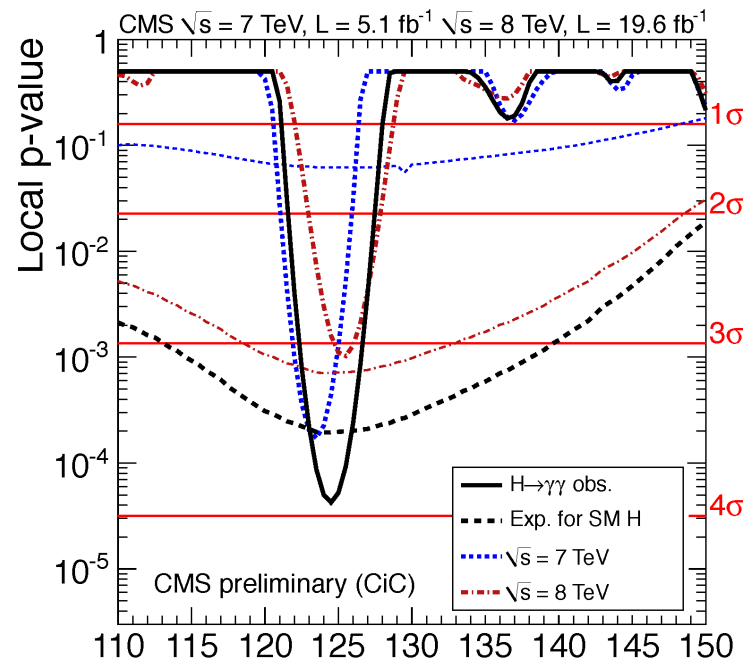
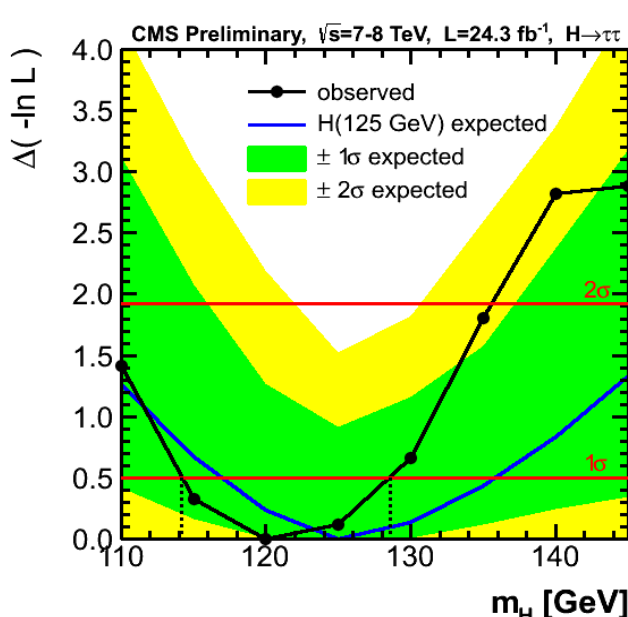
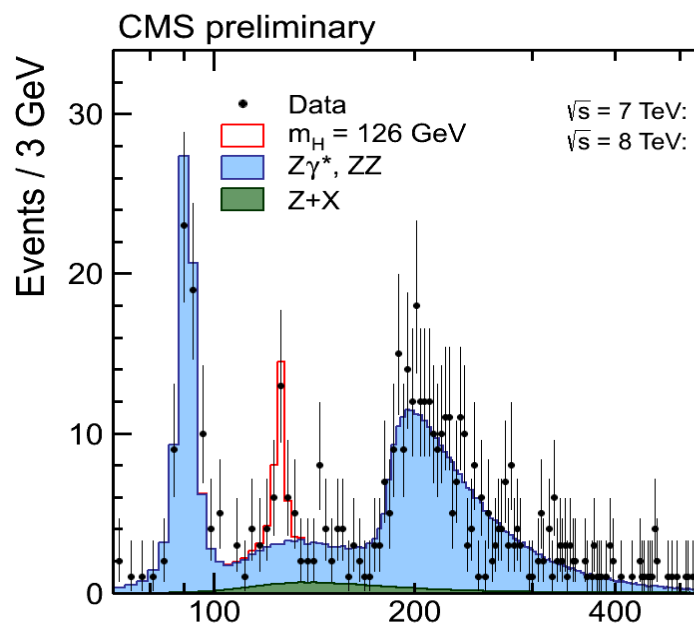


Jaki jest mechanizm łamania symetrii elektrosłabej?

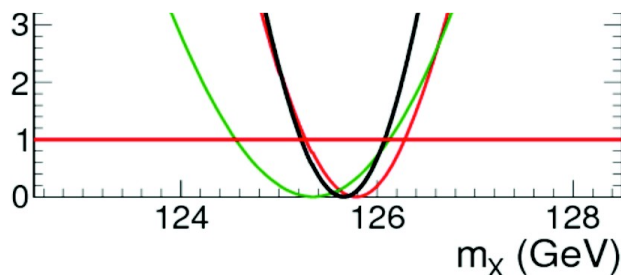
Michał Szleper

Seminarium Fizyki Wielkich Energii, UW, 19.04.2013

Ostatnie wieści z CERN-u



Z lepszych komentarzy: już czas, aby bozon $O(126 \text{ GeV})$ zaliczyć do tła i skoncentrować się na pytaniu: co dalej?



Fizyka rozpraszania WW

- * **Pomiar oddziaływań VV ($V = W, Z$) przy wysokich energiach jest bezpośrednim próbkowaniem sektora odpowiedzialnego za łamanie symetrii elektroslabej**
- * **Oryginalna motywacja związana z pytaniem:**
 - Czy istnieje bozon Higgsa?**
 - pole teoretyczne do badania alternatywnych modeli łamania symetrii elektroslabej, np. rozwinięty formalizm Electroweak Chiral Lagrangian (EWChL)
- * **Dużo prac na poziomie fenomenologicznym:**
 - Chanowitz, hep-ph/0412203, Proceedings of "Physics at LHC", Vienna, July 2004
 - Bagger *et al.*, Phys. Rev. D 49 (1994) 1246, Phys. Rev. D 52 (1995) 3878,
 - Dobado, Herrero *et al.*, Phys. Lett. B 352 (1995) 400, Phys. Rev. D 62 (2000) 055011
 - Butterworth *et al.*, Phys. Rev. D 65 (2002) 996014
 - Ballestrero *et al.*, JHEP 05 (2009) 015, JHEP 11 (2009) 126
 - itd, itd.

Generalna konkluzja: potrzeba conajmniej 300 fb⁻¹ danych z LHC przy 14 TeV.

Pytania na dzisiaj:

- * **Jak motywacja do studiowania WW zmieniła się w świetle tego, co już wiemy:**
 - mamy bozon o masie ~ 126 GeV,
 - nie znaleźliśmy żadnych nowych cząstek ponadto,
 - mamy pomiary sprzężeń z danych przy 7 i 8 TeV, z grubsza zgodne z Modelem Standardowym w granicach dość dużych błędów ?
- * **Jakie postępy zostały poczynione w porównaniu z tamtymi pracami?**

Stany polaryzacji bozonu o spinie 1

Funkcja falowa bozonu $B^\mu = \varepsilon^\mu e^{-i p x} = \varepsilon^\mu e^{i(\bar{p}\bar{x} - E t)}$

Wektor polaryzacji – w układzie spoczynkowym bozonu:

$$\varepsilon_x^\mu = (0, 1, 0, 0) \quad \varepsilon_y^\mu = (0, 0, 1, 0) \quad \varepsilon_z^\mu = (0, 0, 0, 1)$$

Można wprowadzić kombinacje składowych x, y odpowiadające polaryzacji kołowej

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_-^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, -i, 0) \\ \varepsilon_+^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, i, 0) \end{array} \right.$$

W układzie, w którym bozon porusza się wzdłuż osi z:

$$\varepsilon_-^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, -i, 0); \quad \varepsilon_L = \frac{1}{m} (p_z, 0, 0, E) \quad \varepsilon_+^\mu = -\frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, i, 0)$$

Warunek Lorentza:

$$p_\mu \varepsilon^\mu = 0$$

Otrzymujemy 3 możliwe stany skrętności odpowiadające rzutom spinu na kierunek z:

$S_z = -1, 1$ – polaryzacja poprzeczna (T)

$S_z = 0$ – polaryzacja podłużna (L, możliwa tylko dla bozonu o niezerowej masie)

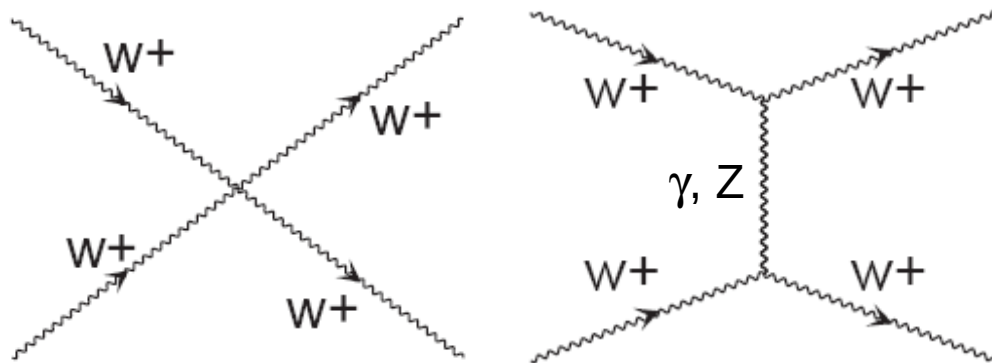
Problemy z bozonami W

Problem nr 2:

$\epsilon_L^\mu = \frac{1}{M} (\mathbf{p}_z, \mathbf{0}, \mathbf{0}, E)$ oznacza, że $\epsilon_L^\mu \longrightarrow \frac{p^\mu}{M}$ dla $E \gg M$

źródło wszystkich nieszczęść z polaryzacją podłużną!

$$W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+$$



Dla każdego z tych diagramów:

$$\mathcal{M} \sim \epsilon_L \epsilon_L \epsilon_L \epsilon_L \sim s^2$$

Symetria cechowania powoduje kasowanie wkładów o najwyższym rzędzie, $\sim s^2$, ale pozostają człony $\sim s$

$$\mathcal{M}_{\text{Gauge}} = -g^2 \left(4 - \frac{3}{\rho} \right) \frac{E^2}{M_W^2} + \mathcal{O}(s^0)$$

$$\rho = M_W^2 / M_Z^2 \cos^2 \theta_W$$

Problem nr 1:

Skąd się bierze $M=0$?



Model Standardowy – mechanizm Higgsa

Spontaniczne złamanie symetrii cechowania poprzez wprowadzenie skalarnego pola Φ

Dodajemy do lagranżjanu człony:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

gdzie

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

Jeśli $\mu^2 < 0$, minimum potencjału wypada w

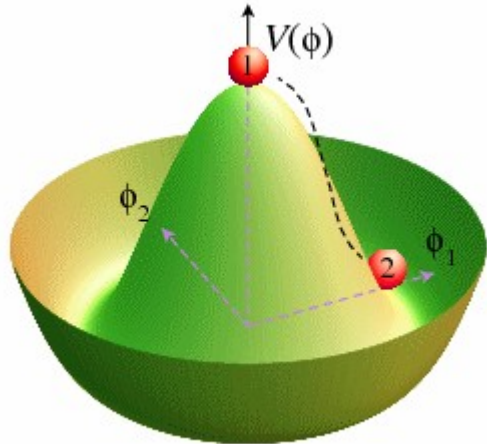
$$\langle \phi_1 \rangle^2 = -\mu^2 / \lambda = v^2$$

Twierdzenie Goldstone'a: pojawiają się bozony Goldstone'a (bezmasowe skalary)

- 3 zostają "zjedzone" jako stany podłużne bozonów W i Z i generują ich człony masowe, w szczególności

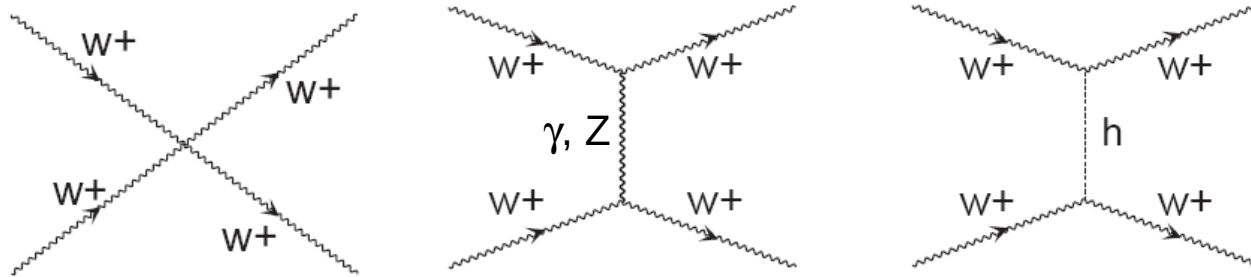
$$M_W = \frac{1}{2} g v$$

- 1 skalar masywny – fizyczny bozon Higgsa.



Rola bozonu Higgsa w Modelu Standardowym

$$W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+$$

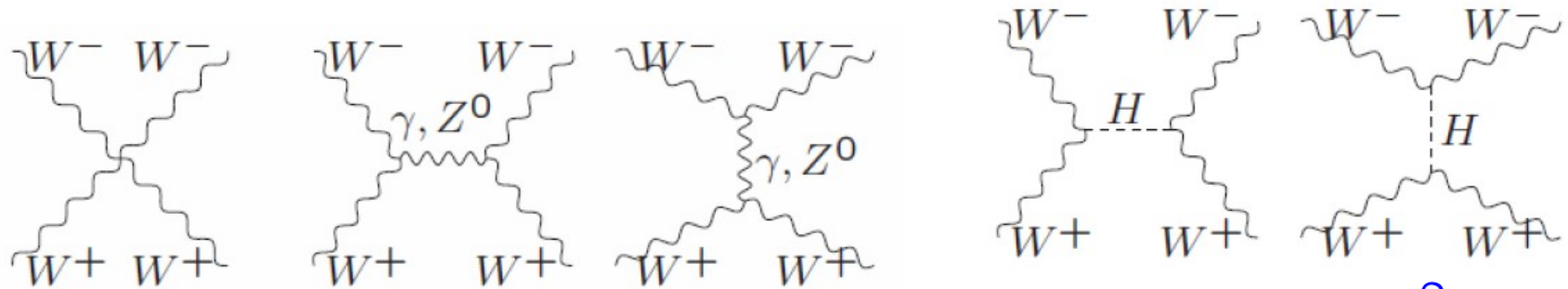


$$\mathcal{M}_H = \frac{g^2}{4M_W^2} s + \mathcal{O}(s^0)$$

$$\mathcal{M}_{gauge} = -\frac{g^2}{4M_W^2} \left(4 - \frac{3}{\rho}\right) s + \mathcal{O}(s^0)$$

Bozon Higgsa o odpowiednio dobranych sprzężeniach kasuje rozbieżności w oddziaływaniach bozonów W i Z.

$$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$$

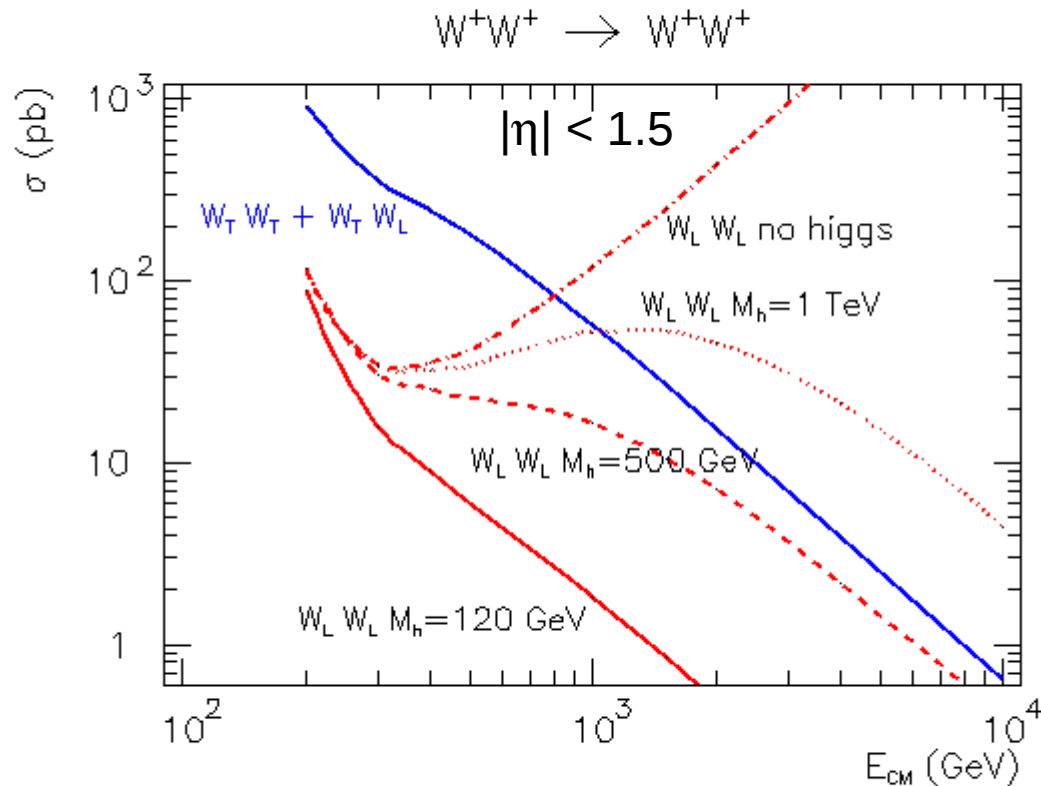


$$\mathcal{M}_{gauge} = -\frac{g^2}{4M_W^2} \left(4 - \frac{3}{\rho}\right) u + \mathcal{O}(s^0)$$

$$\mathcal{M}_H = \frac{g^2}{4M_W^2} u + \mathcal{O}(s^0)$$

Rozpraszanie W^+W^+ : przekroje czynne

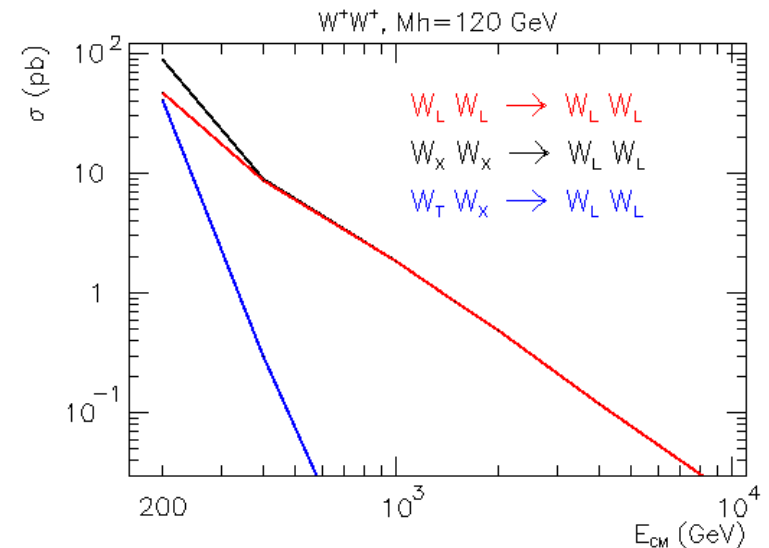
(rachunki dla Higgsa z Modelu Standardowego)



$W_T W_T$ i $W_T W_L$ są nieczułe na masę bądź samo istnienie bozonu Higgsa

Przekrój czynny dla $W_L W_L$ przy wysokich energiach silnie zależy od Higgsa

Przy braku Higgsa następuje łamanie unitarności przy energii $\sim 1.2 \text{ TeV}$

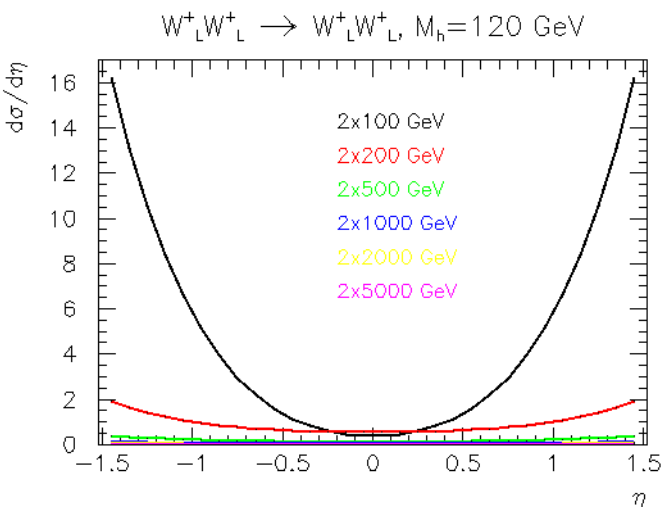


W praktyce nie mamy kontroli nad polaryzacją oddziałujących W (tzn. W w stanie początkowym) - nie mamy wiązek W !

