

# Лекция 5

Единая теория электрослабых  
взаимодействий

Стандартная модель

# Калибровочная теория электрослабых взаимодействий

Слабые взаимодействия отвечают за распады нейтрона, пиона и мюона:

Распад	Время жизни
$n \rightarrow p e^- \tilde{\nu}_e$	$t_n = 920 \text{ с}$
$\pi^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu$	$t_{\pi^-} = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$
$\mu^- \rightarrow e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu$	$t_{\mu^-} = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$

Тогда как

$\Delta \rightarrow p \pi$	$t_\Delta \cong 10^{-23} \text{ с}$	сильное взаимодействие
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$t_{\pi^0} \cong 10^{-16} \text{ с}$	электромагнитное

# Токи в электромагнитных (ЭМ) и слабых (С) взаимодействиях

ЭМ взаимодействие можно описать как взаимодействие ЭМ тока с фотонами.

Слабое взаимодействие можно рассмотреть как взаимодействие слабого тока с  $W^+$ ,  $W^-$  и  $Z^0$  – бозонами.

Заряженные токи испускают и поглощают  $W^+$ ,  $W^-$ -бозоны;

Нейтральные -  $Z^0$  – бозоны:  $e\bar{e}$ ,  $\tilde{\nu}_\mu \nu_\mu$ ,  $\mu\bar{\mu}$  и т.д., где



Входящие и выходящие частицы одинаковы.

# Токи в слабых взаимодействиях



# Токи в слабых взаимодействиях

Лептоны входят в заряженный ток симметрично,

Кварковый заряженный ток содержит верхние кварки –  $u, c, t$  и ортонормированные комбинации  $d, s, b$  – кварков.

Девять коэффициентов, описывающих эти комбинации составляют унитарную матрицу СКМ  $3 \times 3$

# Единая электрослабая модель как компонент Стандартной модели

Стандартная модель успешно описывает взаимодействия элементарных частиц материи на расстояниях до  $10^{-18}$  м и при достижимых на данное время энергиях ( $\sim 200$  ГэВ).

СМ есть квантовая теория поля для взаимодействий точечных фермионов со спином  $\frac{1}{2}$  через обмен калибровочными бозонами со спином 1. Эти бозоны являются следствием локальной калибровочной инвариантности применительно к фермионным полям и следствием групп симметрии  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

Фундаментальными фермионами служат лептоны и кварки. Левые компоненты полей дублеты и соответствуют  $SU(2)$  группе симметрии, Правые – синглеты.

Существует три поколения фермионов, различающихся лишь по массе. Источник этой симметрии и ее нарушения неизвестны.

# Единая электрослабая модель как компонент Стандартной модели

Состав поколений:

$$\begin{array}{ccccccc}
 \nu_e & u & \nu_\mu & c & \nu_\tau & t & \rightarrow (\nu_l)_L, (q_u)_L, l^-_R, q_{uR}, q_{dR} \\
 e^- & d' & \mu^- & s' & \tau^- & b' & (l)_L, (q_d)_L
 \end{array}$$

+ соответствующие античастицы

Смешивание кварковых состояний определяется СКМ матрицей, но не объясняется в Стандартной модели

Электрослабые взаимодействия соответствуют группе  $SU(2) \times U(1)$ . Ее спонтанное нарушение обеспечивается существованием поля Хиггса, или бозоном Хиггса  $H^0$ . Появляются массивные  $W^\pm$  и  $Z^0$ , но безмассовый фотон.

$SU(3)$  соответствует квантовой хромодинамике как теории сильных взаимодействия, взаимодействия переносятся восемью цветными глюонами, обладающими также самодействием. Константа взаимодействия  $\alpha_s$  мала при малых переданных импульсах и обеспечивает конфайнмент кварков внутри бесцветных адронов. Высвобождение кварка из адрона приводит к образованию струи адронов, образующихся за счет образования кварк-антикварковых пар и глюонов.



# Стандартная модель

Имеет 19 параметров ( в простейшем варианте): три константы связи калибровочной теории  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ , три лептонных и 6 кварковых масс, масса  $Z$ -бозона, определяющая шкалу слабого взаимодействия, 4 параметра СКМ матрицы. Все эти параметры известны с разными погрешностями.

