

Как киральные векторные бозоны Z^*/W^* могут помочь объединению калибровочных констант в Стандартной модели. Их сигнатура.

М.В. Чижов^{1,2}, В.А. Бедняков¹

¹⁾ ОИЯИ

²⁾ Софийский университет

Бегущие “константы” связи

Стандартная модель основывается на калибровочной группе $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ с соответствующими константами связи

$$\mathbf{g}_3 = \mathbf{g}_s, \quad \mathbf{g}_2 = \mathbf{g} = \frac{e}{\sin \theta_W} \quad \text{и} \quad \mathbf{g}_1 = \sqrt{\frac{5}{3}} g' = \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{e}{\cos \theta_W}$$

Константа сильной связи $\alpha_s = g_3^2 / (4\pi)$:

$$\alpha_s^{-1}(Q) = \alpha_s^{-1}(M_Z) - \frac{b_3}{2\pi} \ln \frac{Q}{M_Z},$$

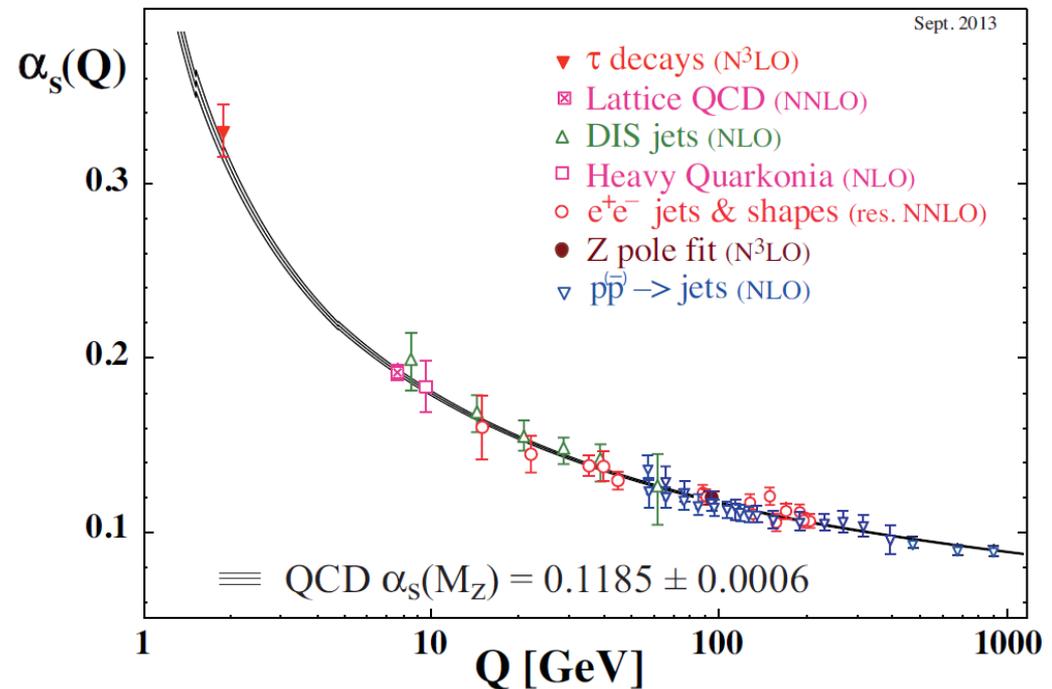
$$\text{где } b_3 = -\frac{11}{3} N_C + \frac{2}{3} N_q,$$

$N_C = 3$ число цветов,

N_q число кварков с $m_q < Q/2$.



22/09/2015



Эволюция калибровочных констант в Стандартной модели

$$\alpha_i^{-1}(\mu) = \alpha_i^{-1}(M_Z) - \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{\mu}{M_Z}$$

$$\hat{\alpha}(M_Z) = 1/127.940 \pm 0.014,$$

$$\sin^2 \hat{\theta}(M_Z) = 0.23126 \pm 0.00005,$$

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1185 \pm 0.0006.$$

$$\alpha_1^{-1}(M_Z) = \frac{3 \cos^2 \hat{\theta}(M_Z)}{5 \hat{\alpha}(M_Z)} = 59.012 \pm 0.014,$$

$$\alpha_2^{-1}(M_Z) = \frac{\sin^2 \hat{\theta}(M_Z)}{\hat{\alpha}(M_Z)} = 29.587 \pm 0.007,$$

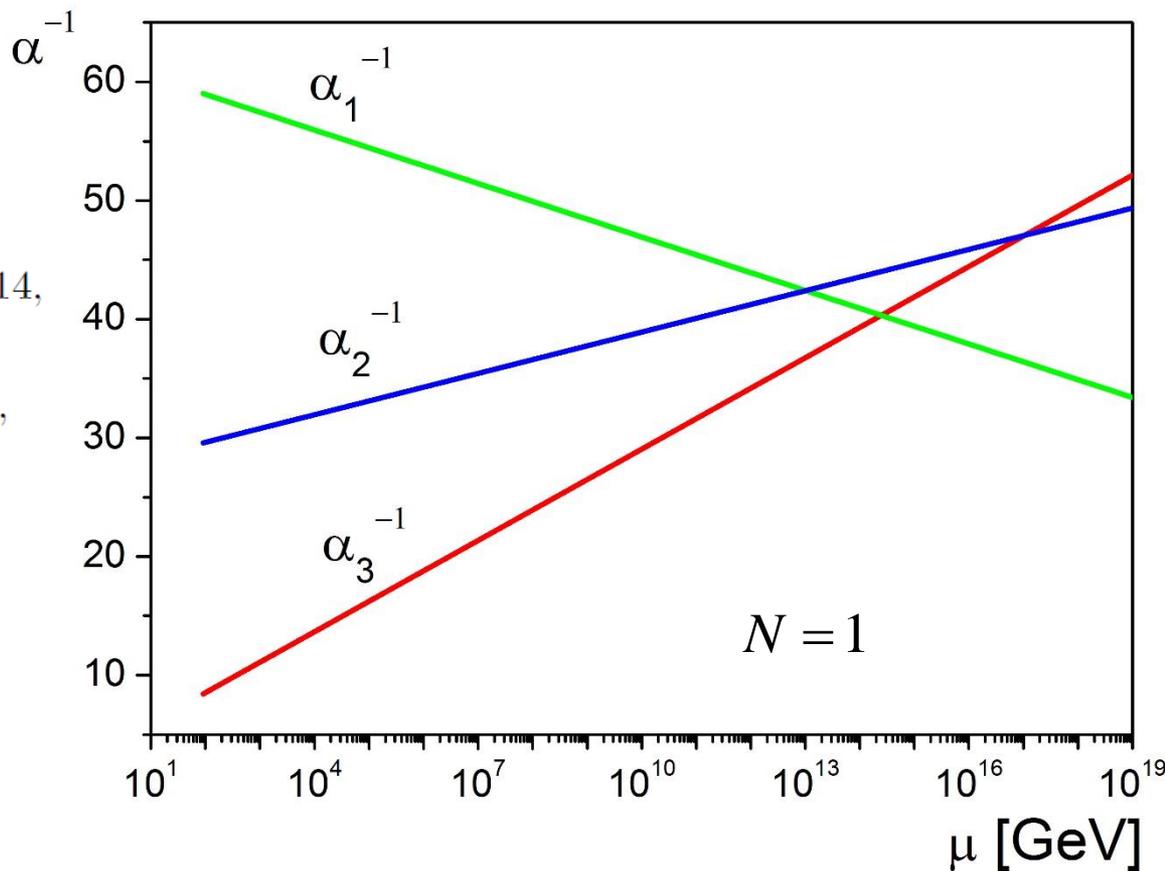
$$\alpha_3^{-1}(M_Z) = \alpha_s^{-1}(M_Z) = 8.439 \pm 0.043,$$

