

Buscando al Bosón de Higgs

Fernando Quiñónez

Universidad Industrial de Santander

2012-07-23

Tabla de Contenidos

- 1 La Filosofía de la física de Partículas Elementales
 - Hechos del Modelo Estándar (SM) y Renormalizabilidad
- 2 Requerimientos para, y Formas de, darle masa a las partículas
- 3 El Mecanismo de Higgs
- 4 El camino hacia un descubrimiento
- 5 Conclusión
- 6 Fuentes
- 7 Respaldo
 - Estadística en Física de Partículas

La Filosofía de la física de Partículas Elementales

Materia

La materia está conformada por partículas de espín semientero (estadística fermiónica).

Interacciones

Las interacciones están conformadas por partículas de espín entero (estadística bosónica).

Según este esquema, las partículas de materia solo pueden interactuar con otras partículas de materia, a través de partículas de interacción.

A su vez, las partículas de interacción pueden interactuar tanto con partículas de materia, como con partículas de interacción.

Interacciones: Mediadores de las 4 fuerzas

Una clase de partículas para cada tipo de mediador de fuerza o interacción.

	Fuerza	Partícula Mediadora Eigenestados de gauge	Espín	Simetría
Elementales	Electromagnética	B^μ	1	$U(1)$
	Débil	$W_a^\mu = (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$	1	$SU(2)$
	Fuerte	g_i^μ , desde $i = 1, \dots, 8$	1	$SU(3)$
	Gravitacional	¿El Gravitón $g_{\mu\nu}$?	2	Difeomorfismo

Estos campos no poseen masa. Más adelante veremos el porqué.

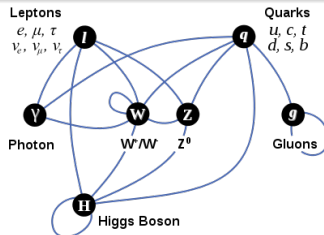
Hechos del Modelo Estándar (SM) y Renormalizabilidad

El Modelo Estándar (SM)

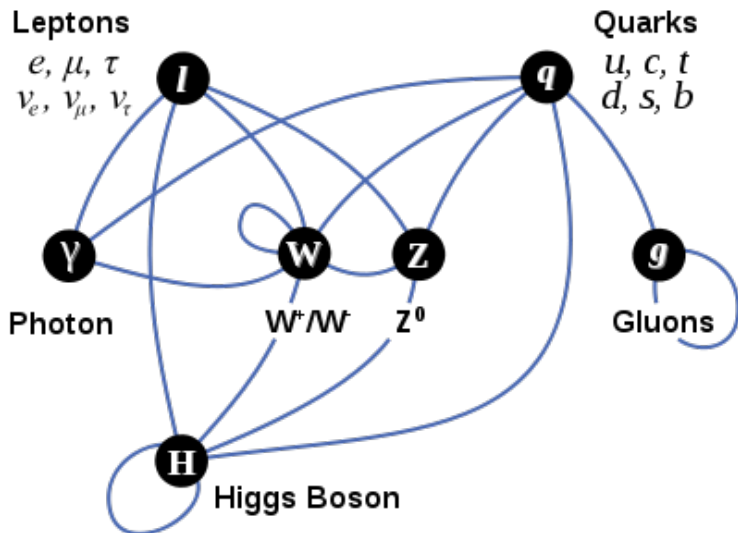
Basado en esta filosofía, el modelo estándar ha unificado las fuerzas electromagnética, débil y fuerte (**Las interacciones de tipo cuántico**), en una teoría renormalizable (puedo correr las constantes de acoplamiento tal que puedo eliminar la mayoría de los infinitos y divergencias que aparecen en el cálculo de los observables).

(Gravedad + Interacciones Cuánticas) en 4D

Todos los intentos de crear una teoría en cuatro dimensiones que unifique a la gravitación con las demás interacciones, **han fracasado por ser no renormalizables**. Desde un punto de vista matemático, se puede decir que no se ha podido hacer Teoría Cuántica de Campos en espacio-tiempos curvos de forma renormalizable.