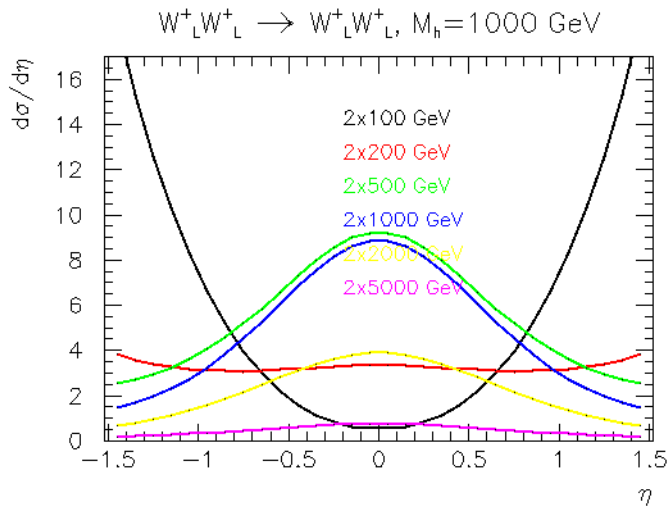
Ale na szczęście: **skrętności W w stanie początkowym = skrętnościom W w stanie końcowym**

Różniczkowy przekrój czynny:

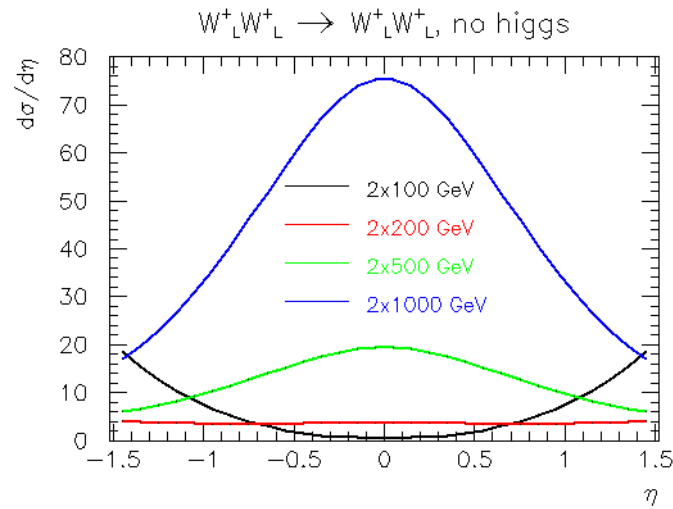
Rozkłady pseudospieszności względem kierunku początkowego W



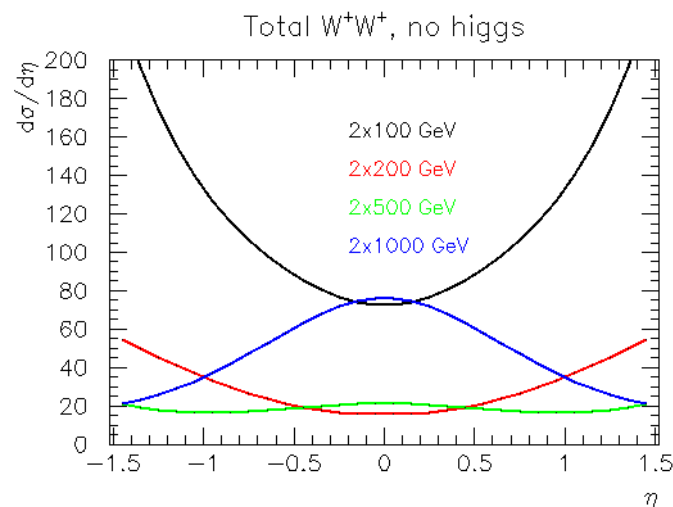
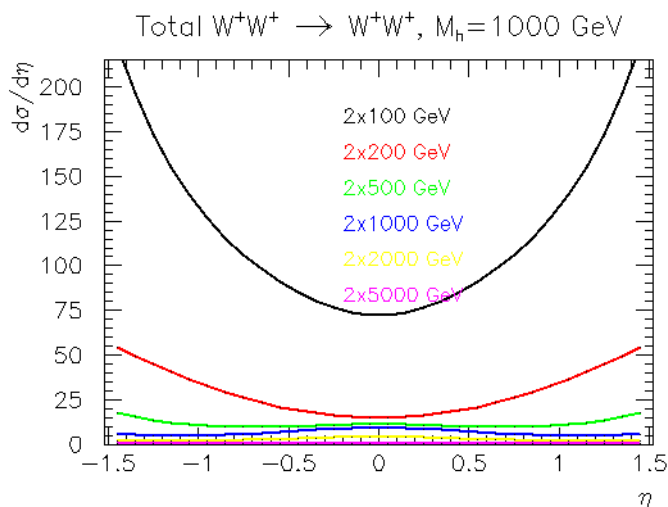
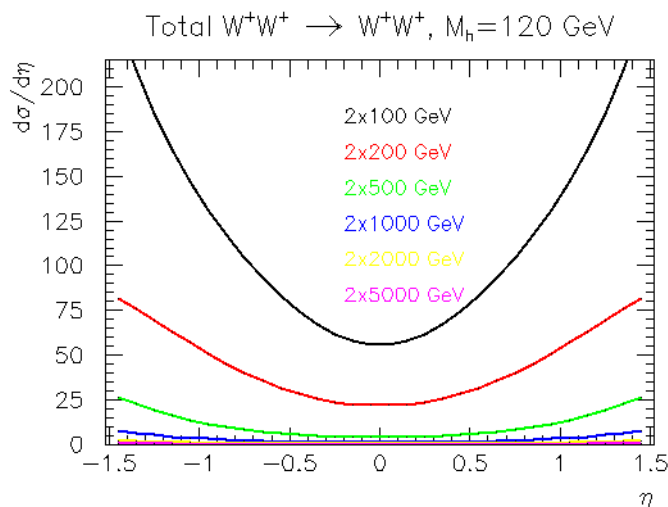
Lekki higgs: W do przodu,
głównie W_T



Ciężki higgs: widoczna
składowa centralna W_L

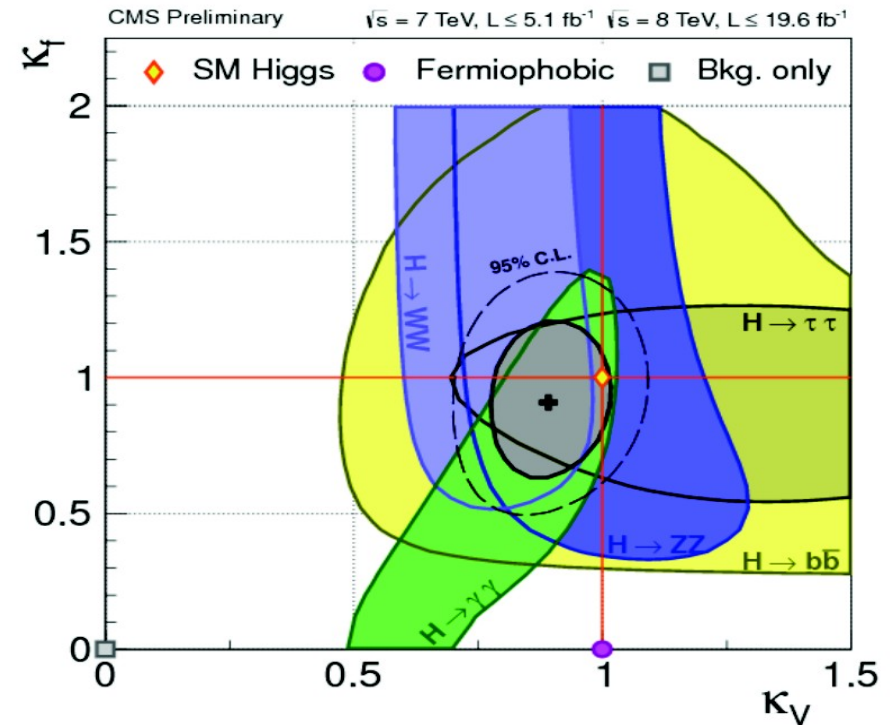
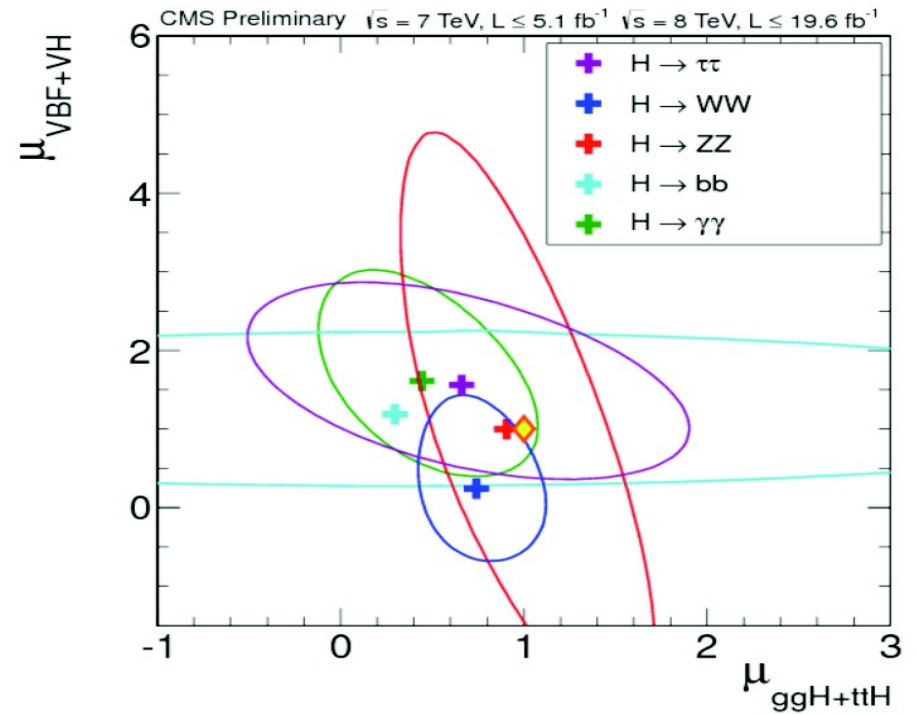
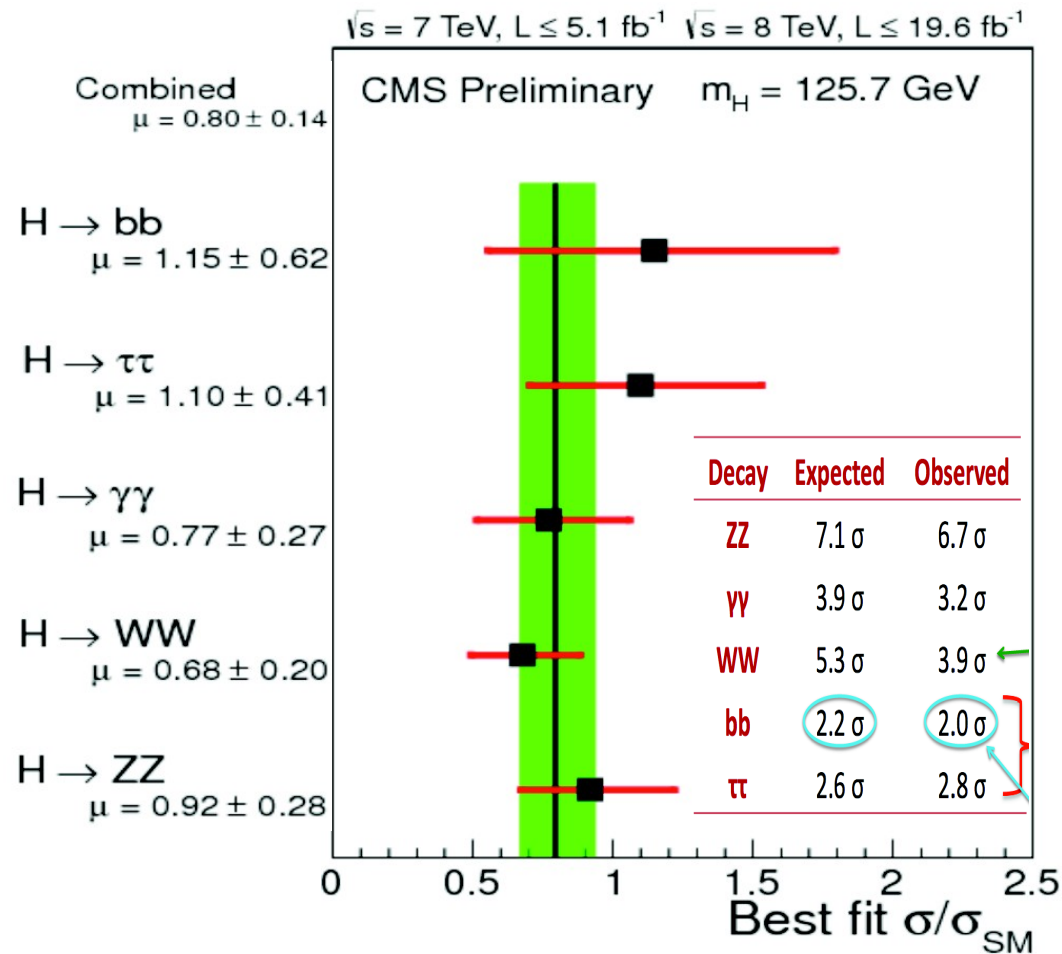


Brak higgsa: dominuje
centralne W_L



Czy bozon O(126 GeV) jest Higgsem z Modelu Standardowego?

Wyniki z CMS (seminarium Cernowskie, 15.04.2013)



Co poza Modelem Standardowym?

* Supersymetria?

* Inne pomysły? Np. **Strongly Interacting Light Higgs (SILH)**

G.F.Giudice, C.Grojean, A.Pomarol, R.Rattazzi, JHEP 0706 (2007) 045

- Łamanie symetrii elektroslabej zachodzi poprzez lekki bozon Higgsa, będący efektywnym polem pochodzącym z nowego oddziaływania, które staje się silne przy wysokich energiach.
- Oprócz fermionów i bozonów z MS, istnieje dodatkowy “silny” sektor, scharakteryzowany przez stałą sprzężenia g ($g_{(SM)} < g < 4\pi$) i skalę masy nowych stanów fizycznych M ($M > M_h$).
- **Bozon Higgsa jest elementem tegoż “silnego” sektora.** Wariantami tego typu są np. modele Little Higgs (*N.Arkani-Hamed et al., JHEP 0207 (2002) 034*), Holographic Higgs (*R.Contino et al., Nucl.Phys. B 719 (2005) 165, K.Agashe et al., JHEP 0308 (2003) 050*), itp.
- Efektywne sformułowanie tego typu teorii - różne scenariusze fizyczne odpowiadają różnym wartościom parametrów w efektywnym lagranżjanie.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{(SM)} + \mathcal{L}_h + \mathcal{L}_v$$

nowe oddziaływania higgsa

nowe oddziaływania pomiędzy bozonami pośredniczącymi

Nowe oddziaływania modyfikują przekroje czynne i stosunki rozgałęzień bozonu Higgsa w porównaniu z Modelem Standardowym.

Sygnatury modeli SILH - I

Sprzężenia Higgsa do fermionów i bozonów są inne niż w MS

Efektywne sformułowanie: całą fenomenologię można opisać poprzez wybór kilku liczb parametryzujących naszą niewiedzę leżącą u podstaw fizyki

$$\xi = (vg/M)^2, \quad c_y, c_H, c_W, c_Z, c_\gamma, c_g, \\ v = 246 \text{ GeV}$$

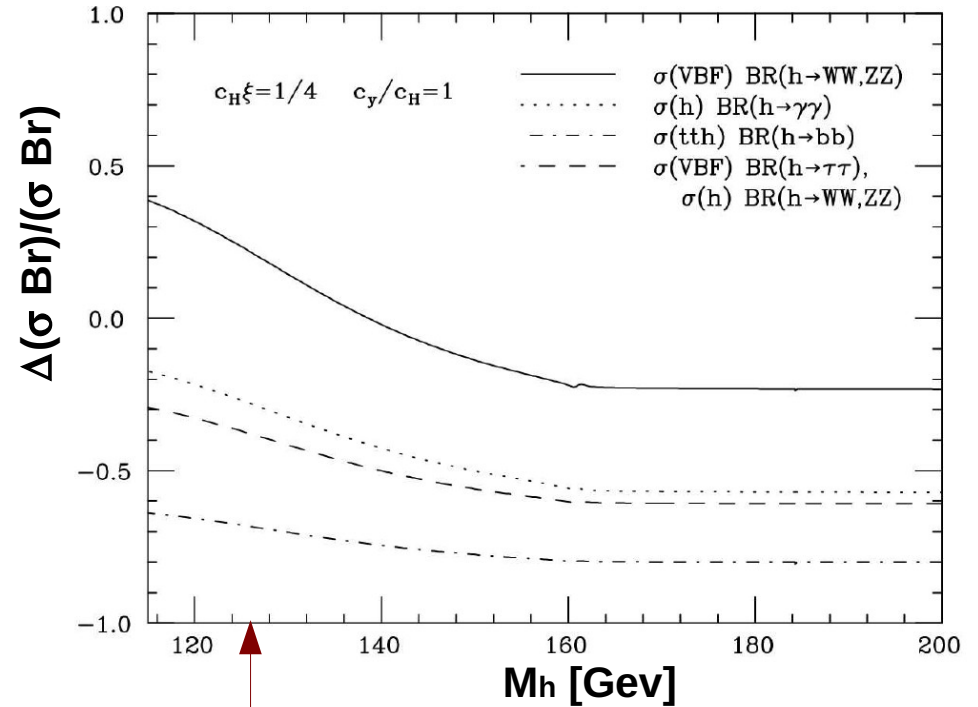
Wtedy:

$$\Gamma(h \rightarrow ff)_{\text{SILH}} = \Gamma(h \rightarrow ff)_{\text{SM}} [1 - \xi (2c_y + c_H)]$$

$$\Gamma(h \rightarrow W^+W^-)_{\text{SILH}} = \Gamma(h \rightarrow W^+W^-)_{\text{SM}} [1 - \xi (c_H - c_W g_{\text{SM}}^2/g^2)]$$

$$\Gamma(h \rightarrow ZZ)_{\text{SILH}} = \Gamma(h \rightarrow ZZ)_{\text{SM}} [1 - \xi (c_H - c_Z g_{\text{SM}}^2/g^2)]$$