$$b_1 = 4 + \frac{N}{10},$$

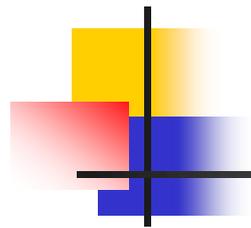
$$b_2 = -2 \frac{11}{3} + 4 + \frac{N}{6},$$

$$b_3 = -3 \frac{11}{3} + 4,$$

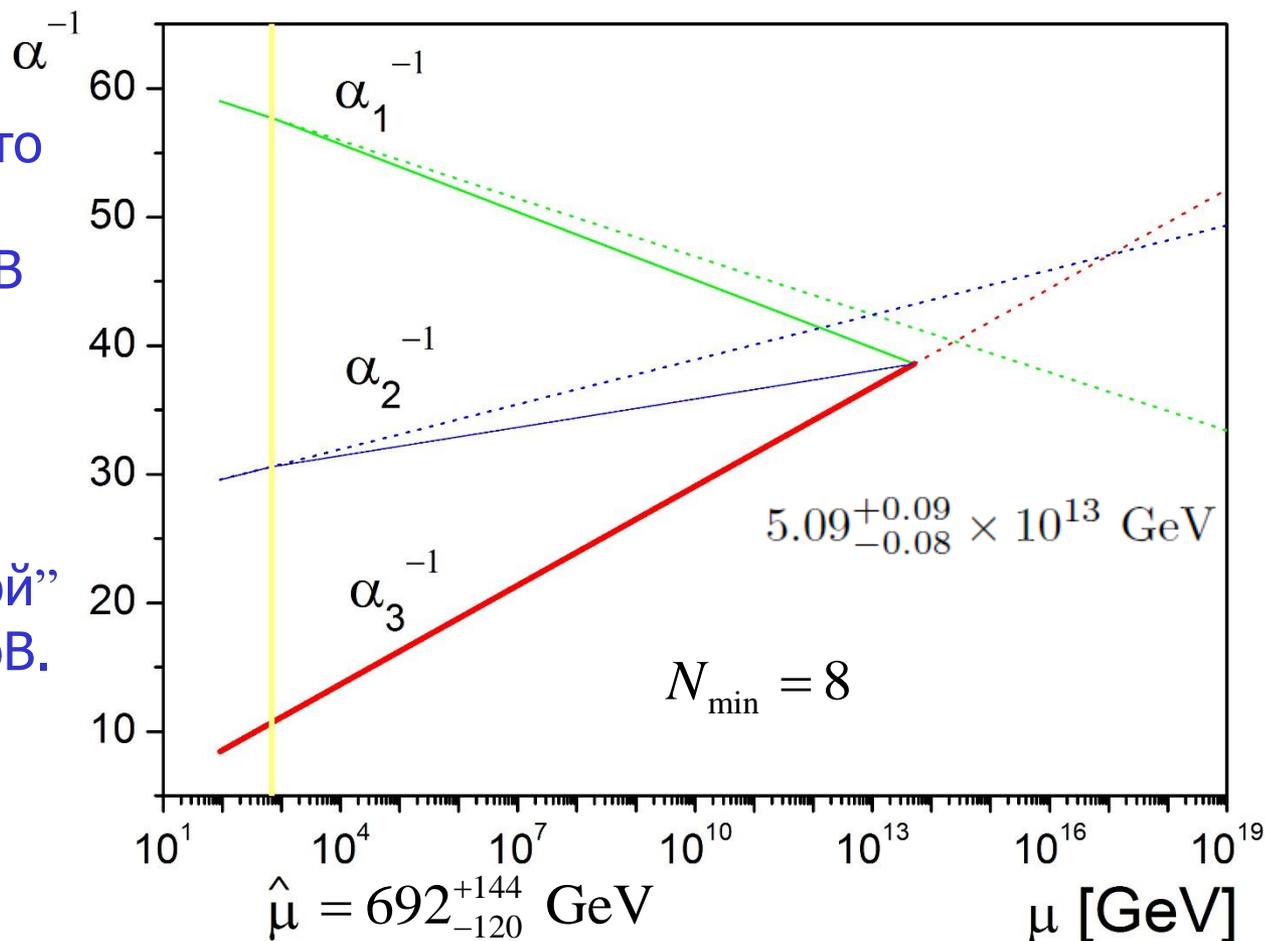
где N число дублетов Хиггса.

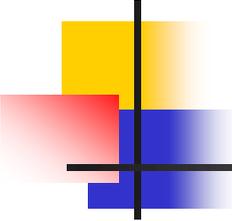


Объединение калибровочных констант в расширенной модели



Интересно отметить, что положение точки объединения 5×10^{13} ГэВ не зависит от числа дублетов. Кроме того, такой относительно небольшой масштаб приводит к “правильной” массе нейтрино ~ 0.6 эВ.