Из двух оставшихся один отвечает  $CP$  нарушению за счет сильных взаимодействий и должен быть очень мал. Последний ассоциируется с механизмом нарушения электрослабой симметрии  $SU(2) \times U(1)$  до  $U(1)_{EM}$  и соответствует массе хиггсовского бозона, пока не открытого. Его константы связи определяются через его массу, которую следует найти в эксперименте.



# Механизм хиггса

Прямые свидетельства за или против простейшего механизма хиггса для нарушения электрослабой симметрии отсутствуют, нет указаний на его массу внутри модели, есть лишь некоторые ограничения. Если масса Хиггса 160-170 ГэВ, СМ перенормируема вплоть до массы Планка  $\sim 10^{19}$  ГэВ, для иных масс нужно ожидать появления новой физики в области до массы Планка.

Для больших  $m_H$  увеличиваются константы связи. Т.е. Н-бозон должен иметь массу менее 800 ГэВ, или динамика  $WW$  и  $ZZ$  взаимодействия должна обнаружить новую структуру. Это определяет энергетическую шкалу, где предстоит выяснить механизм, или природу нарушения электрослабой симметрии.

# Бозон Хиггса

Существование единственного скалярного Хиггс –бозона нежелательно для многих теорий.

Является ли СМ частью более общей теории с большей массовой шкалой? Должен ответить эксперимент в ТэВ-ной области энергий.

Суперсимметрия пока не подтверждается экспериментом, но это единственный механизм, позволяющий включить гравитацию в квантовую теорию взаимодействий частиц.

Модели суперсимметрии постулируют существование суперпартнеров для всех существующих частиц: бозонные суперпартнеры фермионов – скварки и слептоны, фермионные суперпартнеры бозонов – глюино и gauginos. Появляется несколько Хиггсов –  $h$ ,  $H$ ,  $A$ ,  $H^\pm$ . Массы их также неизвестны.

Модель техницвета, например, предусматривает динамическое нарушение симметрии.

# Новая физика

Существует много иных возможностей для новой физики, не связанных с шкалой нарушения электрослабой симметрии. Это могут быть новые нейтральные или заряженные калибровочные бозоны с массой, превышающей массы  $W$  и  $Z$ ; новые кварки, заряженные лептоны или массивные нейтрино, или составная природа кварков и лептонов. Ответы на все эти возможности должен дать эксперимент при энергии LHC.

- $M_W = 80.404 \pm 0.030$  GeV
- $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021$  GeV
- There are 6 quarks
  - $M_t = 172.5 \pm 2.3$  GeV  
( $171.4 \pm 2.1$  GeV, ICHEP 2006)
  - $M_t \gg$  all the other quark masses

## Abelian Higgs Model

- Why are the W and Z boson masses non-zero?
- U(1) gauge theory with single spin-1 gauge field,  $A_\mu$

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$$

- U(1) local gauge invariance:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \eta(x)$$

- Mass term for A would look like:

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m^2 A_\mu A^\mu$$

- Mass term violates local gauge invariance
- We understand why  $M_A = 0$

Gauge invariance is guiding principle

- Weak mixing angle defined

$$\cos\theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin\theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

- $Z = -\sin\theta_w B + \cos\theta_w W^3$
- $A = \cos\theta_w B + \sin\theta_w W^3$

$$M_W = M_Z \cos\theta_w$$

## Fermi Model

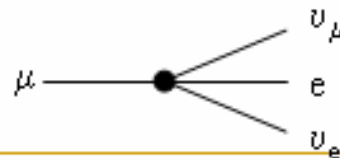
- Current-current interaction of 4 fermions

$$L_{FERMI} = -2\sqrt{2}G_F J^+ J^P$$

- Consider just leptonic current

$$J^+_{lept} = \bar{\nu}_e \gamma_\rho \left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right) e + \bar{\nu}_\mu \gamma_\rho \left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right) \mu + hc$$

- Only left-handed fermions feel charged current weak interactions (maximal P violation)
- This induces muon decay