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{SILH}} = \Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{SM}} [1 - \xi \text{Re}(\dots)]$$



**$M_h = 126 \text{ GeV}$
odstępstwa od MS mogą
być mierzalne w LHC po
 300 fb^{-1} przy 14 TeV**

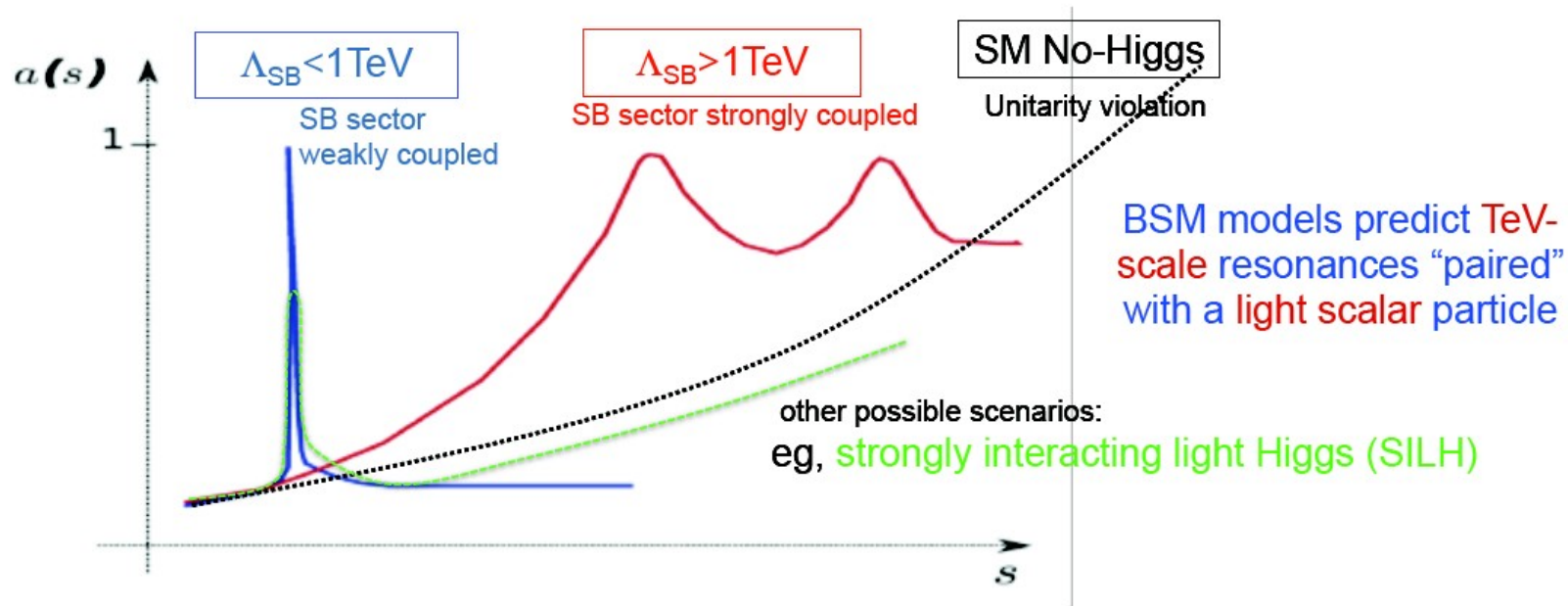
Sygnatury modeli SILH - II

Lekki bozon Higgsa nie unitaryzuje amplitud rozpraszania VLVL do końca, przekroje czynne powyżej masy higgsa nadal asymptotycznie rosną z energią aż do skali M , mówimy wtedy o **częściowo silnym rozpraszaniu WW**.

W granicy wysokich energii, w najniższym rzędzie w s/f^2 ($f=M/g$):

$$\mathcal{A}(W_L^+ W_L^- \rightarrow Z_L^0 Z_L^0) = -\mathcal{A}(W_L^\pm W_L^\pm \rightarrow W_L^\pm W_L^\pm) = \frac{c_H s}{f^2}$$

$$\mathcal{A}(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = \frac{c_H(s+t)}{f^2}$$



Dodatkową sygnaturą tego typu teorii jest wzmożona produkcja par higgsów przy wysokich energiach, ale może być trudna do wykrycia w praktyce.

Najprostszy przykład częściowo silnego rozpraszania WW: 2HDM

*K.Cheung, C.W.Chiang, T.Ch.Yuan,
Phys. Rev. D78 (2008) 051701*

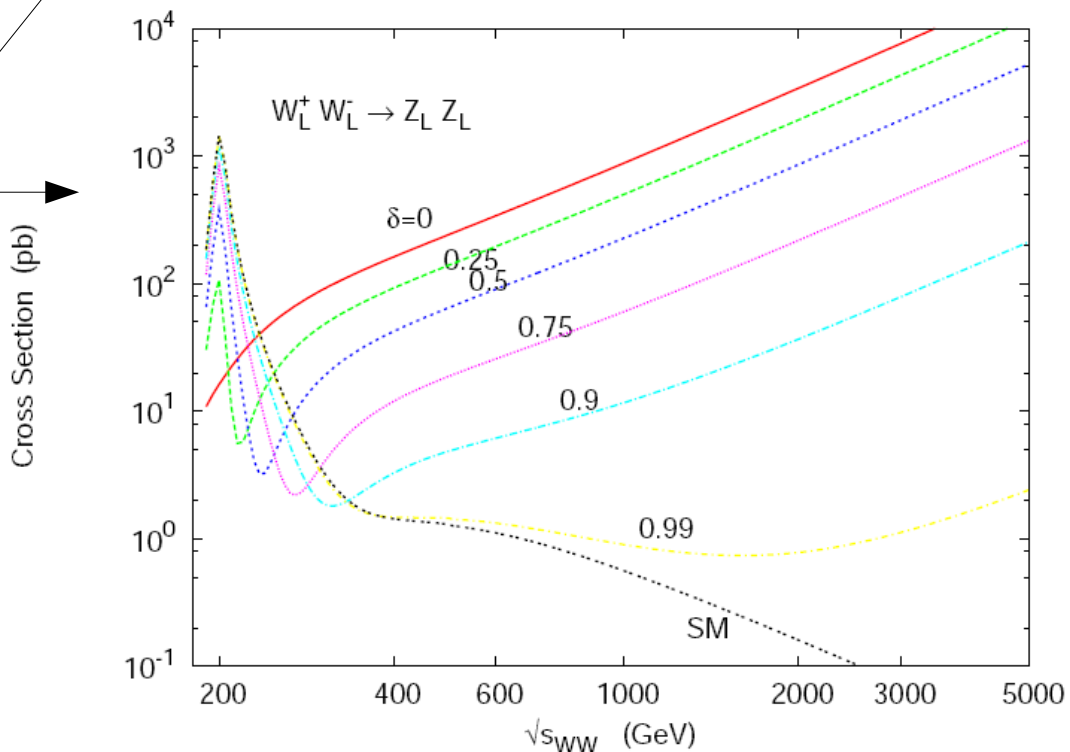
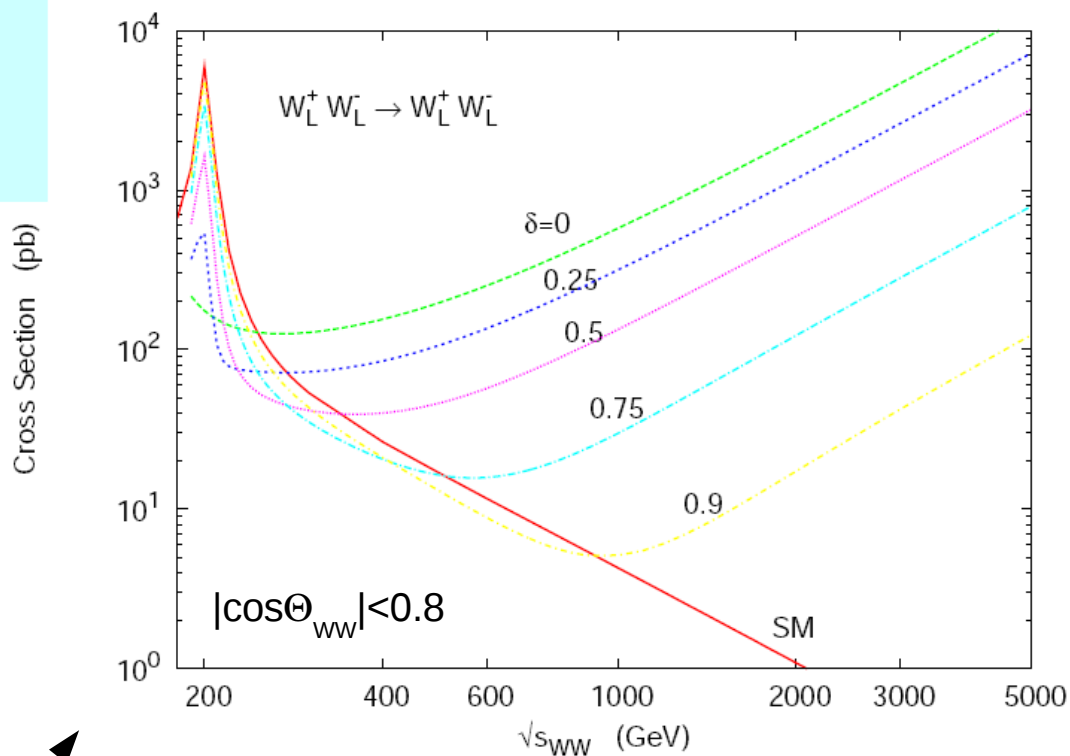
Sprężenie $hWW = g_{(SM)} \sin(\beta-\alpha)$,
a $HWW = g_{(SM)} \cos(\beta-\alpha)$, gdzie α jest
kątem mieszania h i H

Jeśli $\sin(\beta-\alpha)$ jest odpowiednio mały, a
 H odpowiednio ciężki, to amplitudy $V_L V_L$
będą rosnać z energią powyżej masy h
aż do H , który je ostatecznie zunitaryzuje.
Ale np. w MSSM tak nie jest.

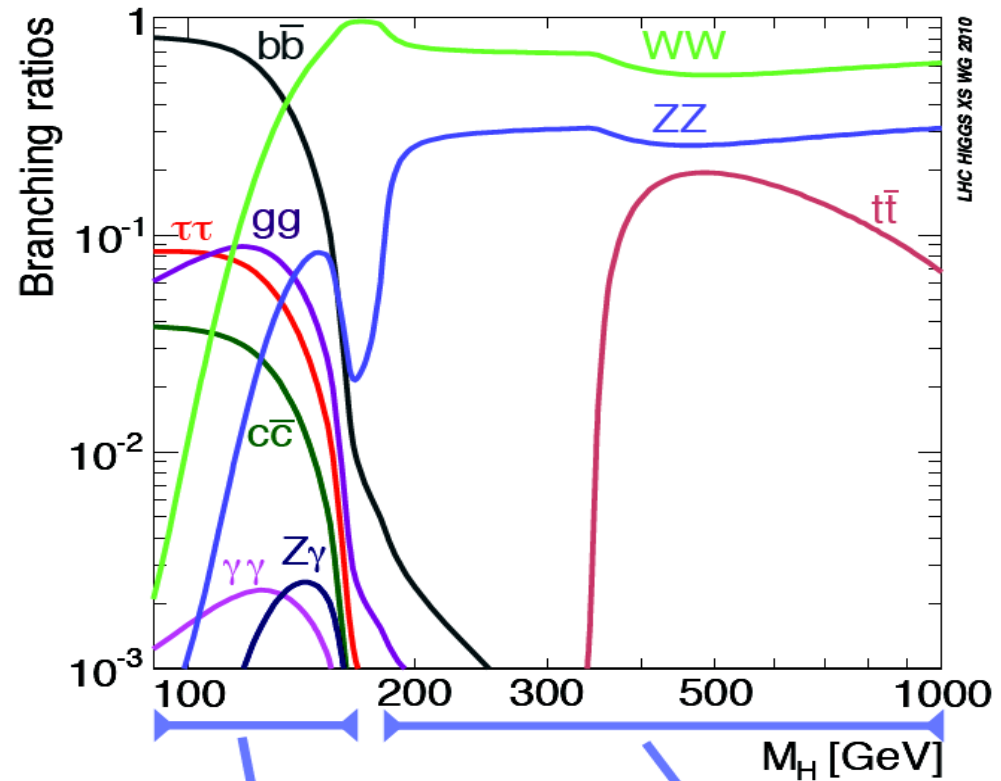
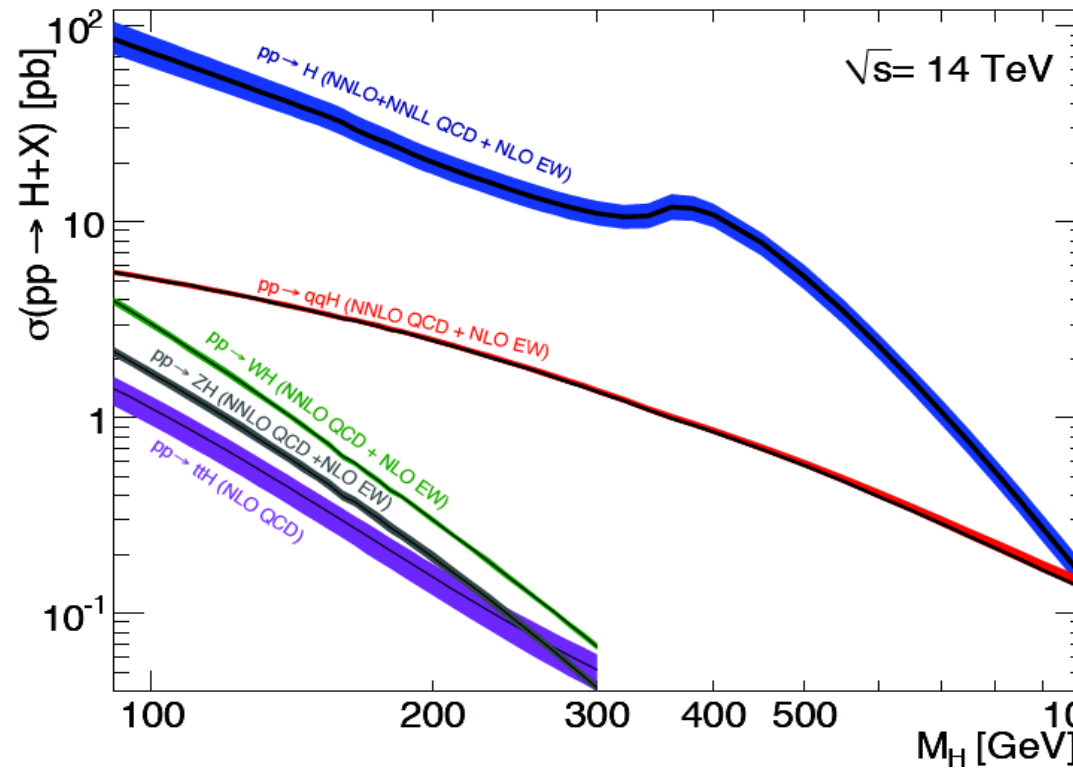
Przekroje czynne na rozpraszanie $V_L V_L$
w zależności od sprężenia hWW

$$\delta = (g / g_{(SM)})^2$$

Dla kanałów nierezonansowych, np. W^+W^+ ,
nie ma piku przy masie h , lecz przekrój
czynny monotonicznie rośnie

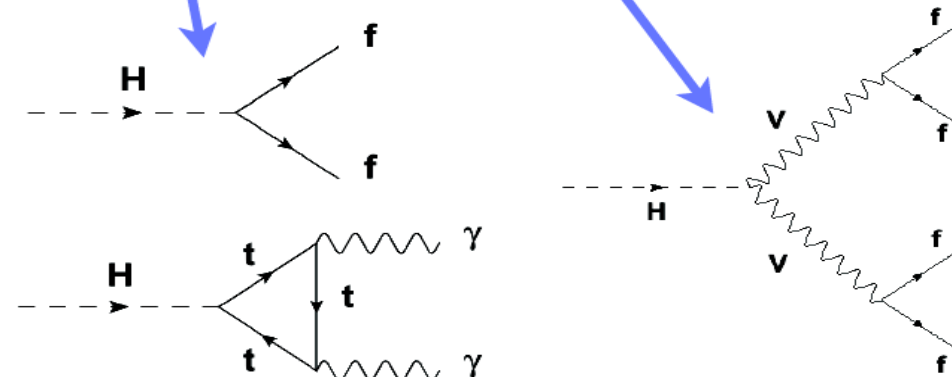


WW w LHC



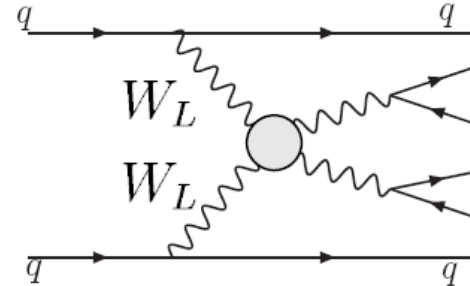
Vector Boson Fusion (VBF) jest jednym z mechanizmów produkcji Higgsa w LHC, ale dla lekkiego Higgsa ma stosunkowo niewielkie znaczenie.

Kanały W^+W^- , ZZ , a w szczególności proces VBF $W^+W^-, ZZ \rightarrow H \rightarrow W^+W^-, ZZ$ będzie kluczem do poszukiwań nowych, ciężkich rezonansów przy 14 TeV.



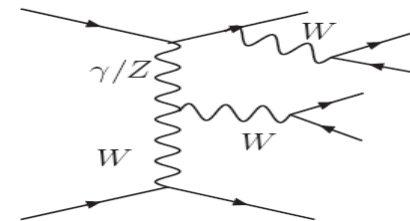
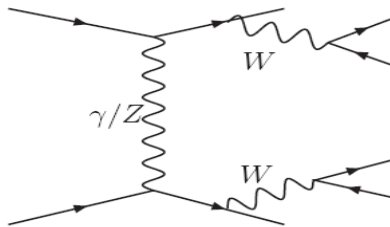
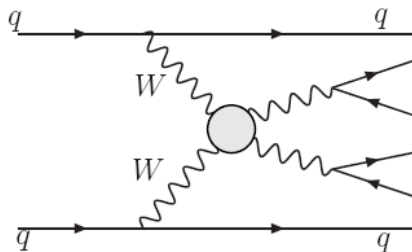
WW w LHC: proces kwarkowy $qq \rightarrow qqWW$

- * Sygnał nowej fizyki zdefiniowany w pełnej analogii do sygnału “braku higgsa” = nadwyżka w produkcji $W_L W_L$ względem przewidywań Modelu Standardowego z lekkim higgsem (i niczym więcej)



- * Tło “nieredukowalne” = cały Model Standardowy z lekkim higgsem

Minimalny zestaw procesów tła:



- głównie W_T ,
- zawiera diagramy nierozproszeniowe, konieczne do poprawnego opisu tła (interferencja!)
- zawiera procesy czysto elektroślabe ($\sim \alpha^4$) + EW/QCD ($\sim \alpha^2 \alpha_s^2$) + interferencja.