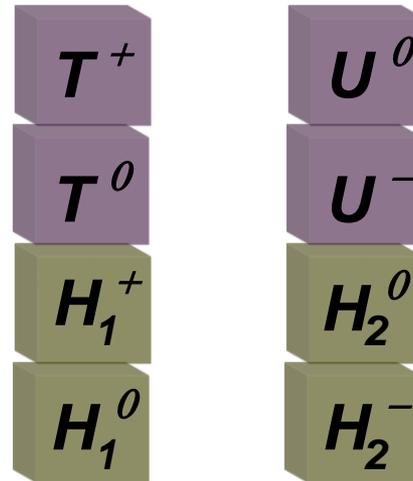
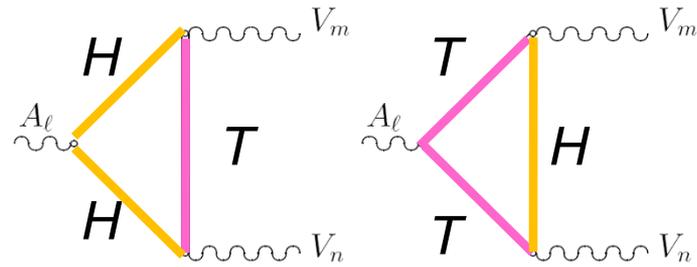
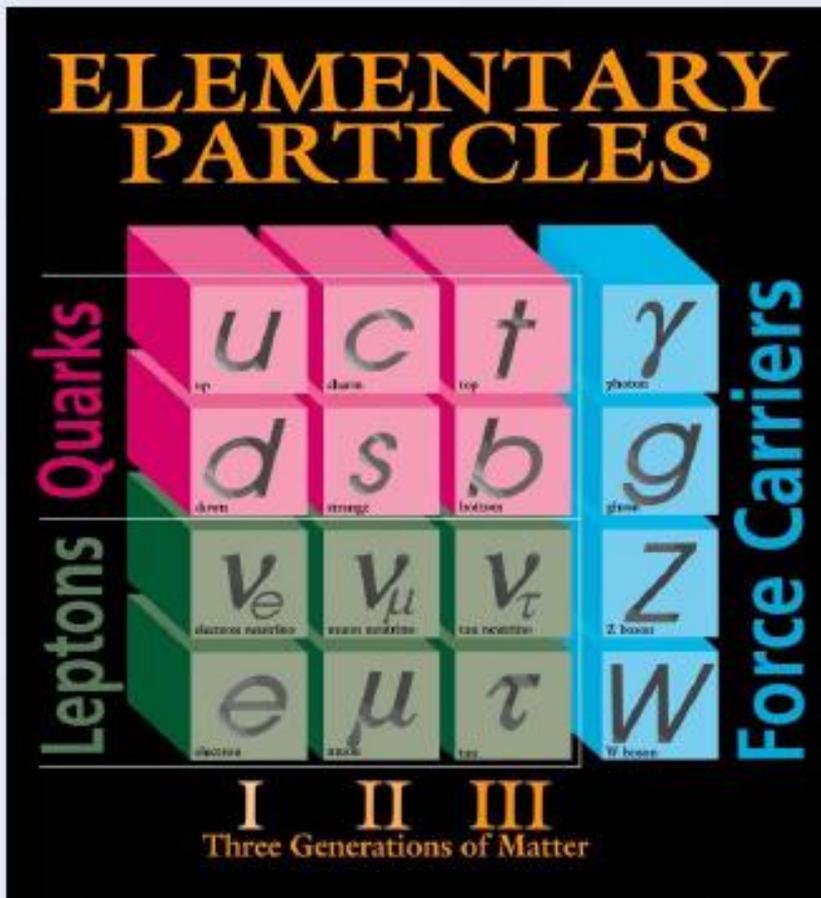
Семь дополнительных скалярных дублетов: это много?!

Другая интерпретация: роль скалярных степеней свободы могут играть векторные частицы. Мы знаем, например, что роль продольной компоненты калибровочного векторного поля играет скалярная частица. И наоборот, введение массивного векторного поля с тремя степенями свободы могло бы заменить три скалярных частицы. По крайней мере, в однопетлевом приближении их вклад в эволюцию калибровочных констант будет одинаков.

Таким образом, 8 скалярных дублетов могут быть заменены двумя скалярными и двумя векторными дублетами. Точно такой набор дублетов был предложен в моей работе более 20-летней давности.

Расширение стандартной модели

M. Chizhov, Mod. Phys. Lett. A **8** (1993) 2753



Эквивалентность на массовой поверхности

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{M} (\partial_\mu V_\nu^* - \partial_\nu V_\mu^*) - \frac{1}{2M} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (\partial_\alpha A_\beta^* - \partial_\beta A_\alpha^*)$$

6 = ↓ 3 + ↓ 3

$$V_\mu^* = \frac{1}{M} \partial_\nu T_{\mu\nu} \Rightarrow (\partial_\mu V_\mu^* \equiv 0); \quad A_\mu^* = \frac{\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}}{2M} \partial_\nu T_{\alpha\beta} \Rightarrow (\partial_\mu A_\mu^* \equiv 0)$$

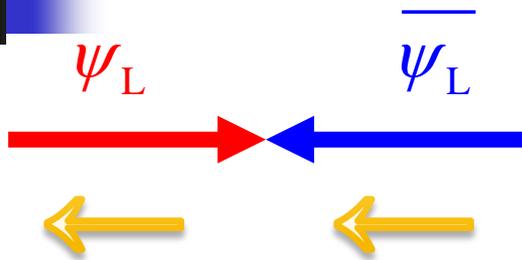
$$\frac{g}{2} \overline{\Psi}_R \sigma_{\mu\nu} \Psi_L \cdot (T_{\mu\nu} - \tilde{T}_{\mu\nu}) + \frac{g}{2} \overline{\Psi}_L \sigma_{\mu\nu} \Psi_R \cdot (T_{\mu\nu} + \tilde{T}_{\mu\nu}) =$$

$$= \frac{g}{M} \overline{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \Psi (\partial_\mu V_\nu^* - \partial_\nu V_\mu^*) + i \frac{g}{M} \overline{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 \Psi (\partial_\mu A_\nu^* - \partial_\nu A_\mu^*)$$

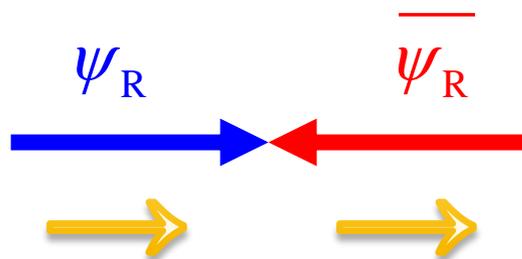
CP четный

CP нечетный

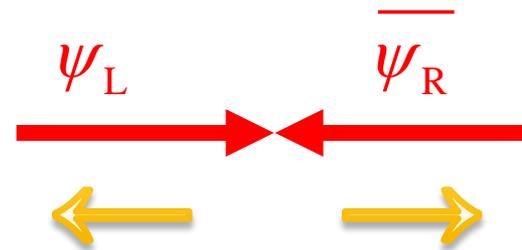
Минимальная и аномальная связь



$$\bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L \cdot (V_\mu - A_\mu)$$

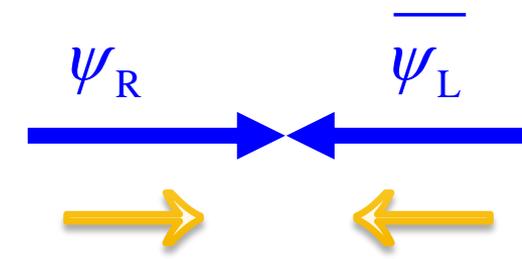


$$\bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_R \cdot (V_\mu + A_\mu)$$



$$\bar{\psi}_R \sigma^{\mu\nu} \psi_L \cdot (T_{\mu\nu} - \tilde{T}_{\mu\nu}) \Rightarrow$$