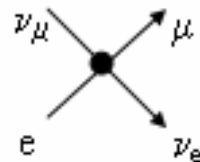
$$G_F = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

This structure known since Fermi



## Muon decay

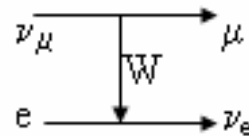
- Consider  $\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e$
- Fermi Theory:



$$-i2\sqrt{2}G_F g_{\mu\nu} \gamma^{\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)} \mu \bar{u} \gamma^{\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)} e$$

$$\text{For } |k| \ll M_W, 2\sqrt{2}G_F = g^2/2M_W^2$$

- EW Theory:



$$\frac{ig^2}{2} \frac{1}{k^2 - M_W^2} g_{\mu\nu} \gamma^{\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)} \mu \bar{u} \gamma^{\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)} e$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2}$$

$$\text{For } |k| \gg M_W, \sigma \sim 1/E^2$$

## Parameters of SU(2) x U(1) Sector

- $g, g', \mu, \lambda \Rightarrow$  Trade for:
  - $\alpha = 1/137.03599911(46)$  from  $(g-2)_e$  and quantum Hall effect
  - $G_F = 1.16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  from muon lifetime
  - $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$
  - Plus Higgs and fermion masses

## Where are we with Z's?

- **At the Z pole:**
  - $2 \times 10^7$  unpolarized Z's at LEP
  - $5 \times 10^5$  Z's at SLD with  $P_e \sim 75\%$
- **What did we measure at the Z?**
  - Z lineshape  $\Rightarrow \sigma, \Gamma_Z, M_Z$
  - Z branching ratios
  - Asymmetries
- **$W^+W^-$  production at 200 GeV**
  - Searches for Zh

$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$



$$\frac{d\sigma}{dz}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c \pi \alpha^2 Q_f^2}{2s} (1+z^2) \leftarrow \gamma \text{ exchange}$$

$$- \frac{N_c \alpha Q_f M_Z^2 (s - M_Z^2)}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \left[ (R_e + L_e)(R_f + L_f)(1+z^2) + 2(R_e - L_e)(R_f - L_f)z \right]$$

$\gamma$ -Z interference

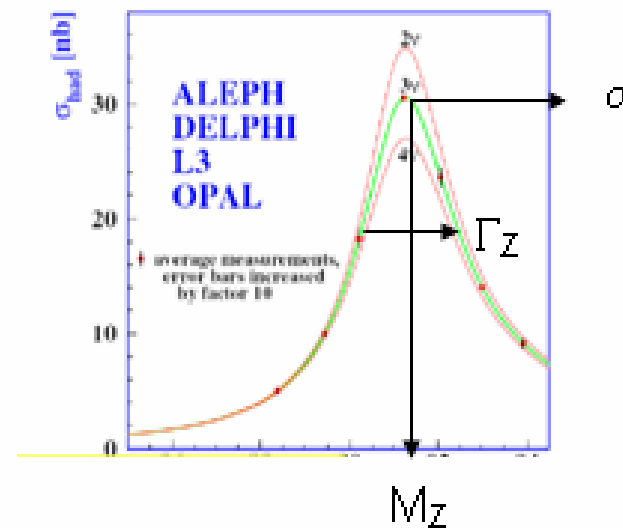
Changes sign at pole

$$+ \frac{N_c G_F^2 M_Z^4 s}{64\pi [(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \left[ (R_e^2 + L_e^2)(R_f^2 + L_f^2)(1+z^2) + 2(R_e^2 - L_e^2)(R_f^2 - L_f^2)z \right]$$

$z = \cos\theta$

Z exchange

## Z cross section



Requires precise calibration of energy of machine

Number of light neutrinos:  $N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$

# Фейнмановские диаграммы с Хиггс-бозоном

- Couplings to EW gauge bosons ( $V = W, Z$ ):