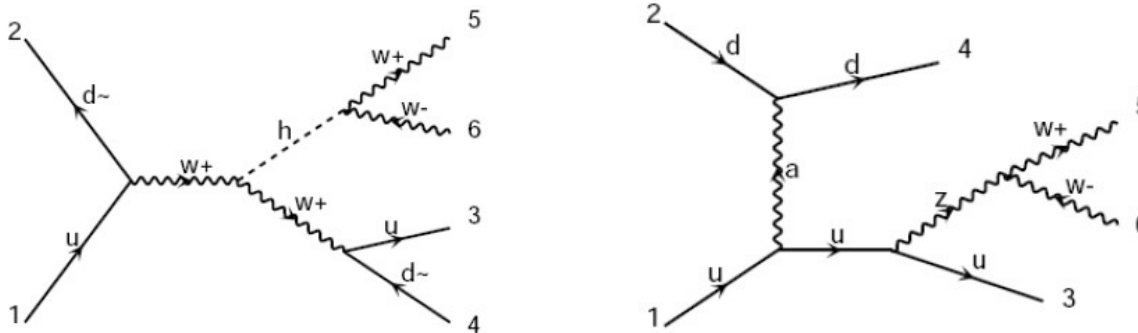
Diagrams	MadGraph	CompHEP Feynman gauge	CompHEP Unitary gauge
With WW scattering	12.29 +- 0.014 pb	0.0282 +- 0.7% pb	10.98 +- 0.2% pb
Non-scattering	12.36 +- 0.02 pb	0.132 +- 0.8% pb	11.01 +- 0.3% pb
Total	0.170 +- 0.001 pb	0.170 +- 0.4% pb	0.169 +- 1.1% pb

$\sigma(uu \rightarrow ddW^+W^+) @ 2 \text{ TeV}$

Różnice w produkcji W^+W^+ i W^+W^-

* Procesy elektroślabe

- w kanale s, w tym także diagramy nierozproszeniowe kontrybuujące do sygnału
- dodatkowe procesy w kanale t, w których obydwa W pochodzą z tej samej linii kwarkowej



* Procesy EW/QCD:

- dla produkcji W^+W^+ jedynie wymiana gluonu pomiędzy liniami kwarkowymi – ten wkład można zredukować do $<10\%$ po odpowiednich cięciach,
- zanedbywalne w sygnale (upraszczają się w różnicy, łącznie z interferencją).

Jedynym mechanizmem produkcji jjW^+W^+ jest oddziaływanie qq z emisją W z każdej linii kwarkowej.

- do W^+W^- wkład daje całe mnóstwo dodatkowych procesów z gluonami:

$$qq \rightarrow ggW^+W^-, \quad gg \rightarrow qqW^+W^-, \quad qg \rightarrow qgW^+W^-$$

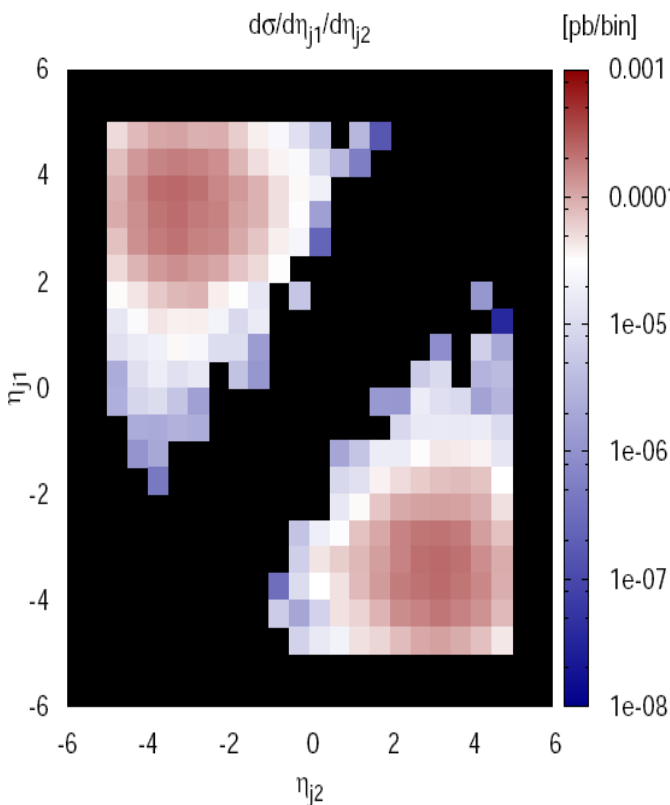
W sumie, procesy EW/QCD dominują całkowitą produkcję jjW^+W^- o rząd wielkości.

Sygnatura VBF w detektorze CMS

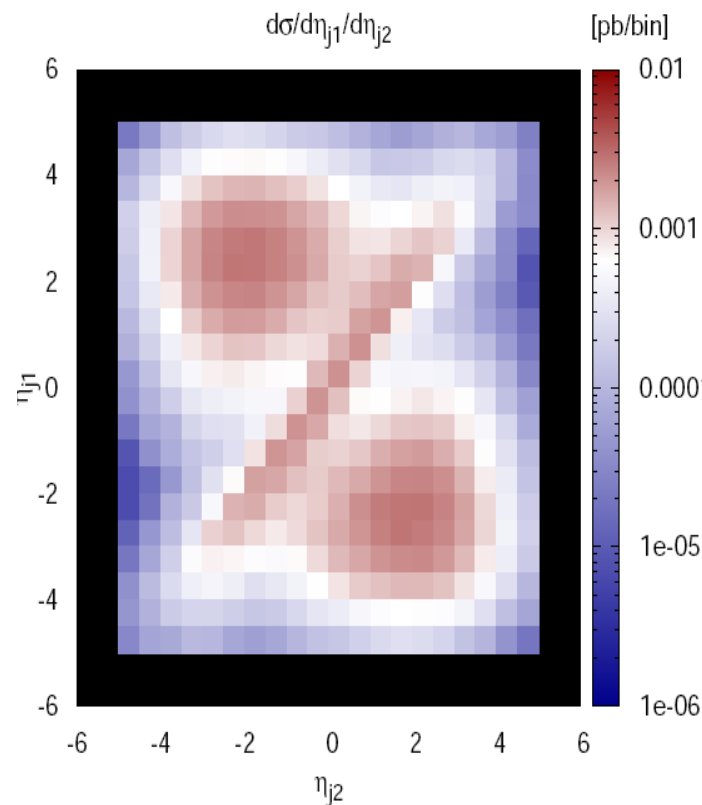
* Dwa W w detektorze + dwa dzęty “tagujące”: $2 < |\eta_j| < 5$ oraz
 $\eta_{j1} \eta_{j2} < 0$ (albo $\Delta\eta > 4$)

Różniczkowy przekrój czynny $d\sigma/(d\eta_{j1}d\eta_{j2})$ w procesie $pp \rightarrow jjW^+W^+$

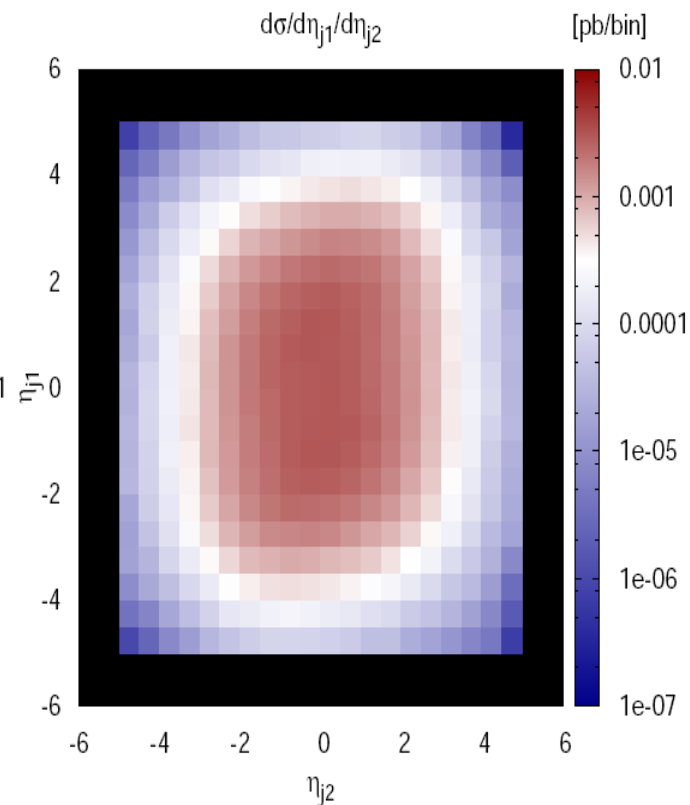
Sygnał



Tło elektroślabe



Tło EW/QCD

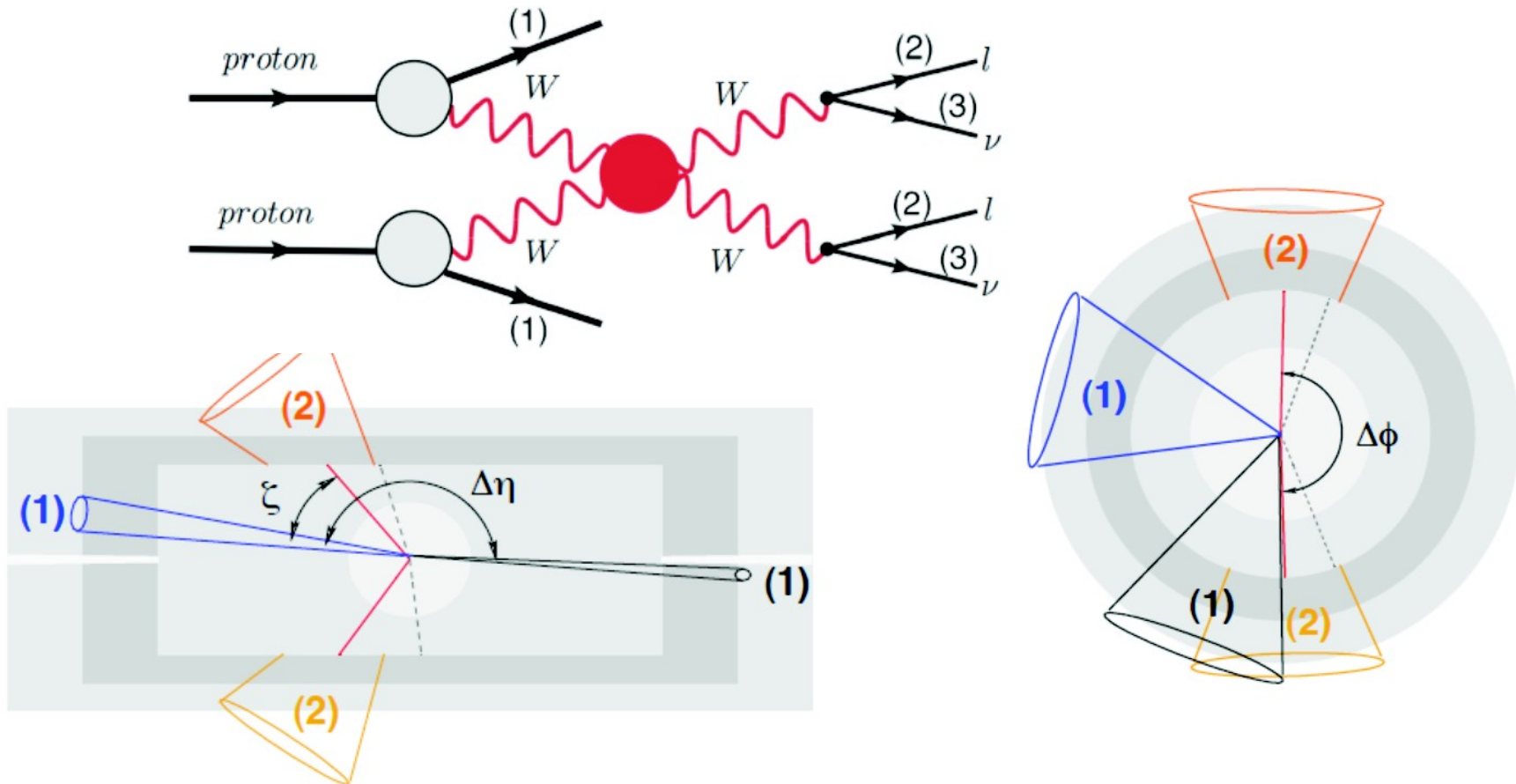


Strategie w analizie danych - konwencjonalne podejście

1. Selekcja przypadków VBF – nieczuła na polaryzację W!

2. W^+W^- , ZZ – poszukiwanie nowych rezonansów, kluczowa jest statystyka sygnału,
 W^+W^+ - zliczanie przypadków przy dużych masach niezmienniczych, ważne S/B

Cel: znalezienie lepszych kryteriów selekcji, np. poprzez wykorzystanie ogólnych różnic między W_L i W_T , dopasowanych do specyfiki kinematycznej każdego procesu w warunkach braku ciężkich rezonansów.



Możliwe stany końcowe i ich czynniki limitujące

* Rozpady czysto leptonowe – niskie stosunki rozgałęzień, czysta sygnatura, niskie tło, uważane za “gold-plated” (np. Bagger *et al.*)

- $pp \rightarrow jjW^+W^- \rightarrow jj l^+ \nu l^- \nu$ ($l = \mu, e$) przy dużych masach VV sygnał \ll tło
- $pp \rightarrow jjW^+W^+ \rightarrow jj l^+ \nu l^- \nu$ niska statystyka
- $pp \rightarrow jjZZ \rightarrow jj l^+ l^- \nu \nu$ istotne tło “redukowalne” np. top, Z+jets
- $pp \rightarrow jjZZ \rightarrow jj l^+ l^- l^+ l^-$ bardzo niska statystyka

* Rozpady półleptonowe – rozsądna statystyka, wysokie tło, trudna systematyka (p. np. Praca doktorska P. Zycha, UW, 2007)

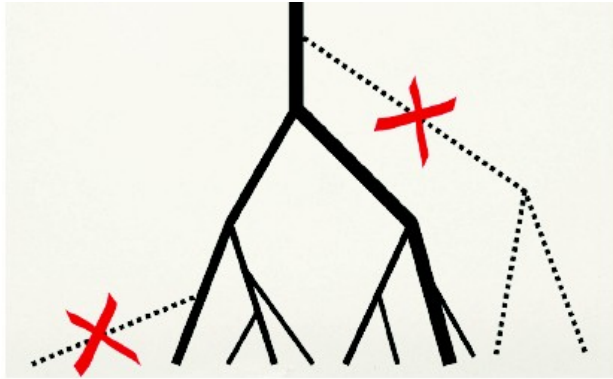
- $pp \rightarrow jjWW \rightarrow jj jj l \nu$ zdominowane przez tło od W/Z+jets,
- $pp \rightarrow jjZZ \rightarrow jj jj l^+ l^-$ duże masy VV -> problem jet merging

* Rozpady czysto hadronowe – najwięcej przypadków, bardzo wysokie tło

- $pp \rightarrow jjWW \rightarrow jj jjjj$ całkowicie zdominowane przez tło od
- $pp \rightarrow jjZZ \rightarrow jj jjjj$ wielodżetowych procesów QCD

Jet pruning - rozpady półleptonowe (i hadronowe)

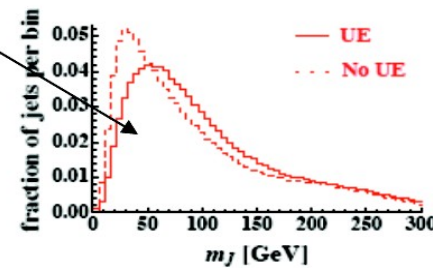
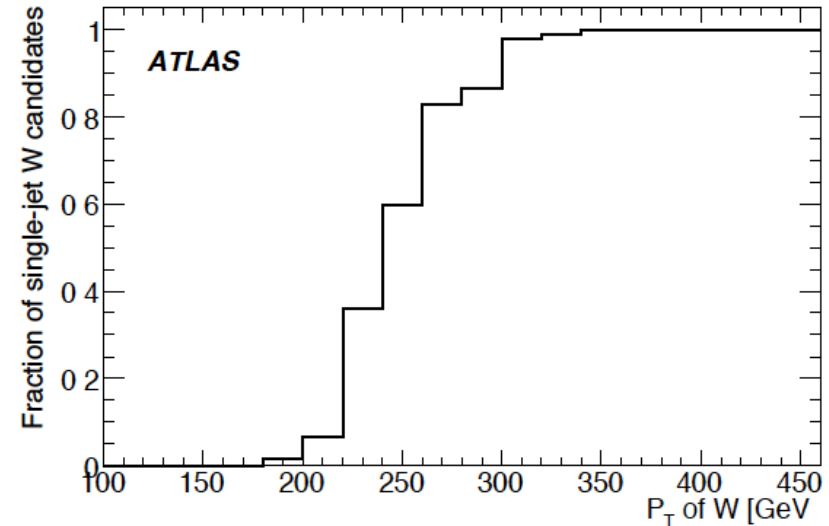
- Remove all parts of the jet which are soft and wide angle



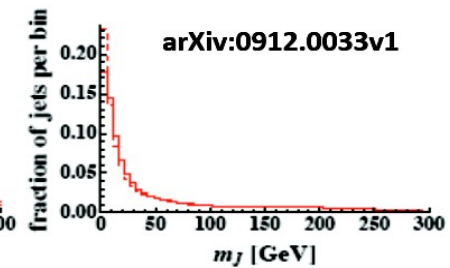
- QCD jets mass substantially decreased -> lower backgrounds

Boosted objects mass reconstruction improved

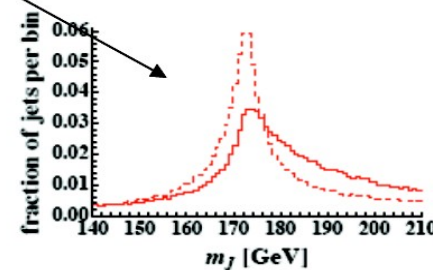
Typically used for boosted top or boosted $H \rightarrow bb$...



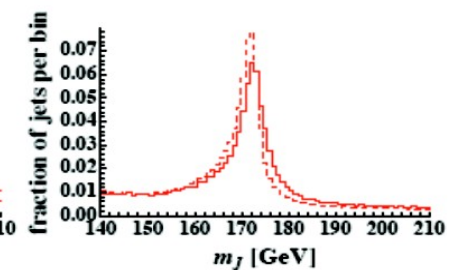
(a) unpruned QCD jets



(b) pruned QCD jets



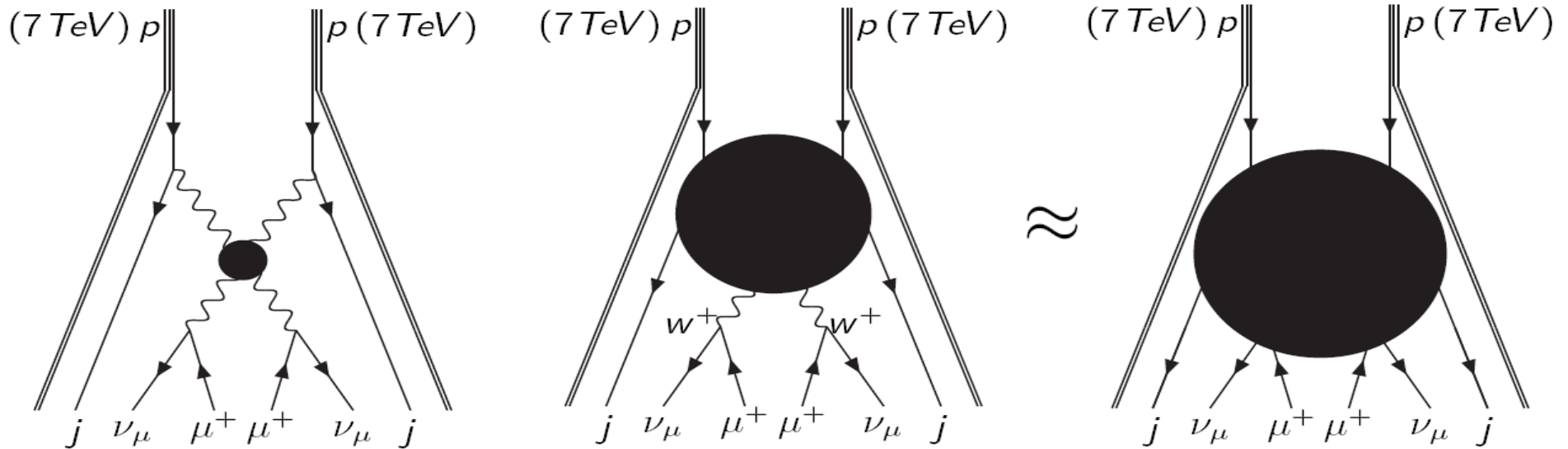
(c) unpruned top jets



(d) pruned top jets

W dalszej części będziemy się koncentrować na rozpadach czysto leptonowych.