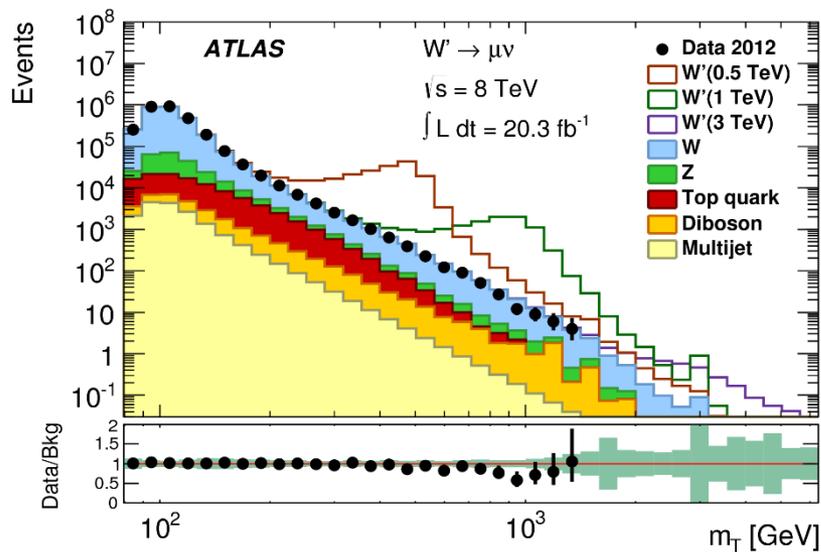
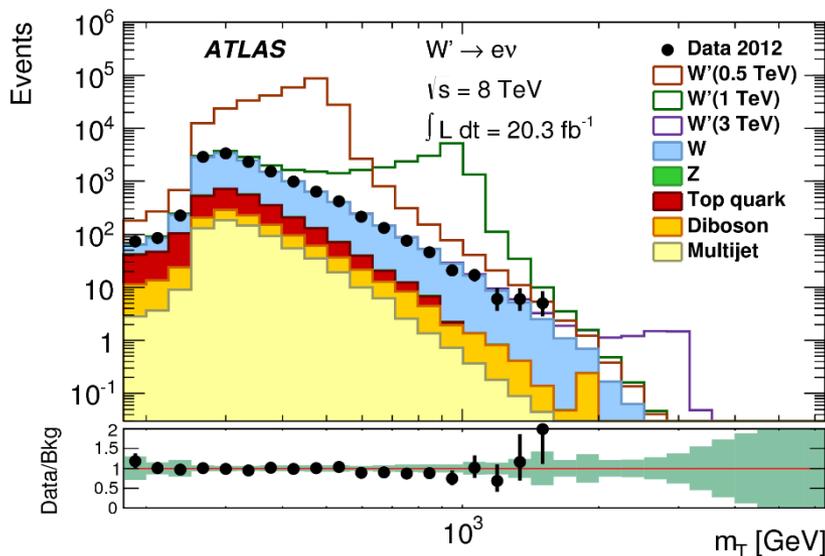
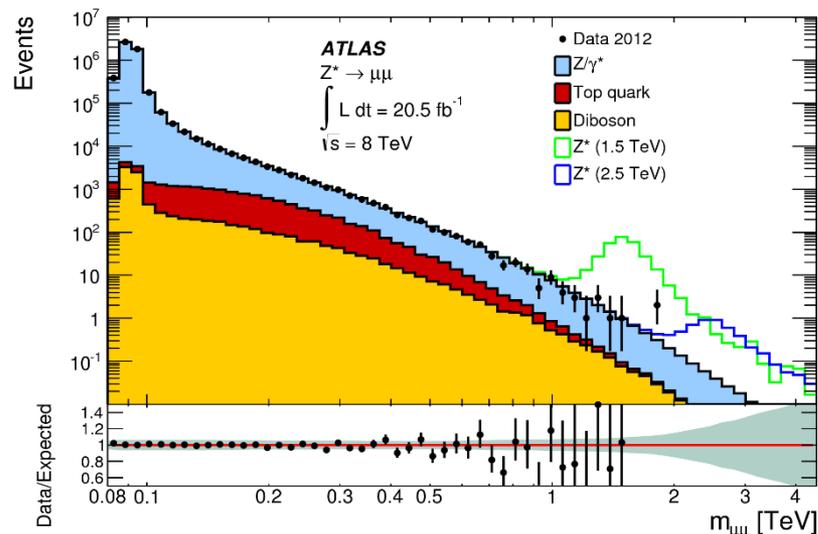
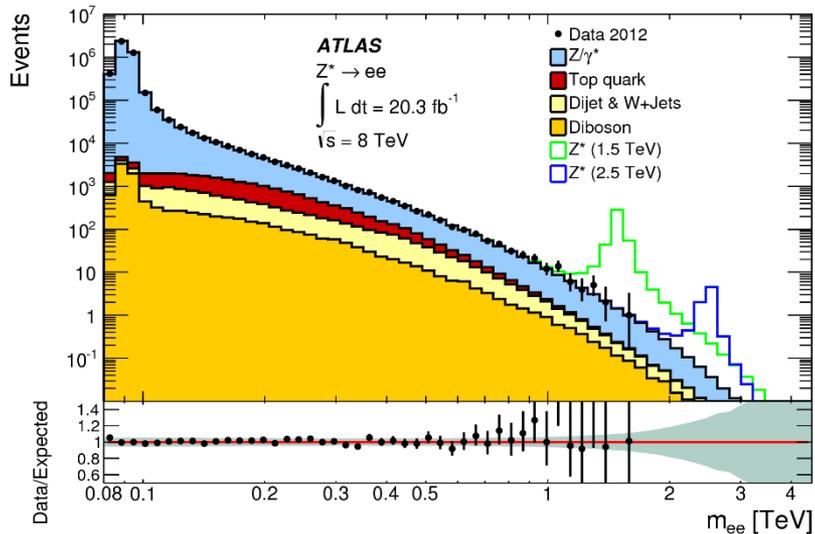
$$\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi \cdot (\partial_\mu V_\nu^* - \partial_\nu V_\mu^*)$$