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1: } V^\mu \text{ and } V^\nu \text{ wavy lines meet at a vertex with a dashed } H \text{ line.} \\
 & \text{Equation: } H = 2i \frac{M_V^2}{v} g^{\mu\nu} \\
 & \text{Diagram 2: } V^\mu \text{ wavy line meets a vertex with two dashed } H \text{ lines.} \\
 & \text{Equation: } = 2i \frac{M_V^2}{v^2} g^{\mu\nu}
 \end{aligned}$$

- Couplings to fermions ( $f = l, q$ ):

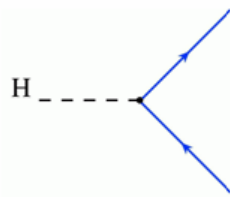
$$\text{Diagram: } f \text{ and } \bar{f} \text{ solid lines meet at a vertex with a dashed } H \text{ line.} \\
 \text{Equation: } H = -i \frac{m_f}{v}$$

- Self-couplings:

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1: } H \text{ and } H \text{ dashed lines meet at a vertex with a dashed } H \text{ line.} \\
 & \text{Equation: } H = -3i \frac{M_H^2}{v} \\
 & \text{Diagram 2: } H \text{ dashed lines meet at a vertex with four dashed } H \text{ lines.} \\
 & \text{Equation: } = -3i \frac{M_H^2}{v^2}
 \end{aligned}$$

- Higgs couples to heavy particles
- No tree level coupling to gluons ( $g$ ) or photons ( $\gamma$ )
- $M_h^2 = 2v^2\lambda \Rightarrow$  large  $M_h$  is strong coupling regime

# Higgs Decays



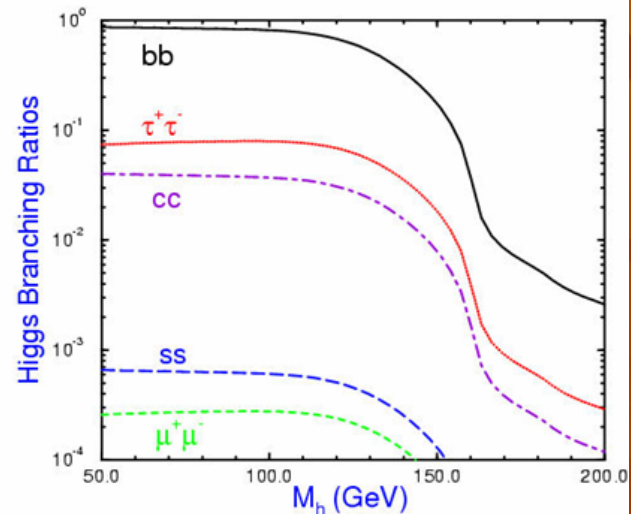
$$\Gamma(h \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F m_f^2 M_h}{4\sqrt{2}\pi} \beta^3$$

$$\beta_f = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_h^2}}$$

- $h \rightarrow f\bar{f}$  proportional to  $m_f^2$

$$\frac{BR(h \rightarrow b\bar{b})}{BR(h \rightarrow \tau^+\tau^-)} = N_c \left( \frac{m_b^2}{m_\tau^2} \right) \left( \frac{\beta_b}{\beta_\tau} \right)^3$$

- $\beta^3$  typical of scalar  
(pseudo-scalar decay  $\approx \beta$ )