Rozpad W: przybliżenie W na powłoce masy

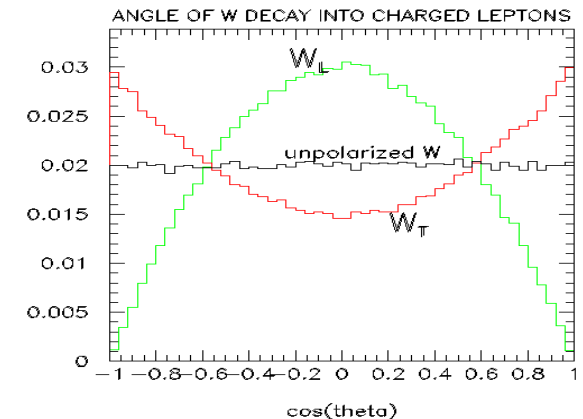
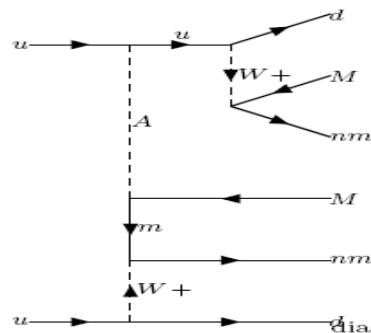


1. Poprawnie: pełny rachunek procesu $pp \rightarrow jj\mu^+\mu^+\nu\nu$ z pierwszych zasad bez patrzenia na W – program PHANTOM – nie wiadomo, które pochodzą z W_L ,

2. Przybliżenie: “production x decay”:
 $pp \rightarrow jjW^+W^+$ MadGraph + rozpad W .
 (5656 diagramów \rightarrow 1428 diagramów)

Zaniedbywane:

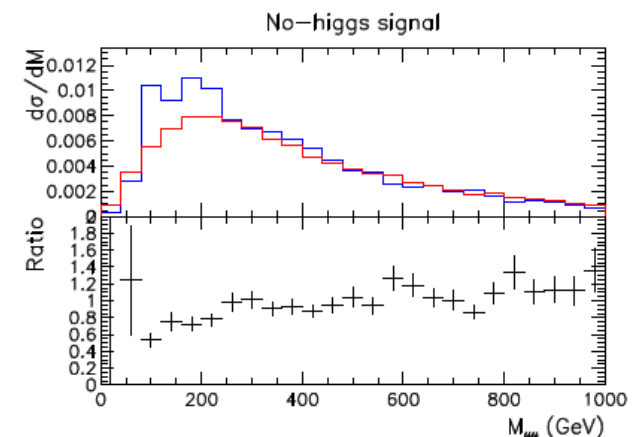
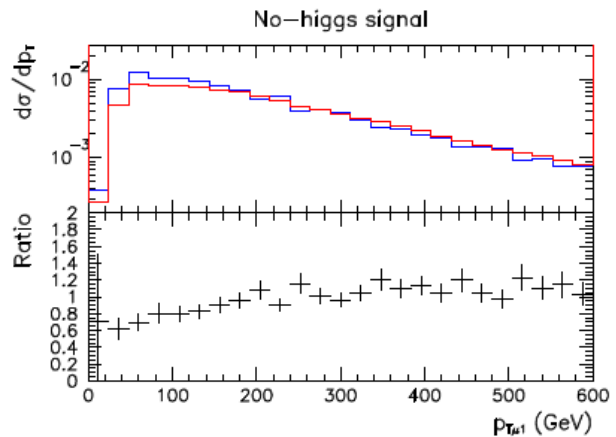
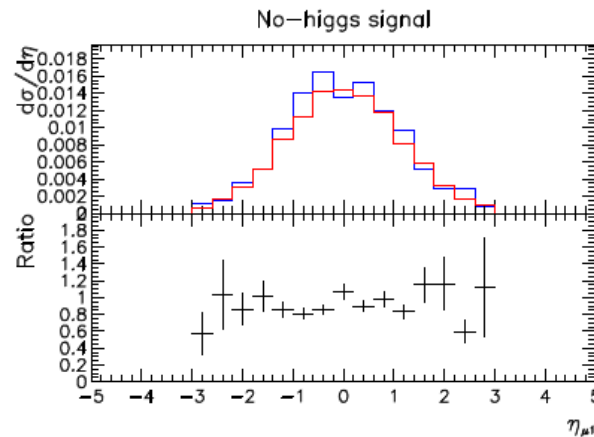
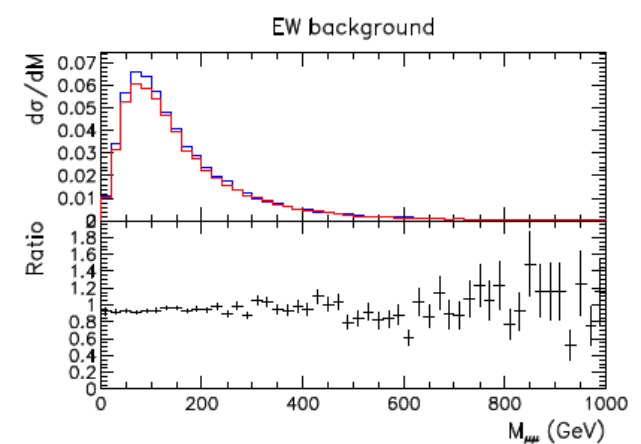
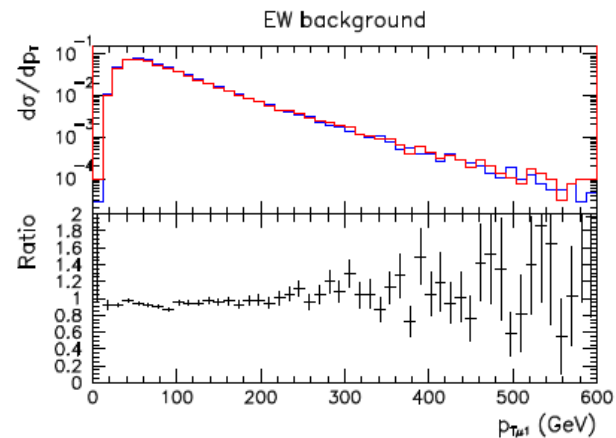
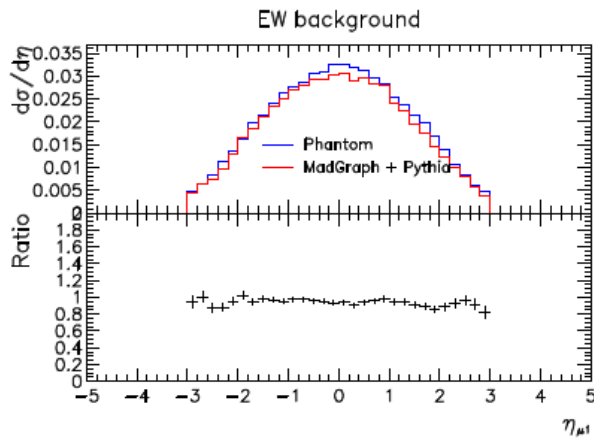
- Efekty W poza powłoką masy,
- Diagramy nierezonansowe.



Zasadność przybliżenia W na powłoce masy

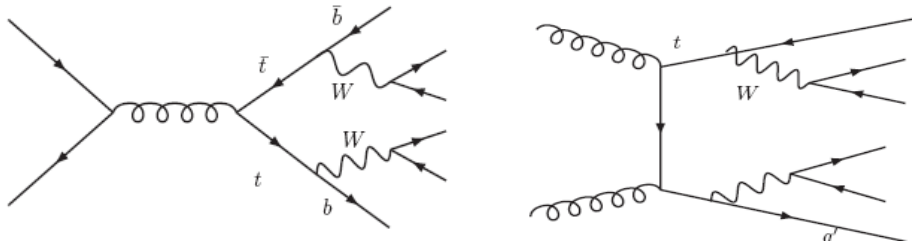
Porównanie z pełnym rachunkiem – kinematyka stanu końcowego dobrze opisana

Dlatego ma sens oddzielenie od siebie próbek W_L i W_T (na poziomie symulacji) i badanie ich właściwości kinematycznych osobno.



Tło “redukowalne”: produkcja topu

W najniższym rzędzie:



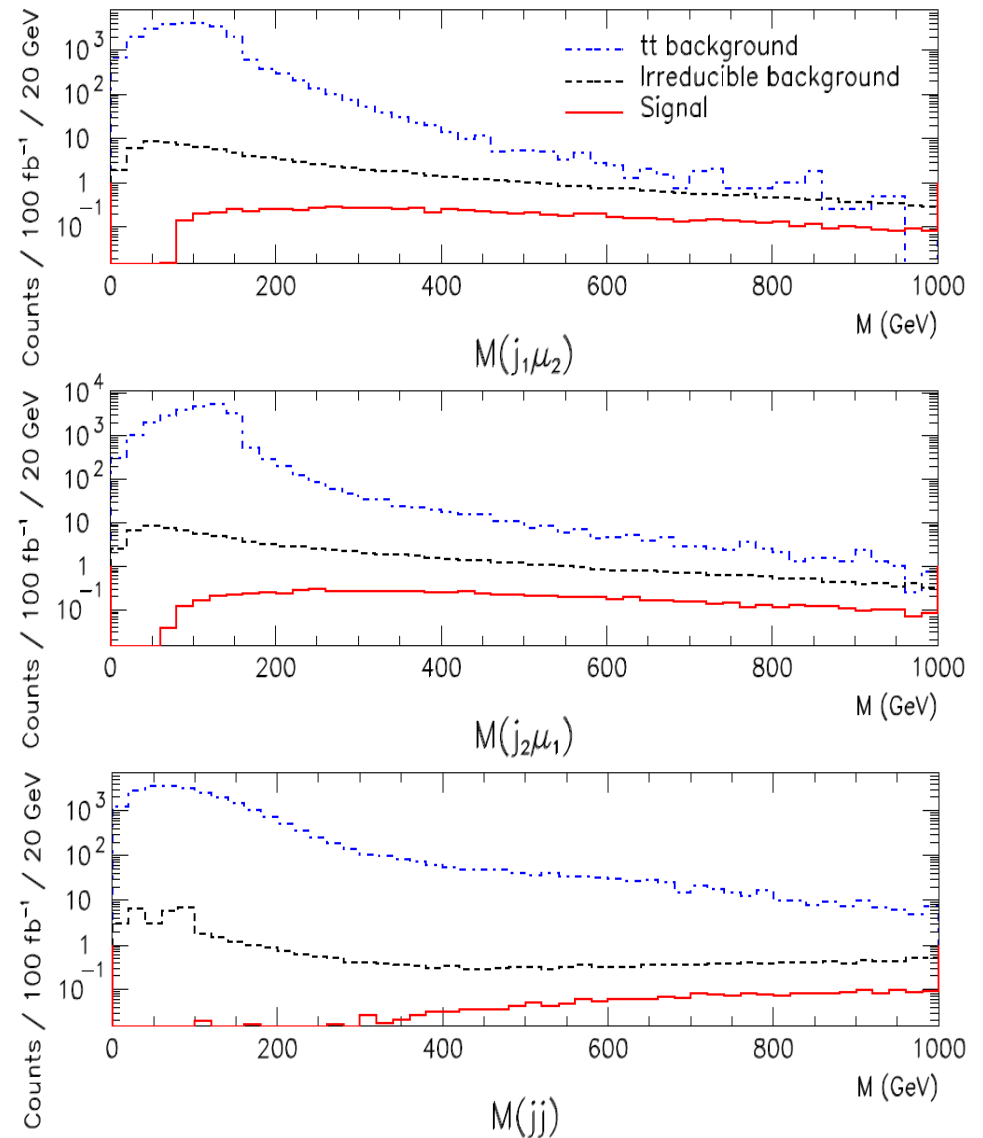
Do próbki W^+W^+ wchodzi jedynie poprzez stosunkowo drobne efekty:

- rozpad leptonowy b + zgubienie leptonu z rozpadu W,
- błędne wyznaczenie znaku leptonu

Kluczowe wymogi detektorowe:

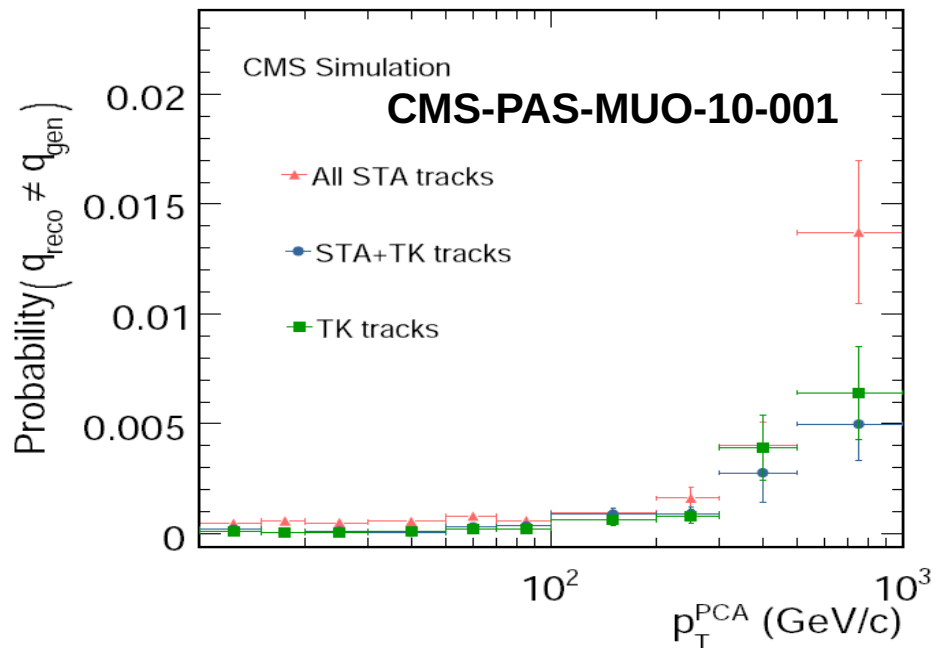
- kontrola efektywności tagowania b dla dżetów o dużym $|\eta|$,
- kontrola efektywności pomiaru ładunku dla leptonów o dużym p_T :
 - mionów,
 - elektronów.

Kombinacja cięć: $M(j_1\mu_2)$, $M(j_2\mu_1)$ > 200 GeV, oraz $M(jj)$ > 400 GeV lub 500 GeV, zbija tło tt do kontrolowalnych wartości

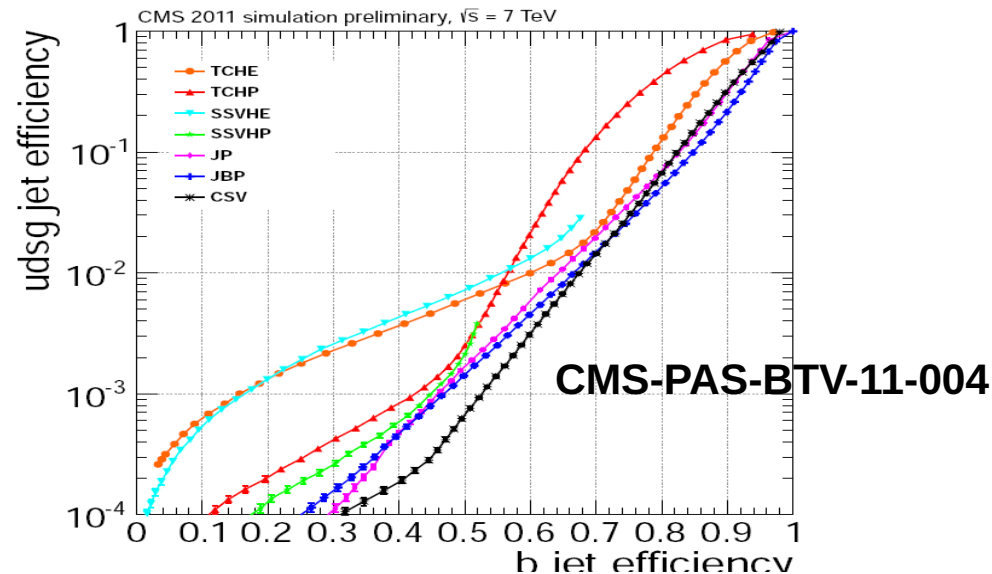


CMS performance

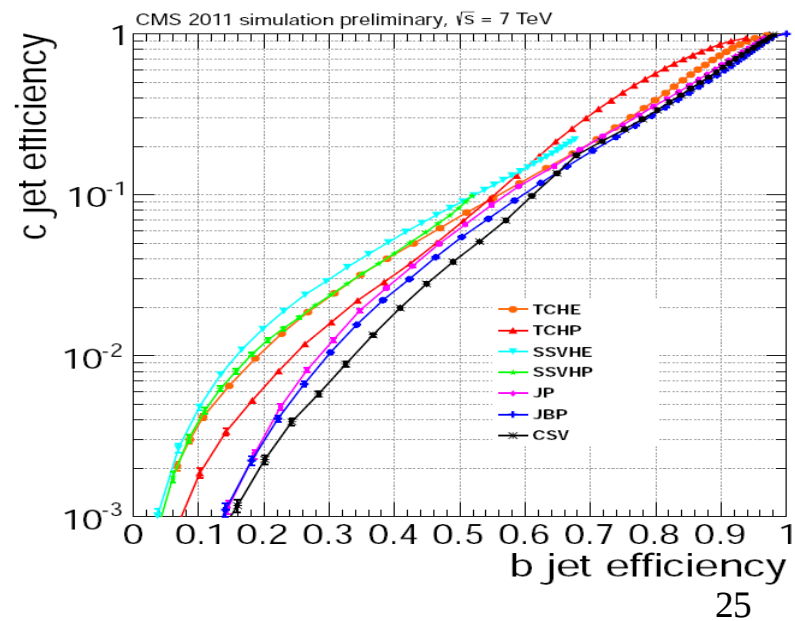
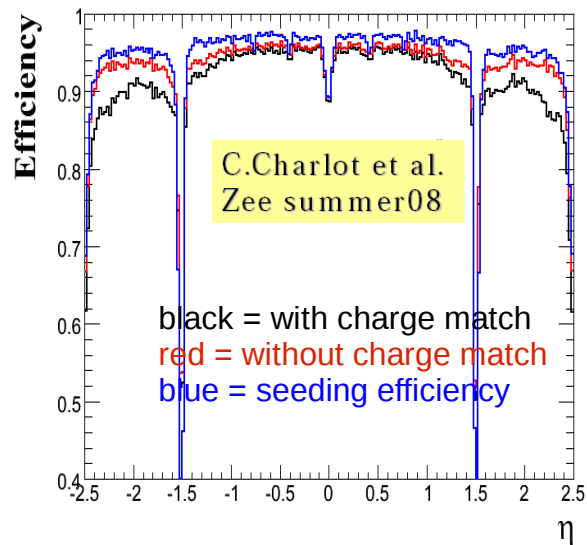
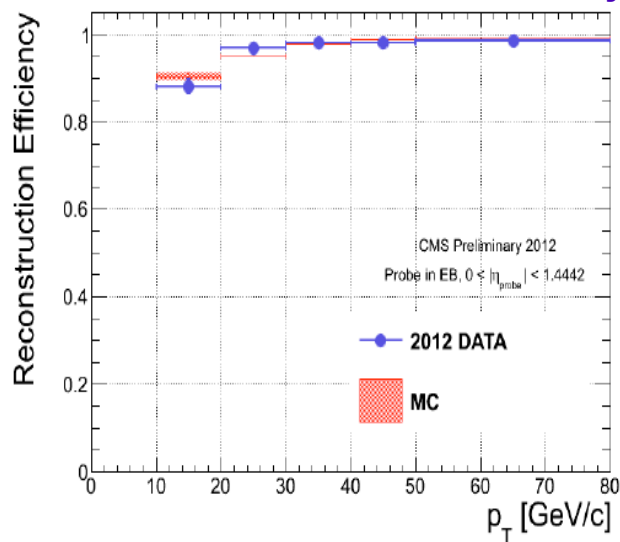
Znak mionu



Tagowanie b



Rekonstrukcja elektronu



Przykład analizy: kanał W^+W^+ , rozpady leptonowe

“Konwencjonalna” analiza: sygnatura VBF + dwa izolowane leptony centralne, o dużym p_T , back-to-back i o dużej masie niezmienniczej.