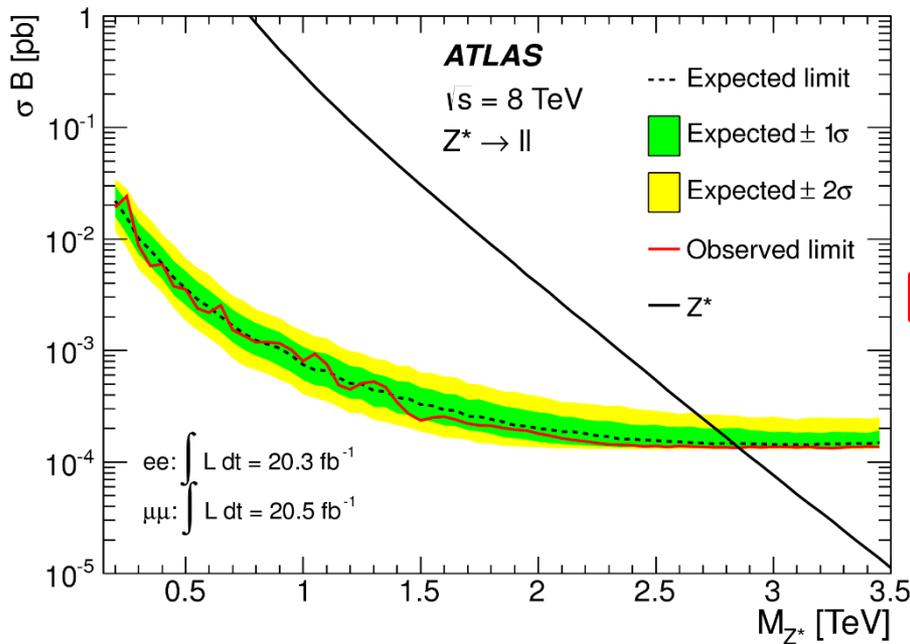
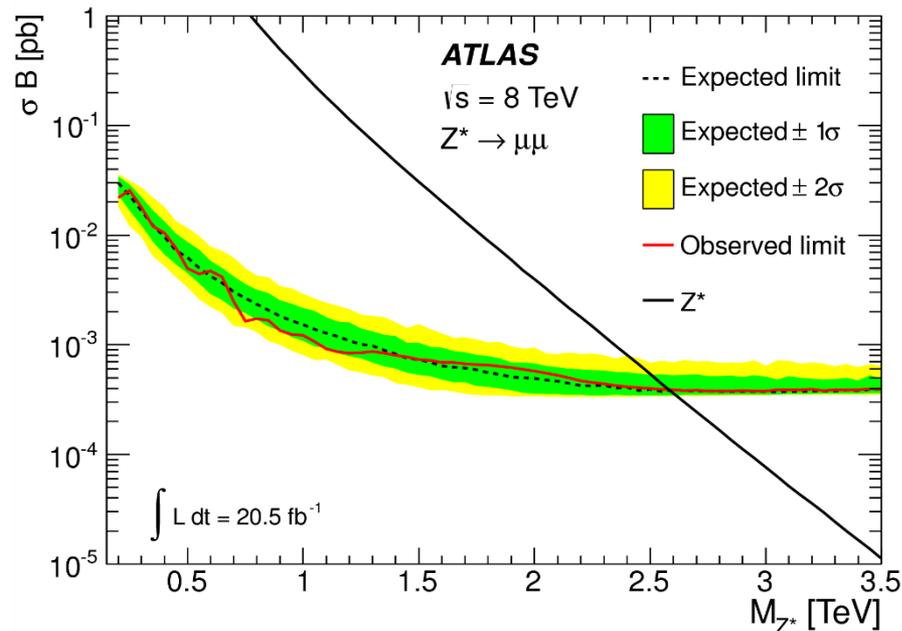
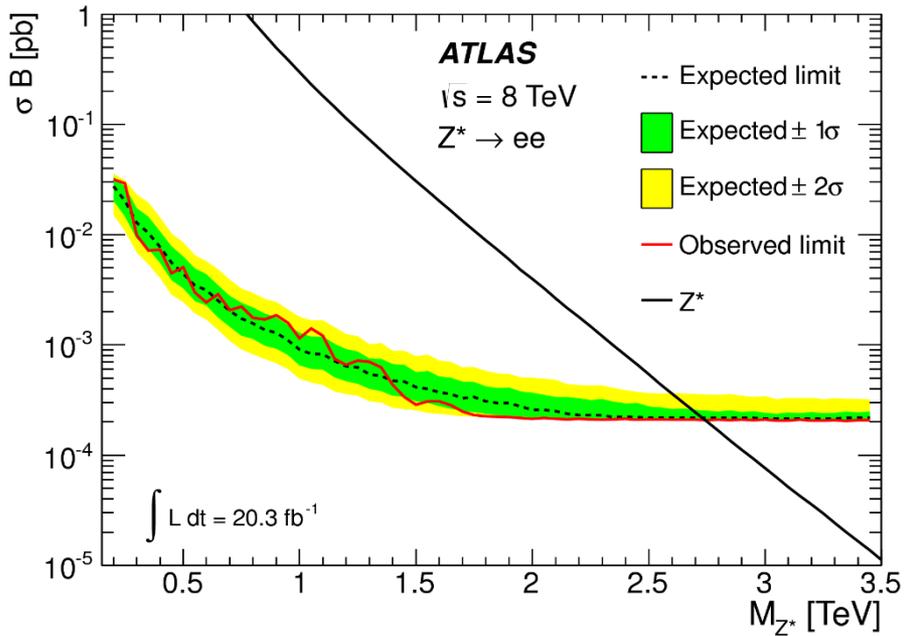


$$\bar{\psi}_L \sigma^{\mu\nu} \psi_R \cdot (T_{\mu\nu} + \tilde{T}_{\mu\nu}) \Rightarrow$$

$$i \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 \psi \cdot (\partial_\mu A_\nu^* - \partial_\nu A_\mu^*)_8$$