For  $M_h < 2M_W$ , decays to  $bb$  most important



# Higgs Decays to Gauge Bosons

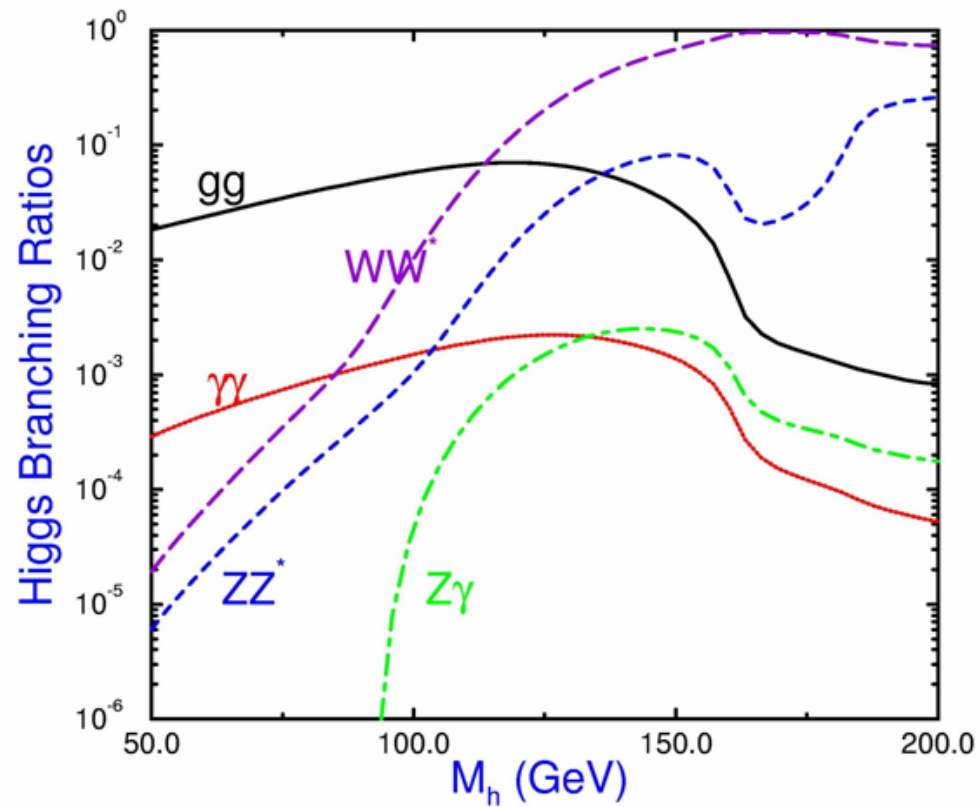
- $h \rightarrow gg$  sensitive to top loops
  - Remember no coupling at tree level
- $h \rightarrow \gamma\gamma$  sensitive to  $W$  loops, only small contribution from top loops
- $h \rightarrow W^+W^- \rightarrow ffff$  has sharp threshold at  $2 M_W$ , but large branching ratio even for  $M_h = 130$  GeV

$$\Gamma(h \rightarrow VV) = \frac{G_F M_h^3}{8\sqrt{2}\pi} \delta_V \beta(\dots)$$

$$\delta_{W,Z} = 2, 1$$

Cubic in  $M_h$ , so for heavy Higgs, decays to vector boson dominate

## Higgs Branching Ratios to Gauge Boson Pairs



# Higgs Searches at LEP2

- LEP2 searched for  $e^+e^- \rightarrow Zh$
- Rate turns on rapidly after threshold, peaks just above threshold,  $\sigma \sim \beta^3/s$
- Measure recoil mass of Higgs; **result independent of Higgs decay pattern**

$$P_{e^-} = \sqrt{s}/2(1, 0, 0, 1)$$

$$P_{e^+} = \sqrt{s}/2(1, 0, 0, -1)$$

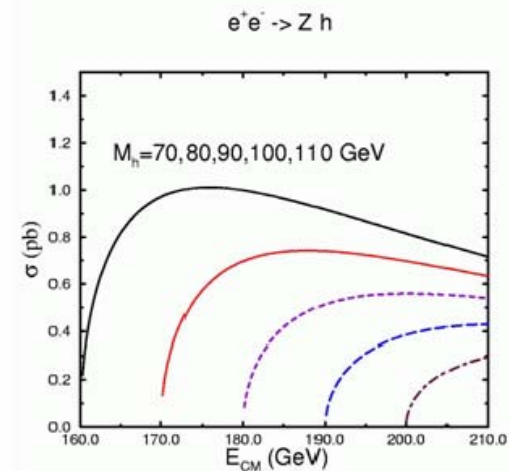
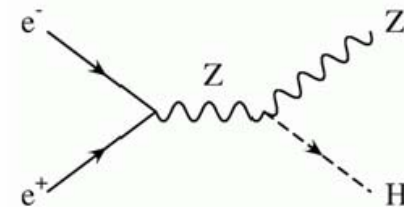
$$P_Z = (E_Z, \vec{p}_Z)$$