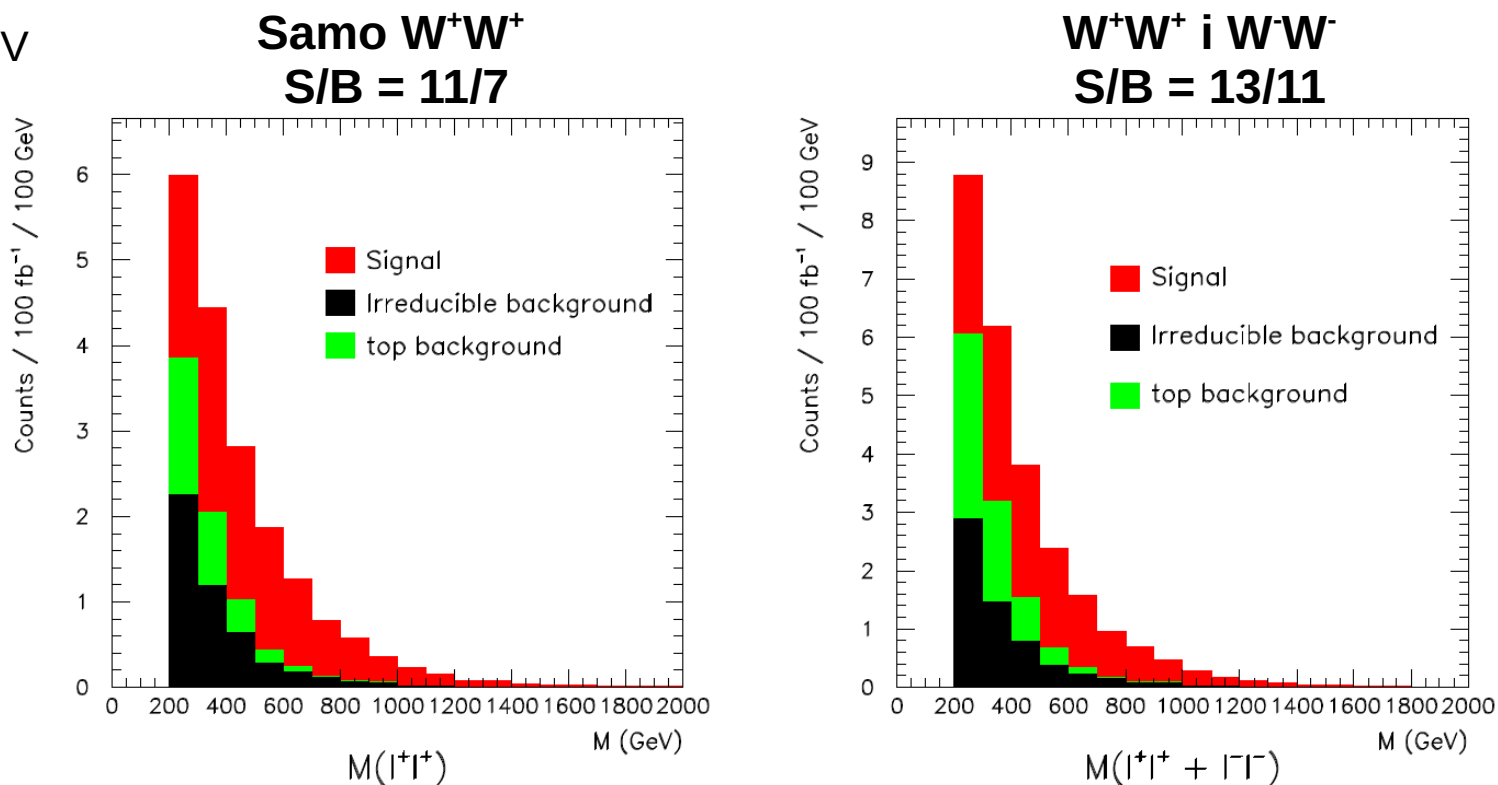
Kryteria selekcji:

- * $2 < |\eta_j| < 5$
- * $\eta_{j1} \eta_{j2} < 0$
- * $M_{j1j2}, M_{j2j1} > 200 \text{ GeV}$
- * $M_{jj} > 400 \text{ GeV}$
- * $\Delta R_{jl} > 0.4$
- * $p_T^l > 40 \text{ GeV}$
- * $|\eta_l| < 1.5$
- * $\Delta\phi_{ll} > 2.5$
- * $M_{ll} > 200 \text{ GeV}$

Wynik konsystentny z innymi pracami poświęconymi W^+W^+ , np. Ballestrero *et al.*

K. Doroba, J. Kalinowski, J. Kuczmarski, S. Pokorski, J. Rosiek, MS, S. Tkaczyk, Phys. Rev. D 86 (2012) 036011, arXiv:1201.2768v2 [hep-ph]

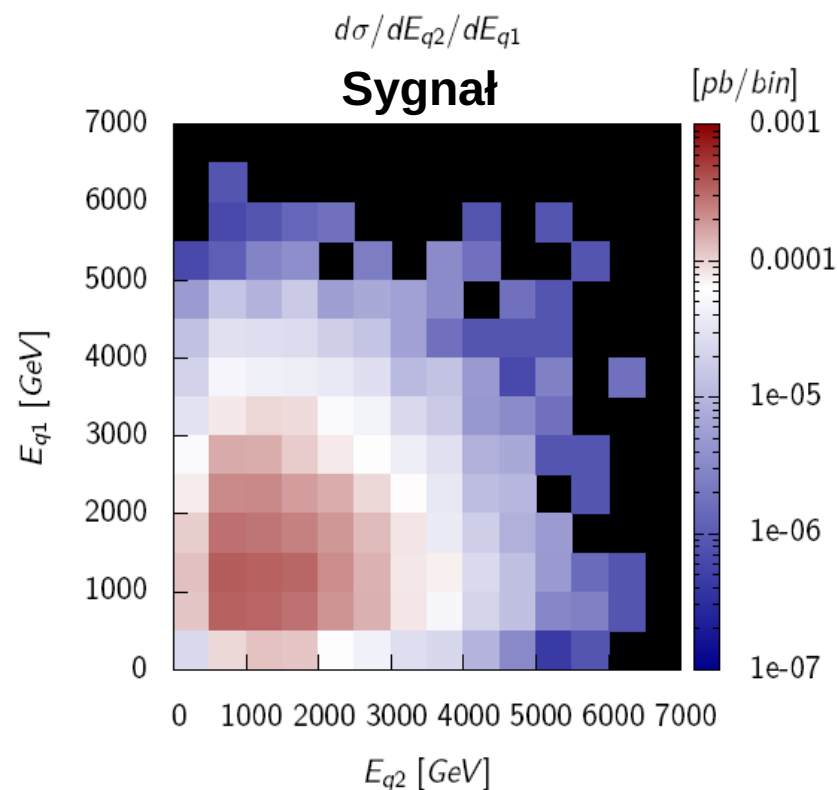
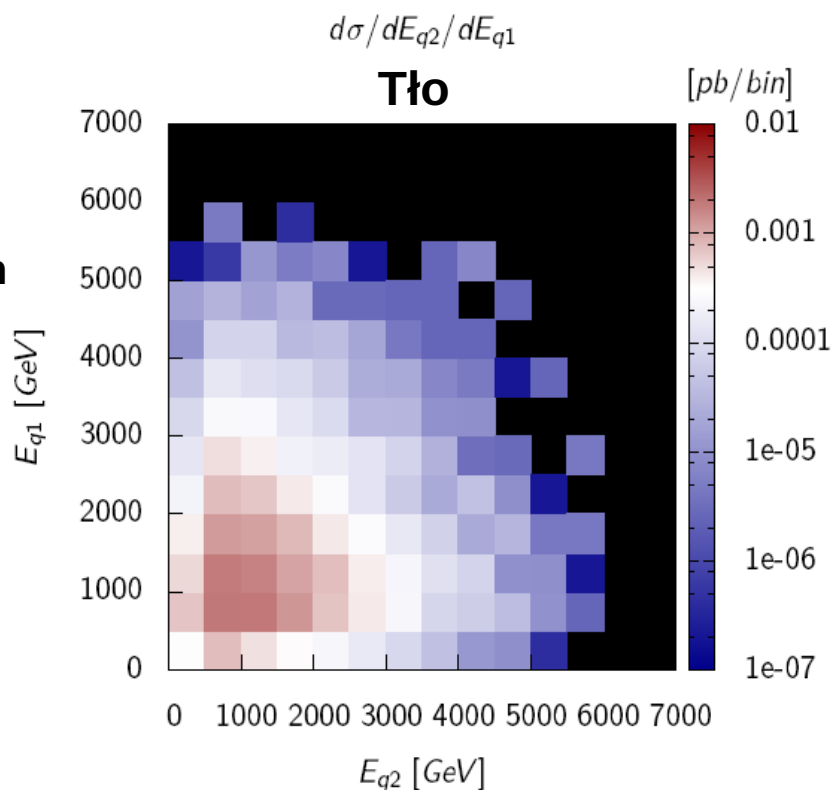
Znormalizowane do 100/fb przy 14 TeV



Przekrój czynny σ ($pp \rightarrow jjW^+W^+$) @ 14 TeV w funkcji energii oddziałujących kwarków E_{q1}, E_{q2}

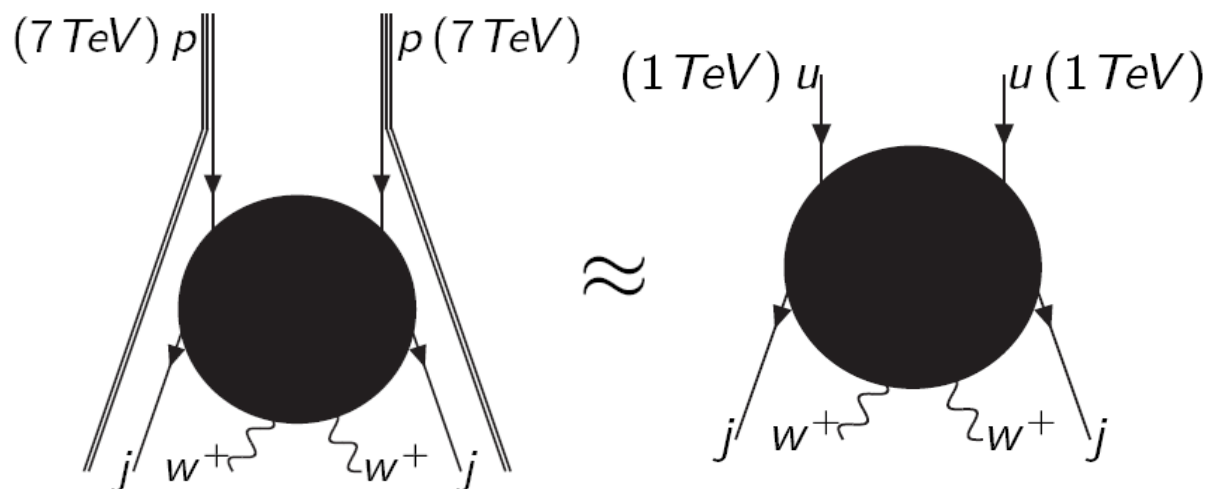
Po wstępnych
cięciach:

- * $2 < |\eta_j| < 5$
- * $\eta_{j1} \eta_{j2} < 0$
- * $|\eta_w| < 2$



Na poziomie kwarkowym
dominują symetryczne
zderzenia kwarków o
energiach $\sim 1 + 1$ TeV.

1428 diagramów
→ 102 diagramy



Czym się różni W_L od W_T niezależnie od istnienia bądź nie nowej fizyki

Rozkłady p_T dżetów tagujących w procesie VBF zachowują charakterystyczne cechy dla emisji W_L i W_T z linii kwarkowych o energii 1 TeV:

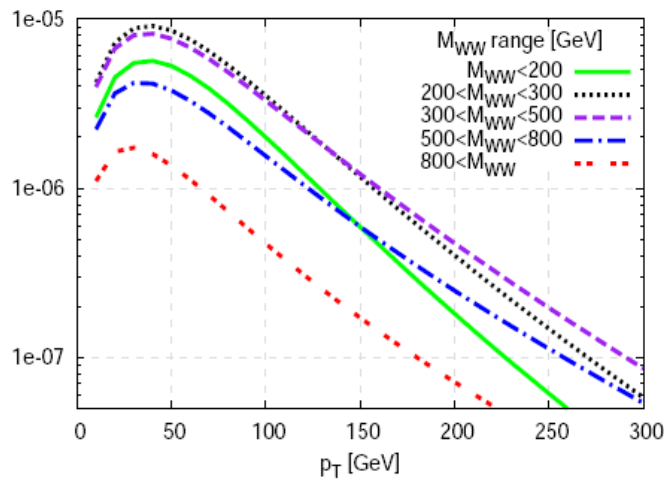
W_L emitowane jest średnio pod mniejszym kątem i przy mniejszym p_T dżetu.

Sama emisja $q \rightarrow qW$ @ 1 TeV

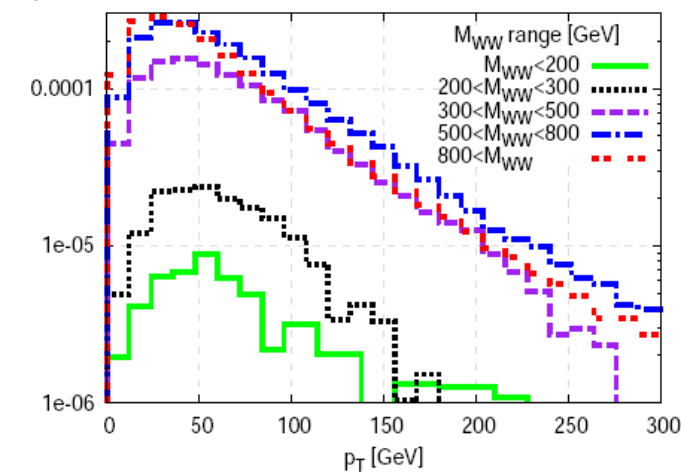
$uu \rightarrow ddW^+W^+$ @ 2 TeV

$pp \rightarrow jjW^+W^+$ @ 14 TeV
(po cięciach wstępnych)

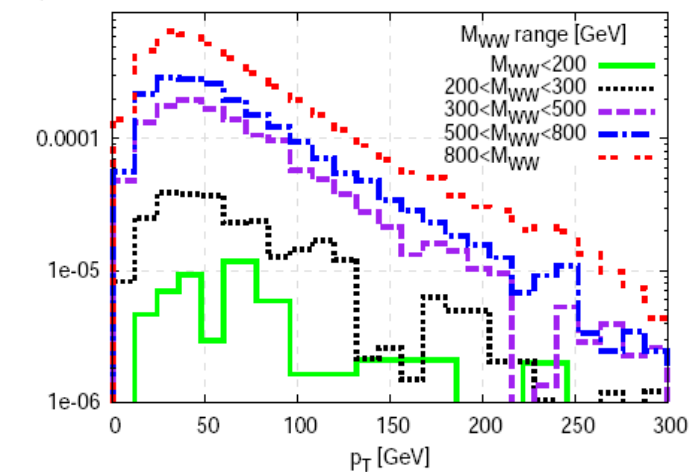
$W_L W_L$ Luminosity



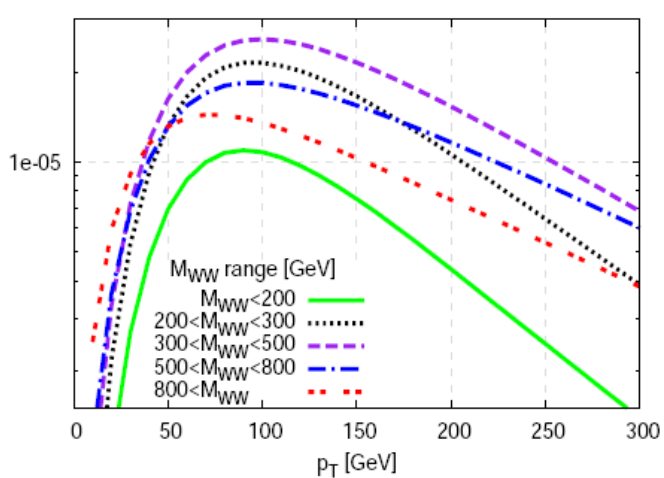
$u u \rightarrow d d W^+ W^+$ Signal



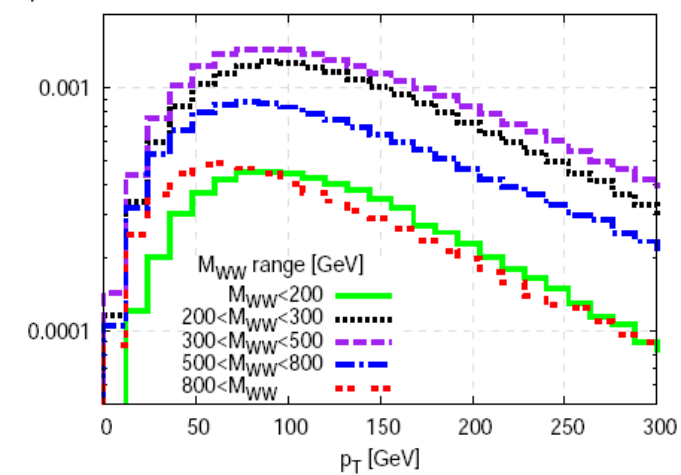
$p p \rightarrow j j W^+ W^+$ Signal



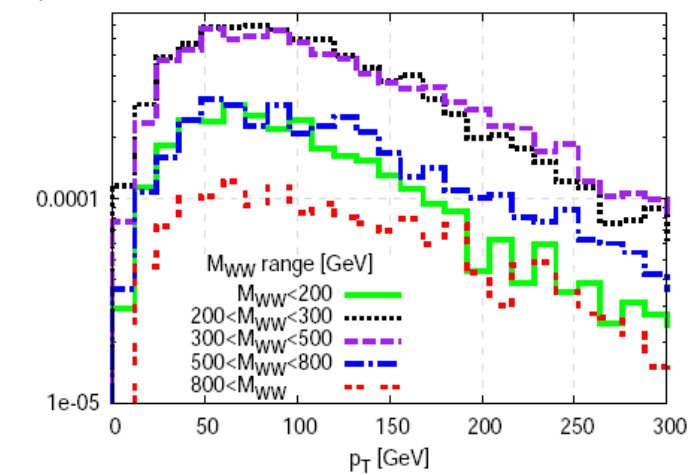
$W_T W_T$ Luminosity



$u u \rightarrow d d W^+ W^+$ Background



$p p \rightarrow j j W^+ W^+$ Background



Podstawowa sygnatura sygnału

* Emisja W:

mały kąt emisji względem osi zderzenia

- niskie p_T^{j1}, p_T^{j2} ,
- niskie p_T^{W1}, p_T^{W2} przed oddziaływaniem,
- oś oddziaływania WW bliska osi zderzenia proton-proton