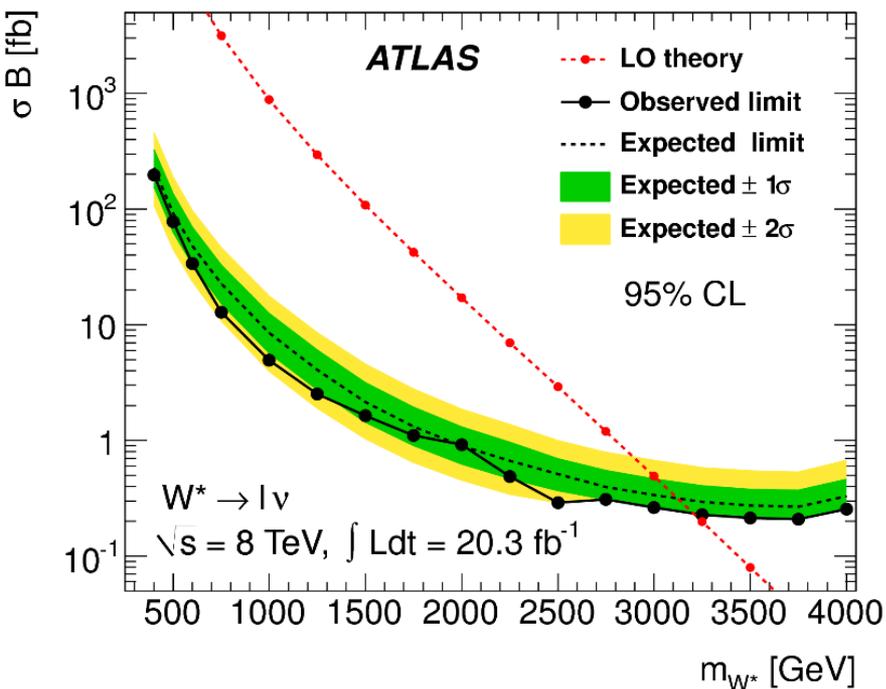
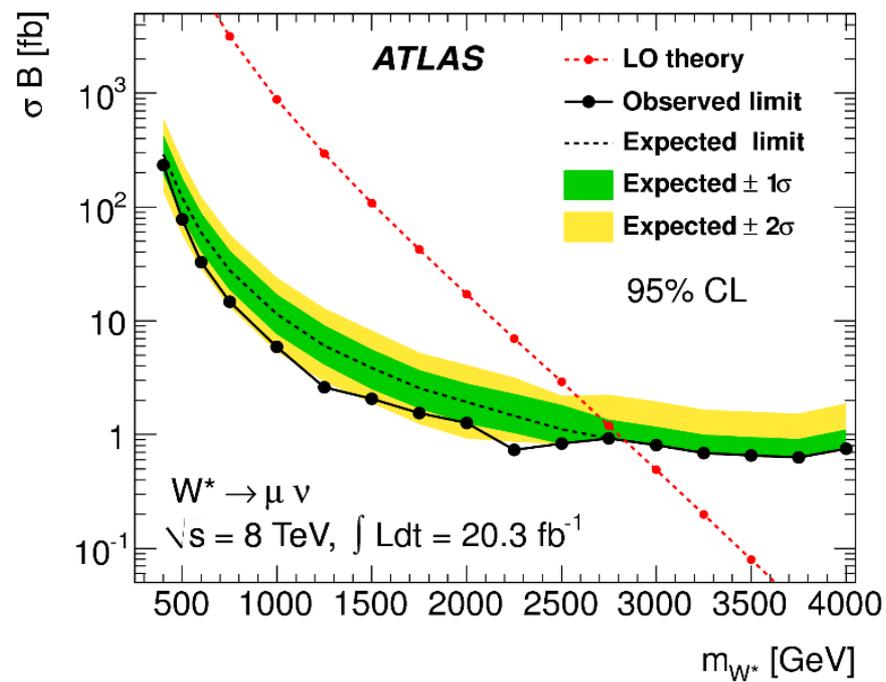
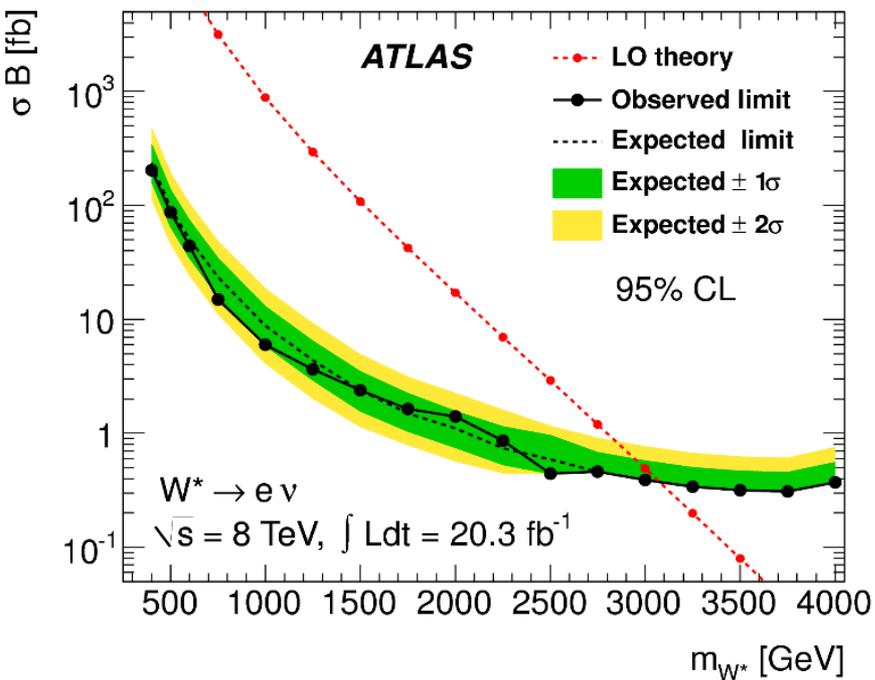
Поиск новых Z^*/W^* бозонов на LHC





Model	Width [%]	Observed limit [TeV]	Expected limit [TeV]
Z'_{SSM}	3.0	2.90	2.87
Z'_γ	1.2	2.62	2.60
$Z'_{\gamma\gamma}$	0.5	2.51	2.46
Z^*	3.4	2.85	2.82

The ATLAS Collaboration "Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s}=8 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector", Physical Review D **90** (2014) 052005



Decay	$m_{W'}$ [TeV]		m_{W^*} [TeV]	
	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.
$e\nu$	3.13	3.13	3.08	3.08
$\mu\nu$	2.97	2.97	2.83	2.83
Both	3.17	3.24	3.12	3.21

The ATLAS Collaboration "Search new particles in events with one lepton and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector", JHEP **09** (2014) 037

Альтернатива универсальности

При поиске новых бозонов мы предполагали одинаковость их взаимодействий с разными поколениями и лептон-кварковую универсальность. Мы искали их рождение и распад в наиболее чистых каналах на ЛНС: дрелл-яновских процессах. Это предположение, может быть, и приемлемо для калибровочных Z'/W' бозонов, но не выглядит убедительно для новых векторных дублетов, которые похожи на хиггсовские.

$$\begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} W_{\mu}^{*+} \\ Z_{\mu}^* \end{pmatrix}$$