Las partículas del SM



De $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, hacia $SU(3)_C \times U(1)_Q$

Mas adelante veremos que el mecanismo de Higgs arranca desde una teoría (lagrangiana) con campos de gauge (interacciones) sin masa, invariantes bajo transformaciones del grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ y finaliza en una teoría con algunos campos de gauge con masa y otros sin masa, invariantes bajo transformaciones del grupo $SU(3)_C \times U(1)_Q$. *La simetría electrodébil está espontáneamente rota.*

Los campos de la int. fuerte no se mezclan, mientras que obtenemos una int. electrodébil

En eigenestados de masa, los campos de las interacciones:

$$\begin{aligned}
 \gamma_\mu &= \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3 & \text{masa} &= 0 \\
 Z_\mu &= -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3 & \text{masa} &= 91.2 \text{ GeV}/c^2 \\
 W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) & \text{masa} &= 80.4 \text{ GeV}/c^2 \\
 W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \text{masa} &= 80.4 \text{ GeV}/c^2 \\
 g_\mu^i &= g_\mu^i & \text{masa} &= 0
 \end{aligned}$$

Noten que hasta el momento no se ha dicho nada de la masa de las partículas de materia. Por supuesto que a ellas también se les da masa con el mecanismo de Higgs.

Éxito del SM

El SM ha sido exitoso en la medición de muchas cantidades observables con una precisión insólita. Además de medir observables de partículas compuestas de partículas elementales con alta precisión.

Requerimientos para, y Formas de, darle masa a las partículas

Necesitamos teorías Renormalizables

Si la teoría no es invariante ante transformaciones de gauge \implies no puedo usar la identidad de Ward-Takahashi para renormalizar algunos términos de la lagrangiana del SM.

Los términos de masa en la lagrangiana no son invariantes ante transformaciones de gauge.

Luego no podemos tener términos de masa explícitos en la lagrangiana del modelo estándar.

Formas de darle masa a las partículas

- 1 EL Mecanismo de Higgs (Inspirado en el efecto Meissner).
- 2 Tecnicolor (Quiere agregar otro grado de libertad de color al modelo).
- 3 Teorías de Dimensiones Extras.

El mecanismo de Englert Brout Higgs Guralnik Hagen Kibble

Masa de los Bosones

El mecanismo de Higgs originalmente apareció para darle masa a los Bosones de Gauge. A continuación se explicará brevemente este mecanismo.

Masa de los Fermiones

El mecanismo para darle masas a los fermiones deberá tener en cuenta el concepto de quiralidad y no será explicado aquí debido al poco tiempo dejado para exponer. Pero es importante recalcar que originalmente el SM dejó a los neutrinos sin masa, pero actualmente sabemos que los neutrinos sí tienen masa.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^T(D^\mu\phi) - V(\phi^2) - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1)$$

con

$$V(\phi^2) = \mu^2\phi^T\phi + \frac{1}{4}\lambda(\phi^T\phi)^2 \quad (2)$$

$$D^\mu\phi(x) = \partial^\mu\phi(x) + ig\frac{\tau^a}{2}W_a^\mu(x)\phi(x) + ig'\frac{1}{2}B^\mu\phi(x), \quad (3)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g f_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c \quad (4)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (5)$$

a, b, c corren desde 1 hasta 3.

τ^a : matrices de Pauli.

La lagrangiana 1 no presenta términos de masa para bosones $m_W^2 W_\mu^a W_\mu^a$, ni $m_b^2 B_\mu B^\mu$ luego es invariante ante las transformaciones de gauge:

$$\phi(x) \rightarrow e^{-ig\frac{\tau^a}{2}\Lambda^a(x) - ig'\frac{1}{2}\Lambda(x)}\phi(x) \quad (6)$$

$$W_\mu^a(x) \rightarrow W_\mu^a(x) + \partial_\mu \Lambda^a(x) + g f_{bc}^a \Lambda^b(x) A_\mu^c(x) \quad (7)$$

$$B_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) + \partial_\mu \Lambda(x) \quad (8)$$