* Rozpraszanie WW:

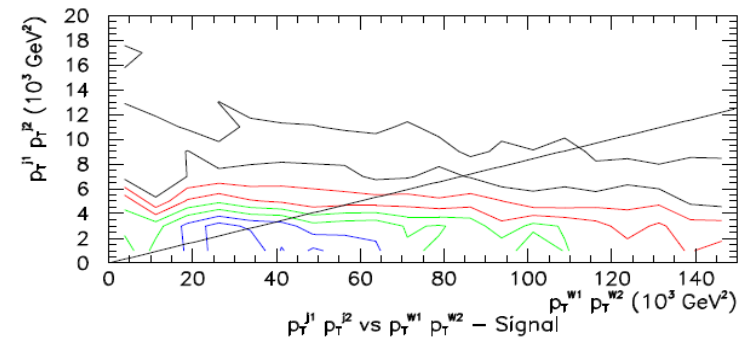
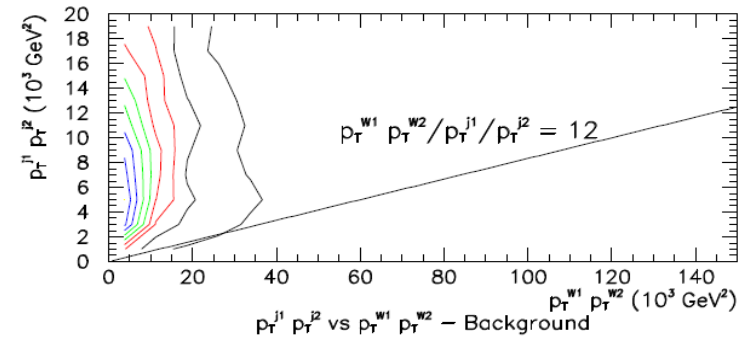
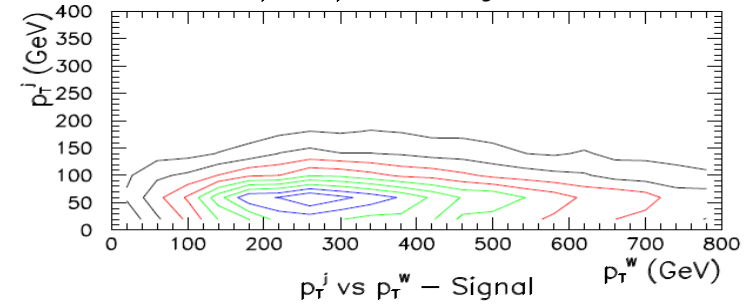
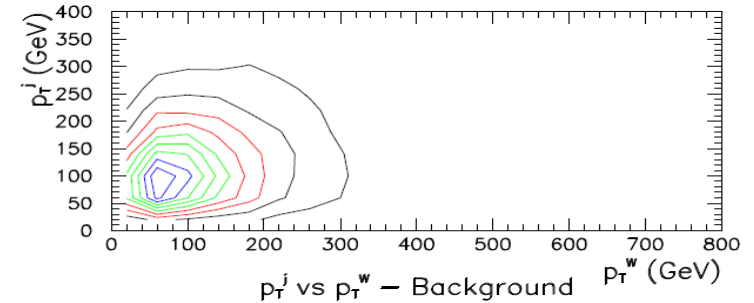
duży kąt rozproszenia

- małe $|\eta_{W1}|, |\eta_{W2}|$ w detektorze
 - duże $p_T^{W1}/p_T^{j1}, p_T^{W2}/p_T^{j2}$
- duże M_{WW}
- duże $p_T^{W1} p_T^{W2}$ po oddziaływaniu
 - małe $|\eta_{l1}|, |\eta_{l2}|$ (produkty rozpadu)
 - duże p_T^{l1}, p_T^{l2}

* Konkluzja

- duży stosunek $p_T^{W1} p_T^{W2}/(p_T^{j1} p_T^{j2})$
- wielkość do bezpośredniego pomiaru:

$$R_{pT} = \frac{p_T^{l1} p_T^{l2}}{p_T^{j1} p_T^{j2}}$$

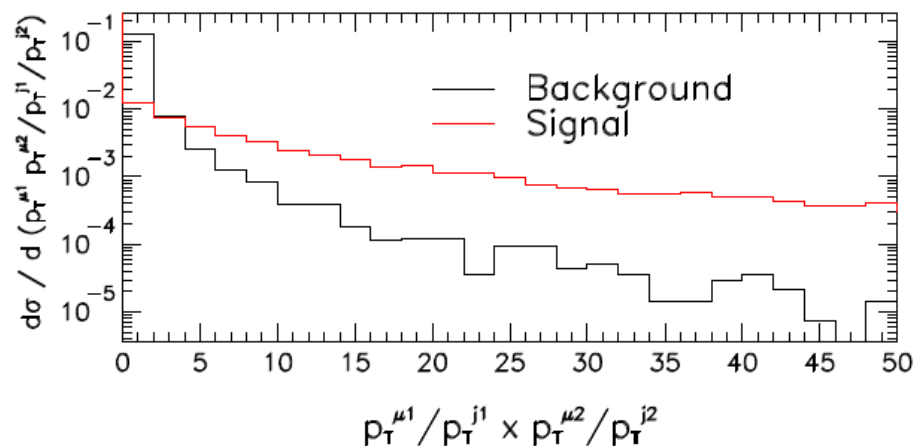
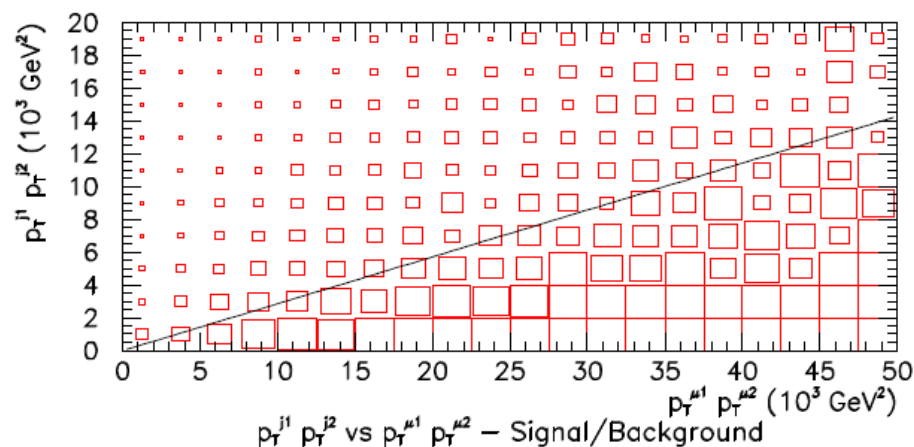
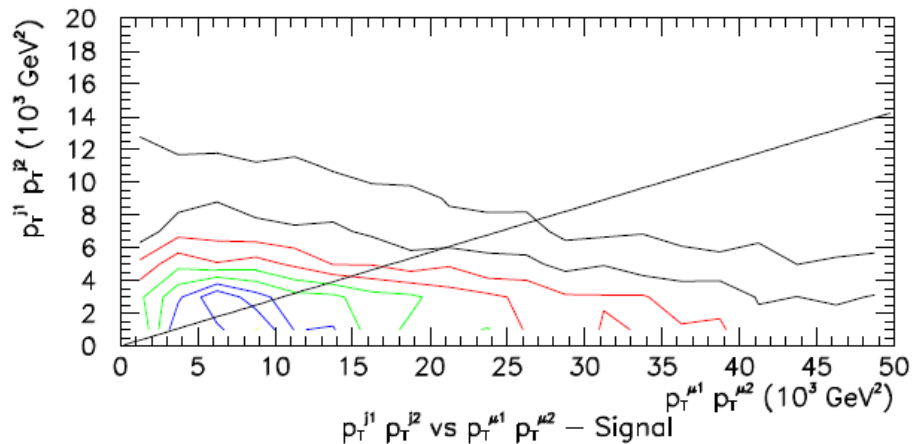
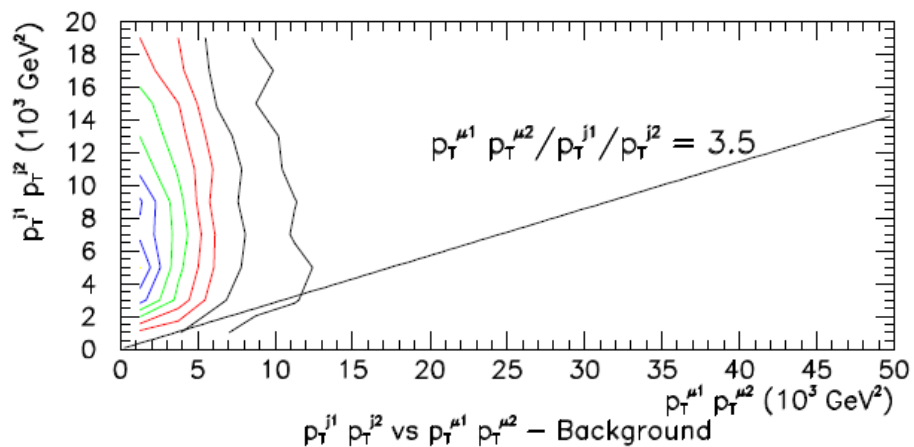


Analiza danych z użyciem zmiennej R_{pT}

Minimalna preselekcja przypadków:

- podstawowa topologia - dwa dżety tagujące i dwa leptoni w detektorze,
- cięcia na redukcję tła z produkcji tt .

Resztę daje analiza rozkładu zmiennej R_{pT}



Przykład analizy typu event counting

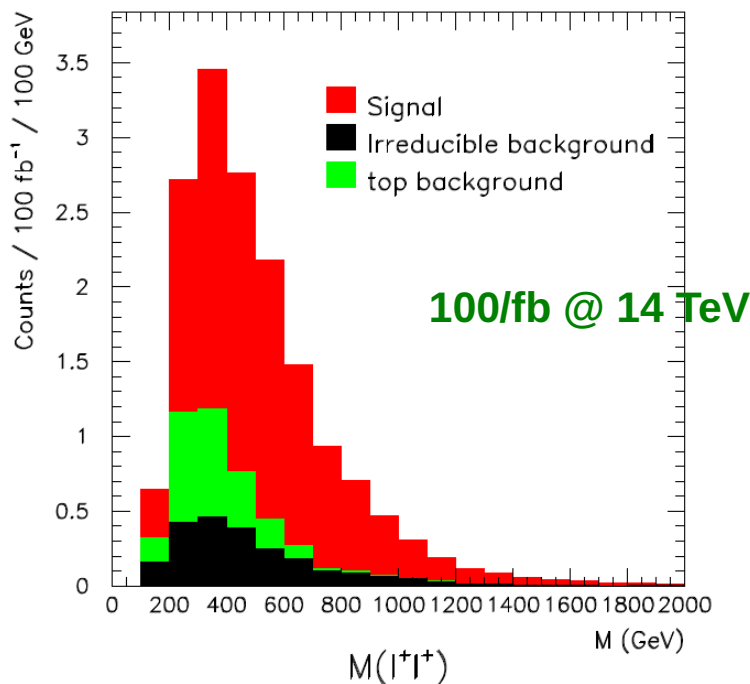
K. Doroba, J. Kalinowski, J. Kuczumski, S. Pokorski, J. Rosiek, MS, S. Tkaczyk,
Phys. Rev. D 86 (2012) 036011, arXiv:1201.2768v2 [hep-ph]

Komplet cięć:

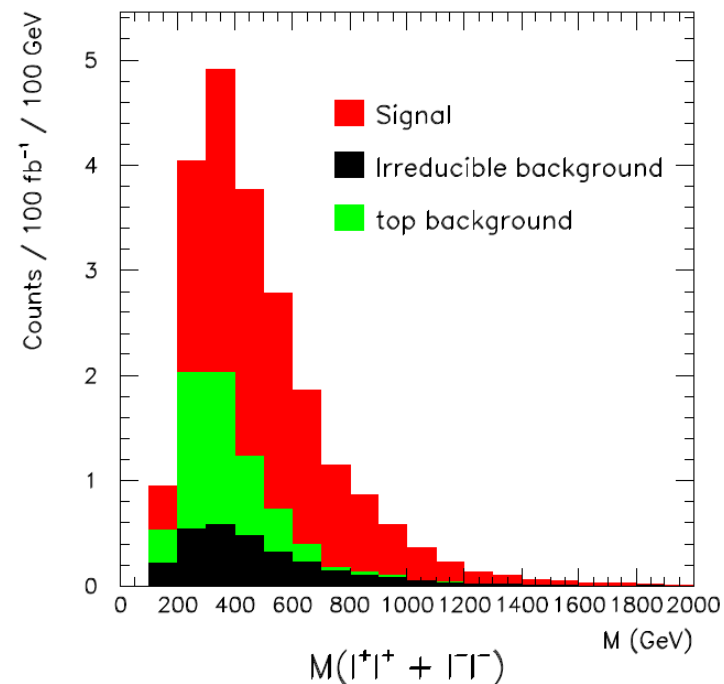
- * $2 < |\eta_j| < 5$
- * $\eta_{j1} \eta_{j2} < 0$
- * $M_{j1j2}, M_{j2j1} > 200 \text{ GeV}$
- * $M_{jj} > 500 \text{ GeV}$
- * $\Delta\phi_{ll} > 2.5$
- * $R_{pT} > 3.5$

Polepszenie S/B
o czynnik ~2

Samo W^+W^+
S/B = 12/4



$W^+W^+ + W^-W^-$
S/B = 14/6



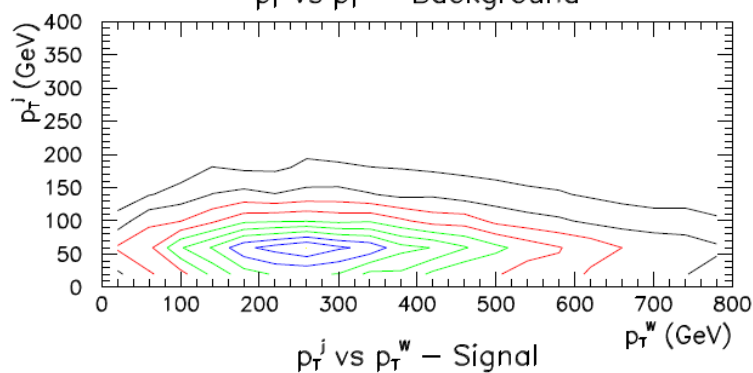
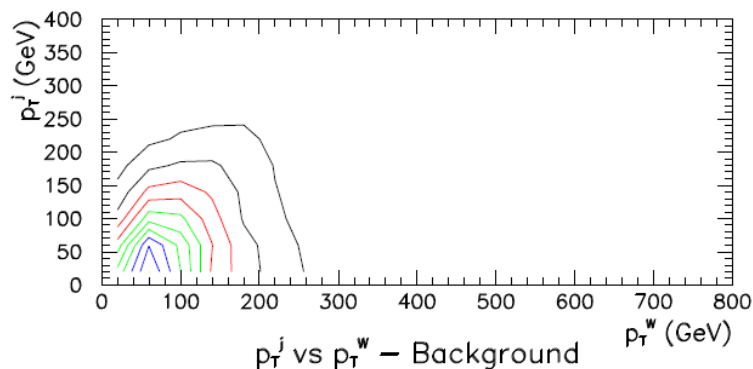
Sample	Initial σ	Generated events	Selected evts (I)	Selected evts (II)	Other reductions	Final σ (I)	Final σ (II)
$W_L^+W_L^+$ SM	7.6 fb	56485	534	523	0.0426	0.0031 fb	0.0030 fb
$W_L^+W_L^+$ No Higgs	16.7 fb	56666	11903	12313	0.0335 (I)/0.0329 (II)	0.1117 fb	0.1193 fb
Irr. background	104.5 fb	170183	1893	855	0.0426	0.0494 fb	0.0224 fb
$t\bar{t}$ background	-	15000000	1805	1318	0.00008	0.0225 fb	0.0171 fb

Sygnal = $W_L W_L$ No Higgs – $W_L W_L$ SM

“Other reductions”: tagowanie b, rekonstrukcja leptonów + pomiar znaku, granica unitarności (dla sygnału) i Br na leptony.

Kanał W^+W^-

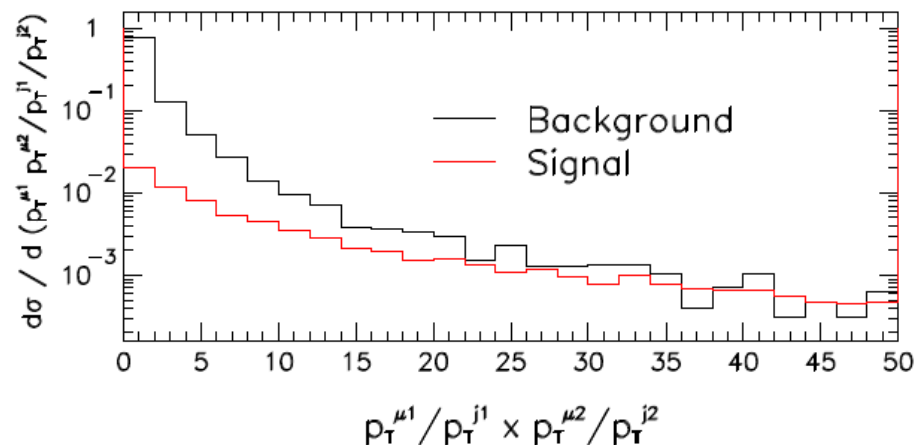
1. Dodatkowe wkłady do tła “nieredukowalnego” - zarówno EW, jak i (ogromne) EW/QCD
 - zupełnie inna charakterystyka kinematyczna tła,
 - dużo słabsza rozdzielczość sygnału od tła.



- * $2 < |\eta_j| < 5$
- * $M_{j1j2}, M_{j2j1} > 200$ GeV
- * $M_{jj} > 400$ GeV
- * central jet veto
- * $p_T^{l1} + p_T^{l2} > 300$ GeV
- * $\Delta\phi_{ll} > 2.5$
- * $\eta_{j1} \eta_{j2} < 0$
- * $\Delta R_{jl} > 0.4$
- * $M_{ll} > 300$ GeV

2. Tło “redukowalne” (top) wchodzi bezpośrednio
 - wymusza ostrzejsze kryteria selekcji.

Zmienna R_{pT} nie daje żadnej poprawy czułości do konwencjonalnej analizy typu event counting.