Расширение стандартной модели

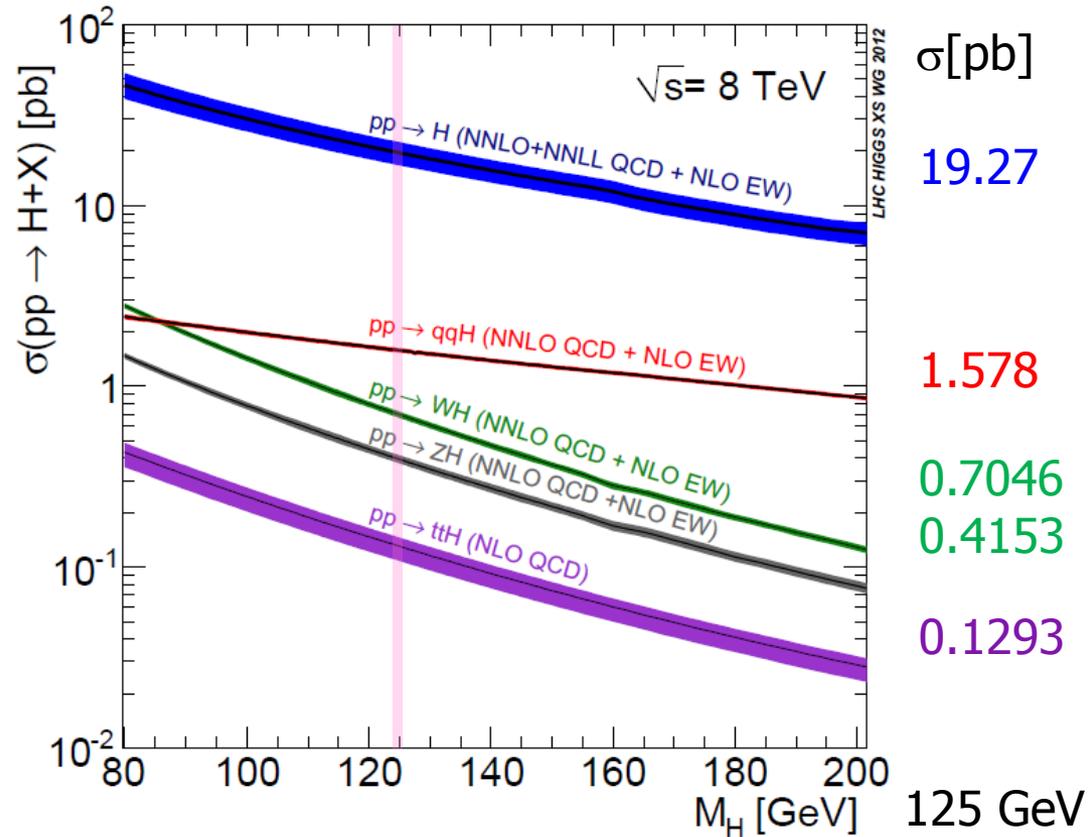
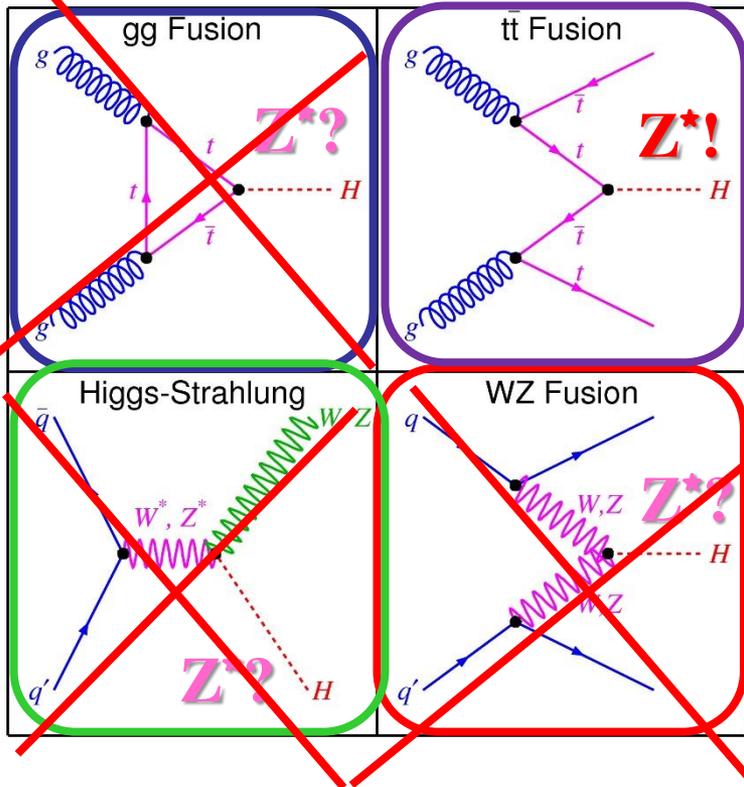
$$\mathcal{L}^* = \frac{g^*}{M_{W^*}} (\partial_\mu W_\nu^{*-} \bar{b}_L \sigma^{\mu\nu} t_R + \partial_\mu W_\nu^{*+} \bar{t}_R \sigma^{\mu\nu} b_L) \\ + \frac{g^*}{\sqrt{2}M_{Z^*}} (\partial_\mu \text{Re } Z_\nu^* \bar{t} \sigma^{\mu\nu} t + i\partial_\mu \text{Im } Z_\nu^* \bar{t} \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 t)$$

CP четный

CP нечетный

Рождение Хиггса и новых бозонов на LHC

<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>



Сигнатура поиска нейтральных Z^* бозонов

Нейтральный Z^* бозон взаимодействует наиболее сильно с топ кварками. Поэтому он будет рождаться в основном при аннигиляции топ кварков и распадаться в них. Однако при энергии ЛНС протоны практически не содержат топ кварки и единственный механизм их появления это расщепление глюонов: $gg \rightarrow t\bar{t} Z^* \rightarrow t\bar{t} t\bar{t}$

$$(\sigma_{t\bar{t}t\bar{t}}^{\text{SM}} \approx 1 \text{ fb @ } \sqrt{s} = 8 \text{ TeV})$$

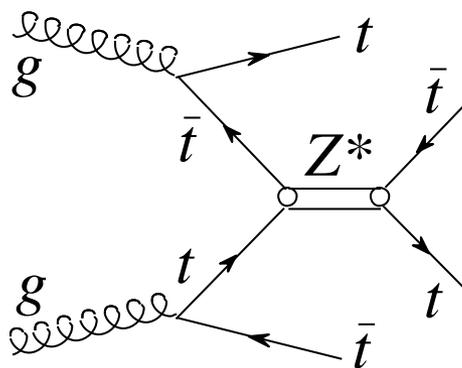
$t \rightarrow bW$, $W \rightarrow \ell\nu$ ($3 \times 10\%$), $\tau \rightarrow \ell\nu\nu$ ($2 \times 20\%$)
 $\rightarrow q\bar{q}$ (70%)

1 лептон (e, μ) + jets: $\approx 41\%$

0 лептонов: $\approx 30\%$

2 лептона: $\approx 22\%$

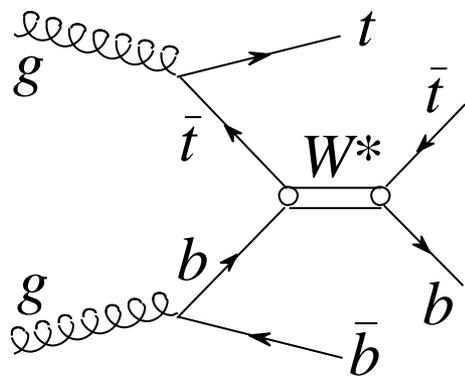
3-4 лептона: $\approx 6\%$



Сигнатура поиска заряженных W^* бозонов (1)

Заряженный W^* бозон взаимодействует наиболее сильно с топ и боттом кварками. Поэтому он будет в основном рождаться при аннигиляции топ и боттом кварков и распадаться в них.

Первый процесс аналогичен рождению нейтральных Z^* бозонов: $gg \rightarrow t\bar{b} W^{*-} \rightarrow t\bar{t} b\bar{b}$



Конечное состояние такое же как при рождении Хиггса, но кинематика совсем другая.