Además

$$\phi \equiv \begin{pmatrix} G^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (9)$$

con ϕ_1 y ϕ_2 arreglos de 2x1. Definiendo

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Yendo a una representación de orden más alto, podemos reescribir la lagrangiana del higgs como:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^T (D^\mu \Phi) - \frac{1}{2}\mu^2 \Phi^T \Phi - \frac{1}{16}\lambda(\Phi^T \Phi)^2 \quad (11)$$

con

$$D_\mu \Phi = (\partial_\mu + igt_a W_\mu^a + ig' Y B_\mu) \Phi, \quad (12)$$

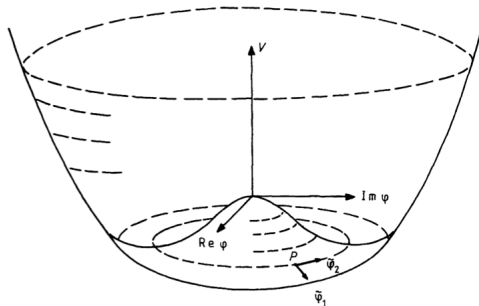
y

$$t_a = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Im(\tau_a) & \Re(\tau_a) \\ -\Re(\tau_a) & \Im(\tau_a) \end{pmatrix} \quad (13) \quad Y = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0_2 & 1_2 \\ -1_2 & 0_2 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

El potencial del higgs obtendrá un mínimo en

$$\langle 0 | \Phi(x) | 0 \rangle \equiv \vec{v} = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

con $v = (-4\mu^2/\lambda)^{1/2}$



Tomando las perturbaciones en torno al mínimo:

$$\Phi = \tilde{\Phi} + \vec{v} = \begin{pmatrix} \tilde{\Phi}_1 \\ h \\ \tilde{\Phi}_3 \\ \tilde{\Phi}_4 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

Reemplazando 16, 10 y 12 en 11, podemos obtener términos de masa

$$(M^2)^{ab} = g^2 \vec{v}^T T^a T^b \vec{v} \quad (17)$$

con

$$T^1 = Q \sin \theta_w = (t_3 + Y) \sin \theta_w \quad (18)$$

$$T^2 = t^1 \quad (19)$$

$$T^3 = t^2 \quad (20)$$

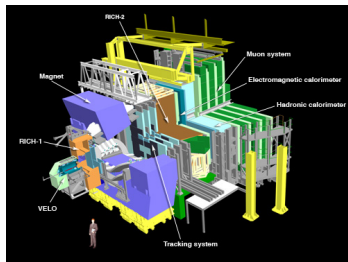
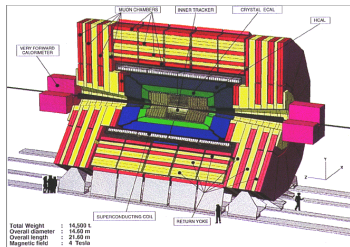
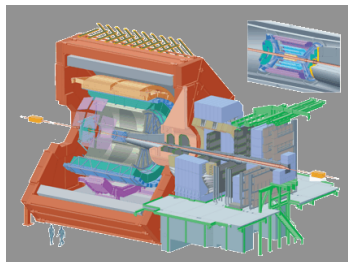
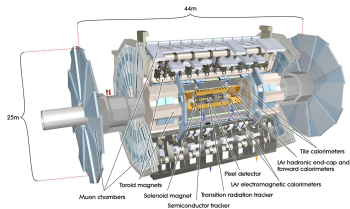
$$T^4 = \frac{1}{\cos \theta_w} (t^3 \cos^2 \theta_w - Y \sin^2 \theta_w) \quad (21)$$

Desde 17 podemos encontrar $m_\gamma = (M^2)^{11} = 0$, $m_W = (M^2)^{22} = (M^2)^{33} = \frac{1}{4} g^2 v^2$, y $m_Z = (M^2)^{44} = \frac{1}{4} \sec^2 \theta_w g^2 v^2$. La masa del higgs es:

$$m_h = \frac{\partial^2}{\partial h^2} V(\Phi)|_{\text{minimo}} = -2\mu^2 \quad (22)$$