- Momentum conservation:

$$(P_{e^-} + P_{e^+} - P_Z)^2 = P_h^2 = M_h^2$$

$$s - 2\sqrt{s} E_Z + M_Z^2 = M_h^2$$

- LEP2 limit,  $M_h > 114.1 \text{ GeV}$



# Production in Hadron Colliders

- Gluon fusion

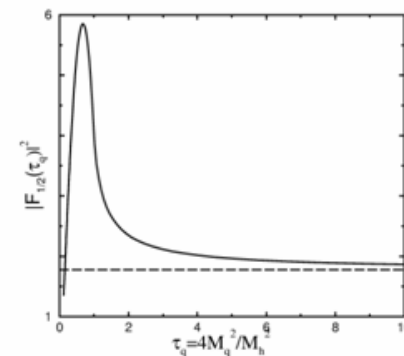
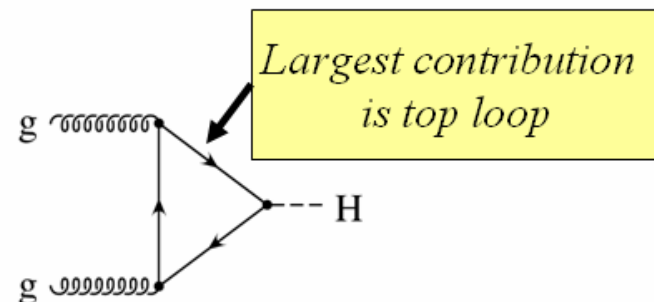
- Largest rate for all  $M_h$  at LHC
- Gluon-gluon initial state
- Sensitive to top quark Yukawa  $\lambda_t$

- Lowest order cross section:

$$\hat{\sigma}_0(gg \rightarrow h) = \frac{\alpha_s(\mu_R)^2}{1024\pi v^2} \left| \sum_q F_{1/2}(\tau_q) \right|^2 \delta(M_h^2 - \hat{s})$$

- $\tau_q = 4M_q^2/M_h^2$
- Light Quarks:  $F_{1/2} \rightarrow (M_b/M_h)^2 \log(M_b/M_h)$
- Heavy Quarks:  $F_{1/2} \rightarrow -4/3$

In SM, b-quark loops unimportant



Rapid approach to heavy quark limit

## Gluon fusion, continued

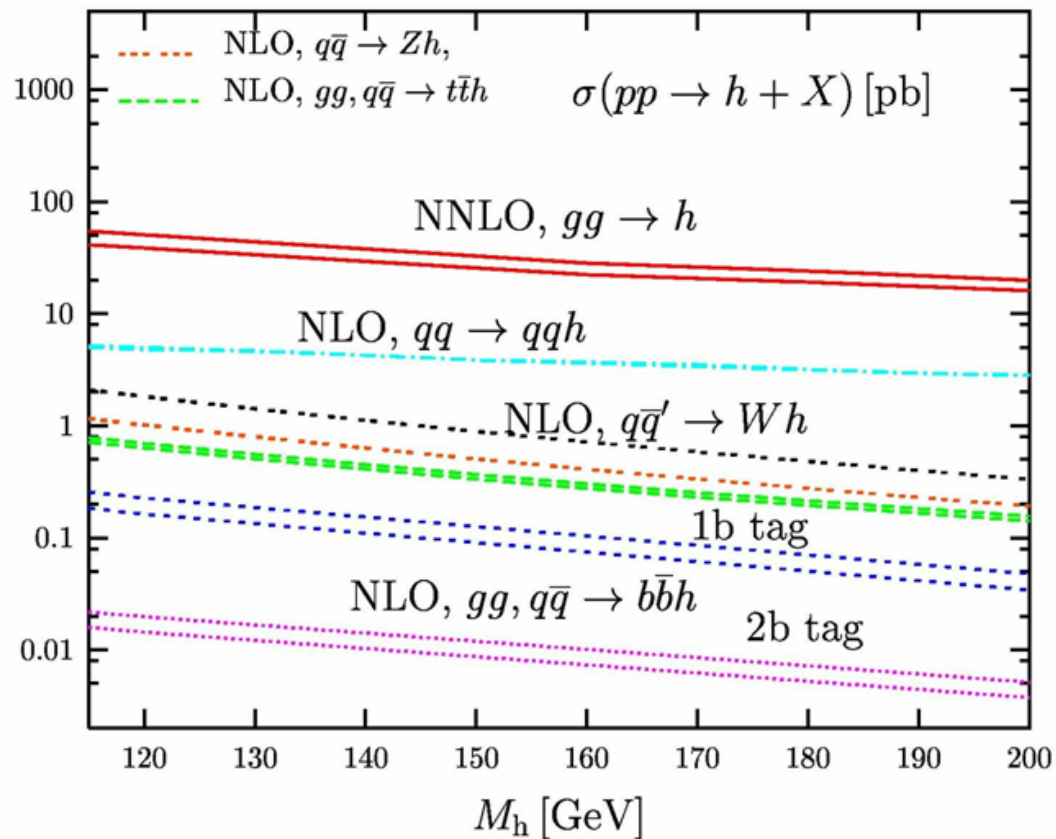
- Integrate parton level cross section with gluon parton distribution functions