Po 100 fb^{-1} przy 14 TeV: $S/B = 12/49$

Skalowanie wyniku do realistycznego scenariusza typu SILH

Liczba przypadków sygnału spełniających zgrubne kryteria:

* $|\cos\Theta_{WW}| < 0.8$

* $M_{WW} > 300 \text{ GeV}$

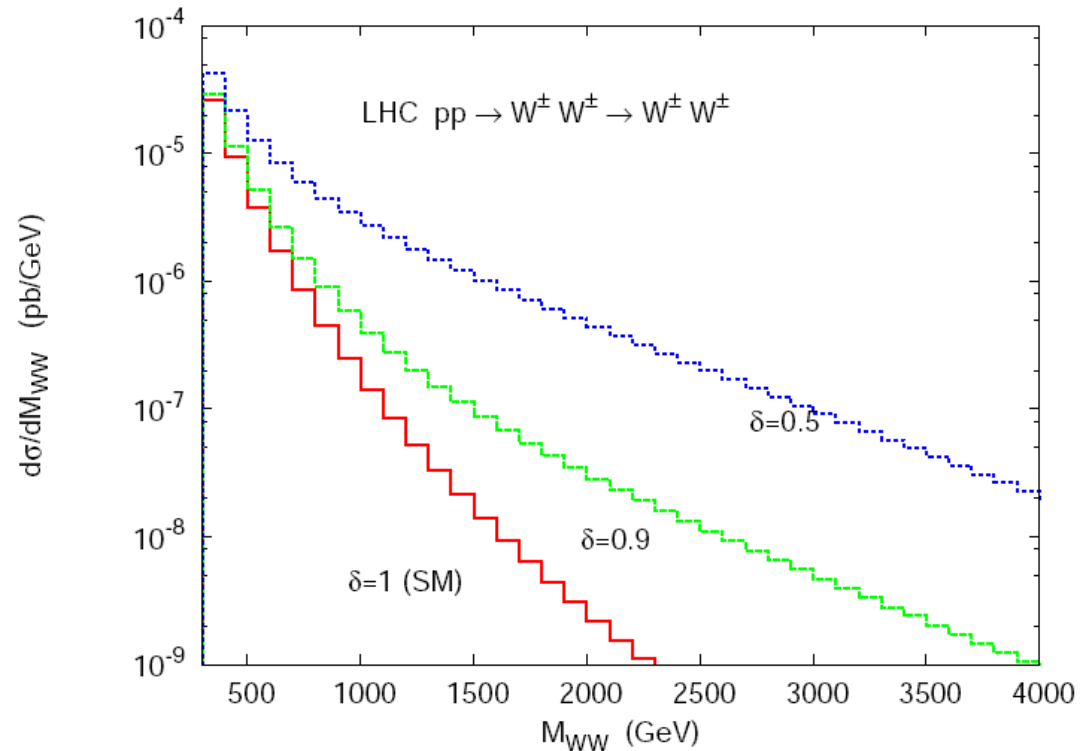
na 100 fb^{-1} danych przy 14 TeV
i przy założeniu rozpadów leptonowych

K_V	1 (SM)	0.95	0.7	0 (uni.)	0
W^+W^+	0	5	36	77	97
W^+W^-	0	<1	9	48	59
ZZ	0	<1	11	45	56

Realistyczna na chwilę obecną jest obserwacja nadwyżki w produkcji W^+W^+ na poziomie 1/2 (lub mniej) nadwyżki obliczonej dla przypadku no-Higgs z zachowaniem unitarności, biorąc np. $K_V=0.7$ ($\delta=0.5$).

W przypadku braku nowych rezonansów, w kanałach W^+W^- i ZZ trudno będzie zaobserwować cokolwiek przed LS2.

*K.Cheung, C.W.Chiang, T.Ch.Yuan,
Phys. Rev. D78 (2008) 051701*



Następny krok: pełna analiza kształtu

Metoda elementu macierzowego (MEM)

Prawdopodobieństwo zgodności obserwowanego rozkładu w przestrzeni pędów cząstek w stanie końcowym $\mathbf{p}_i^{\text{vis}}$ z rozkładem obliczonym z rachunku elementów macierzowych na podstawie modelu fizycznego zdefiniowanego poprzez zestaw parametrów α

$$\mathcal{P}(\mathbf{p}_i^{\text{vis}}|\alpha) = \frac{1}{\sigma_\alpha} \sum_{k,l} \int dx_1 dx_2 \frac{f_k(x_1) f_l(x_2)}{2s x_1 x_2} \left[\prod_{j \in \text{inv.}} \int \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j} \right] |\mathcal{M}_{kl}(p_i^{\text{vis}}, p_j; \alpha)|^2$$

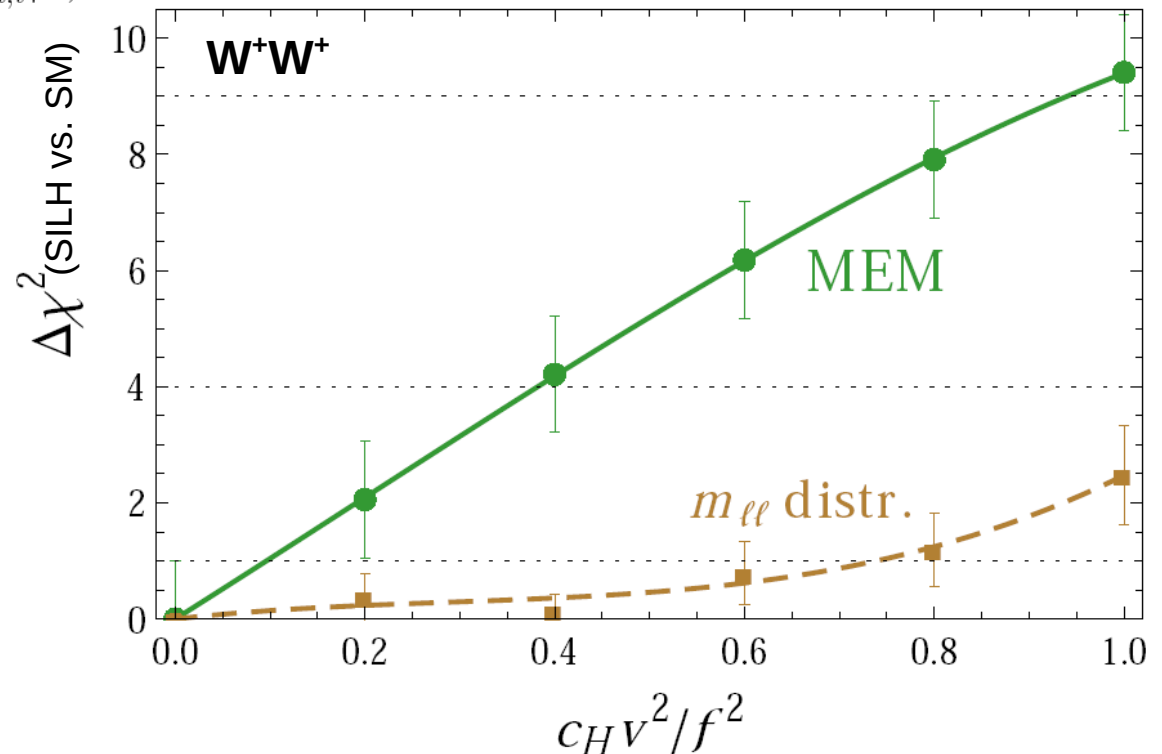
$$\chi^2 = -2 \ln(\mathcal{L}) = -2 \sum_{n=1}^N \ln \mathcal{P}(\mathbf{p}_{n,i}^{\text{vis}}|\alpha)$$

A. Freitas, J.S. Gainer, arXiv:1212.3598v1

Czułość metody określona jest poprzez $\Delta\chi^2$ pomiędzy różnymi modelami, tutaj: SILH vs. Model Standardowy.

Istotne zwiększenie czułości w stosunku do analizy z kształtu M_{II} (lub zwykłego zliczania przypadków)

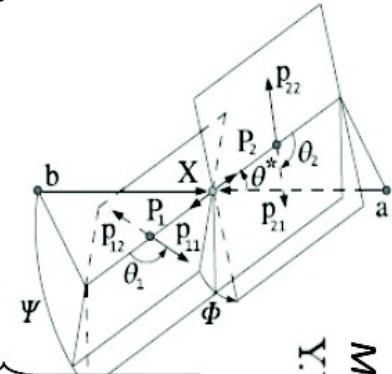
Konkluzja:
Kanał W^+W^+ daje możliwość istotnego ograniczenia przestrzeni parametrów w modelach 2HDM i SILH po mniej niż 200 fb^{-1} danych z LHC przy 14 TeV



pp → ZZ + 2j → 4ℓ + 2j

- * Główny wkład wnosi proces $W^+W^- \rightarrow ZZ$
- * Możliwość szczegółowej analizy kątowej wszystkich 4 leptonów w stanie końcowym - wyznaczenie spinu i parzystości ciężkiego rezonansu

Angular analysis (1)



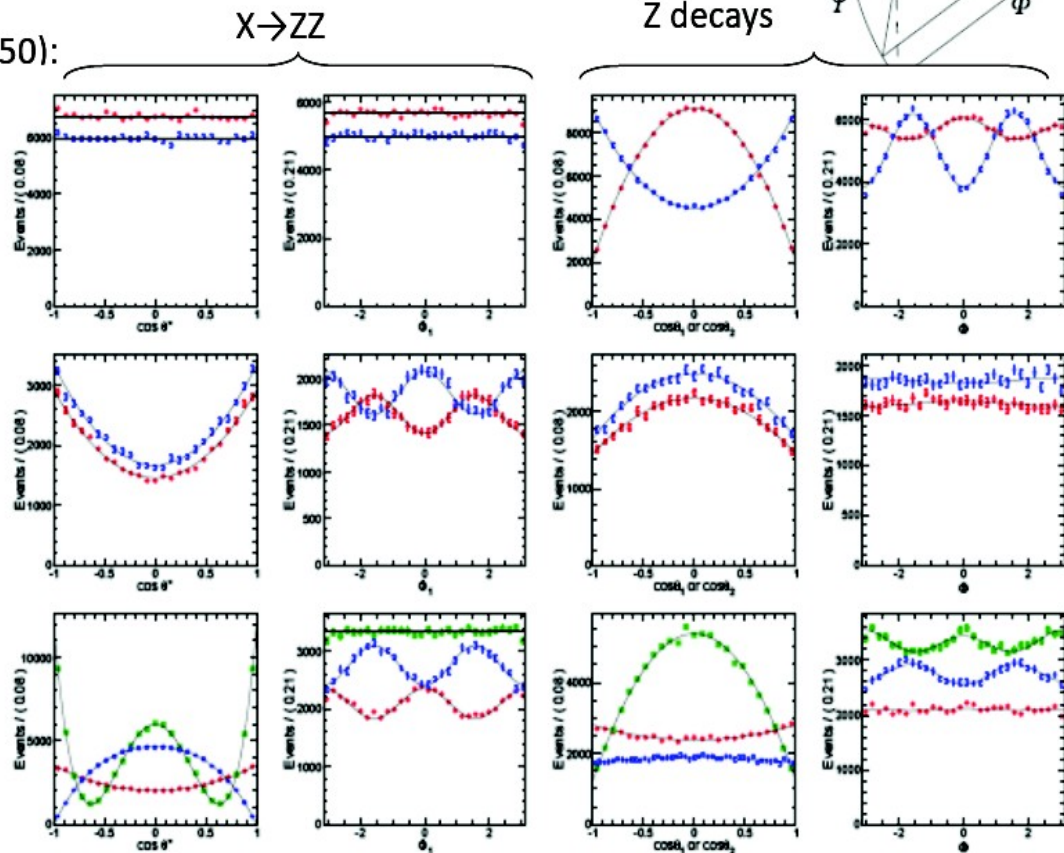
$X \rightarrow ZZ \rightarrow 4f$ decay kinematic fully defined by 5 angles

signal ($M_X = 250$):

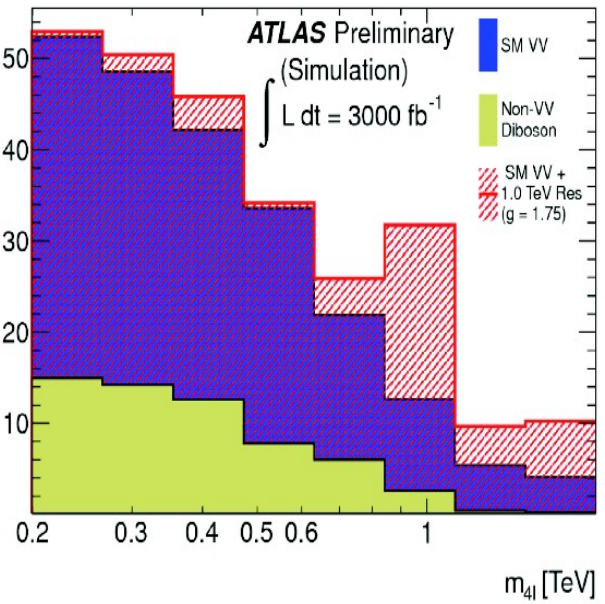
$0^+, 0^-$

$1^+, 1^-$

$2^+m, 2^+L, 2^-$



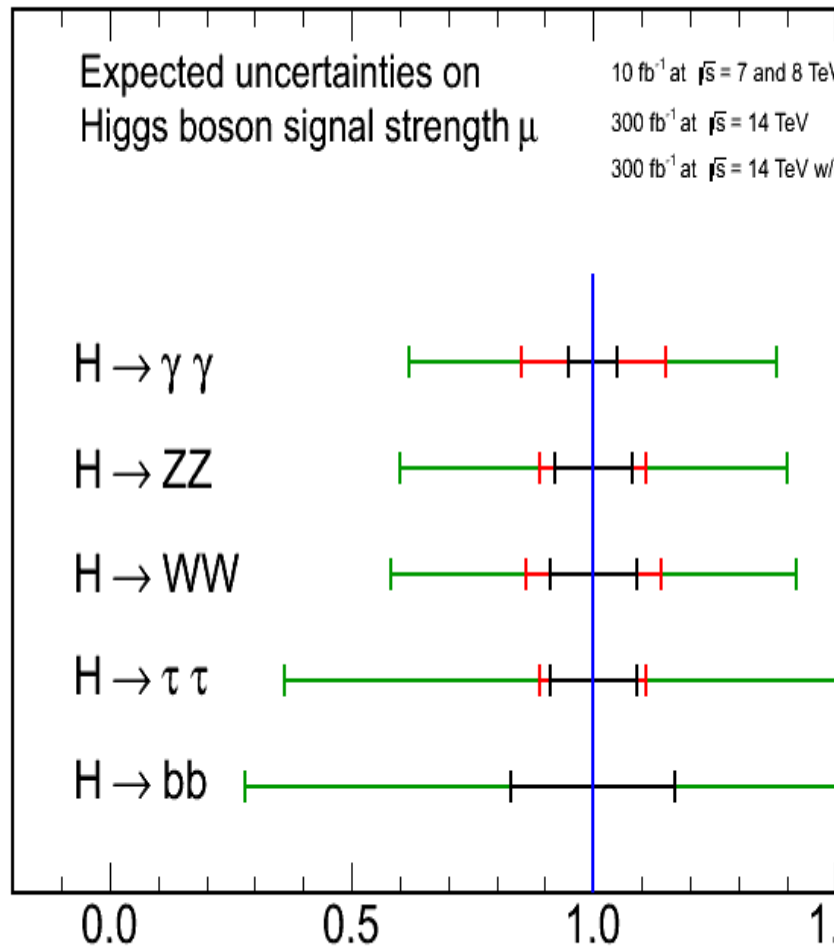
MC from Johns Hopkins
Y.Y. Gao et al., Phys. Rev. D 81, 075022 (2010).



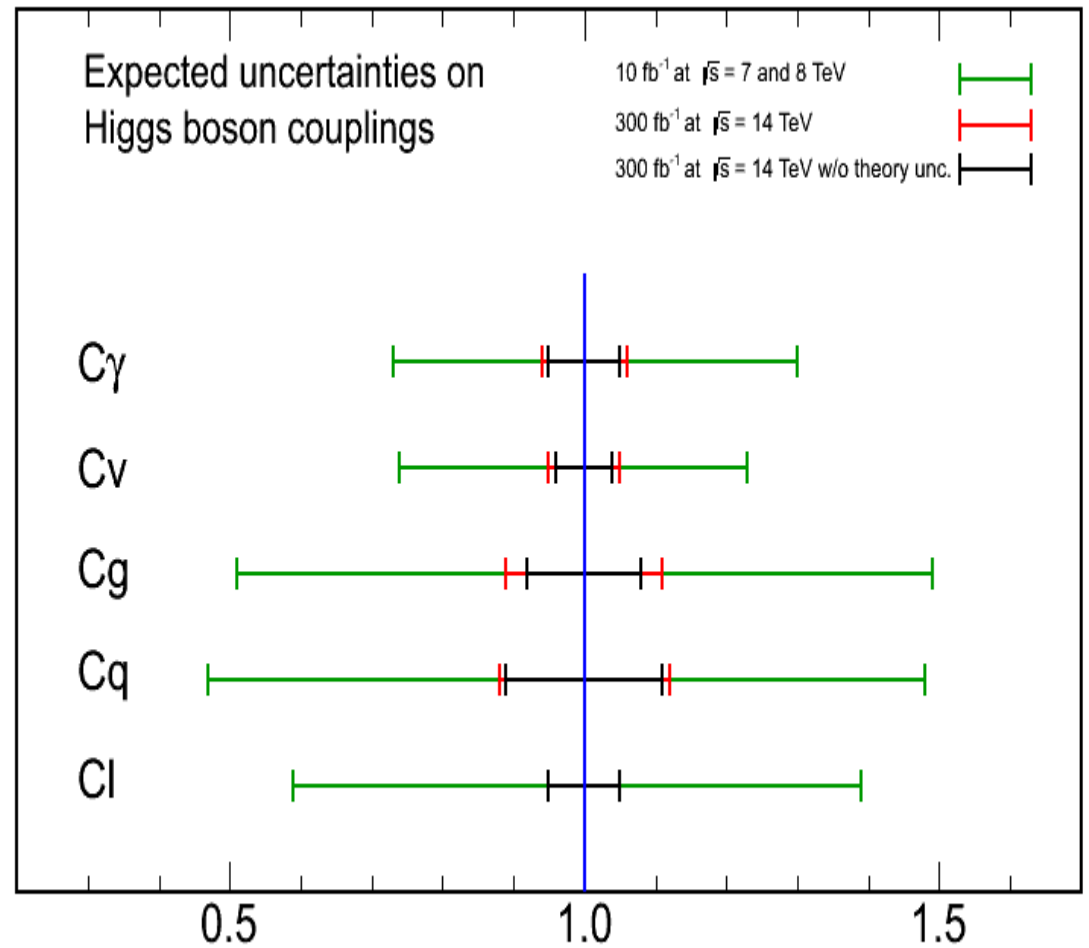
* Potrzeba bardzo dużej światłości (po LS2)

Projections of Higgs Boson measurements with 300/fb at 14 TeV

CMS Projection



CMS Projection



Konkluzje

- * Badanie rozpraszania VV jest badaniem sektora Higgsa.
- * Istnieje ścisły związek pomiędzy pomiarami sprzężeń higgsa a poszukiwaniem nadwyżki $V_L V_L$.
- * Istnienie lekkiego higgsa nie wyklucza częściowo silnego rozpraszania VV , którego najbardziej bezpośrednią sygnaturą może być mierzalna nadwyżka produkcji $V_L V_L$ przy wysokich energiach względem przewidywań Modelu Standardowego.
- * Nowe ciężkie rezonanse będą poszukiwane w procesie VBF w kanałach W^+W^- i ZZ - także pomiar spinu i parzystości; ten ostatni pomiar będzie jednak wymagał statystyki osiągalnej w LHC jedynie po LS2.
- * W przypadku braku obserwacji ciężkich rezonansów, kanał W^+W^- oferuje najlepsze perspektywy obserwacji odstępstw od Modelu Standardowego - wszystko, co obecnie wiemy, nie wyklucza możliwości obserwacji nadwyżki w kanale W^+W^- w LHC przy 14 TeV po zebraniu 300/fb danych (przed LS2).