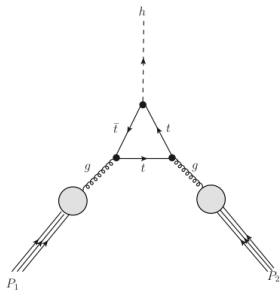
Muy Bonita la teoría; pero se necesitaron 60 billones de dolares para ver si era cierta

ATLAS, CMS, ALICE, LHCb.

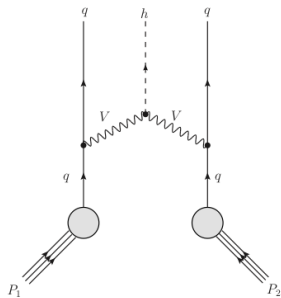


Modos de Producción

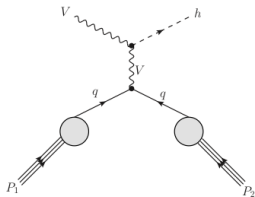
Fusión de Gluones.



Fusión de Vectores Bosones.

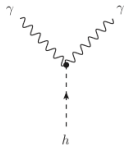


Producción asociada con un Vector Bosón.

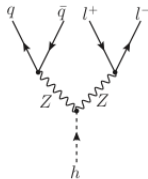
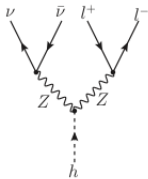


Modos de Decaimiento

$h \rightarrow \gamma\gamma$

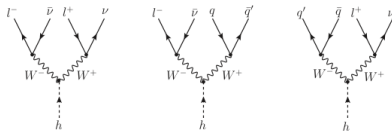


$h \rightarrow ZZ$

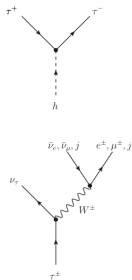


Modos de Decaimiento

$h \rightarrow W^- W^+$



$h \rightarrow \tau^- \tau^+$



$h \rightarrow b\bar{b}$



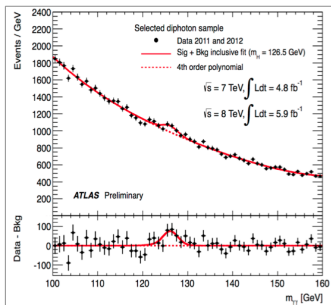
Busqueda hecha en el descubrimiento en ATLAS

El descubrimiento se realizó usando los primeros datos del 2012 a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 8$ TeV, en los llamados canales dorados mas los datos que llevaban analizados hasta el 2011. $H \rightarrow \gamma\gamma$ y $H \rightarrow ZZ$