$$\sigma_0(pp \rightarrow h) = \hat{\sigma}_0 z \int_z^1 \frac{dx}{x} g(x, \mu_F) g\left(\frac{z}{x}, \mu_F\right)$$

- $z = M_h^2/S$ ,  $S$  is hadronic center of mass energy
- Rate depends on  $\mu_R, \mu_F$
- Rate for gluon fusion independent of  $M_t$  for  $M_t \gg M_h$ 
  - Counts number of heavy fermions

# Higgs production at the LHC

LHC,  $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ ,  $M_h/2 < \mu < 2M_h$



# Vector Boson Fusion

- $W^+W^- \rightarrow X$  is a real process:

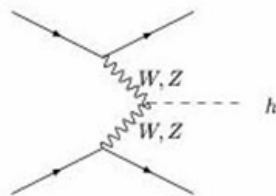
$$\sigma_{pp \rightarrow WW \rightarrow X}(s) = \int dz \frac{dL}{dz} \Big|_{pp/WW} \sigma_{WW \rightarrow X}(zs)$$

- Rate increases at large  $s$ :  $\sigma \approx (1/M_W^2) \log(s/M_W^2)$
- Integral of cross section over final state phase space has contribution from  $W$  boson propagator:

$$\int \frac{d\theta}{(k^2 - M_W^2)^2} \approx \int \frac{d\theta}{(2EE'(1 - \cos\theta) + M_W^2)^2}$$

Peaks at small  $\theta$

- Outgoing jets are mostly forward and can be tagged



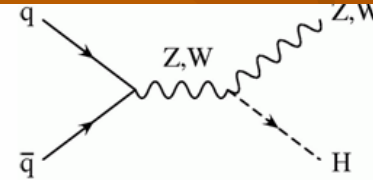
Idea: Look for  $h$  decaying to several different channels

Ratio of decay rates will have smaller systematic errors



# Другие механизмы рождения Хиггса

## W(Z)-strahlung

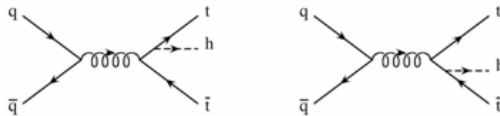


## tth Production

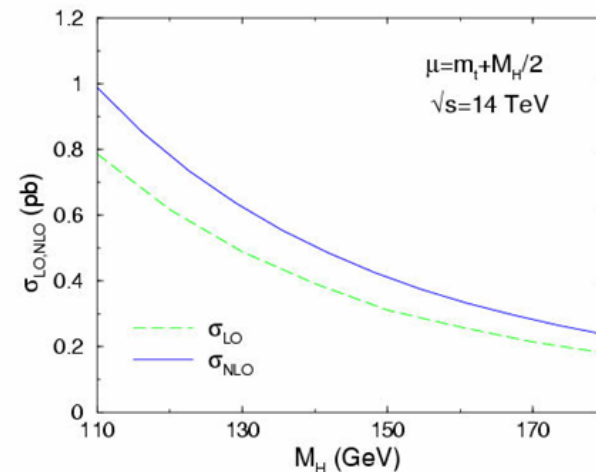
- tth production unique channel to measure top quark Yukawa coupling