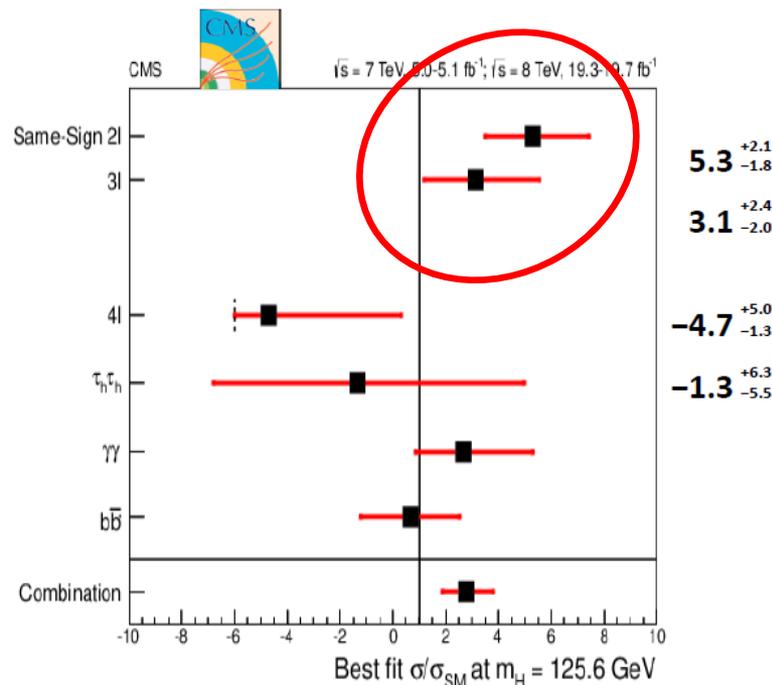
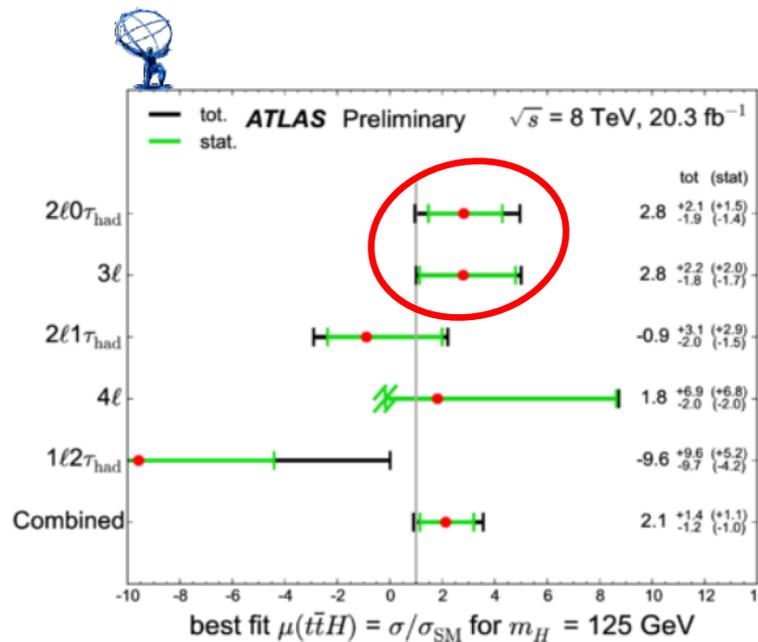
ttH Results in Leptonic Channels from ATLAS and CMS

by Dr. Djamel Eddine Boumediene (Univ. Blaise Pascal Clermont-Fe. II (FR)), Giovanni Petrucciani (CERN)

Thursday, 30 April 2015 from 11:00 to 12:00 (Europe/Zurich)
at CERN (4-2-011 - TH common room)

Description The new ATLAS search for ttH associated production with multi-lepton final states will be presented. The search targets Higgs boson decays to WW, ZZ and $\tau\tau$, and relies on final states with two same-sign, three or four leptons, and includes final states with hadronically decaying taus. The earlier CMS analysis targetting the same final state will also be discussed and similarities and differences between the two analyses will be highlighted.

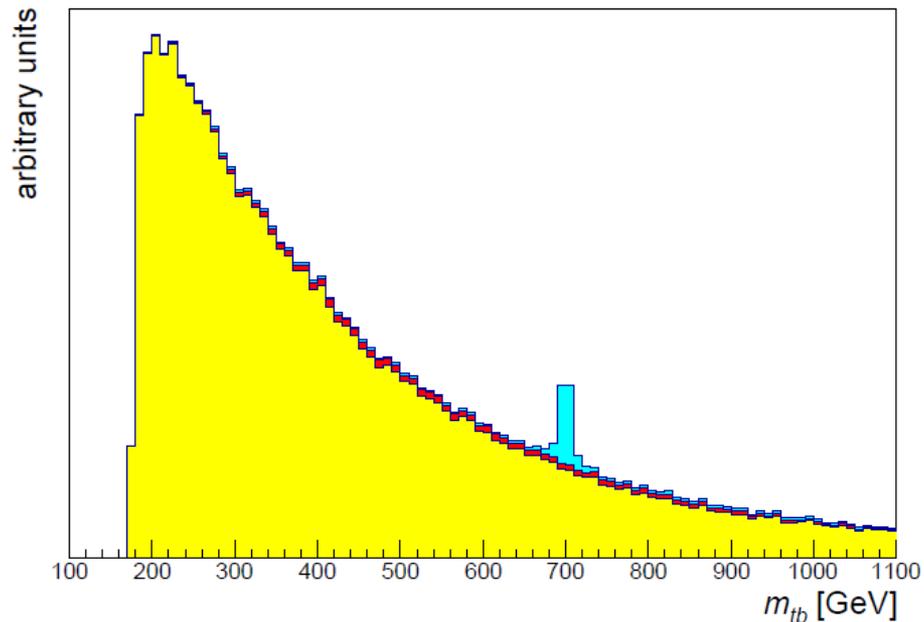
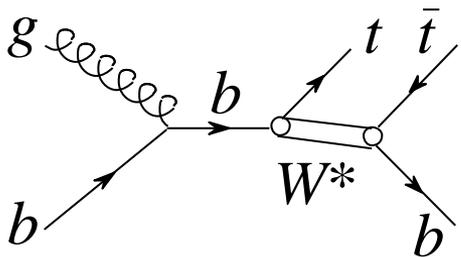
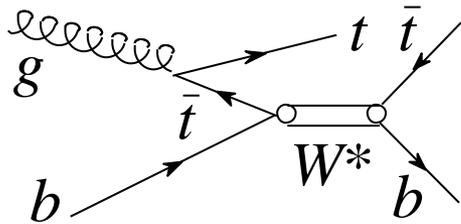
- [ATLAS Result](#)
- [CMS Result](#)
- [Slides](#)

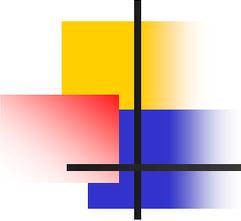


$\mu(2\ell+3\ell+4\ell) = 3.9^{+1.7}/_{-1.4}$

Сигнатура поиска заряженных W^* бозонов (2)

Второй процесс, когда боттом кварк берется из протона, имеет более простое конечное состояние: $gb \rightarrow tW^{*-} \rightarrow tb\bar{t}$
это пока неисследованная сигнатура.





Заключение

С повышением энергии протонов глюонные светимости резко возрастают. Поэтому рассмотренные процессы могут иметь на порядок большие сечения во втором сеансе LHC.