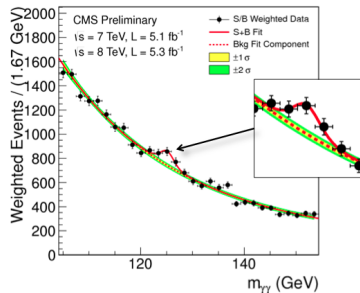
Higgs Decay	Subsequent Decay	Sub-Channels	m_H Range [GeV]	$\int L dt$ [fb ⁻¹]
2011 $\sqrt{s} = 7$ TeV				
$H \rightarrow \gamma\gamma$	–	9 sub-channels $\{p_{T_\gamma} \otimes \eta_\gamma \otimes \text{conversion}\} \oplus \{2\text{-jets}\}$	110–150	4.8
$H \rightarrow ZZ^{(*)}$	$\ell\ell'\ell'$	$\{4e, 2e2\mu, 2\mu 2e, 4\mu\}$	110–600	4.8
	$\ell\ell\nu\bar{\nu}$	$\{ee, \mu\mu\} \otimes \{\text{low, high pile-up}\}$	200–280–600	4.7
	$\ell\ell q\bar{q}$	$\{b\text{-tagged, untagged}\}$	200–300–600	4.7
$H \rightarrow WW^{(*)}$	$\ell\nu\ell\nu$	$\{ee, e\mu, \mu\mu\} \otimes \{0\text{-jets, 1-jet, 2-jets}\} \otimes \{\text{low, high pile-up}\}$	110–200–300–600	4.7
	$\ell\nu q\bar{q}$	$\{e, \mu\} \otimes \{0\text{-jets, 1-jet, 2-jets}\}$	300–600	4.7
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$	$\{e\mu\} \otimes \{0\text{-jets}\} \oplus \{\ell\ell\} \otimes \{1\text{-jet, 2-jets, VH}\}$	110–150	4.7
	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$	$\{e, \mu\} \otimes \{0\text{-jets}\} \otimes \{E_{T}^{\text{miss}} < 20 \text{ GeV}, E_{T}^{\text{miss}} \geq 20 \text{ GeV}\} \oplus \{e, \mu\} \otimes \{1\text{-jet}\} \oplus \{\ell\} \otimes \{2\text{-jets}\}$	110–150	4.7
	$\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$	$\{1\text{-jet}\}$	110–150	4.7
$VH \rightarrow b\bar{b}$	$Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	$E_{T}^{\text{miss}} \in \{120 - 160, 160 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\}$	110-130	4.6
	$W \rightarrow \ell\nu$	$p_{T}^W \in \{< 50, 50 - 100, 100 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\}$	110-130	4.7
	$Z \rightarrow \ell\ell$	$p_{T}^Z \in \{< 50, 50 - 100, 100 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\}$	110-130	4.7
2012 $\sqrt{s} = 8$ TeV				
$H \rightarrow \gamma\gamma$	–	9 sub-channels $\{p_{T_\gamma} \otimes \eta_\gamma \otimes \text{conversion}\} \oplus \{2\text{-jets}\}$	110–150	5.9
$H \rightarrow ZZ^{(*)}$	$\ell\ell'\ell'$	$\{4e, 2e2\mu, 2\mu 2e, 4\mu\}$	110–600	5.8

$$H \rightarrow \gamma\gamma$$

ATLAS

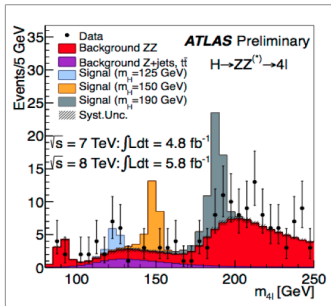


CMS

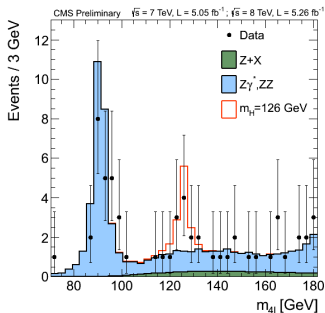


$H \rightarrow ZZ$

ATLAS



CMS

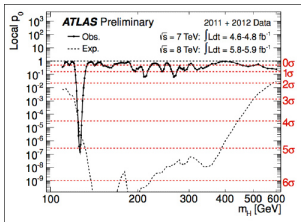


CMS en 2012

CMS fue mas allá y analizó datos del 2012 correspondientes a los canales restantes. Los resultados fueron: WW channel: un exceso extenso en la distribución de masa de 1.5 sigma es observado. bb and $\tau\tau$ channels: no se observaron excesos.

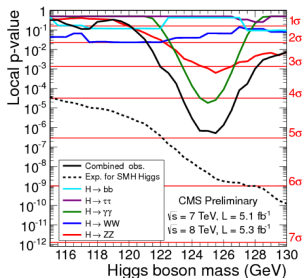
valores-p

ATLAS



La Probabilidad de que el ruido o fondo produzca un exceso tipo señal, para todas las masas probadas. En casi todas las masas la probabilidad (curva sólida) es al menos de un pequeño porcentaje; sin embargo, a 126.5 GeV la probabilidad se hundió a 3×10^{-7} . Se cumple el estándar dorado de los 5-sigmas para el descubrimiento de una nueva partícula. Según las simulaciones, un bosón de Higgs del modelo estándar con esa masa produciría un hundimiento de 4.6 sigma.