– h → tt never important

- bbh small in SM, but can be enhanced in SUSY models with large  $\tan \beta$



■ Large QCD effects

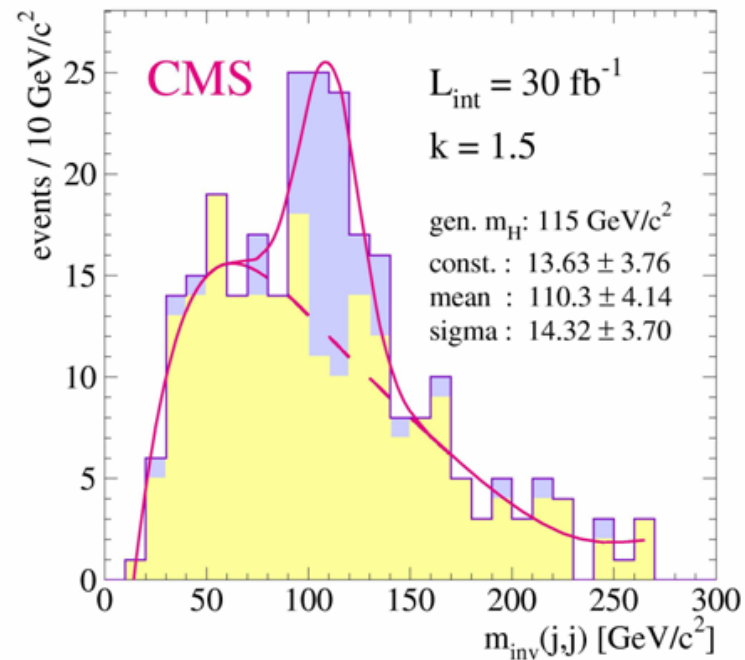


# Возможность наблюдения Хиггса на LHC

## tth at the LHC

- gg → tth → ttbb
- Spectacular signal
  - t → Wb
  - Look for 4 b jets, 2 jets, 1 lepton

Unique way to measure top quark Yukawa coupling



Early studies looked promising

# Vector Boson Fusion for Heavy Higgs

200 GeV <  $M_h$  < 600 GeV:

- discovery in  $h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- l^+l^-$

• Background smaller than signal

• Higgs width larger than experimental resolution ( $M_h$  > 300 GeV)

- confirmation in  $h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- jj$  channel

$M_h$  > 600 GeV:

4 lepton channel statistically limited

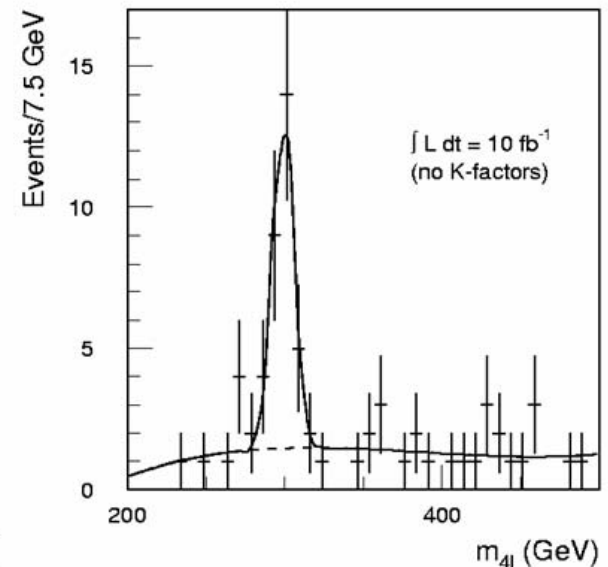
$h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- \nu\nu$

$h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- jj$ ,  $h \rightarrow WW \rightarrow l \nu jj$

-150 times larger BR than 4l channel

Gold-plated

$h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- l^+l^-$



# Моделирование сигнала Хиггса в эксперименте ATLAS