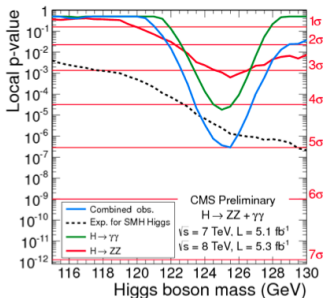
CMS



Probabilidad observada (valor-p local) de que la hipótesis de ruido pudiera dejar los mismos o más eventos como los que se observaron en los datos de CMS, en función de la masa del bosón de Higgs del SM para los 5 canales considerados. La línea sólida muestra la valor-p combinado para todos los canales. A $(125.3 \pm 0.3 \text{ GeV})$ se encuentra 4.9 sigmas, mientras que la esperada fue de 5.6 sigmas.

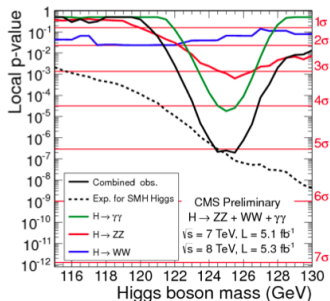
Y si...

CMS



A la misma masa de 125 GeV. Significancia Observada = 5.0 sigma. Significancia Esperada = 4.7 sigma.

CMS



A la misma masa de 125 GeV. Significancia Observada = 5.1 sigma. Significancia Esperada = 5.2 sigma.

Conclusión del CERN

Global Effort → Global Success

Results today only possible due to
extraordinary performance of
accelerators – experiments – Grid computing

Observation of a new particle consistent with
a Higgs Boson (but which one...?)

Historic Milestone but only the beginning

Global Implications for the future

R-D Heuer



Fuentes

<https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=197461>

<http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>

<http://www.atlas.ch/news/2012/latest-results-from-higgs-search.html>

<http://cdsweb.cern.ch/record/1459604>

P. W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508, Phys. Rev. 145 (1966) 1156.

F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.

G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585.

T.W.B. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967).

Jhon F. Gunion et al., The Higgs Hunter's Guide, ISBN: 0-7382-0305.

David Bailin and Alexander Love, Introduction to Gauge Field Theories, ISBN: 0-85274-817-5.

RESPALDO

Estadística en Física de Partículas

Hipotesis Nula H_0 : Los datos reales son descritos por el fondo del SM.

Hipotesis Alternativa H_1 : Los datos reales son descritos por la suma del fondo del SM mas la señal BRPV SU3.

Cuando uno busca un nuevo fenómeno, uno intenta rechazar la hipótesis nula. Si uno prueba a la hipótesis nula, uno solo podrá rechazarla si y solo si el valor del p - *value* es menor de la aceptación establecida de $\alpha = 2,87 \times 10^{-7}$ (Este valor es la probabilidad máxima permitida de cometer un error al descartar H_0). Esto sucederá un $Z \geq 5$.

Cuando un busca excluir H_1 , una aceptación (para H_1) de 0.05 ($Z = 1,64$) es usada.

El parámetro de fuerza de la señal μ en una región cualquiera R .

Suponer un histograma $\vec{n} = (n_1, \dots, n_N)$; con N bins. El valor esperado de n_i es dado por

$$E[n_i] = \lambda_R = \mu s_i + b_i, \quad (23)$$

donde el número medio de entradas en el i -ésimo bin corresponde a s_i para la muestra de la señal en prueba, y a b_i para el fondo del SM respectivamente. Aquí μ determina la *fuerza* de la señal, $\mu = 0$ para H_0 , y $\mu = 1$ para H_1 .

A menudo este biniado de la variable cinemática conduce a propagación de errores, así que de ahora en adelante se tomará al intervalo completo del histograma (se trabaja con un solo bin!).

Función de Verosimilitud

La función de verosimilitud L se construye mediante:

$$\begin{aligned}
 L(\vec{n}, \vec{\theta}^0 | \mu, \vec{b}, \vec{\theta}) &= \frac{1}{n_S!} \lambda_S^{n_S} \exp(-\lambda_S) \\
 &\cdot \prod_{I \in CR} \frac{1}{n_I!} \lambda_I^{n_I} \exp(-\lambda_I) \\
 &\cdot P_{\text{sys}}(\vec{\theta}^0, \vec{\theta}),
 \end{aligned} \tag{24}$$

Aquí I corre sobre *Regiones de control de fondos*, y puede tomar valores igual a Q , T , y V que quedan para QCD, $t\bar{t}$ bar, y W/Z +jets respectivamente.

n_S es el número de eventos observados en la region de control de la señal,

n_I es el número de eventos observados en la region de control del fondo I -ésimo,

λ_S es el número de eventos esperados en la region de control de la señal,

λ_I es el número de eventos esperados en la region de control del fondo I -ésimo.

Donde los valores esperados vienen dados por:

$$\lambda_S(\mu, \vec{b}, \vec{\theta}) = \mu \cdot c_S^s(\vec{\theta}) \cdot s + \sum_j c_S^j(\vec{\theta}) \cdot b^j \quad (25)$$

$$\lambda_I(\mu, \vec{b}, \vec{\theta}) = \mu \cdot c_I^s(\vec{\theta}) \cdot s + \sum_j c_I^j(\vec{\theta}) \cdot b^j \quad (26)$$

con los coeficientes de contaminación definidos mediante:

$$c_I^j = \frac{\text{Number of events of kind } j \text{ on the control region I}}{\text{Number of events of kind } j \text{ on the control region J}} \times (1 + \vec{\Delta}_I^j \cdot \vec{\theta}), \quad (27)$$

con $\vec{\Delta}_I^j$ lidiando con las incertezas,

con $\vec{\theta}$ como los parametros de no separabilidad de las probabilidades.

Las ecuaciones 25 y 26 pueden escribirse en forma matricial como

$$\begin{pmatrix} \lambda_S \\ \lambda_Q \\ \lambda_T \\ \lambda_V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu C_S^S & C_S^q & C_S^t & C_S^v \\ \mu C_Q^S & C_Q^q & C_Q^t & C_Q^v \\ \mu C_T^S & C_T^q & C_T^t & C_T^v \\ \mu C_V^S & C_V^q & C_V^t & C_V^v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ b^q \\ b^t \\ b^v \end{pmatrix}, \quad (28)$$

Prueba Estadística $\Lambda_\mu = -2 \ln l(\mu)$

La perfil de la razón de verosimilitud (LLR) es definido como:

$$l(\mu) = \begin{cases} \frac{L(\vec{n}, \vec{\theta}^0 | \mu, \hat{b}, \hat{\theta})}{L(\vec{n}, \vec{\theta}^0 | \hat{\mu}, \hat{b}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} \geq 0, \\ \frac{L(\vec{n}, \vec{\theta}^0 | \mu, \hat{b}, \hat{\theta})}{L(\vec{n}, \vec{\theta}^0 | 0, \hat{b}(0), \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0, \end{cases} \quad (29)$$

y la prueba estadística es:

$$\Lambda_\mu = -2 \ln l(\mu), \quad (30)$$

donde $\hat{\theta}$ y \hat{b} son los valores de $\vec{\theta}(\mu)$ y $\vec{b}(\mu)$ que maximizan L ,
donde $\hat{\mu}$, \hat{b} y $\hat{\theta}$ son sus máximos estimadores.

p-value:

El nivel de discordancia es parametrizado por el p-value:

$$p_\mu = \int_{\Lambda_{\mu, obs}}^{\infty} f(\Lambda_\mu | \mu) d\Lambda_\mu, \quad (31)$$

con f la PDF de la estadística Λ_μ . La PDF f es construida usando experimentos de juguete, variando aleatoriamente μ .